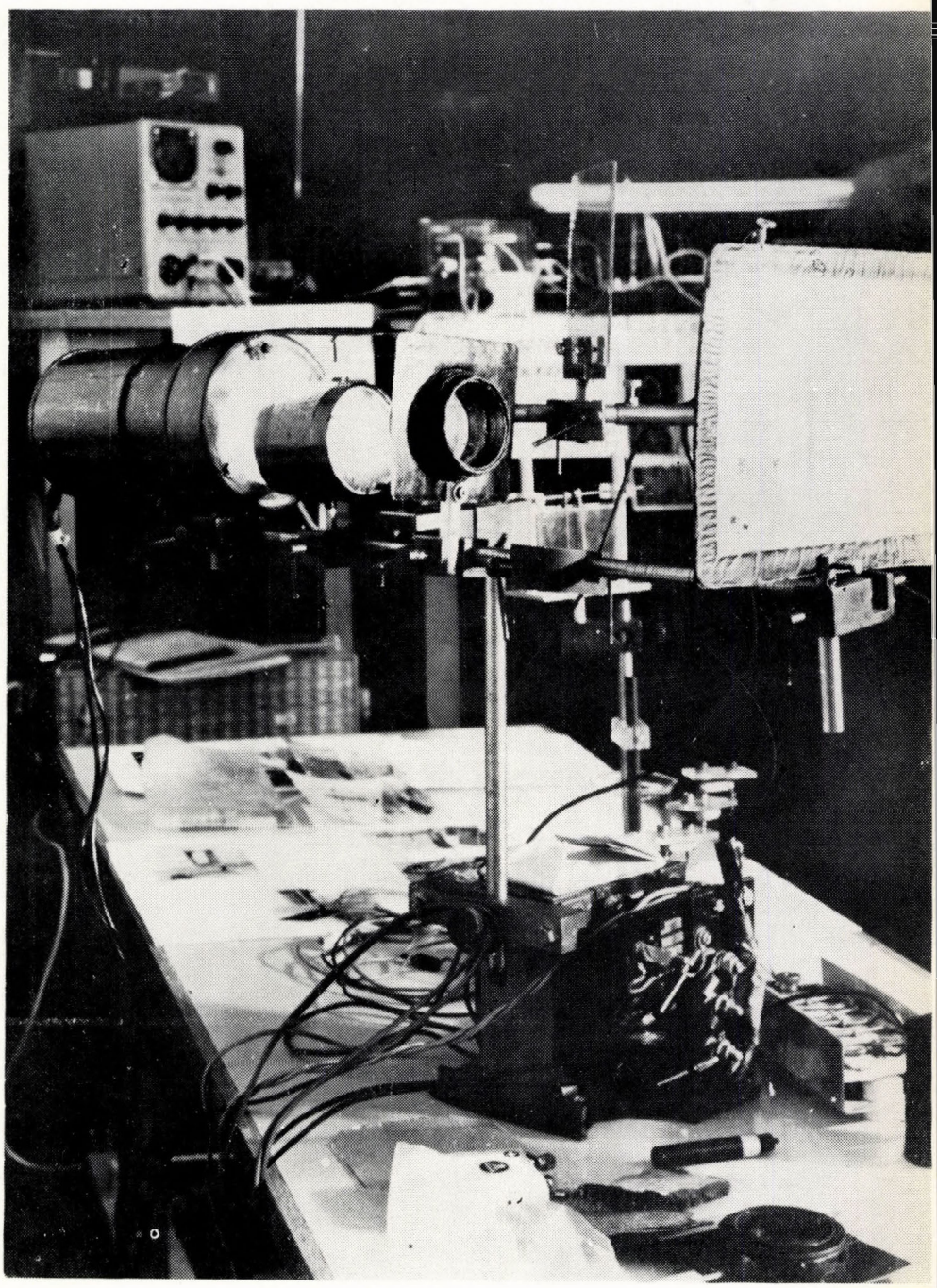
fizikai szemle

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat lapja



1974/1

A szerkesztőbizottság elnöke:

Marx György

Szerkesztő bizottság:

Balázs Béla, Barlai Katalin, Barta György, Berényi Dénes *szerkesztőbizottsági titkár,* **Bozóky László, Csekő Árpád, Dede Miklós, Fehér István, Flórián Endre, Gaal István, Garay András, Groma Géza, Haiman Ottó, Hoffmann Tibor, Holics László, Károlyházy Frigyes, Keszthelyi Lajos, Kovács István, Mátrainé Zemplén Jolán, Mihály László, Schanda János, Soós Károly, Szigeti György, Tűriné Frank Zsuzsa** *szerkesztő,* **Tóth Eszter, Valkó I. Péter, Vermes Miklós**

Címképünk:

A fényelektromos hatás jelenségének demonstrációja. A fény kvantumos elnyelésének megértéséhez használható berendezést és a felvételt készítette Csekő Árpád

TARTALOMJEGYZÉK

T. D. Lee: Szimmetriaelvek a fizikában
Lévai András: A magenergia erőművi hasznosításának helyzetképe; a jövő perspektívái
W. Heisenberg levelei az Akadémiai Könyvtár kéziratárában
Érdi Bálint: A bolygók mozgásáról
D. Michie: A programozó csel

ESEMÉNYEK

Csekő Árpád: A középiskolai fizikatanárok XVI. országos ankétja és fizikai eszköz kiállítása

EREDMÉNYEK

VÉLEMÉNYEK

Fürst Istvánné: Törekvések a korszerűbb természettudományos oktatásra koncentrációval, koordinálttan, integráltan avagy komplex módon

СОДЕРЖАНИЕ

Т. Д. Ли: Принципы симметрии в физике
А. Леваи: Положение и перспективы в области использования ядерной энергии в электростанциях
Письма В. Гейзенберга
Б. Эрди: О движении планет
Д. Мичьи: Программированная уловка

РЕЗУЛЬТАТЫ

СОБЫТИЯ

ОТЗЫВЫ И ВЫРАЖЕНИЯ МНЕНИЙ

INHALT

T. D. Lee: Symmetrie-Prinzipe in der Physik
A. Lévai: Situation und Perspektiven der Nutzung von Kernenergie in Kraftwerken
W. Heisenbergs Briefe
B. Érdi: Über die Planetenbewegung
D. Michie: Die Finte im Programm

ERGEBNISSE

EREIGNISSE

STELLUNGNAHMEN UND MEINUNGSÄUSSERUNGEN

CONTENTS

T. D. Lee: Symmetry principles in physics
A. Lévai: The situation and prospects for power stations using nuclear energy
W. Heisenberg's letters
B. Érdi: On planetary motion
D. Michie: Programer's gambit

RESULTS

EVENTS

OPINIONS

A FIZIKAI SZEMLE XXIV. ÉVFOLYAMÁNAK TARTALOMJEGYZÉKE

351
Fekete 1/1.v. T.ny.
mühig

Lev Andrejevics Arcimovics ... 224
Bay Zoltán: A fénysebesség és az új méter ... 103
Berényi Dénes: Távlatok és tendenciák a magfizikai kutatásban ... 129
Bozóky László: A ciklotron sugárterápiás és diagnosztikai jelentősége ... 65
Damjanovich Sándor—Daróczy Attila: Fizikai módszerek biológiailag fontos makromolekulák működésének vizsgálatában ... 176
Daróczy Attila—Damjanovich Sándor: Fizikai módszerek biológiailag fontos makromolekulák működésének vizsgálatában ... 176
Deme Sándor—Szívós Károly: A hazai atomerőműprogram jelene és távlatai ... 211
Erdey-Grúz Tibor: Mi a kémia? ... 225
Érdi Bálint: A bolygók mozgásáról ... 17
Fejes István: Hosszú bázisvonalú rádióinterferometria ... 257
Fényes Tibor: Magfizikai kutatások a Dubnai Egyesített Atomkutató Intézetben ... 206
Flerov G. N.: Transzurán elemek keresése és előállítása ... 197
Gábor Dénes: A holográfia története ... 289
Gánti Tibor: A chemoton-elmélet alapjai ... 97
Geszti Tamás: Fényforrásokról fizikusoknak ... 181
Györgyi Géza: Lánczos Kornél ... 166
Györgyi Géza: Werner Heisenberg levelei az Akadémiai Könyvtár kézirattárában ... 13
Horváth Z. Gy.—Kroó Norbert: Röntgen és γ lézerek ... 167
Hoyle F.: Fizika és társadalom a hetvenes években ... 264
Karvaly Béla: Membrán-biofizika I. II. ... 269, 336
Kiss Dezső: 25 éves a Szovjet—Magyar Tudományos és Műszaki Egyezmény ... 193
Kiss Dezső: Technikai forradalom a részecskefizikában I. II. ... 51, 77
Koltay Ede: Az ATOMKI új gyorsító laboratóriuma. Eredmények és perspektívák ... 134
Kónya Albert: Mátrainé Zemplén Jolán ... 239
Kovács Károly Pál: A Sagnac kísérlet ... 321
Kroó Norbert—Rosta László—Vizi Imre: Kondenzált rendszerek vizsgálata háromtengelyű kristályspektrométerrel ... 203
Kroó Norbert—Horváth Z. Gy.: Röntgen és γ lézerek ... 167
K. Smidt Erzsébet: Ismeretlen Kepler kézirat ... 74
Lánczos Kornél: Einstein és a jövő ... 161
Lee T. D.: Szimmetriaelvek a fizikában ... 1
Lévai András: A magenergia erőművi hasznosításának helyzetképe, a jövő perspektívái ... 7
Marx György: Egy új világ küszöbén? ... 33
Marx György: Lánczos Kornél ... 277
Michie D.: A programozó csel ... 25
Montvay István: A sok-részecske-keltés statisztikus modellje ... 231
Móra Ferenc: Jubileum ... 241
Mössbauer R. L.: Makromolekulák szerkezetvizsgálata anomális diszperziós módszerekkel ... 353
Nagy Károly: Részecskefizikai kutatások Magyarországon ... 41
Németh Judit: Sűrűségfüggő erők alkalmazása magszerkezeti számításokra I. II. ... 144, 372
Novák Dezső: Új eredmények a szupravezető mágnesekkel kapcsolatban ... 150
Novák Dezső: Szupravezető mágnestechnika ... 362
Rosta László—Kroó Norbert—Vizi Imre: Kondenzált rendszerek vizsgálata háromtengelyű kristályspektrométerrel ... 203
Sarapov E. I.: Impulzus-üzemű reaktor és a neutronspektroszkópia ... 215
Szatmáry Zoltán: A kritikai rendszerek szerepe atomerőművek fejlesztésében ... 70
Szimán Oszkár: Az üstökösök szerkezete ... 112
Szívós Károly—Deme Sándor: A hazai atomerőműprogram jelene és távlatai ... 211
Telegdi Bálint: Egzotikus atomok ... 45
Vizi Imre—Rosta László—Kroó Norbert: Kondenzált rendszerek vizsgálata háromtengelyű kristályspektrométerrel ... 203
Zeldovics Ja. B.: Az Univerzum szerkezete ... 304

A FIZIKA TANÍTÁSA

Ambrózy György—Csákány Antal—Jávor András: Elektronikus laboratórium biológusok számára ... 309
Csákány Antal—Ambrózy György—Jávor András: Elektronikus laboratórium biológusok számára ... 309
Csekő Árpád: A középiskolai fizikatanárok XVII. országos ankétja és fizikai eszközkiállítása ... 343
Csekő Árpád: A Zeeman-jelenség szemléltetéséről ... 280
Fürst Istvánné: A természettudományos tárgyak koordinált oktatásának kísérletei egy munkás-kerületi gimnáziumban ... 188
Jávor András—Ambrózy György—Csákány Antal: Elektronikus laboratórium biológusok számára ... 309
Károlyházy Frigyes: A kvantummechanika alapfogalmainak elfogadtatása ... 243
Laczi István: Modell és modellezés az ismeretrendszer alapjain ... 378

Piaget J.: A gyermek fizikai világa ... 117
Ronyecz József—Takács János: Kis időtartamok mérésére szolgáló elektronikus óra ... 85
Székely László: Mekkora a hidrosztatikai nyomóerő? ... 376
Takács János—Ronyecz József: Kis időtartamok mérésére szolgáló elektronikus óra ... 85
Török Tivadarné: Komplex kémia- és fizikaoktatás a középiskolában ... 84
Varga Ernő: Az anyagszerkezet tantárgy struktúrája és metodikai kérdései ... 348

VÉLEMÉNYEK

Berényi Dénes: Oktatás vagy kutatás? ... 256
Csekő Árpád: A tanulók érdekében készülnek a szemléltető eszközök? ... 192
Fürst Istvánné: Törekvések a korszerűbb természettudományos oktatásra koncentrációval, koordináltan, integráltan avagy komplex módon ... 32
Holics László: Éretlen érettségi — fizikából ... 96
Jeszenszky Ferenc: Hozzászólás a természettudomány egybehangolt tanításának tervéhez ... 351
Kamarás Árpád—Simon Ferenc: Egy kritikai megjegyzés a hidrosztatikus oldalnyomóerő számításával kapcsolatban hengerszimmetrikus esetben ... 288
Kovács László: Hogyan költsük el a 125 milliót? ... 128
Marx György: Fizikus-nyelv ... 64
Simon Ferenc—Kamarás Árpád: Egy kritikai megjegyzés a hidrosztatikus oldalnyomóerő számításával kapcsolatban hengerszimmetrikus esetben ... 288
Zimányi József: Magfizikai aktualitások ... 160

ESEMÉNYEK

28, 59, 61, 62, 90, 91, 120, 122, 124, 125, 126, 127, 157, 158, 160, 191, 224, 255, 283, 285, 314, 320, 343, 380, 383

EREDMÉNYEK

32, 63, 87, 90, 256, 287, 303, 314, 384, 383, 384

KÖNYVEK

Born M.: Válogatott tanulmányok (Y. Gy.) ... 321
Gamov G.—Cleveland J. H.: Fizika (M. L.) ... 128
Gombás Pál: Fizika mérnökök számára (B. F.) ... 384
Jastrow R.: Vörös óriások és fehér törpék (M. Gy.) ... 288
Javorszkij B. M.—Detlaf A A.: Fizikai zsebkönyv (M. L.) ... 321
Kopernikusz, Galilei, Kepler (Z. J.) ... 94
Maróti Lajos: A múló jövő nyomában (M. Gy.) ... 288
Nagy Mihály: Tapasztalataim a szilárdtest nyomdetektorok középiskolai alkalmazásában (P. I.) ... 96
Müller A.: Quantum Mechanics: A Physical World Picture (B. G.) ... 320
Rényi Alfréd: Ars Mathematica (M. Gy.) ... 128
Szalai Béla: Fizikai összefoglaló (H. L.) ... 91

fizikai szemle

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

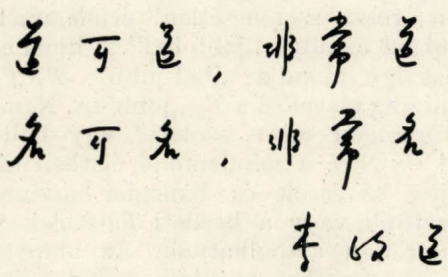
Alapította Eötvös Loránd 1891-ben Mathematikai és Physikai Lapok néven

XXIV. évfolyam 1. szám 1974. január

SZIMMETRIAELVEK A FIZIKÁBAN

T. D. Lee

Columbia Egyetem, USA



A szimmetriaelvek kezdettől fogva fontos szerepet játszanak a fizikában. A tapasztalat szerint a fizikai világ működését megszabó törvények jelentős része ezeken a szimmetriaelveken keresztül fogalmazható meg. A jelen előadásban szeretném áttekinteni azokat a legfontosabb szimmetriaelveket, amiket a fizikában felhasználunk. Szó lesz továbbá ezen elvek megalapozásáról is, ami az utóbbi két évtized során feltárt szimmetriasértések szempontjából fontos.

Kezdjük a tárgyalást azzal a kérdéssel, hogy melyek azok a főbb szimmetriacsoportok, amelyek jelentős szerepet játszanak a fizikában? A következő táblázat a négy legfontosabb szimmetriacsoportot tünteti fel:

1. *Permutációs szimmetria:* Bose—Einstein és Fermi-Dirac statisztika
2. *Folytonos téridő transzformációk:* eltolás, forgatás, gyorsítás stb.
3. *Diszkrét transzformációk:* tértükrözés P, Időtükrözés T, töltéskonjugáció C, G-paritás stb.
4. *Unitér transzformációk:*

U_1: Q elektromos töltés, N bariontöltés, L_e és L_μ leptontöltések megmaradása

SU_2: izospin megmaradás

SU_3: szimmetria

Előadás az Eötvös Loránd Fizikai Társulatban 1973. június 8-án. Az előadás szövegét Gajzágó Éva fordította. A fényképeket az ELTE-n tartott előadásán Lovas Miklós készítette. A mottóul olvasható Lao-Cse idézetet az ELTE Atomfizikai Tanszékének vendégkönyvéből vettük át. Magyar jelentése: „Egy törvény, amelyet ki lehet mondani, nem lehet örökkévaló törvény. Egy név, amelyet le lehet írni, nem lehet örökkévaló név. Lee Tsung Dao." (A „törvény", „elv" kínai megfelelője a Tao vagy Dao, ez szerepel T. D. Lee nevében is és a „Tao Telking" c. könyvnek — az idézet forrásának a címében.)

Fontos észrevenni, hogy mindezen szimmetriaelvek egyetlen alapvető feltevésből leszármaztathatók. Ez a feltevés a fizikai mennyiségek mérhetőségével kapcsolatos: vannak olyan mennyiségek, amiknek abszolút mérése, megfigyelése lehetetlen. Az ilyen mennyiségeket a továbbiak során „nem megfigyelhetőknek" fogjuk nevezni. Hogy mit is jelent valójában ez a feltevés, könnyebben megérthető egy egyszerű példa segítségével.

Tekintsünk például két részecskét az r_1 és r_2 pontokban. Legyen a két részecske között a kölcsönhatási energia V! *Tegyük fel,* hogy az abszolút térbeli helyzet „nem-megfigyelhető"! Ez azt jelenti, hogy egy más koordinátarendszerben a részecskék koordinátái is megváltoznak:

$$r_1 \to r_1 + \Delta \quad \text{és} \quad r_2 \to r_2 + \Delta,$$

ha a koordinátarendszer kezdőpontját Δ-val eltoljuk. Nem változik azonban a két részecske relatív távolsága $(r_1 - r_2)$. Abból a feltevésből, hogy az abszolút térbeli helyzet nem mérhető, matematikailag levonható az a következtetés, hogy a V kölcsönhatási energiának térbeli eltolásra nézve invariánsnak kell lennie, azaz V csak a két részecske relatív távolságának függvénye lehet:

$$V = V(r_1 - r_2) \qquad (1)$$

Ebből azonnal adódik, hogy a két részecske rendszerének teljes impulzusa megmarad, hiszen az impulzus megváltozása:

$$-(\vec{\nabla}_1 + \vec{\nabla}_2)\, V$$

ami (1) értelmében zérussal egyenlő.

Ez az egyszerű példa jól szemlélteti azt a szoros kapcsolatot, ami bármely szimmetriaelv három különböző aspektusa között fennáll. Kiindultunk egy fizikai feltevésből: abból a feltevésből, hogy az abszolút térbeli helyzet „nem-megfigyelhető". Ebből levontuk azt a matematikai következtetést, hogy a fizikai törvényeknek invariánsaknak kell lenni azzal a matematikai transzformációval szemben, amely a koordinátarendszer kezdőpontja eltolásának felel meg. Végül az elv matematikai formában öntéséből adódott egy fizikai következtetés, egy megmaradási tétel: jelen példánkban a teljes impulzus megmaradása.

Ez a három aspektus bármely fizikai szimmetriaelv megfogalmazásánál szerepet játszik. Mindig

abból a *fizikai feltevés*ből indulunk ki, hogy egy bizonyos fizikai mennyiség „nem-megfigyelhető". Ebből levonjuk azt a *matematikai következtetést*, hogy a természettörvények a megfelelő matematikai transzformációra nézve invariánsak. És végül ebből megkapjuk az adott szimmetriának megfelelő *megmaradási tételt* vagy *kiválasztási szabályt*.

További példák: Feltéve, hogy az abszolút idő „nem-megfigyelhető", következik, hogy a fizikai törvényeknek invariánsnak kell lenni a $t \to t + \tau$ időeltolással szemben, ami az energia megmaradását eredményezi. Az általános relativitáselmélet kiindulópontja az a feltevés, hogy lehetetlen különbséget tenni gyorsuló vagy megfelelő gravitációs térbe helyezett rendszer között. Ebből következik, hogy a fizikai törvények általános koordinátatranszformációval szemben invariánsak, amiből kiadódnak az általános relativitáselmélet kiválasztási szabályai.

A következő táblázat összefoglalja a fizikában előforduló legfontosabb „nem-megfigyelhető" mennyiségeket, valamint az ezeknek megfelelő szimmetria transzformációkat és megmaradási tételeket (1. táblázat).

Láttuk, hogy valamennyi szimmetriaelv megfogalmazása azon a feltevésen alapult, hogy egy bizonyos fizikai mennyiség „nem-megfigyelhető". Ha egy ilyen mennyiségről utóbb kiderül, hogy mégis mérhető, akkor az ebből adódó szimmetria sérül, aszimmetria lép fel. A szimmetria sérülésének gyökere tehát az, hogy egy „nem-megfigyelhetőnek" gondolt mennyiségről kiderül, hogy az mégis mérhető.

1. táblázat

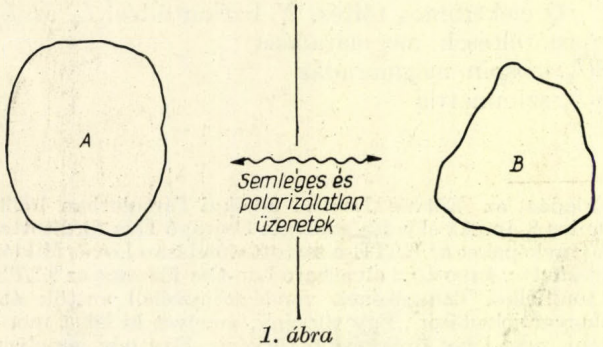
Nem megfigyelhető	Szimmetria-transzformáció	Megmaradási tétel vagy kiválasztási szabály
azonos részek megkülönböztethetősége	permutáció	Bose—Einstein Fermi—Dirac statisztika
abszolút térbeli helyzet	eltolás $r \to r + \Delta$	impulzus
abszolút idő	időeltolás $t \to t + \tau$	energia
abszolút térbeli irány	forgatás $r \to r'$	impulzus-momentum
abszolút sebesség	Lorentz-transzf.	Lorentz-csoport generátorai
abszolút jobb (bal)	$r \to -r$	paritás
a töltés abszolút előjele	$e \to -e$	töltés-konjugáció
különböző töltésállapotok relatív fázisa	$\psi \to e^{iQ\Theta}\psi$	elektromos töltés
különböző barionszám-állapotok relatív fázisa	$\psi \to e^{iB\Theta}\psi$	bariontöltés
különböző leptonszám-állapotok relatív fázisa	$\psi \to e^{iL\Theta}$	leptontöltés
p és n állapotok koherens szuperpericidinek különbözősége	$\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix} \to u \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$	izospin

Foglalkozzunk a továbbiak során a következő példákkal: abszolút jobb és bal (P), a töltés abszolút előjele (C), továbbá a CP és T (időmegfordítás) szimmetriákkal. Régebben valamennyi idetartozó fizikai mennyiségről feltettük, hogy „nem-megfigyelhetők", és úgy gondoltuk, hogy ezek a szimmetriák abszolút érvényűek. Ma már *tudjuk*, hogy ez *nem* igaz. Ez a „nem" azt jelenti, hogy sikerült valamilyen módon abszolút értelemben megmérni ezeket a „nem-megfigyelhető"-nek vélt mennyiségeket.

A „bal" és „jobb" problémáját tekintve, a mindennapi életből vett példák inkább ezek különbözőségére, mint megkülönböztethetetlenségére utalnak. Például az emberi szív a legtöbb esetben baloldalt helyezkedik el. Angolban a „jobb" szó „helyes"-et is jelent, míg a „bal" szó latin alakja a „rossz, szerencsétlen" értelemmel is bír. Az angol azt mondja: „jobb-bal". A kínai azonban ugyanezt így mondja: „bal-jobb": T_l T_a a T_l „bal" mindig megelőzi a T_a „jobb'-ot. Nem tudom Magyarországon mi a szokás? úgy hallom, az utóbbi! — Nos, a mindennapi életben kialakult ilyenfajta szokások és biológiai aszimmetriák környezetünk vagy a kezdeti feltételek véletlen aszimmetriáján alapulhatnak. Az alapvető természeti törvényeket azonban a bal ↔ jobb felcseréléssel szemben szimmetrikusnak hittük, egészen a paritássértés 1957-ben történt felfedezéséig.

A jobb megértés érdekében vegyünk még egy szemléletes példát! Képzeljük el, hogy létezik két civilizáció (A és B) egymástól teljesen szeparáltan térben és időben — pl. két távoli galaxisban (1. ábra). Mindkét civilizáció elég fejlett és eljutott arra a fokra, hogy kommunikáljon. Tegyük fel azonban, hogy a két civilizáció csak semleges, polarizálatlan üzeneteket vált, pl. polarizálatlan fényjelekkel. Mindkét civilizáció elég fejlett. („Elég fejlett" alatt azt értjük, hogy legalább olyan szinten áll mint a földi civilizáció, vagy annál fejlettebb.) A két civilizáció tehát üzenetváltások útján kicseréli különféle tapasztalatait, az eddig megismert természettörvényeket. Ily módon számos fontos dolgot megtudnak egymásról. Egy idő után azonban felismerik, hogy ahhoz, hogy még jobb kapcsolatba kerüljenek két dolgot feltétlenül közölniük kell egymással:

1. A töltés előjelének definícióját,
2. A jobb-csavar definícióját.



1. ábra

Hogyan állapodhatnak meg egyértelműen a töltés előjelében? Definiálható-e a töltés „abszolút" értelemben? Ha esetleg találkozni akarnak, lét-

fontosságú lehet számukra, hogy tudják: ugyanazt értik-e elektronon? Ha a mi „elektronunknak" az ő „pozitron"-juk felel meg, egy esetleges találkozás katasztrófális lehet, amit mindkét részről barátságtalan lépésként fogadhatnak.

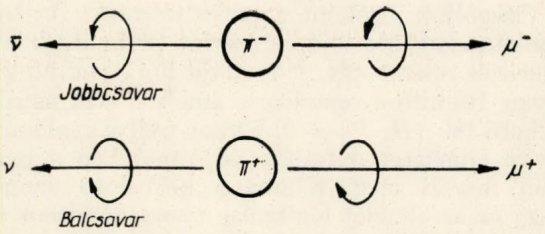
Ha a töltés előjelében már megállapodtunk, célszerű még a jobbcsavar definícióját is megadni. Ez szintén nagyon fontos lehet, ha esetleg kereskedni akarnak: bonyolultabb műszerek és berendezések cseréje esetén célszerű, ha ugyanazt értik „jobbcsavar"-on.

A két civilizáció tehát elhatározza, hogy megegyeznek a töltés előjelében és a jobbcsavar irányában. Ez azonban teljesen lehetetlen lenne, ha a paritás megmaradna és nem lenne CP sértés. Ha C, P és CP valóban egzakt szimmetria lenne, a két civilizáció nem tudná ezeket a definíciókat egyértelmű módon megadni. A szimmetria sérülése azonban lehetővé teszi, hogy ezekben a fontos kérdésekben megállapodjanak. Hogyan? — Tegyük fel, hogy az egyik civilizáció felfedezi, hogy az egyik jól ismert elemi részecske (K_L^0) bizonyos típusú bomlásai érdekes aszimmetriát mutatnak. Tekintsük például a következő bomlásokat: $K_L^0 \to l^+ \pi^- \nu_l$ és $K_L^0 \to l^- \pi^+ \bar{\nu}_l$! A két bomlás gyakoriságának arányára a következő eredmény adódik:

$$\frac{W(K_L^0 \to l^+ \pi^- \nu_l)}{W(K_L^0 \to l^- \pi^+ \bar{\nu}_l)} = \begin{cases} 1{,}00315 \pm 0{,}0003 & \text{ha } l = e \\ 1{,}00405 \pm 0{,}00135 & \text{ha } l = \mu \end{cases}$$

Nem kell tehát mást tenni, mint megfigyelni a K_L^0 félleptonikus gyenge bomlásából származó leptonok töltésének eloszlását: amelyik töltés egy kicsit nagyobb számban keletkezik azt nevezhetjük pl. pozitív töltésnek. Így a töltésre *abszolút definíció* adható.

Miután a töltés előjelében már megállapodtak, sor kerülhet a jobbcsavar definíciójára. Erre alkalmas például a $\pi^\pm$ bomlás vizsgálata. A $\pi^+ \to \mu^+ \nu$ bomlásban keletkező neutrinó spinje mindig az impulzussal ellentétes irányú és így egy balcsavart definiál:



2. ábra

Eddig beszéltünk már a C, P és CP szimmetriákról. Mit tudunk mondani a T szimmetriáról? Ha CPT szimmetriát tételezünk fel, a CP sértés ténye megköveteli a T szimmetria sérülését.

Megkérdezhetjük, van-e a T sértésnek közvetlen bizonyítéka? Elméletileg kimutatták, ha a kaon bomlásban a bomlási ágarányokra:

$$\left| \frac{Amp(K_s^0 \to 3\pi^\circ)}{Amp(K_L^0 \to 3\pi^\circ)} \right| < 2$$

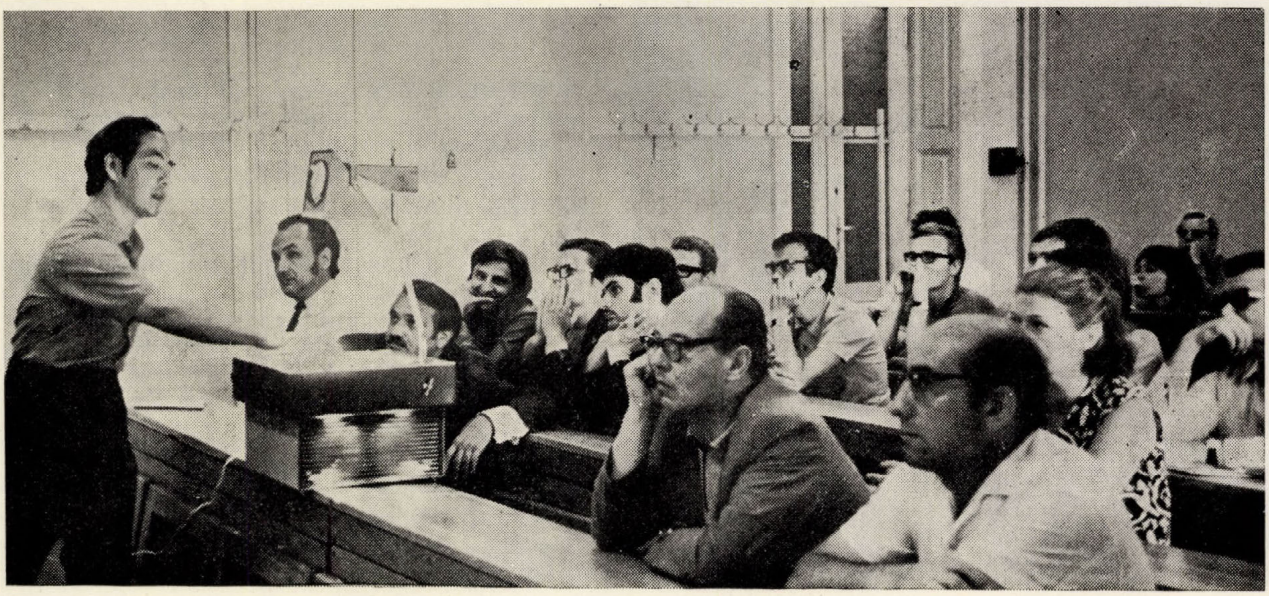
adódna, ez a T sértés közvetlen bizonyítéka Lenne. Ezt a mérést azonban rendkívül nehéz elvégezni és tudomásom szerint eddig még nem is sikerült.

(Marx György: Éppen a közelmúltban mérték meg Moszkvában. A Bataviai konferencia Proceedings-ben közölt előzetes érték 1,2, mint felső korlát. Ma már ennél pontosabb érték is rendelkezésre áll.)

Nos, ezt valóban örömmel hallom! A T-aszimmetriában már eddig is sokan hittek — beleértve magamat is. Igazán örömmel hallom hát, hogy sérülésére már közvetlen bizonyítékunk is van!

Ezekután lássuk, hogy melyek azok a szimmetriák, amelyek még egzaktak lehetnek!

Visszatérve az 1. táblázathoz, látható, hogy a permutációs szimmetria, a folytonos téridő transzformációk, az U_1 szimmetriák és a diszkrét szimmetriák közül esetleg a CPT szimmetria az, ami még egzakt szimmetriának bizonyulhat. A C, P, CP és T szimmetriák biztosan sérülnek.



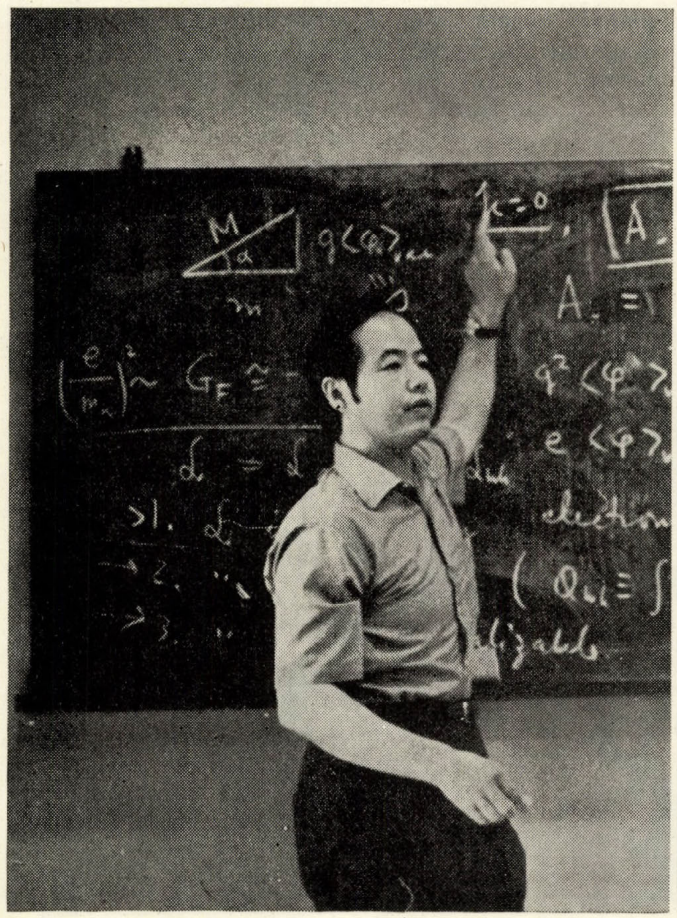
Vizsgáljuk elsőként a paritássértést! Az irodalomban szokásos eljárás szerint definiáljuk a tértükrözés operátorát, P-t, majd konstruáljunk egy olyan Hamilton operátort, amely P-vel nem cserélhető fel: $[H, P] \neq 0$. Ekkor nyilvánvalóan egy olyan elméletet definiáltunk, amelyben a paritás nem marad meg. Könnyen belátható azonban, hogy ez az elmélet logikailag ellentmondásos lesz! Miért? Emlékezzünk vissza, hogy a P operátor a Hilbert térben egy olyan unitér operátor, amely definíció szerint a Poincaré-csoport egy geometria elemének — a tértükrözésnek — felel meg. Az időeltolás operátora szintén a Poincaré csoport egy geometria eleme. A tértükrözésnek a következő transzformáció felel meg:

$$P\colon \mathbf{r} \to -\mathbf{r},\ t \to t$$

az időeltolásnak:

$$e^{-iH\tau}\colon \mathbf{r} \to \mathbf{r},\ t \to t + \tau$$

A fizikai törvényektől függetlenül a Poincaré-csoport geometriai transzformációi egymással felcserélhetők. Tehát a tértükrözés és időeltolás operátorainak felcserélhetőnek kell lenniök, függetlenül attól, hogy a paritás sérül vagy sem. A Hilbert-térben ható P operátorról feltettük, hogy az egy geometriai transzformációt — tértükrözést — reprezentál. A kvantummechanika szerint az időeltolást szintén egy unitér operátor írja le: $e^{-iH\tau}$. Mivel azonban H és P nem cserélhető fel, nem felcserélhető az időeltolás és tértükrözés operátora sem. Tehát a feltételezett P operátor *nem* tesz eleget annak a feltételnek, amit P-nek ki kellene elégítenie. *Ha a paritás sérül, a P unitér operátor nem definiálható.*



Mégis lehetséges P definíciója, ha H-t valamilyen módon közelítjük. Például helyettesíthetjük a teljes Hamilton operátort H_i-vel (ahol H_i akár az erős, akár az elektromágneses vagy a gyenge kölcsönhatást jelentheti). Ezen a közelítésen belül definiálható egy olyan P_i operátor, ami H_i-vel felcserélhető:

$$[P_i, H_i] = 0.$$

Nyilvánvalóan — mivel ez egy dinamikai közelítés — P_i definíciója függeni fog a közelítés módjától. Ebből már az is látható, hogy az a kérdés, hogy a gyenge kölcsönhatás sérti-e a paritást, különböző szempontokból vizsgálható. A válasz nyilván a közelítés módjától fog függeni. Hadd szemléltessem ezt a „komplementaritási elvet" egy egyszerű példával:

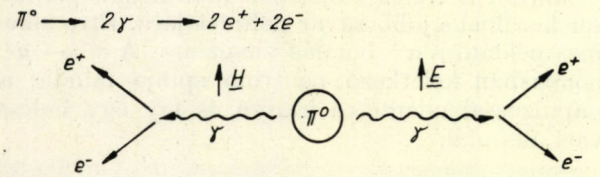
Az irodalomban „$\Theta - \tau$ rejtély" néven ismeretes a K^+ következő bomlása:

$$K^+ \to \begin{cases} \pi^+\pi^\circ & (\Theta\text{-módus}) \\ \pi^+\pi^\circ\pi^\circ & (\tau\text{-módus}) \end{cases}$$

Mindkét bomlásban a keletkező pionok s-állapotban vannak. A Θ-módus esetén a végállapot paritása nyilván $+1$, míg a másik esetben:

$$P_i(\tau) = P_i(\Theta)\, P_i(\pi)$$

Kérdés: a τ és Θ módusok paritása megegyezik-e vagy sem? Ehhez csak a pion paritását kell ismernünk. Hogyan határozható meg a pion paritása? Nézzük meg például a pion elektromágneses bomlását:



3. ábra

A keletkező e^+e^- párok síkjának helyzetéből következtetni lehet a két foton polarizációjára, ami egymásra merőlegesnek adódik. Ez azt mutatja, hogy a pion tértükrözéssel szemben úgy viselkedik mint az (EH) szorzat, azaz pszeudoskalár.

Ha a pion paritását erős kölcsönhatásain keresztül akarjuk definiálni ismét az adódik, hogy a pion pszeudoskalárként viselkedik.

A fentiekből az alábbi következtetések vonhatók le:

$$P_{\text{erős}}(\pi) = P_\gamma(\pi) = -1$$

$P_i(\tau) = P_i(\Theta)\, P_i(\pi) = -P_i(\Theta)$, ha i = erős vagy γ.

Ez azt jelenti, hogy a K^+ gyenge bomlásában a paritás nem marad meg. A gyenge kölcsönhatások sértik a paritásmegmaradást. Logikai szempontból ez az állítás nem egészen helyes, vagy leg-

alábbis nem teljes. Hiszen a paritást az erős és elektromágneses kölcsönhatásokon keresztül definiáltuk. Eredményünk csak annyit mond, hogy a Θ és τ módus paritása különböző, ha azokat az erős vagy elektromágneses kölcsönhatások alapján határozzuk meg. Ez azonban nem kötelező. Induljunk ki abból a feltevésből, hogy a gyenge kölcsönhatások megőrzik a paritást — azaz definiáljuk a paritást a gyenge kölcsönhatáson keresztül. Erre persze most valaki felállhatna és azt mondhatná: „Dehát ez lehetetlen, az erős és elektromágneses kölcsönhatásokat a valóságban nem lehet kikapcsolni!" Nos, ez teljesen igaz, de a valóságban a gyenge kölcsönhatások éppúgy nem kapcsolhatók ki, mint a másik kettő. Gondolatkísérletként azonban bármelyik eset egyforma könnyen megvalósítható.

Tegyük fel tehát, hogy az erős és elektromágneses kölcsönhatásokat kikapcsolva, a paritást a gyenge kölcsönhatásokon keresztül definiáljuk:

$$P_{\text{gyenge}}(\Theta) = P_{\text{gyenge}}(\tau),$$

amiből az adódik, hogy $P_{\text{gyenge}}(\pi^\circ) = +1$. Most kapcsoljuk be az elektromágneses kölcsönhatást, és vizsgáljuk pl. a $\pi^\circ \to 2\gamma$ bomlást. Azt találjuk, hogy az elektromágneses kölcsönhatás sérti a gyenge kölcsönhatásokban definiált paritás megmaradását. Hasonlóképpen — erős kölcsönhatásokat is megengedve — az adódik, hogy pl. a πN kölcsönhatás is sérti a paritás megmaradását.

Láthatjuk, hogy a paritás sérülése különböző szempontokból vizsgálható. Ezek komplementer nézőpontok. Mondhatjuk, hogy a gyenge kölcsönhatások sértik a paritás megmaradását. Ezt úgy kell érteni, hogy az erős és elektromos kölcsönhatás által értelmezett paritás megmaradása sérül a gyenge kölcsönhatásokban. De ugyanilyen joggal mondhatnánk azt is, hogy a gyenge kölcsönhatásokban definiált paritást sértik az erős és elektromágneses kölcsönhatások. Hogy melyik nézőpontot használjuk, az lényegében megállapodás kérdése.

A gyakorlatban, mivel $H_{\text{erős}}$ és H_γ jóval intenzívebb, mint H_{gyenge}, céljainak jobban megfelel hogy P-t az erős és elektromágneses kölcsönhatásokon keresztül definiáljuk; ekkor természetesen a paritás a gyenge kölcsönhatások során sérül. Ez a nézőpont vezet el a *kis szimmetriasérülések* szokásos koncepciójához.

Hasonló gondolatmenet bármely másik szimmetriasértés — C, CP és T — esetére alkalmazható. Valamennyi esetben az adódik, hogy a szimmetria sérülése akkor lesz kicsi, ha a megfelelő fizikai mennyiséget az erős és elektromágneses kölcsönhatásokon keresztül definiáljuk.

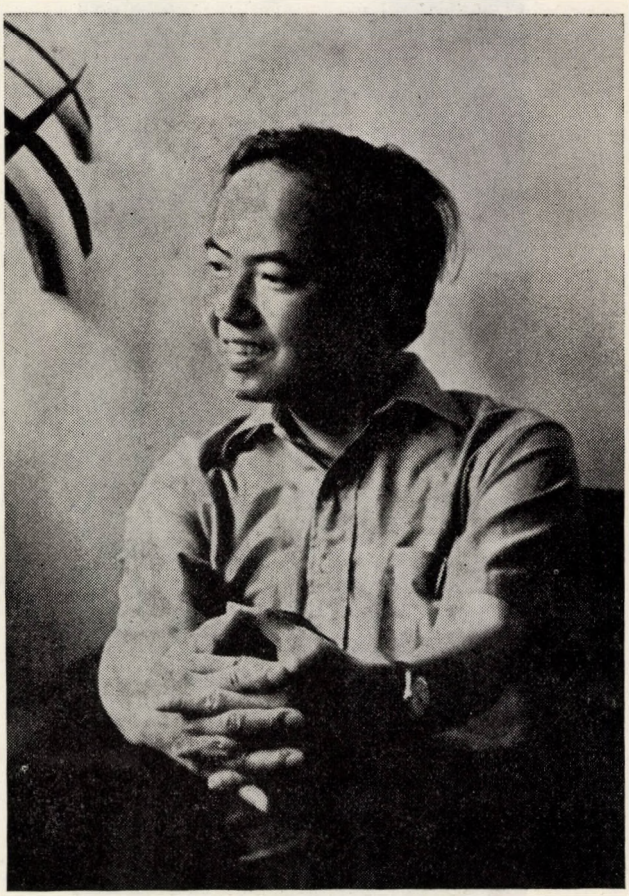
*

A szimmetriasértések közelmúltbeli felfedezése számos érdekes kérdést vet fel. Ezek némelyike nem annyira a fizikához, mint inkább a művészetekhez kapcsolódik, esztétikai szempontból érdekes. Felmerülhetnek a következő kérdések: Miért mutatnak a természet törvényei bizonyos fokú szimmetriát? Miért „kedveli" a természet a kis szimmetriasérüléseket?

Mielőtt megpróbálnánk választ adni ezekre a filozófiai jellegű kérdésekre, nézzük meg mi is a „szimmetria" szó pontos jelentése a köznapi életben. Az 1949-es Webster Szótár szerint a „szimmetria" szónak két — egymástól kicsit eltérő — jelentése van.

szimmetria (görög: syn-együtt, +metron-méret, mérték) 1. *Ma már ritkán* használatos: azonos vagy kiegyensúlyozott részletek harmóniájából eredő forma szépsége. 2. Egyenes vagy sík két átellenes oldalán elhelyezkedő alakzatok méretének, alakjának és viszonylagos helyzetének azonossága.

Érdemes felfigyelni az első meghatározásra, amely a szimmetria fogalmát a „szépség" és harmónia" fogalmával hozza kapcsolatba. A meghatározás előtt álló „ma már ritkán használatos" jelzés arra utal, hogy a szónak ez a régi értelme már eléggé elmosódott. Ma nem érezzük olyan szorosnak a szépség, harmónia és szimmetria közötti kapcsolatot. A szimmetriasértések közelmúltbeli felfedezése sokakra zavarólag hatott. Sokan úgy érezték, hogy a szimmetriák sérülése sérti a természet „szépségét" és „harmóniáját". Nos, a szépség fogalma természetesen szubjektív. Melyik szebb: egy teljesen szimmetrikus vagy egy kicsit aszimmetrikus alakzat? A válasz egyáltalán nem nyil-

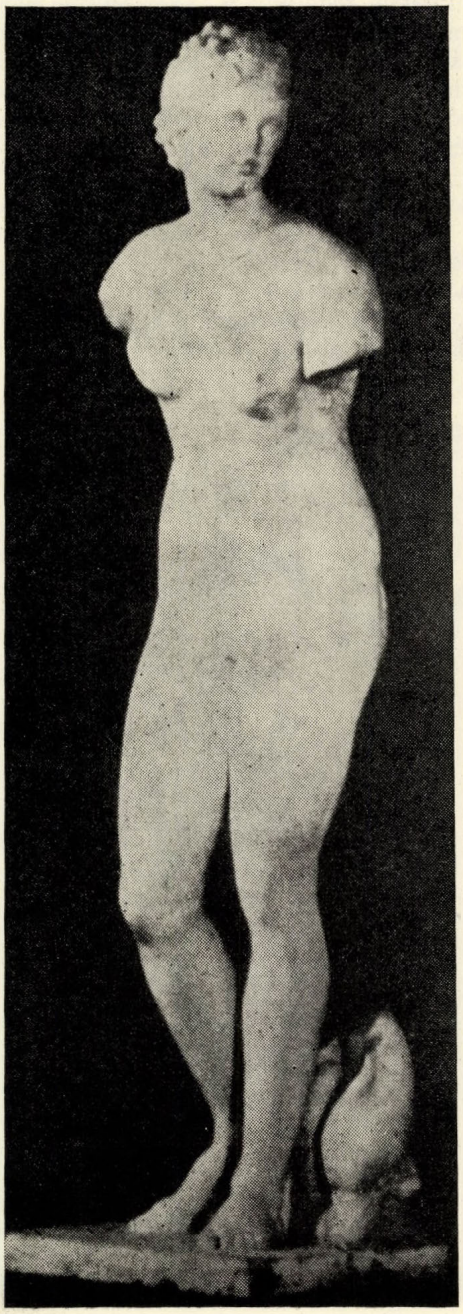


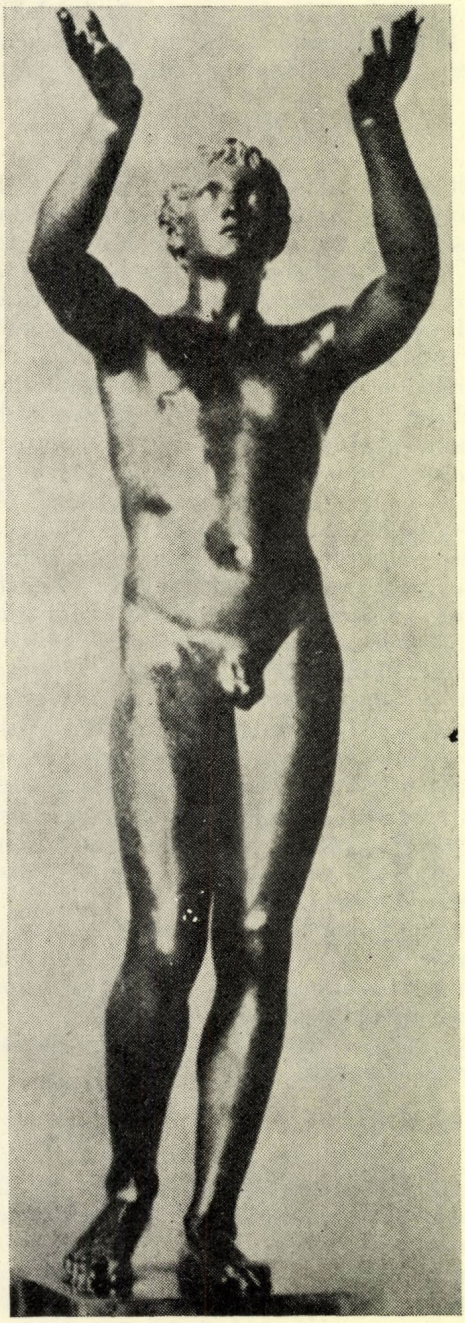
vánvaló. Meddő vita helyett vegyünk néhány jólismert példát a képzőművészetek köréből! Vizsgáljunk meg néhány olyan képzőművészeti alkotást, amit mindannyian szépnek tartunk.

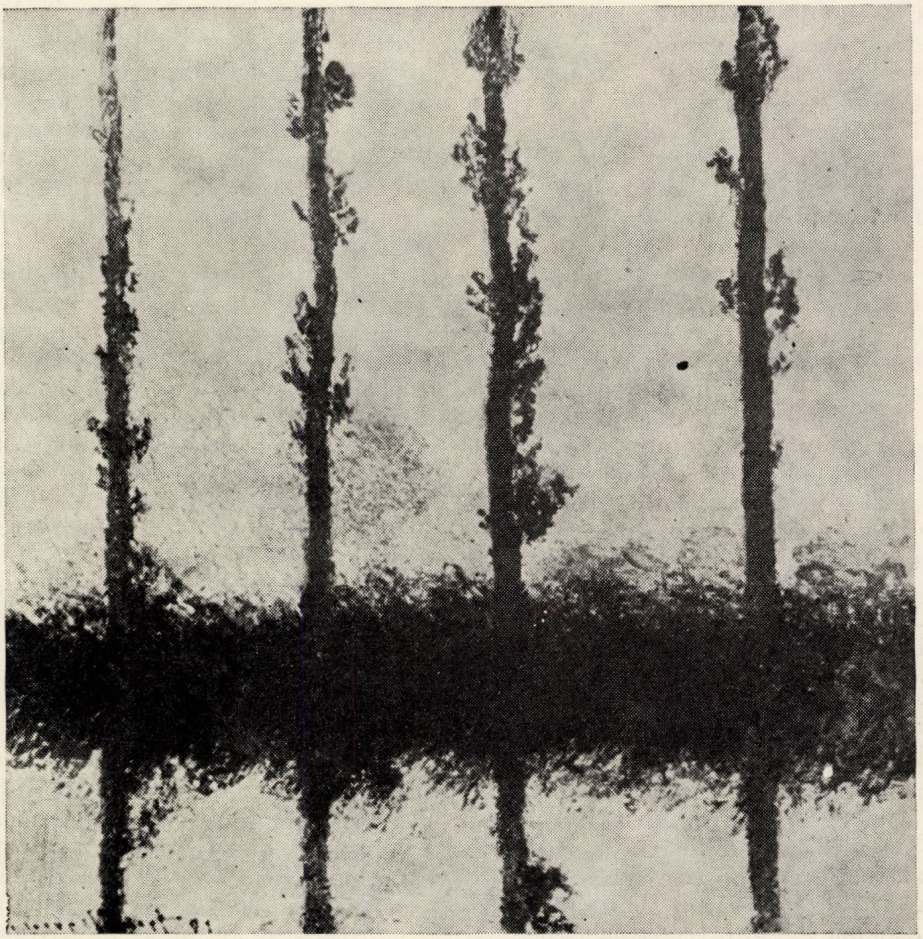
A két alsó képen két görög szobrot láthatunk, amelyek közös tulajdonsága, hogy a test középvonalára nézve szimmetrikusak. Ez az első benyomásunk azonban tévesnek bizonyul, ha tüzetesebben szemügyre vesszük az alakokat. Kiderül, hogy egyik szobor sem teljesen szimmetrikus, a bal és jobboldalak egy kicsit különböznek. Más szimmetria és aszimmetria is megfigyelhető ezeken a képeken. Ha egymás mellé helyezzük a két szobrot, nyilvánvaló az a szimmetria ami a férfi és nő testi felépítése között fennáll, ám ugyanakkor szemünkbe ötlenek az eltérések is. A következő lapon látható Monet-festmény szintén mutat szimmetriát. A kép adott mértékű térbeli eltolásra nézve szimmetrikus. De ez a szimmetria megint nem teljes, mégpedig azért nem, mert az egymástól egyforma távolságra elhelyezett fák nem teljesen azonosak. Másrészt az is nyilvánvaló, hogy teljesen azonos fák ismétlődése unalmassá, egyhangúvá tenné a képet.

A felsorolt példák azt sugallják, hogy a „szépség" fogalma inkább köthető a kis aszimmetriákhoz, mint a tökéletes szimmetriához.

De térjünk vissza a fizikához! Láttuk, hogy bármelyik szimmetriaelv érvényessége azon áll vagy bukik, hogy az elméletileg „nem-megfigyelhetőnek" feltételezett mennyiségek a gyakorlatban valóban megfigyelhetetlennek mutatkoznak-e,







vagy kiderül róluk, hogy mérhetők. Lehet, hogy bizonyos esetekben ezek a feltevések abszolút érvényűnek bizonyulnak, míg másokról bebizonyosodik egyszer, hogy csak kísérleti eszközeink tökéletlensége miatt nem voltak mérhetők. A kísérleti technika fejlődésével természetszerűleg bővülni fog a megfigyelhető jelenségek köre. Nem lenne túlságosan meglepő, ha további — jelenleg még „nem-megfigyelhetőnek" vélt — mennyiségekről kiderülne, hogy mégis mérhetők. Ez egyúttal azt is jelenti majd, hogy további szimmetriák sérülnek.

Ha ma nem is tartjuk valószínűnek, mégis fel kell készülnünk arra a lehetőségre, hogy a közeli vagy távolabbi jövőben mérni tudjuk majd az abszolút térbeli helyzetet, az abszolút irányt és abszolút sebességet, a különböző elektromos töltésű, bariontöltésű és leptontöltésű állapotok relatív fázisát. Még ha így történik is várható, hogy ezek a felfedezések csak kis szimmetriasértésekre vezetnek, hiszen ha nem így lenne, már régen megmérhettük volna ezeket a „nem-megfigyelhetőnek" vélt mennyiségeket.

A legtöbb képzőművészeti alkotás szépségét és harmóniáját csak fokozza egy kicsiny aszimmetria jelenléte. Ez indokolja, hogy esztétikai szempontból is kielégítőnek, sőt vonzónak érezzük azt az elképzelést, hogy a Természet maga is előszeretettel követ el kis szimmetriasértéseket.

A MAGENERGIA ERŐMŰVI HASZNOSÍTÁSÁNAK HELYZETKÉPE, A JÖVŐ PERSPEKTÍVÁI

Lévai András
Budapesti Műszaki Egyetem

Ma már senki előtt sem lehet kétséges, hogy az emberiség állandóan növekvő villamosenergia-igényét, amely világátlagban évtizedek óta szinte törvényszerűen az igényeknek kb. 10 év alatti megkétszereződésében fejeződik ki, semmiképpen sem lehetséges kielégíteni az atomenergia egyre növekvő, az említett törvényszerűségnél sokkal gyorsabb ütemű bevetése nélkül. *Tény*, hogy 1971-ben a világ villamosenergia-termelésének még csak igen kis része, összesen mintegy 3%-a származott atomerőművekből, de ennek magyarázatául megemlítjük, hogy

— az első, demonstrációs jellegű, kis atomerőművek csak az 50-es évek derekán — tehát mintegy másfél évtizede — léptek üzembe, gazdaságilag

A cikk a magenergia nemzetközi és hazai hasznosításáról és az azzal kapcsolatos tudományos kutatásról szóló háromrészes cikksorozat első tagja. A kézirat 1973 január 5-én érkezett a szerkesztőségbe.

versenyképes, 5—600 MWe-nél nagyobb reaktoregységekkel rendelkező atomerőművek csak az utóbbi években épültek (lásd 1. sz. táblázatot);

— az új technika bevezetése sok nehézséggel járt, melyek közül a műszaki jellegűek — bár igen sok fejlesztési munkát követeltek mind a tervezés és létesítés, mind az üzemindítás, üzemeltetés és karbantartás területén — sokkal hamarabb oldódtak meg, mint a gazdasági jellegűek;

— jóllehet az eddigi, több mint 700 reaktorévet kitevő üzemi tapasztalat ezt semmiképpen sem indokolja, igen sok fejlett ipari országban a közvélemény részéről még ma is erős ellenkezés tapasztalható az atomerőműveknek műszakilag és gazdaságilag indokolható telepítésével szemben, ami egyes nagy atomerőművek építését 3—4 évvel visszavetette, egyes esetekben lehetetlenítette is;

— az erőműépítő iparban állandó jelleggel mutatkozó nagy kereslet és az atomerőművek primer körének berendezéseit gyártó vállalatok aránylag kis száma és korlátozott kapacitása, pl. az Egyesült Államokban, az ilyen típusú erőművek költségeinek emelkedését és létesítésüknek további néhány éves elhúzódását vonta maga után (a költségemelkedés egyébként a konvencionális erőművekre is jellemző).

A fentiekben vázolt és korlátozóan ható körülmények ellenére az elmúlt időszakot és a következő néhány évet is felölelő, közel 25 évben, bekövetkezett, illetve beálló fejlődést az alábbi, a bécsi Nemzetközi Atomenergia Ügynökség (IAEA) 1972. évi XVI. közgyűlésének beszámolójából vett, illetve azokból számított adatok szemléltetik az IAEA-hoz tartozó 102 országra nézve *(1. táblázat)*.

A táblázathoz megjegyezzük, hogy az 1978. évi adatok csupán a bejelentett, kereskedelmileg lekötött, jóváhagyott beruházási elhatározással és telephellyel rendelkező egységeket tartalmazzák. A különböző országok elhatározásait és a közeljövőre vonatkozó terveit figyelembe véve (pl. nálunk tehát a paksi atomerőmű 1980. évi üzembehelyezésével is számolva) 1980-ban már kb. 300—350 000 MWe atomerőmű lesz üzemben, amelyek a világ akkori villamosenergia-szükségletének mintegy 16—18%-át fogják termelni. (1971-ben a világon épülő összes erőműkapacitásnak kb. 14%-a atomerőmű volt.)

A hosszabb távlatra, tehát pl. az évezred végéig várható *fejlődés* becslésénél feltehetően az alábbi körülmények lesznek nagy, valószínűleg döntő, hatással az atomerőművek elterjedésére:

— a világ fosszilis energiahordozói közül a legnagyobb részt, kb. 80%-ot képviselő szénvagyon jórészt a villamosenergia-fogyasztóktól távol van és így legtöbbször nem tesz lehetővé gazdaságos erőműtelepítést, nem is szólva pl. a mélybányászat belső — szociális, műszaki és gazdasági — nehézségeiről;

— bár a készletek szempontjából lényegesen kisebb részt kitevő szénhidrogének termelése gyors ütemben (jelenleg évente mintegy 8—10%-kal) nő, az eddig feltárt vagy várható készletek korlátozott volta, az árak erős emelkedése (1970-hez képest 1972-ben közel 20%), a szerves tüzelőanyagok másirányú (elsősorban a közlekedésre, a vegyiparra és a közvetlen lakossági fogyasztásra célzott, ott szinte nélkülözhetetlen) felhasználása ezt a tüzelőanyagot is egyre inkább ki fogja szorítani az erőművek területéről;

— az emberi környezet tisztántartásának egyre élesebben megfogalmazott követelménye több irányból is az atomerőműveknek kedvez:

= az atomerőművek messze a legkevesebb levegőszennyező anyagot bocsátják ki, még a gáztüzelésű erőművekhez viszonyítva is,

= éppen a környezet tisztítása, helyreállítása és megóvása további újabb jelentős energiaigényt (elsősorban villamosenergia-igényt) jelent, ami új, a levegőt legkevésbé szennyező erőművek létesítését követeli meg,

= a ma leginkább elterjedt vizes reaktorok rosszabb termikus hatásfoka következtében beálló nagyobb termikus környezetszennyezés egyrészt ma még könnyebben elviselhető, másrészt az a reaktorok termikus korszerűsítése révén (túlhevített gőzzel, gázzal, folyékony fémmel történő hűtés) a konvencionális üzemanyagú erőművekével azonos szintre csökkenthető lesz. A környezetbe távozó hőt hasznosító, ún. kettőscélú atomerőművek esetén (pl. tengervízsótalanítás, távhőellátás, szennyvízkezelés) fenti tehertétel egyébként már ma sem jelentkezik;

= szekundér, de energiaipari, sőt népgazdasági síkon sem elhanyagolható hatást jelent az a hatalmas megtakarítás, ami az atomenergia-felhasználás révén a szállítási kapacitások (vasút, tankhajók, nagytávolságú csővezetékek stb.) beruházási és üzemeltetési meg-

1. táblázat

Az atomerőművek fejlődésére jellemző adatok

	1954	1960	1966	1972	1978
Atomerőművel rendelkező országok száma	2	5	11	17	25
Üzemben lévő energetikai reaktorok száma	2	24	77	152	329
Üzemben lévő atomerőművek teljesítőképessége, MWe	7,4	1295,8	8915,05	48 774,10	189 743,20
Energetikai reaktorok átlagos teljesítőképessége, MWe/r	3,7	54	116	320	560
Az időszakaszban épített átlagos egységteljesítőképesség, MWe/r		60	145	530	800

takarításában, a raktározási, készletezési feladatok egyszerűsítésében, ugyanakkor az ellátás biztonságának fokozásában nyilvánul meg;

— az összes fent felsorolt, elsősorban a népgazdasági tervezés során figyelembe veendő — és számos vezető ipari országban tudatosan figyelembe is vett — hatáshoz járul az a gazdasági körülmény, hogy az atommag hasadási energiájának felhasználásával fejlesztett villamosenergia már ma a világ számos helyén a legolcsóbb és ahol ma még nem az, ott is gyorsan nő versenyképessége. Így az IAEA szakemberei és mások kiszámították, hogy az atomenergiával azonos villamosenergia-költségű olajerőműben megengedhető, egyenértékű fűtőolajár a beruházások után 14% kamatot számítva 1,3 $/Gcal körül van, ugyanakkor az olaj ára ab fogadóállomás ma az egyes országok ár- és vámrendszerétől függően 1,4—1,7 $/Gcal között változik (az USA saját olaja 2 $/Gcal). A kénszegény fűtőolaj ára ennél is magasabb, a reaktorba helyezett nukleáris üzemanyag ára 3,3% dúsítást (300 $/kg) és 30 000 MWnap hő/t kiégetést alapulvéve pedig csak kb. 0,6—0,65 $/Gcal.

Mindezeket összevetve nem meglepő az az elterjedt, többé-kevésbé megalapozott számításokon alapuló becslés, miszerint az évezred végére kb. $(3-5) \cdot 10^6$ MWe atomerőmű lesz üzemben és ilyen erőművek fogják fejleszteni a világon felhasznált villamosenergiának több mint felét (szemben a mai 3—4%-kal).

Ami az atomerőművekben felhasznált *reaktorok típusát* illeti, az ún. könnyűvizes típusok együttvéve ma már túlsúlyban vannak, köztük is elsősorban a nyomottvizes és az elgőzölögtető típusok (lásd *2. sz. táblázatot*).

2. táblázat

Energetikai reaktorok megoszlása típusok szerint

	1970	1971
üzemelő reaktorok száma	85	102
gázhűtésű (GCR)	35	37
könnyűvizes	42	53
ebből:		
nyomottvizes (PWR)	16	19
elgőzölögtető (BWR)	17	25
grafitmoderátoros, vízhűtésű (LWGR)	9	9
nehézvizes	6	9
folyékony fémhűtésű (LMFR)	2	3

A *nyomottvizes és elgőzölögtető* reaktorok előretörése feltartózhatatlan, amire nézve jellemző, hogy a gyártásban levő, vagy építés alatt álló atomerőműkapacitás 77,5%-a ilyen.

A gyors elterjedés okai röviden felsorolva a következők:

— a reaktor és a primerkör berendezéseinek szerkezete és technológiája kiforrott. Vonatkozik ez egyformán a nyomás alatti tartályra, a *mag* felépítésére, a biztonsági berendezésre, a keringetőszivattyúkra, a sugárellenőrzésre, a vízminőséggel szemben támasztott követelmények betarthatóságára stb. A megfelelő volumenű gyártási bázis adott;

— kellő számú nagy egységen nyert megbízható üzemi tapasztalat áll rendelkezésre mind az üzemkészség vagy a megkívánt terhelésváltoztatási rugalmasság, mind a nukleáris biztonság és a környezetvédelem szempontjából;

— könnyűvizes atomerőművek gazdaságossága — megfelelő nagyság és telepítési hely esetén — adott, ezen belül a típus beruházási költsége a többi atomerőművekhez képest a legalacsonyabb.

Fent felsorolt előnyök olyan jelentősek, hogy messze kompenzálják a rosszabb erőműhatásfokból és az üzemanyagátrendezés következményeként jelentkező kisebb üzemkészségből adódó hátrányokat.

A fejlesztési tendenciák tekintetében eddig főként a fajlagos térfogati terhelés, a kiégetési szint és az egységteljesítőképesség növelése volt e típus sikerének titka. Jelenleg a szabványosítás, az olcsóbb gyártás, a fokozott biztonságra való törekvés a kitűzött cél.

A reaktor egységteljesítőképességének növelése kb. 1500 (max 2000) MW-ig elérhetőnek látszik a mai technológiával, de egyre kevésbé a reaktortartály méretének növelésével, ami már ma is a szállíthatóság határán van. Az üzemanyagrudak fajlagos hőterhelésének növelése még lehetséges azáltal, hogy csökkentik az azok középpontjában ma még meglevő kb. 15—20% tartalékot az uránoxid, illetve karbid olvadási hőmérsékletéig. Ezen felül a bórsavas és a rudakkal való kombinációs szabályozás lehetővé teszi a szabályozórudak számának csökkentését és így a jobb térkihasználást. A szabályozó rudakba is kiégő mérgeket helyezve lehetővé válik a bórsavas szabályozást csupán a lassú reaktivitás változtatásokra, valamint a leállított (hideg) reaktoroknak szubkritikussá tételére felhasználni. Az üzemanyag kiégetési szintjét ma még kb. 30 000 MWnap hő/t-ra korlátozzák, mert a további növelés túl sok gázalakú hasadási terméket és így nagy nyomást eredményez a burkolaton belül. Az új üzemanyagnak a külső zónába történő elhelyezése, majd onnan két ütemben befelé történő átrakása a külső üzemanyag-kötegekben nagyobb Pu-tenyésztést eredményez és ezáltal a reaktor hideg állapotban könnyebben kritikussá válhat, ami megint a szabályozási feladatot nehezíti. Vannak törekvések a rendelkezésre állás növelésére is a nyomás alatti üzemanyagcsere bevezetése útján, ma azonban még számos konstrukciós nehézség áll ennek útjában.

A *nyomottvizes grafitmoderátoros — elgőzölögtető-csöves* — rendszert a világ első energetikai reaktorán (Obnyinszk, 1954) nyert tapasztalatok alapján a Szovjetunió fejlesztette ki elsősorban azzal a célzattal, hogy a tartályos, nyomottvizes (és elgőzölögtető) reaktorok gyártásában szűk kapacitást jelentő nehéz tartályokat kiküszöböljék és a reaktorban fejlesztett gőz belső (nukleáris) túlhevítésével jobb erőmű hatásfokot biztosítsanak. Két

prototípus jellegű (100 és 200 MWe teljesítőképességű) megoldás után ma több, egyenként 1000 MWe teljesítőképességű reaktor épül ilyen típusban, egyelőre 70 at nyomású telített gőzt fejlesztve direkt ciklusban.

A reaktortípus előnyei:

— az egységes elemekből felépített reaktor teljesítőképessége gyakorlatilag határ nélkül növelhető, a tartály négyszögletes alaprajzú, a gyárilag előkészített elemek aránylag egyszerű munkával a helyszínen szerelhetők;

— annak következtében, hogy nincsen nagy nyomás alatti zárt tartály és ezzel kapcsolatban baleseti veszély, a reaktor lakott területek közelében is elhelyezhető. Ugyanilyen értelemben hat a hűtőkör alacsony radioaktivitási szintje is;

— a nukleáris túlhevítés kihasználásával jó hatásfokú erőmű építhető a konvencionális erőműveknél bevált turbina típusokkal és szekunder résszel;

— az üzemviszonyoknak csatornánkénti ellenőrzése, a terhelés alatti üzemanyagcsere és karbantartás nagy üzemkészséget biztosít. Ugyanakkor aránylag kis reaktivitás tartaléktöbblet szükséges az üzem alatti utántöltés és átrendezés következtében;

— az üzemanyag csatornák töltetének, valamint a szabályozó rudak helyének és összetételének helyes megválasztásával jó fluxus-, illetve hőmérsékletkiegyenlítődés érhető el (radiális hőmérsékletegyenlőtlenségi tényező 1,21—1,22);

— lehetővé válik az olcsóbb egykörös rendszer alkalmazása;

— a dúsítás helyes megválasztásával igen rugalmas üzemanyagciklus nyerhető (így urán-tórium ciklus, soványított urán, vagy nehézvíz felhasználása is lehetséges).

Az eddig jelentkezett főbb hátrányok:

— a primer hűtőkör bonyolultsága, a kisméretű (25—50 mm ∅) csövek nagy száma számos hibaforrást hozott magával;

— ugyancsak sok szakadás jelentkezett a gyűrűs üzemanyagrudak kilépő szakaszán, valamint a csatornákon belül, a spirális kompenzáló szerkezetekben;

— a csatornából kilépő gőztartalmat az eredetileg előirányzott 33 súly%-ról 15—22%-ra kellett csökkenteni, ami a reaktor teljesítményének csökkenéséhez vezetett;

— az összes nedvesített felület 20—22%-a rozsdamentes acélból készül, ami a szerkezetet nagyon megdrágítja.

A fejlődés irányát itt is elsősorban a nagyobb egységekre való áttérés jelzi.

Az előirányzott 2000 MW-os egységeknél 70 at, 450 °C, az 1000 MW-os továbbfejlesztett egységeknél pedig szuperkritikus gőzállapotot (240 at, 535 °C) irányoznak elő.

A *gázhűtésű reaktorok* 1970 előtt az üzemben levő reaktorok közül — számukat tekintve — az első helyen állottak (lásd 2. táblázatot). Ennek magyarázata, hogy a természetes uránfém-gázgrafit rácsok szinte töretlenül folytatván a Fermi-féle első „atommáglya" (1942) jólismert, bevált biztonságos rendszerét az ezzel kapcsolatos természetes uránfém használata és a kedvező plutóniumtermelő tulajdonságuk következtében az őket építő, a nagyhatalmak urándúsító műveitől magukat függetleníteni akaró, „nemzeti atomprogramot" célzó országok (elsősorban Anglia és Franciaország) számára nagy előnyöket ígértek. Így ezekben az országokban kutatási kapacitást, pénzt és időt nem kímélve, egymástól függetlenül, de egymást és a vezető nagyhatalmakat túlszárnyalni igyekezvén, fejlesztették és építették e típust, miközben igen jelentős, a későbbiekben is jól használható műszaki megoldásokat értek el (pl. üzemközbeni üzemanyagcsere, integrált elrendezés előfeszített acélbetontartályban és mások). A leglényegesebb gazdasági hátrányt, a nagy méretekből adódó magas beruházási költséget azonban nem sikerült elfogadható értékre csökkenteni, a rendszer erőművi hatásfoka alig valamivel volt jobb, mint a sokkal egyszerűbb és olcsóbb könnyűvizes reaktoroké, egyes reaktoroknál igen kellemetlen — a típustól független, de az üzemeltetőt és a közvéleményt igen kedvezőtlenül befolyásoló, hosszú javítási időt vagy teljesítménycsökkenést eredményező — üzemzavarok léptek fel. Így azután Franciaország néhány évvel ezelőtt beállt a könnyűvizes reaktorokat építő országok sorába, Anglia pedig áttért a jobb erőműhatásfokot és kisebb beruházási költséget igénylő, gyengén dúsított uránoxid-CO_2 gázhűtéses — grafitmoderátoros rendszerre (AGR), amelyből 1976-ig mintegy 6200 MWe kapacitást épít jelenleg.

A fejlődés itt sem állt meg. A rendszer egyszerűségére, a környezet hatásosabb védelmére (kevesebb radioaktivitás kibocsátása), az erőműhatásfok további javítására irányuló törekvés új típusú (tokozás nélküli golyós vagy prizmás alakú), nagy dúsítású uránkarbidot grafit mátrixba diszpergálva ágyazottan használó üzemanyagelemek kifejlesztésében, a CO_2 hűtéssel szemben sok előnyt (750—800 °C-t elérő gázhőmérséklet, radioaktív szennyezés lényeges csökkenése, nagyobb biztonság) jelentő hélium-hűtés bevezetésében és további járulékos előnyökben mutatkozik meg. Az ezen elveken felépülő nagyhőmérsékletű, gázhűtésű reaktorok (HTGR) lehetővé teszik a szekunder körben az egyszerűbb gázturbinák, a környezeti hőterhelést csökkentő levegőhűtésű hűtőtornyok és a hulladékhőnek ipari- vagy fűtési felhasználását célzó megoldások alkalmazását is. Reaktorfizikai szempontból előnyük, hogy amellett, hogy eliminálják a tokozás okozta parazita neutronelnyelést és a grafitburkolat felületén nagy gázhőmérsékletet tesznek lehetővé, előkészíthetik a jobb tenyésztési tényezővel, rövidebb kettőzési idővel rendelkező nagyhőmérsékletű gázhűtésű tenyészreaktorok bevezetését és különféle üzemanyagciklusok variációját, így a tórium-^{233}U-ciklus alkalmazását is. Az Angliában (Dragon 20 MWt), NSZK-ban (Schmehausen 300 MWe) és az USA-ban (Fort Saint Vrain 330 MWe) épülő demonstrációs, illetve prototípusegységek után az USA-ban

már megrendeltek 1979 évi üzembehelyezéssel 2, egyenként 1160 MWe egységet, ami bizonyítja a rendszer életképességét, ami már kereskedelmi áttörésként is jelentkezett.

A *nehézvizes reaktorokat* (HWR) ma kereskedelmileg hasznosított mértékben természetes uránfém felhasználásával csak Kanada épít saját uránérc készletei és olcsó vízerőforrásai (nehézvízgyártás) jobb hasznosítása, valamint a külföldi dúsító kapacitásoktól való függetlenítés érdekében. Annak ellenére, hogy ma már egy 500 MWe teljesítőképességű reaktoruk üzemel (Pickering) és több ilyen van építés alatt, a rendszer nagyobbmérvű külföldi elterjedése egyelőre aligha várható, elsősorban a reaktor rendszeréből adódó nagy méretek és a költséges nehézvíz, részben talán a nehézvízből neutronbesugárzás révén keletkező radioaktív tricium megszökése miatt. Lehet, hogy a jövőben a szaporító gyors reaktorok széleskörű elterjedése idején mint plutoniumtermelőnek, nagyobb jelentősége lesz.

Gyors szaporító reaktorok különböző országokban évek óta működnek mint folyékony fémhűtésű kis egységek. Jelenleg az ezekből a közepes, néhányszáz MWe nagyságú demonstrációs egységekre való áttérés időszakában vagyunk (a Szovjetunióban nemrég került üzembe a BN-350 jelű, 350 MWe teljesítőképességű kettőscélú gyors reaktor egység a Kaspi tenger partján, épül a BN-600). Angliában befejezés előtt áll a 250 MWe-s PFR, Franciaországban az ugyancsak 250 MWe-s Phénix, az USA-ban kezdetét vette az elnök által meghirdetett nemzeti gyors reaktor program (FFTF). Nyilvánvaló, hogy az ezeken szerzendő üzemi tapasztalatok mind az üzemanyagelemeknek nagy besugárzáson és hőmérsékleten való viselkedése, mind a berendezések jósága, a karbantartás megoldása, a radioaktivitás alakulása stb. szempontjából nagy fontosságúak lesznek a kereskedelmi hasznosításra építendő nagyobb (kb. 1000 MW-s) egységek előkészítése során. A legfontosabb kutatási és fejlesztési célok ma nagyjából a következőképpen csoportosíthatók:

— nagy intenzitású gyors neutron-fluxusnak hosszantartó besugárzás alatt ellenálló üzemanyagok és burkolatok kifejlesztése (a kiégetési szint növelése 100 000 MWnaphő/t-ra);

— a nagy hőmérsékletű és erősen radioaktív nátriummal tartósan érintkező szerkezeti elemek (szivattyúk, hőcserélők, tolózárak, mérőműszerek stb.) kifejlesztése;

— az üzemanyagciklus gyorsításához és biztonságossá tételéhez szükséges eljárások, így egyebek között az üzemanyag-manipuláció ütemezése, a plutóniumkinyerés módja, a plutóniummal kapcsolatos jogi és biztonságtechnikai kérdések stb. megoldása;

— a gyors reaktorok belső biztonságának javítása.

Mindeme, és sok más, itt nem említett problémának megoldása szükséges ahhoz, hogy a szaporító gyors reaktorok teljesítsék azt a feladatot, amit tőlük várnak: a föld hasadóanyagkészleteinek legalább egy nagyságrenddel jobb hasznosítását, mint ami a mai konverter típusú termikus reaktorokkal lehetséges. A megoldástól még elég messze vagyunk.

Így például megemlíthető, hogy a folyékony fémhűtésű gyors reaktorok zónájában történő lokális hűtéskimaradás néhány tizedmásodpercen belül a nátrium elgőzölgésére és további néhány másodpercen belül a mag teljes vagy részleges megolvadásához vezethet. Ennek csak az egyes üzemanyagkötegek mindenkori állapotát megbízhatóan jelző, igen gyorsan működő vészleállító szerkezetekkel lehetne elejét venni. Ilyen eljárásként szóba jöhet a kötegenkénti áramlásmérés, ami viszont folyékony fémnél szinte megoldhatatlan. Műszakilag könnyebben uralható lenne a kilépő hőmérséklet érzékelése, de az elérhető hőmérsékletváltozás csatornánként nem elég nagy és nem elég megbízható. A tokozat meghibásodását jelző műszer folyamatos detektálásra túl lassú működésű, egy meghibásodás viszont még nem vonhatja maga után a reaktor gyors leállítását. Marad jelenlegi ismereteink szerint az elgőzölgéssel járó akusztikai zaj-jelzés, amire viszont még nincs megfelelő műszer. S mindezen érzékelőknek nagy hőmérsékleten és gyors neutronfluxuson, folyékony nátriumban kell éveken át működniök!

A nehézségek egy másik csoportja az üzemanyagciklussal és az egész rendszer számára szükséges nukleáris alapanyagszükséglettel kapcsolatos. Tény hogy a mai folyékony fémhűtésű gyors reaktorok több hasadóanyagot termelnek, mint amennyit elfogyasztanak (az ún. tenyésztési tényező kb. 1,2—1,3), de az újratermelés viszonylag lassan történik (az ún. kettőzési idő 10—14 év), viszont az erősen (általában 90% felett) dúsított uránt igénylő első töltet fajlagos — a kinyert energiára vonatkoztatott — nukleáris anyagigénye uránércre visszaszámítva és beleszámítva a dúsító és reprocesszáló eljárás veszteségeit, a tárolási időket stb. lényegesen nagyobb, mint a jól bevált termikus konvertereké. Így például az Egyesült Államokban kiszámították, hogy 1986—90 között a gyors reaktorok nagyobbmérvű elterjedésével számolva 1990 táján kb. 50%-kal több U_3O_8-ra lenne szükség évente, mint tisztán termikus reaktorok építése esetén. Igaz, hogy ezután kb. egy évtizeden belül beáll az egyenlőség a tisztán termikus és a vegyes rendszer között, később pedig a vegyes redszer kb. 1 nagyságrenddel jobb lesz az ércre visszaszámított anyag kihasználásában. De a bányászati, ércelőkészítő és feldolgozó, urándúsító, reprocesszáló stb. kapacitással a legnehezebb évekre kell felkészülni, ezek igénye viszont kb. háromszor akkora, mint az USA jelenleg meglevő, vagy épülő ilyen nemű kapacitása.

Így teljesen érthető az a törekvés, hogy olyan szaporító rendszereket hozzanak létre, amelyek rövidebb idő alatt több tenyészanyagot termelnek. (A kettőzési idő a villamosenergia-igények kettőzési idejénél rövidebb, mintegy 8—9 év, a tenyésztési tényező kb. 1,4—1,5 legyen.) Erre elvben a

hélium gáz hűtésű karbid alapanyagú üzemanyaggal rendelkező gyors reaktor lenne alkalmas, amely kevesebb gyors neutron elnyelése mellett kiküszöbölné a folyékony fém és a víz (vagy levegő) érintkezésénél adódó reakció veszélyét, de fokozott mértékben fennállana a hűtés kimaradása esetén a megsérülés és a teljes összeolvadás veszélye. Nyilván a reprocessziós eljárásoknak is változniok kellene; a mai, egy feldolgozó helyre koncentrált, vízoldatos eljárások helyett talán a száraz eljárások kerülnek majd előtérbe az atomerőmű telephelyén. Mindez azonban ma még csak műszaki kombináció.

A gyors reaktorok gazdaságosságára nézve ma még senki sem közölt — akár távolról is megbízhatónak jelzett — adatokat. Nyilvánvaló, hogy az eddig több milliárd dollárt felemésztett kutatásokat és a fejlesztési munkát folytatni fogják. Hogy azonban a gyors reaktorok kereskedelmi hasznosítására a jelenleg köztudatba dobott, 1985 körüli, időpont reális célkitűzés-e, arra talán a most futó demonstrációs program fog válaszolni.

Közben folyik a kutatás a *termikus tenyészreaktorok* kifejlesztése irányában is, így például a PWR-reaktorok breederre történő átépíthetőségét hivatott bizonyítani a Shippingportban (USA) 1974 évi üzembehelyezésével előirányzott LWBR reaktor (Light Water Breeder Reactor) tóriumoxid és ^{233}U üzemanyaggal, továbbá a már említett nagyhőmérsékletű gázreaktornak (HTGR) breederként való felhasználása (GCFBR). A MSBR (Molten Salt Breeder Reactor) 7,3 MWt teljesítménnyel 1965-ben lett kritikus, tóriumot és ^{233}U-t tart oldatban $^{7}Li\ F-BeF_2$ sóval és tulajdonképpen első kísérleti megvalósítása az évtizedek óta felvetett homogénreaktornak. Az előnyök (olcsó üzemanyag, hasadási termékek folyamatos eltávolítása) és a hátrányok (korrózió, tricium keletkezése, üzemen belüli reprocesszálás stb.) még nyitottan állnak egymással szemben, a rendszer eddig még nem bizonyította, hogy breederként működni tud.

Összefoglalva elég biztonsággal megállapítható, hogy a következő egy-másfél évtizedben nyilván a már jól bevált típusok, elsősorban a könnyűvizes (nyomottvizes vagy elgőzölögtető változatban), másodsorban a gázhűtésű, a forraló víz-grafit nyomottcsöves és a nehézvizes reaktorok fogják az atomerőművekkel szemben támasztott, rohamosan növekvő igényt kielégíteni. Ezután következhetnek majd a szaporító gyors reaktorok, folyékony fém- vagy gázhűtéssel, illetve előreláthatólag ezeknek valamilyen kombinációja az egyensúlyi üzemanyagfelhasználást biztosító — a termikus reaktorokkal vegyes — rendszerben.

Az utóbbi években — néhány éves, elsősorban a megoldatlan fizikai problémák okozta megtorpanás után — újra lendületbe jött a *fúziós reaktorokkal* kapcsolatos kutatás nem csupán a fúzió fizikai lehetőségét kutató elméleti és laboratóriumi munka, hanem a mérnöki megoldások terén is (természetesen elsősorban a Szovjetunióban és az Egyesült Államokban). A rendszer elméleti alkalmazhatóságának egyik feltételéül az ún. Lawson-kritériumot szokták megjelölni, amelynek értelmében a rendszer akkor valósítható meg, ha pl. egy deuterium-tricium keverékből álló plazma 10 keV energián (kb. 10^8 K°) 10^{14} ión/cm^3 sűrűség mellett 1 másodpercig összetart (a számításokat 33%-os erőmű hatásfokkal végezték.) A nagyságrendek érzékeltetésére meg kell említeni, hogy az eddigi legjobb plazmagenerátorokban, melyekben a toroidális plazmagyűrű keresztmetszetének sugara 10—20 cm nagyságrendben van, az elért energiaszint 0,5—1 keV, a sűrűség $(0{,}5-1)\cdot 10^{14}$ ion/cm^3, az összetartási idő 0,01 mp. Ez azonban még nem volt elegendő a szabályozott termonukleáris fúzió megvalósításához. Elméleti számításokkal valószínűsítik azonban, hogy a mágnesesen komprimált plazma sugarának egy tizes nagyságrenddel való növelése útján a fentiekben körvonalazott feltétel elérhető lesz, mégpedig — minthogy több lépcsőben és kísérleti berendezéssel történő közelítésről lehet csak szó — előreláthatólag még ebben az évtizedben.

Ahhoz, azonban, hogy a laboratóriumi berendezésből folyamatosan dolgozó reaktor-prototípus legyen, meg kell oldani egyebek között az üzemanyagnak (pl. a pasztillákba préselt szilárd tríciumnak) folyamatos beadagolását a plazmába (egy 2000 MWe-s erőműben nagyságrendben napi 0,5 kg mennyiségben), továbbá a hulladékanyagnak (hélium) folyamatos eltávolítását; ez két olyan feladat, melynek megoldására léteznek már műszaki elképzelések. Technológiai szempontból igen problematikusnak tűnik azonban a nagyhőmérsékletű plazmát körülvevő vákuum-gyűrű, hiszen itt olyan anyagot (és szerkezetet) kell alkalmazni, amely az adódó nagy hőfeszültségek mellett a rendkívül intenzív és nagyenergiájú neutron-besugárzással szemben is legalább 100 n/kb fluxusideig használható. A kutatások folynak.

A vákuumgyűrűt kívülről körülvevő köpenyben lassulnak le a fúziónál keletkező gyors neutronok termikus energiáig, amidőn is a szaporítóanyagban (előreláthatóan valamilyen lítiumot tartalmazó só vagy fém) történő befogás útján újra trícium keletkezik, ami üzemanyagként felhasználható, és így a rendszer gyakorlatilag önfenntartó, de a keletkezett hőt el kell vezetni. A köpenyt neutron védelem veszi körül, elsősorban a neutronmegszökés megakadályozására és a mágnesező tekercsek védelmére. Utóbbiak átlagban 10 tesla (100 000 gauss) intenzitású mágneses térerősséget állítanak elő, az áramsínek kriogenikus környezetben (előreláthatóan 4—10 K°-on) üzemelő szupravezetők lesznek. Az ilyen anyagoknak elfogadható áron történő előállítása ma az egyik legsúlyosabb gazdasági nehézségnek tűnik.

Fenti néhány probléma felvázolásával csak jelezni kívántam a műszaki nehézségeket, amelyek azonban bizonyára nem okozhatnak lehetetlenülést.

Úgy számolják szakkörökben, hogy a 80-as évek elejére bizonyítottnak várható elméleti alkalmazhatóságot 10 éven belül követni fogja a fúziós erőmű demonstrációs és ezt követően 10 év múlva,

tehát kb. az évezred végére, ipari alkalmazása. A fúziós erőmű üzemanyaga (a deuterium) kimeríthetetlen mennyiségben rendelkezésünkre áll (minden liter közönséges vízben kb. 300 liter folyékony szénhidrogén energiatartalmának megfelelő energia van felhalmozva), a fúziós erőmű a kis mennyiségű és uralható tríciumon kívül nem termel radioaktív hulladékokat, egyébként mindama előnyökkel rendelkezik, mint a mai „konvencionális" (tehát a maghasadási energia alkalmazásának elvén működő) atomerőmű. Utóbbival szemben azonban a néhányszáz tonna mennyiségű, erősen radioaktív üzemanyag helyett csak néhány (2000 MWe-nál kb. 5,6) kilogramm töltete van, ami nem okozhat nukleáris balesetet és így egy esetleges külső vagy belső okokból bekövetkezett meghibásodás következményei kevésbé súlyosak, az erőmű tehát lakott településen vagy ahhoz közel is elhelyezhető. A fúziós erőmű — iparilag fejlett kivitelezésében — semmivel sem tűnik a jelenlegi elképzelések szerint bonyolultabbnak, tehát költségesebbnek, mint fissziós elődje, viszont üzemanyaga még amannál is olcsóbb. Mindezeket figyelembe véve nem lehet kétséges, hogy az új, fúziós atomerőmű típusnak jövője van és az emberiség energiaellátási gondjai végleges megoldásának egyik valószínű útját jelzi. Hogy ez az út ténylegesen járható lesz-e a III. évezred elején, azt a következő néhány év fogja nyilván eldönteni.

IRODALOM

Transactions of the IV. International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy, Genf 1971.

Lévai András: Az atomerőművek műszaki-gazdasági fejlődésének értékelése a IV. genfi atomenergia értekezlet tükrében (Energia és Atomtechnika 1972. 4. szám).

Transcations of the American Nuclear Society, 1972 Winter Meeting, Washington D. C.

Jahrbuch der Atomwirtschaft, 1972.

Az IAEA 1972. évi XVI. Közgyűlésének anyagai

Robert G. Mills: The promise of controlled fusion (IEEE Spectrum, Vol. 8. N°. 11. November 1971)

WERNER HEISENBERG LEVELEI AZ AKADÉMIAI KÖNYVTÁR KÉZIRATTÁRÁBAN

A Fizikai Szemle legutóbb részleteket közölt a hetvenéves Werner Heisenberg „Der Teil und das Ganze" címmel közreadott személyes visszaemlékezéseiből.[1]

A következőkben néhány hazai vonatkozású emléket, eddig nem közölt Heisenberg-dokumentumot szeretnénk bemutatni.

A Magyar Tudományos Akadémia Könyvtára Heisenbergnek öt, Ortvay Rudolfhoz írt levelét őrzi Kézirattárában.[2] *Heisenberg professzor szívesen hozzájárult ahhoz, hogy ezeket közöljük lapunkban.*

Jól ismert, milyen szenvedélyességgel ápolta Ortvay a nemzetközi tudományos kapcsolatokat: működésének idején a kvantumelmélet kimagasló alkotóinak egész sora (Debye, Dirac, Heisenberg, Hund, Lánczos, Neumann, Planck, Sommerfeld, Wigner) fordult meg Budapesten és tartott itt előadást.[3] *Werner Heisenberg „Die Goethesche und die Newtonsche Farbenlehre im Lichte der modernen Physik" című előadása 1941. április 28-án a Tudományegyetem D épületének nagy előadótermében hangzott el.*[4] *Ezzel az előadással és a Budapesten eltöltött napokkal kapcsolatban íródott az első két Heisenberg-levél. A másik három Ortvaynak a következő évben tett viszontlátogatásáról szól; mint vendégelőadó „Über einige prinzipielle mathematische Gesichtspunkte in der heutigen Physik" címmel tartott előadást Heisenberg lipcsei intézetében.*[5]

[1] Pályaválasztás (fordította Marx György), Fizikai Szemle *22*, 367, 353 (1972).

[2] Jelzetük: K 785

[3] Lásd ezzel kapcsolatban Planck, Wigner és Neumann Ortvayhoz írott leveleit, Fizikai Szemle *22*, 45, 307, 1972.

[4] Magyarul megjelent: Matematikai és Fizikai Lapok *48*, 543, 1941. — Másnap, április 29-én egy második Heisenberg-előadás is elhangzott a kozmikus sugárzásról és a mezonokról az Eötvös Loránd Matematikai és Fizikai Társulat rendezésében (Kunfalvi Rezső szíves közlése)

[5] Magyarul megjelent: Matematikai és Fizikai Lapok *47*, 111, 1940.

Lipcse, 41. 5. 5.

Igen tisztelt, kedves Kolléga Úr!

A Budapesten töltött napok sajnos nagyon is gyorsan véget értek, de ez az ünnepies és kellemes idő, amit az Ön nagyszerű vendégszeretete nyújtott számomra, még sokáig meg fog maradni emlékezetemben. Fogadja őszinte szívből jövő köszönetemet mindazért, amit értem tett. Nemcsak hogy Ön a köznapokból kiragadva egy oly békés és derűs világba juttatott engem, de az emberi kapcsolatokat is olyan tisztán éreztem eszmei téren, ami különben annyira ritka a mi háborúval terhes korunkban.

Kérem, hogy kollégáinak is adja át köszönetemet vendégszeretetükért. Remélhetőleg az Ön útja is alkalomadtán újból elvezet Németországba; látogatásának nagyon örülnénk.

Köszönettel

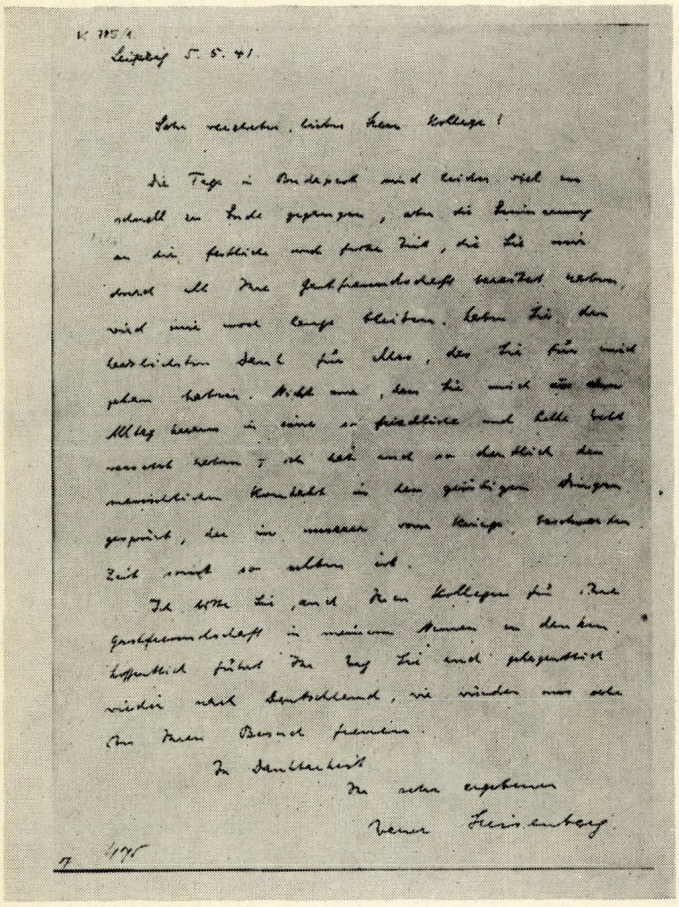
őszinte hive
Werner Heisenberg

Urfeld, 41. 8. 27.

Igen tisztelt Kolléga Úr!

Nagyon köszönöm levelét és érdekes megjegyzéseit előadásom tartalmáról. Az ön által felvetett kérdésekről természetesen igen hosszasan el lehetne vitázni, s itt legfeljebb megkísérelhetem, hogy jelezzem, milyen irányban haladnak elgondolásaim és kívánságaim.

Bizonyos, hogy a „szemléletesség" némileg elmosódott fogalom. Mintegy Platón *ἐπιστήμη* és *διάνοια* megismerési fokai között áll és jelentésének van még egy mellékzöngéje is: „vizuálisan áttekinthető". Legtöbbször egyszerűen mint az „absztrakt" szó ellentétét használjuk. Pl. a különböző fizikusok valószínűleg egyáltalán nem értenénk egyet abban, hogy mit fogadjanak el még „szemléletesnek".



Ami a matematika szerepét illeti a színelméletben, az ornamentumok csoportelméleti tárgyalására, általában az egész, Speiser által tárgyalt kérdéskomplexumra (csoportelmélet és művészet) gondoltam.[1] A Goethe-féle színelmélet diszpozícióját is ilyen szimmetriamegfontolások határozzák meg. (A hat fejezetre való felosztás bizonyos rokonságban áll a színkör szimmetriájával; a hat részre való osztás mögött itt is ott áll egy kettős felosztás: tapasztalat és értelmezés). Ezzel szemben az Ön által említett logisztika nekem nem nagyon rokonszenves. Jóllehet úgy vélem, hogy a logisztika a matematika alapjai számára döntő fontosságú; az ellentmondásmentesség ismert problémáján s i.t. csak ennek segítségével lehet úrrá lenni. Más területeken, különösen a filozófiában való alkalmazása azonban igen problematikusnak látszik számomra. Hiszen a logisztika mindig szigorú szabályok segítségével megfogalmazott kapcsolatot feltételez a fogalmak között. A közönséges nyelv azonban a szavakat mindig csak „kísérletképpen" alkalmazza; egy mondatnak nem az a szerepe, hogy világos jelentést fejezzen ki, hanem az, hogy gondolatainknak hozzávetőlegesen meghatározott irányt szabjon. A nehézség a legvilágosabban a hegeli dialektika esetében látható: Hogyan ragadható meg logisztikailag tézis és antitézis? Carnap és Schlick iskolájának irányzata nekem sosem volt nagyon rokonszenves.

Ami a harmadik pontot, a „tudomány véges voltát" illeti, előadásomban bizonyára nem elég világosan fejeztem ki magamat. Természetesen a tudományt — épp úgy, mint Ön — mindenképpen végtelennek tartom; minden megoldott problémához új gyümölcsöző problémák fognak csatlakozni. Csak a természettudomány egyes *területeiről* gondolom azt, hogy lezárhatók, nem pedig arról, ami ezeken a területeken felkutatható. A legjobb példa erre a kémia: Ez elvileg lezártnak tekinthető terület, hiszen egész tartalma valószínűleg „in nuce" benne foglaltatik a Schrödinger-egyenletben, gyakorlatilag azonban a kémia mint tudomány folytonosan fejlődni fog; sőt, azt kell gondolnunk, hogy a kémia és a biológia határterületein teljesen új, a kvantumelmélet által előre nem látott fogalmak merülnek majd fel. — Ami speciálisan az atomfizikát illeti, ezzel kapcsolatban azt gondolom, hogy az elemi részecskék létezésére s i.t. vonatkozó kutatások is eljutnak majd a lezárásig, hasonlóan az atomburok mechanikájához; én magam legalább is azt remélem, hogy ezt a fejleményt még megérem. Természetesen ezzel a fizika még korántsem zárul le, a tudomány folyamatosan fejlődik tovább a végtelenségig. Mindenesetre az említett lezárásnak abban a tekintetben, hogy elvileg mit lehet a technikában elérni, nagy jelentősége lenne.

Előadásom rövid összefoglalását a mellékelt lapra írtam. Remélhetőleg elégséges lesz az Ön által említett célra.

Sok szívélyes üdvözlettel, a közös budapesti ismerősöknek is,

őszinte hive

Werner Heisenberg

Az előadás a goethei és a newtoni színelmélet egybevetéséből kiindulva összehasonlítja egymással a valóságnak azokat a tartományait, amelyekben ez a két színelmélet érvényes. Rámutat arra, hogy a newtoni fizika valóságtartományából már a modern atomfizika is kivezet, így ha következetesen végighaladunk azon az úton, amelyre Galilei és Newton lépett rá, végül olyan területekre jutunk el, amelyek a klasszikus fizika érvényességi tartományától elvileg különböznek. Ez a körülmény alapot ad annak a reménynek, hogy a nem túl távoli jövőben megtörténhetnek az első lépések abban az irányban is, hogy a természettudományok és a humán tudományok területeinek kapcsolatát megértsük.

Lipcse, 1941. okt. 28.

Igen tisztelt Kolléga Úr!

Nagyon örülünk a kilátásnak, hogy Önt a közeljövőben Lipcsében láthatjuk, és köszönjük készségét, hogy oly szíves és „A matematika néhány újabb szempontjának fizikai vonatkozásai"-ról előadást tart majd.

Mivel én a hét második felében rendszeresen Berlinben vagyok, szívesen megmutatom Önnek

[1] Ön bizonyára ismeri Speiser könyvét: Die mathematische Denkweise (megjelent 1937 körül).

K 785/2: 1
Kopenhagen, 27. 8. 41

(1)

Lieber und verehrter Herr Kollege!

Haben Sie vielen Dank für Ihren Brief und Ihre überaus freundlichen Bemerkungen zu meinem Vortrag. Es gibt vielleicht wohl niemand, der mit dem von Ihnen eingenommenen Standpunkt vollkommen einverstanden wäre, und ich kann mich daher Ihren Einwänden nur anschließen, in welcher Richtung meine Gedanken und Bemühungen sich gehen.

Der Begriff „Wirklichkeit" ist wirklich ein ganz merkwürdiger Begriff. Er scheint in gewissem Sinne von den beiden Gegensätzen subjektiv und objektiv bei Platon und bei noch vor Schelling zu „Weltall" „Universum" zu sein. Er wird bei uns wohl meist im Sinne des Gegenstandes im „Urteil" gebraucht. Vielleicht wäre es wohl eine verschiedene Begriffen gemeinsame einzige Kategorie, wie sie, worin sie „wirklich" gelten können möchten.

Bei der letzten Stelle in der Farbenlehre habe ich an die ganz ganz merkwürdige Behandlung des Phänomens, das Entstehen des ganzen von Spektrum beherrschenden Tages (ganzen Raumes u. Stellenumwelt) gedacht. Auch die Diskussion der Goethe'schen Farbenlehre ist von vielen Gesichtspunkten sehr interessant. Die Einleitung in seine Kapitel ist eine geniale Inconsequenzheit mit den Gegensätzen der Farbenlehre; und hier ist der 6-Teilung eine 8-Teilung entgegengesetzt. Gegensatz und Steigerung) Liegen ist mir die von Ihnen

*) Ich kannte weil den Band von Speiser, „Die mathematische Denkweise" (aber 1937 erschienen)

Hoffe 28

(2)

erwähnte Logistik nicht sehr sympathisch. Ich glaube, dass die Logistik für die Grundlagen der Mathematik von untergeordneter Wichtigkeit ist; die bekannten Probleme der Widerspruchsfreiheit u. s. w. lassen sich wohl auch in der Umgangssprache. Aber die Verwendung in anderen Gebieten, insbesondere über der Philosophie, scheint mir sehr problematisch. Die Logistik scheint ja immer scharfe Definitionsgrenzen von den Begriffen voraus. Die gewöhnliche Sprache aber vermeidet die Worte immer mit „mehr oder weniger"; ein Satz soll nicht einen klaren Sinn enthalten, sondern es soll unsere Gedanken in eine [illegible] Richtung lenken. Aber den denkbaren bleibt noch die Möglichkeit [illegible] der Regelosen die selbst: die soll neben These und Antithese Logistik treten? Die Findungen der Mengen Cantorgl und Zahlen waren mir nie sehr sympathisch.

Von den dritten Punkte, die „Wirklichkeit der Wissenschaft" anbelangt, so muss ich mich in meinem Vortrag vielleicht zu sehr ausgedrückt haben. Wirklich selbst ist, scheint mir hier, die Wissenschaft durchaus für unendlich; an jedem Problem, das wir lösen, werden sich neue fruchtbare Probleme anschließen. Auch die Geschichte der Naturwissenschaft selbst ist für Wirklichkeiten, dass nicht [illegible] das, was in früheren Epochen als Wissen gelten konnte. Die Chemie ist dafür ein gutes Beispiel: Grundbegriffe [illegible] kann zu Gebiet als abgeschlossen gelten, sie ja [illegible] gewisse Inhalt in der Schrödinger'schen Gleichung, in neuer Einkleidung, ist; [illegible] ebenso wichtig wird die Chemie in

Hoffe 28

(3)

Wissenschaft immer weiter entwickelt werden, und wenn man sich irgend vorstellen, dass ein Gebiet wie Chemie u. Biologie völlig wissen, in den Grenzen der Theorie wohl vorgegebene Begriffe aufgenommen. Der wirkliche Inhalt [illegible] ist, dass die Physik und die Grundbegriffe der Elementarteilchen u. s. w. in Unbestimmte [illegible] verschwinden und Inhalt werden können wie die Farben der Atom Wolke; oder umgekehrt sich selbst noch, [illegible] Entwicklung mit unserer Leben. Was wahrscheinlich ist damit die Physik in keiner Weise abgeschlossen, die Wissenschaft voll stets unendlich weiter. Das Allgemeine würde schon Abschluss sein für den, der wie Spinoza in den Tatsachen erschöpfen Geist, seinen Betrachtungen sehen.—

Die kurze Zusammenfassung meines Vortrages habe ich auf das beiliegende Blatt geschrieben. Vielleicht genügt es für die von Ihnen gewünschte Druckes.

Mit vielen herzlichen Grüßen, auch an gemeinsame Bekannte in Deutschland

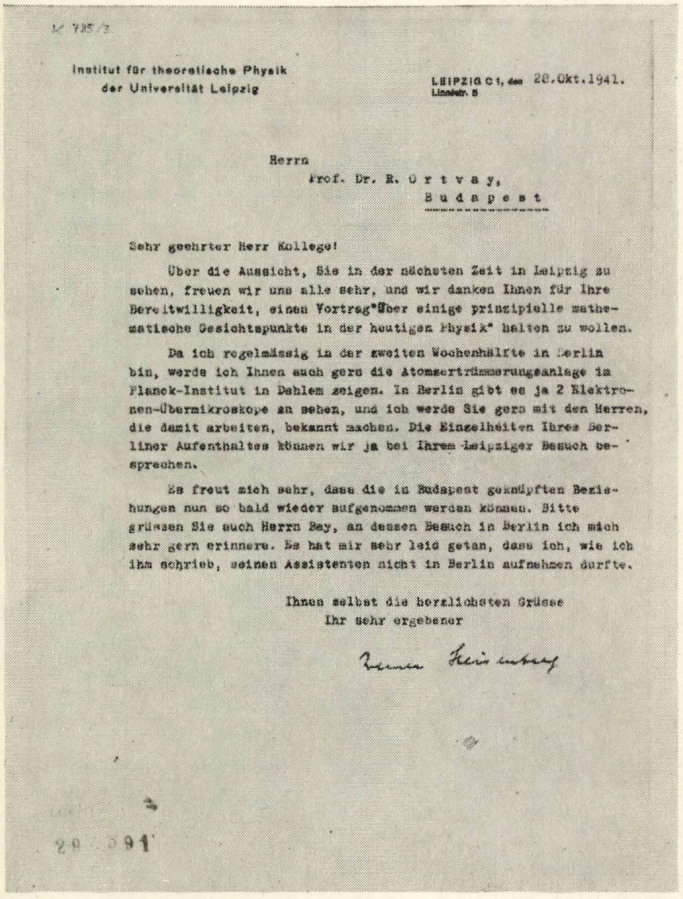
Ihr sehr ergebener

Werner Heisenberg.

Hoffe 28

(4)

Der Vortrag kommt in einem Gegensatz der Grundlagen der Goethe'schen und der Newton'schen Farbenlehre zu einem Gegensatz der Wirklichkeitsbereiche, denen die beiden Farbenlehren [illegible] gelten. Es wird darauf hingewiesen, dass [illegible] die moderne Atomphysik den Wirklichkeitsbereich der Newton'schen Physik [illegible] [illegible], dass aber auch die Konsequenzen der Anwendung der von Newton gelehrten und Newton eingeschlagenen Wege schließlich in [illegible] [illegible] [illegible]



K 785/3

Institut für theoretische Physik
der Universität Leipzig

LEIPZIG C 1, den 28.Okt.1941.
Linnéstr. 5

Herrn
Prof. Dr. R. Ortvay,
Budapest

Sehr geehrter Herr Kollege!

Über die Aussicht, Sie in der nächsten Zeit in Leipzig zu sehen, freuen wir uns alle sehr, und wir danken Ihnen für Ihre Bereitwilligkeit, einen Vortrag "Über einige prinzipielle mathematische Gesichtspunkte in der heutigen Physik" halten zu wollen.

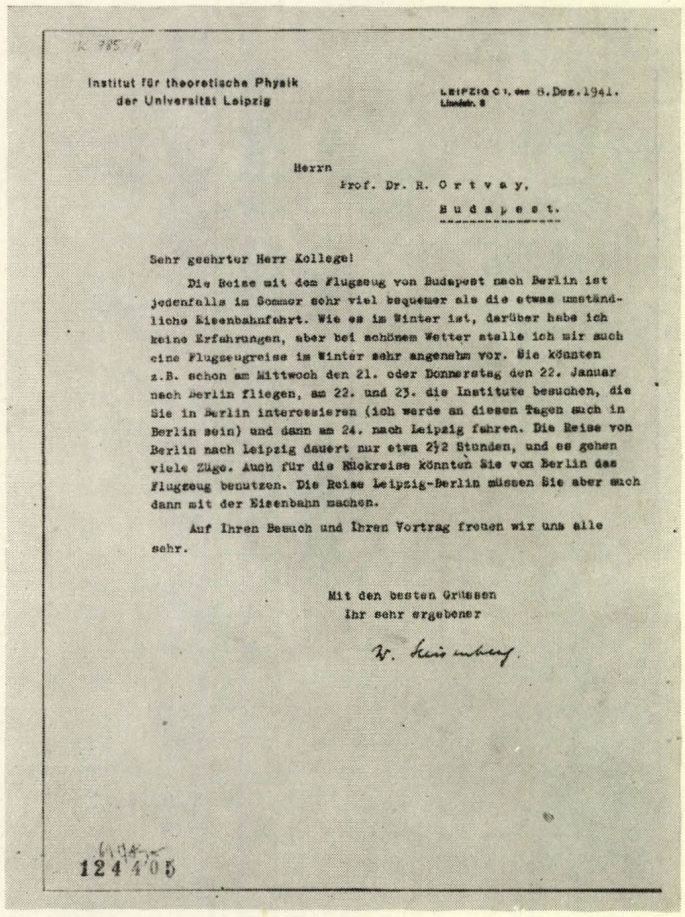
Da ich regelmässig in der zweiten Wochenhälfte in Berlin bin, werde ich Ihnen auch gern die Atomzertrümmerungsanlage im Planck-Institut in Dahlem zeigen. In Berlin gibt es ja 2 Elektronen-Übermikroskope zu sehen, und ich werde Sie gern mit den Herren, die damit arbeiten, bekannt machen. Die Einzelheiten Ihres Berliner Aufenthaltes können wir ja bei Ihrem Leipziger Besuch besprechen.

Es freut mich sehr, dass die in Budapest geknüpften Beziehungen nun so bald wieder aufgenommen werden können. Bitte grüssen Sie auch Herrn Bay, an dessen Besuch in Berlin ich mich sehr gern erinnere. Es hat mir sehr leid getan, dass ich, wie ich ihm schrieb, seinen Assistenten nicht in Berlin aufnehmen durfte.

Ihnen selbst die herzlichsten Grüsse
Ihr sehr ergebener

Werner Heisenberg

29 591



K 785/4

Institut für theoretische Physik
der Universität Leipzig

LEIPZIG C 1, den 8.Dez.1941.
Linnéstr. 5

Herrn
Prof. Dr. R. Ortvay,
Budapest.

Sehr geehrter Herr Kollege!

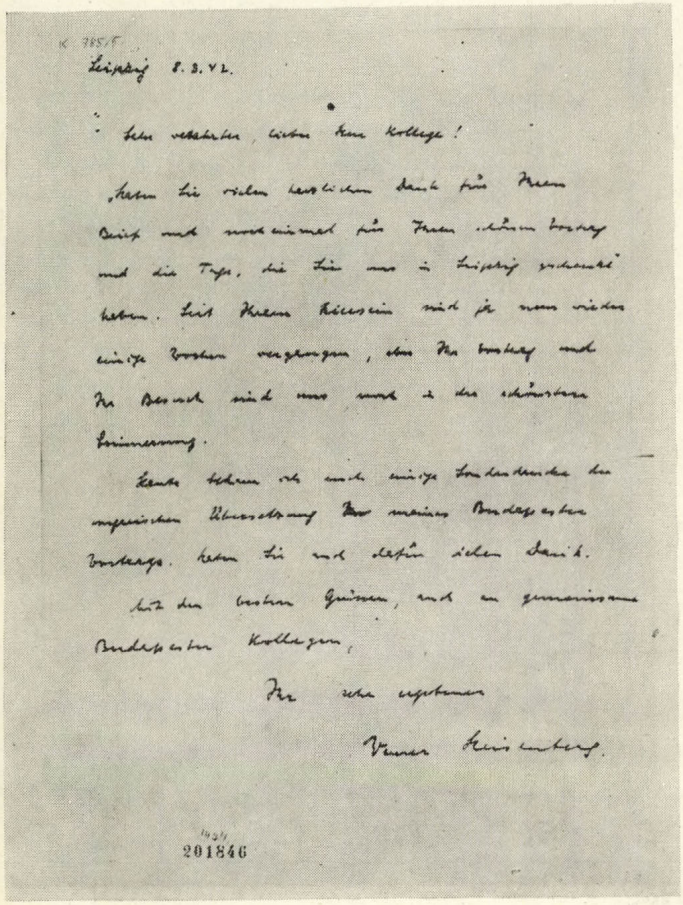
Die Reise mit dem Flugzeug von Budapest nach Berlin ist jedenfalls im Sommer sehr viel bequemer als die etwas umständliche Eisenbahnfahrt. Wie es im Winter ist, darüber habe ich keine Erfahrungen, aber bei schönem Wetter stelle ich mir auch eine Flugzeugreise im Winter sehr angenehm vor. Sie könnten z.B. schon am Mittwoch den 21. oder Donnerstag den 22. Januar nach Berlin fliegen, am 22. und 23. die Institute besuchen, die Sie in Berlin interessieren (ich werde an diesen Tagen auch in Berlin sein) und dann am 24. nach Leipzig fahren. Die Reise von Berlin nach Leipzig dauert nur etwa 2½ Stunden, und es gehen viele Züge. Auch für die Rückreise könnten Sie von Berlin das Flugzeug benutzen. Die Reise Leipzig-Berlin müssen Sie aber auch dann mit der Eisenbahn machen.

Auf Ihren Besuch und Ihren Vortrag freuen wir uns alle sehr.

Mit den besten Grüssen
Ihr sehr ergebener

W. Heisenberg.

124405



K 785/5

Leipzig 8.3.42.

Sehr verehrter, lieber Herr Kollege!

Haben Sie vielen herzlichen Dank für Ihren Brief und nocheinmal für Ihren schönen Vortrag und die Tage, die Sie uns in Leipzig geschenkt haben. Seit Ihrem Hiersein sind ja nun wieder einige Wochen vergangen, aber Ihr Vortrag und Ihr Besuch sind uns noch in der schönsten Erinnerung.

Heute bekam ich auch einige Sonderdrucke der ungarischen Übersetzung Ihres meines Budapester Vortrags. Haben Sie auch dafür vielen Dank.

Mit den besten Grüssen, auch an gemeinsame Budapester Kollegen,

Ihr sehr ergebener

Werner Heisenberg.

1934
201846

az atomromboló berendezést is a Planck-intézetben, Dahlemben. Látható még Berlinben 2 elektronmikroszkóp is; szívesen összeismertetem Önt az azokkal dolgozó fizikusokkal. Berlini tartózkodásának részleteit lipcsei látogatásának ideje alatt megbeszélhetjük.

Nagyon örülük annak, hogy a kapcsolatokat, melyek közöttünk Budapesten szövődtek, ilyen hamar újból felvehetjük. Kérem, köszöntse nevemben Bay urat is, kinek berlini látogatására igen szívesen emlékezem vissza. Nagyon sajnáltam, hogy — amint ezt neki is megírtam — asszisztensét nem vehettem fel Berlinben.

Önnek személyesen a legszivélyesebb üdvözleteimet küldöm

őszinte hive
Werner Heisenberg

Lipcse, 1941. dec. 8.

Igen tisztelt Kolléga Úr!

A repülőút Budapestről Berlinbe nyáron mindenesetre sokkal kényelmesebb, mint a némileg körülményesebb vonattal való utazás. Arról, hogy milyen a helyzet télen, nincs tapasztalatom, de úgy gondolom, szép időben a repülőút télen is igen kellemes lehet. Ön pl. már jan. 21-én, szerdán, vagy 22-én csütörtökön Berlinbe repülhet, 22-én és 23-án meglátogathatja azokat az intézeteket, amelyek Önt érdeklik (ezeken a napokon én is Berlinben leszek), és ezután 24-én utazhat Lip-

csébe. Az utazás Berlinből Lipcsébe csak mintegy 2 ½ óra hosszat tart, és sok vonat megy. A hazautazáshoz is használhatja Ön a repülőgépet Berlinből. A Lipcse—Berlin utat azonban ekkor is vasúton kell megtennie.

Látogatásának és előadásának mindnyájan nagyon örülünk.

Szivélyes üdvözlettel
őszinte hive
W. Heisenberg

Lipcse, 42. 3. 8.

Igen tisztelt, kedves Kolléga Úr!

Őszinte szívből köszönöm levelét, valamint — még egyszer — az Ön szép előadását és azt a néhány napot, amellyel bennünket Lipcsében megajándékozott. Az Ön ittléte óta megint csak elmúlt néhány hét, de előadásáról és látogatásáról most is a legszebb emléket őrizzük.

Ma kaptam meg budapesti előadásom magyar fordításának néhány különlenyomatát is. Ezeket is nagyon köszönöm Önnek.

Szivélyes üdvözlettel, a közös budapesti kollégáknak is,

őszinte hive
Werner Heisenberg

Őszinte köszönetet mondok az Akadémiai Könyvtár Kézirattárának — különösen dr. Csapodi Csaba osztályvezetőnek — azért, hogy lehetővé tette e levelek közlését lapunkban.

Györgyi Géza

A BOLYGÓK MOZGÁSÁRÓL

Érdi Bálint
ELTE Csillagászati Tanszék

1. Az égi mechanika egyik központi kérdése a bolygók mozgásának a tanulmányozása. Napjainkban ezt a problémát különösen fontossá teszi az, hogy az interplanetáris űrrakéta-pályák megtervezéséhez a bolygók mozgásának igen pontos ismeretére van szükség. Ebben a cikkben a bolygómozgáselméletek főbb vonásairól szeretnék beszámolni.

Egy a Naprendszerhez tartozó égitest mozgáselméletének a megalkotásakor az általánosan használt eljárás az, hogy a gravitációs elmélet alapján efemeriseket készítenek az égitest számára, amelyeket azután összehasonlítanak a megfigyelésekkel. Az elmélet egy bolygó heliocentrikus mozgását a perturbáló bolygók pályaelemeinek és tömegének valamilyen értékrendszere mellett adja meg. Ennek a megfigyelésekkel való egybevetése a pályaelemek és tömegek pontosabb értékeihez vezethet, amelyekkel azután egy pontosabb elmélet készíthető. Ennek a módszernek az eredményessége elsődlegesen három feltételtől függ: attól, hogy mennyire mentesek a megfigyelések a szisztematikus hibáktól, annak az elméletnek a helyességétől, amelyen az efemerisek alapulnak, és végül a megfigyelések redukciós eljárásainak a pontosságától.

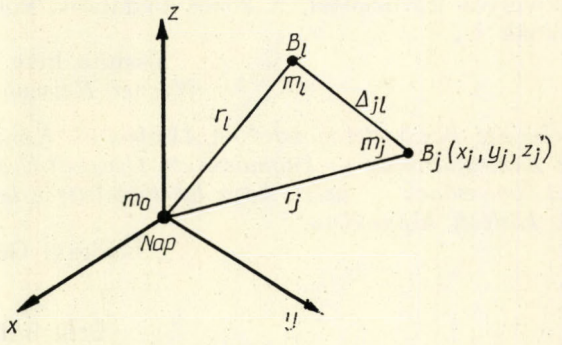
A problémát igen bonyolulttá teszi az a körülmény, hogy a megfigyeléseket a Föld felszínén elhelyezkedő obszervatóriumokból végzik, és így a Föld mindenfajta mozgásának a hatását is figyelembe kell venni. Az észlelt topocentrikus pozíciókat a megfigyelő helyzetének a Föld tengelykörüli forgásából származó mozgása kiküszöbölésére geocentrikussá kell átszámítani, a geocentrikus parallaxis figyelembevételével. Ehhez a Nap parallaxisának az ismeretére is szükség van. A geocentrikus efemerisek kiszámításához a Földnek a Nap körüli mozgását kell ismerni. Mivel a Naptáblázatok a Föld—Hold rendszer tömegközéppontjának a heliocentrikus mozgását reprezentálják, azért szükség van még a Földnek a Föld—Hold rendszer tömegközéppontja körüli mozgáselméletére is. Minthogy ezt a Hold geocentrikus mozgásának $\mu/(1+\mu)$ arányú kicsinyítésével kaphatjuk meg, ahol μ a Hold és a Föld tömegének az aránya, azért így a problémában a Hold mozgása és tömege is szerepet játszik. Végül szólni kell még arról is, hogy a bolygók pozícióit mindig bizonyos referencia csillagokhoz képest határozzák meg. A megfigyeléseket ezért korrigálni kell a precesszióra, a nutációra és az aberrációra is.

A bolygók mozgásának a tanulmányozása tehát szorosan összefonódik a Föld mozgásainak a vizsgálatával. Az egyetlen út az előrehaladáshoz a Naprendszert karakterizáló állandók rendszerének fokozatos javítása. A bolygómozgáselméletek megalkotása pontosan ezen fokozatosság szerint ment végbe az égi mechanika Newtonnal kezdetét vevő több évszázados története alatt. Ahogy a megfigyelések pontossága javult, a Föld, a Hold és a bolygók mozgáselméletének, s ezzel együtt az észlelések redukciós eljárásainak is egyre magasabb követelményeket kellett kielégítenie. Ezen a téren különösen jelentős előrehaladás történt a XIX. század folyamán. F. W. Bessel szigorú matematikai módszereket dolgozott ki a precesszió, a nutáció és az aberráció figyelembevételére, valamint a műszerek tökéletlenségeiből származó hibák korrigálására. Ezek az eljárások a XIX. század közepétől kezdve az összes jelentős meridián-kör megfigyelés sorozatban általánosan használtakká váltak. Elméleti oldalról Laplace, J. Leverrier, és S. Newcomb alapvető jelentőségű bolygómozgáselméletei jelentettek nagy előrelépést.

2. A bolygók heliocentrikus mozgását meghatározó mozgásegyenletek a Newton-féle általános tömegvonzási törvény alapján egyszerűen levezethetők. Minthogy a bolygók méretei kölcsönös távolságaikhoz képest igen kicsik, azért igen jó közelítéssel tömegpontoknak tekinthetők. (Megjegyezzük, hogy a bolygók mozgásának a tanulmányozásakor a bolygók holdjainak a tömegét is a bolygók tömegéhez számítják.) A Naprendszer égitestjeinek véges méreteit csak speciális esetekben, mint például a Jupiter egyes holdjai, a Hold,

és a mesterséges holdak mozgásának vizsgálatakor kell figyelembe venni.

Jelölje a bolygókat rendre $B_1, B_2, \ldots B_n$ Legyen B_j tömege m_j, Naptól való távolsága r_j, heliocentrikus derékszögű koordinátái x_j, y_j, z_j, a B_l-től való távolsága pedig Δ_{jl} (1. ábra).



1. ábra

Ekkor B_j Newton-féle mozgásegyenletei a következők [1]:

$$\left.\begin{aligned} \frac{d^2x_j}{dt^2} + k^2\frac{m_0+m_j}{r_j^3}x_j &= \frac{\partial R_j}{\partial x_j}, \\ \frac{d^2y_j}{dt^2} + k^2\frac{m_0+m_j}{r_j^3}y_j &= \frac{\partial R_j}{\partial y_j}, \\ \frac{d^2z_j}{dt^2} + k^2\frac{m_0+m_j}{r_j^3}z_j &= \frac{\partial R_j}{\partial z_j}, \end{aligned}\right\} j = 1, 2, \ldots, n \quad (1)$$

ahol m_0 a Nap tömege, k^2 a Gauss-féle gravitációs állandó (amelynek értéke: $k = 0{,}01720209895$, ha a tömeg, a hosszúság illetve az idő egységéül rendre a Nap tömegét, a csillagászati egységet illetve a középnapot választjuk.) R_j a következő függvényt jelenti:

$$R_j = \sum_{\substack{l=1 \\ l\neq j}}^{n} k^2 m_l \cdot \left(\frac{1}{\Delta_{jl}} - \frac{x_j x_l + y_j y_l + z_j z_l}{r_l^3}\right), \quad (2)$$

és itt

$$\Delta_{jl} = \sqrt{(x_l - x_j)^2 + (y_l - y_j)^2 + (z_l - z_j)^2},$$

$$r_l = \sqrt{x_l^2 + y_l^2 + z_l^2}.$$

Az R_j függvényt a B_j bolygó perturbációs függvényének nevezik. Ez fejezi ki a többi bolygónak a B_j-re gyakorolt, B_j perturbálatlan heliocentrikus mozgását befolyásoló zavaró hatását.

Az (1) egyenletek megoldása a bolygók heliocentrikus derékszögű koordinátáit adja meg az idő függvényében. Gyakran van szükség a bolygók ekliptikai polárkoordinátáinak (rádiusz, ekliptikai hosszúság és szélesség) ismeretére is. Ezeket a derékszögű koordinátákból kiindulva meg lehet határozni, vannak azonban olyan módszerek is (a legjelentősebbek a Laplace, P. A. Hansen és G. W. Hill által kidolgozott eljárások), amelyek alapján a polárkoordináták (1) megoldása nélkül közvetlenül kiszámíthatók. Ezeknek a módszereknek az ismertetésére nem térünk ki.

Az (1) egyenleteket lényegében kétféleképpen lehet megoldani: numerikus integrálással, illetve analitikus úton. Jelenleg egy égitest pályáját leggyorsabban és legpontosabban numerikus integrálással lehet kiszámítani. Ezért például a csillagászati évkönyvekben az öt külső bolygó, a Jupiter, Szaturnusz, Uránusz, Neptunusz és Plutó heliocentrikus derékszögű koordinátáit 1960-tól így határozzák meg.

A numerikus módszereknek azonban gyorsaságuk és pontosságuk ellenére több nagy hátrányuk is van az analitikusokkal szemben. Egyrészt ugyanis a numerikus úton kapott megoldás csak egy nem túl nagy, korlátozott időtartamra érvényes, és nem ad semmiféle indikációt (még csak kvalitatíve sem) arra nézve, hogy a mozgás a későbbiekben hogyan zajlik le. Ugyanakkor egy hasonló nagyságú időintervallumra meghatározott analitikus megoldás igen jó közelítéssel még legalább tízszer olyan hosszú ideig is érvényes lesz, s jelentős kvalitatív információkat ad a mozgásnak az adott időintervallumon kívüli lefolyásáról is. Másfelől a csillagászok számára igen fontos annak az ismerete, hogy egy bolygó perturbációi milyen más égitestektől származnak. Ezt nyilvánvalóan csak az analitikus megoldásokból lehet megállapítani, hiszen a mozgásegyenletek numerikus integrálásakor egy adott bolygó perturbációit nem külön-külön, hanem összességükben kapjuk meg. Végső soron tehát azt, hogy mikor melyik módszer használata célszerű, mindig a feladat természete dönti el.

A következőkben mi az (1) egyenletek analitikus megoldásának ismertetésével fogunk foglalkozni.

Minthogy az R_j perturbációs függvény szorzótényezőként tartalmazza az m_l bolygótömegeket, amelyek a nap m_0 tömegéhez képest igen kicsik (I. táblázat), azért az (1) egyenletek jobboldalai a baloldalakon álló második tagokhoz képest nagyon kicsik. Ez a körülmény lehetővé teszi a mozgásegyenletek szukcesszív approximációval történő megoldását. Ez úgy történik, hogy első közelítésben eltekintenek a bolygók egymásra gyakorolt perturbáló hatásától. Ha $R_j = 0$, akkor (1)-ből a következő egyenleteket kapjuk:

$$\left.\begin{aligned} \frac{d^2x_j}{dt^2} + k^2\frac{m_0+m_j}{r_j^3}x_j &= 0, \\ \frac{d^2y_j}{dt^2} + k^2\frac{m_0+m_j}{r_j^3}y_j &= 0, \\ \frac{d^2z_j}{dt^2} + k^2\frac{m_0+m_j}{r_j^3}z_j &= 0, \end{aligned}\right\} j = 1, 2, \ldots, n. \quad (3)$$

Ezek az egyenletek — amelyek formálisan az egycentrum-probléma mozgásegyenleteivel egyeznek meg — a bolygók perturbálatlan heliocentrikus mozgását írják le. A (3) egyenletek megoldásából, mint első közelítésből kiindulva az (1) egyenletek pontosabb megoldását úgy határozzák meg, hogy megnézik, milyen változtatásokat kell ezen végrehajtani ahhoz, hogy belőle az (1) megoldását kapjuk.

I. táblázat

A bolygók reciprok tömege (a Nap és a bolygók tömegének az aránya). Ezek az értékek — melyeket a csillagászati évkönyvek jelenleg használnak — még S. Newcombtól származnak (a Plutó kivételével). Megjegyezzük, hogy a Plutó tömege a legújabb számítások szerint (P. K. Seidelmann, 1971.) csak 0,11 földtömegnek felel meg, azaz a reciprok tömeg 3000000.

Merkur	6000000	Jupiter	1047,355
Vénusz	408000	Szaturnusz	3501,6
Föld	329390	Uránusz	22869
Mars	3093500	Neptunusz	19314
		Plutó	360000

3. A (3) egyenletek megoldása — amelyet először Newton határozott meg — jól ismeretes. Eszerint egy B bolygónak a Nap körüli perturbálatlan mozgását az empirikus Kepler-törvények írják le, amelyek közül azonban a III. csak jó közelítéssel igaz. Ez utóbbi pontos alakja a következő:

$$n^2a^3 = k^2(m_0 + m), \tag{4}$$

ahol m, a illetve n jelenti a bolygó tömegét, ellipszis alakú pályájának fél nagytengelyét illetve középmozgását (amely a T keringési idővel az $n = 2\pi/T$ alakban fejezhető ki). Mivel a bolygók tömege a Napéhoz képest igen kicsi, azért a megfigyelésekből megállapított III. Kepler-törvény jó közelítéssel megegyezik a (4) alatti összefüggéssel. Megjegyezzük azonban, hogy ez a közelítés a kettőscsillagok esetében már egyáltalán nem lenne helyes.

Minthogy a (3) mozgásegyenletek egy adott j esetén hatodrendű differenciálegyenletrendszert alkotnak, azért az általános megoldásukban hat integrációs állandónak kell föllépnie. Ennek a hat integrációs állandónak a szerepét a pályaelemek játszhatják, amelyek a bolygók perturbálatlan mozgására jellemző, állandó mennyiségek. A pályaelemek a következők (2. ábra): az a fél nagytengely, az e numerikus excentricitás, az ω perihélium argumentum, az Ω felszálló csomó hossz, az i pályahajlás és végül a τ perihélium átmeneti időpont. Az a és e a pálya méretét és alakját, ω a pályának a pályasíkon belüli helyzetét, Ω és i a pályasíknak egy adott koordinátarendszerhez képesti helyzetét (a bolygók mozgását általában az ekliptikai koordinátarendszerben szokás tanulmányozni), a τ pedig a mozgás időbeli lefolyását határozza meg.

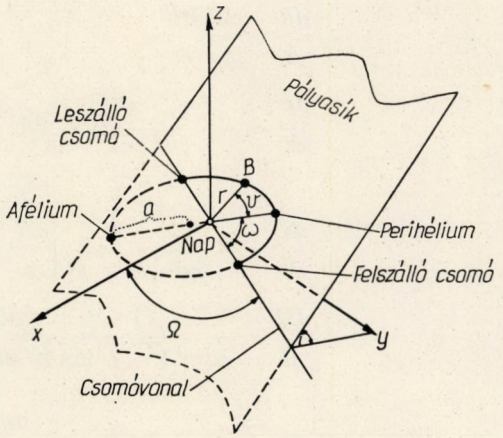
Ennek a hat mennyiségnek az ismeretében egy bolygó perturbálatlan heliocentrikus derékszögű koordinátái a következőképpen számíthatók ki [2]:

Az

$$E - e \cdot \sin E = n\,(t - \tau)\,(= M) \tag{5}$$

Kepler-egyenletből (ahol M a középanomália) közelítő módszerekkel tetszőleges pontossággal bármely t időponthoz meghatározható az E excentrikus anomália értéke, amellyel a

$$\operatorname{tg}\frac{v}{2} = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}}\operatorname{tg}\frac{E}{2} \tag{6}$$



2. ábra

összefüggésből kiszámíthatjuk a v valódi anomáliát. Az r rádiuszt illetve az u szélességi argumentumot az

$$r = \frac{a(1-e^2)}{1 + e\cos v}, \quad u = v + \omega \tag{7}$$

kifejezések adják meg. Ezekkel az x, y, z koordináták az

$$\begin{aligned} x &= r\,(\cos u \cdot \cos \Omega - \sin u \cdot \sin \Omega \cdot \cos i) \\ y &= r\,(\cos u \cdot \sin \Omega + \sin u \cos \Omega \cos i) \\ z &= r \sin u \cdot \sin i \end{aligned} \tag{8}$$

összefüggésekből nyerhetők.

4. Az (1) egyenletek megoldását — a (3) egyenletek megoldásának ismeretében — az állandók variálásának módszerével szokás meghatározni. Ennek a még Eulertól származó eljárásnak a lényege az, hogy a bolygók pályáit időben változó pályaelemekkel rendelkező ellipsziseknek tekintik, és a pályaelemeket az idő függvényeiként oly módon választják meg, hogy a perturbált mozgás hely-, és sebességkoordinátáit a perturbálatlan mozgás megfelelő összefüggéseiből lehessen kiszámítani, ha azokba a pályaelemek adott időpontokhoz tartozó értékeit helyettesítik. Az ennek a feltételnek megfelelően meghatározott pályaelemeket oszkuláló pályaelemeknek nevezik.

Az oszkuláló pályaelemeket a planetáris Lagrange-egyenletekből lehet kiszámítani. Ezek a következők (ω helyett a $\tilde{\omega} = \Omega + \omega$ perihélium hosszúságot, τ helyett pedig az

$$\varepsilon = \lambda - \int_0^t n\,dt \tag{9}$$

mennyiséget pályaelemként bevezetve, ahol

$$\lambda = M + \tilde{\omega} \tag{10}$$

a közepes pályamenti hosszúság) [3]:

$$
\left.
\begin{aligned}
\frac{da}{dt} &= \frac{2}{na}\frac{\partial R}{\partial \varepsilon} \\
\frac{de}{dt} &= -\frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2 e}(1-\sqrt{1-e^2})\frac{\partial R}{\partial \varepsilon} - \frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2 e}\frac{\partial R}{\partial \tilde{\omega}} \\
\frac{di}{dt} &= -\frac{\operatorname{tg}\frac{i}{2}}{na^2\sqrt{1-e^2}}\left(\frac{\partial R}{\partial \varepsilon}+\frac{\partial R}{\partial \tilde{\omega}}\right) - \frac{1}{na^2\sqrt{1-e^2}\sin i}\frac{\partial R}{\partial \Omega} \\
\frac{d\Omega}{dt} &= \frac{1}{na^2\sqrt{1-e^2}\sin i}\frac{\partial R}{\partial i} \\
\frac{d\tilde{\omega}}{dt} &= \frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2 e}\frac{\partial R}{\partial e} + \frac{\operatorname{tg}\frac{i}{2}}{na^2\sqrt{1-e^2}}\frac{\partial R}{\partial i} \\
\frac{d\varepsilon}{dt} &= -\frac{2}{na}\frac{\partial R}{\partial a} + \frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2 e}(1-\sqrt{1-e^2})\frac{\partial R}{\partial e} + \frac{\operatorname{tg}\frac{i}{2}}{na^2\sqrt{1-e^2}}\frac{\partial R}{\partial i}
\end{aligned}
\right\} \tag{11}
$$

Itt az összes pályaelem, valamint a perturbációs függvény mellől az egyszerűség kedvéért elhagytuk a j indexeket. Nyilvánvaló, hogy a (11) egyenleteket az összes vizsgált bolygó esetében fel kell írni.

A (11) egyenletek megoldását meghatározva egy bolygó koordinátái a (4)—(10) összefüggések alapján számíthatók ki.

A (11) egyenleteket szukcesszív approximációval szokás megoldani. Első közelítésben az egyenletek jobboldalaiba a pályaelemek perturbálatlan $a_0, e_0, \ldots, \varepsilon_0$ értékeit helyettesítik, majd a perturbációs függvényt trigonometrikus sor formájában az idő explicit függvényeként előállítva tagonkénti integrálással meghatározzák a megoldást. Minthogy a perturbációs függvény a bolygók tömegét szorzótényezőként tartalmazza, ily módon azokat a perturbációkat kapják meg, amelyek a perturbáló tömegek első hatványától függenek. A második közelítés kiszámításakor (11) jobboldalaiba a pályaelemekre az első közelítésben kapott megoldást helyettesítik be. Ilyenkor nyilvánvalóan azokhoz a perturbációkhoz jutnak, amelyek a tömegek második hatványával arányosak. Az eljárás folytatásával végül is a pályaelemeket a perturbáló tömegek pozitív kitevőjű hatványai szerint haladó

$$
\begin{aligned}
a &= \sum_{l=0}^{\infty} m'^{l}\cdot a_l, \\
&\vdots \\
\varepsilon &= \sum_{l=0}^{\infty} m'^{l}\cdot a_l
\end{aligned}
\tag{12}
$$

végtelen sorok formájában kapják meg. A perturbáló tömegek l-ik hatványát tartalmazó $m'^{l}\cdot a_l, \ldots m'^{l}\cdot \varepsilon_l$ mennyiségeket l-ed rendű perturbációknak nevezik.

5. A (11) egyenletek megoldásához a perturbációs függvényt a pályaelemek és az idő explicit függvényeként kell kifejezni. Ez a perturbációszámítás legnehezebb része, amely a perturbációs függvény sorbafejtését teszi szükségessé.

E sorfejtés részleteivel itt nem foglalkozunk. Kimutatható, hogy a perturbációs függvény (2) alatti kifejezésében szereplő összeg bármely tagja — ha a Plutót vizsgálatainkból kirekesztjük — a következő típusú egyenletesen konvergens végtelen sorba fejthető (a j, illetve l indexű bolygó adatait a vesszőtlen, illetve vesszős mennyiségekkel jelölve [4]:

$$
\left.
\begin{aligned}
R &= \Sigma C\cdot\cos D \\
C &= k^2 m'\cdot A(a,a')\cdot e^{q_1} e'^{\,q_2}(\operatorname{tg} i)^{q_3}(\operatorname{tg} i')^{q_4} \\
D &= (j_1+j_3+j_5)\cdot\lambda + (j_2+j_4-j_5)\cdot\lambda' - \\
&\quad - j_1\tilde{\omega} - j_2\tilde{\omega}' - j_3\cdot\Omega - j_4\,\Omega'
\end{aligned}
\right\} \tag{13}
$$

ahol λ, illetve λ' a közepes hosszúságok, A homogén (-1)-ed rendű függvénye a-nak és a'-nak, q_1, q_2, q_3, q_4 nem negatív egész számok, j_1, j_2, j_3, j_4, j_5 pedig bármilyen egész szám lehet úgy, hogy $q_1 - |j_1|$, $q_2 - |j_2|$, $q_3 - |j_3|$, $q_4 - |j_4|$ mindig páros pozitív egész szám vagy zéró, és $j_3 + j_4$ — s ennek megfelelően $q_3 + q_4$ is — mindig páros szám.

A (13) sorfejtés azzal a könnyen belátható tulajdonsággal rendelkezik, hogy

$$
\begin{aligned}
q_1+q_2+q_3+q_4 = |j_1+j_2+j_3+j_4| + \\
+ \text{nem negatív páros szám.}
\end{aligned}
\tag{14}
$$

A (13) sorfejtés birtokában a (11) egyenletek első közelítésben aránylag egyszerűen megoldhatók. Minthogy ekkor a jobboldalakba mindenhová a pályaelemek perturbálatlan értékeit kell beírni, (11)-nek például a negyedik egyenlete a következőképpen alakul:

$$
\frac{d\Omega}{dt} = \frac{1}{n_0 a_0^2\sqrt{1-e_0^2}\sin i_0}\,\Sigma\frac{\partial C_0}{\partial i_0}\cos D_0, \tag{15}
$$

ahol C_0 jelentése (13)-ból értelemszerűen adódik, míg (9) és (13) szerint

$$D_0 = (qn_0 + q'n'_0) \cdot t + q\varepsilon_0 + q'\varepsilon'_0 - \\ - j_1\tilde{\omega}_0 - j_2\tilde{\omega}'_0 - j_3\Omega_0 - j_4\Omega'_0, \tag{16}$$

ahol n_0, illetve n'_0 a két bolygó perturbálatlan középmozgásait jelentik, és

$$q = j_1 + j_3 + j_5\,, \quad q' = j_2 + j_4 - j_5\,. \tag{17}$$

A (15) egyenlet integrálásakor két esetet kell megkülönböztetni.

1. Ha azokat a tagokat integráljuk, amelyekben

$$qn_0 + q'n'_0 \neq 0\,,$$

akkor

$$\frac{1}{n_0 a_0^2 \sqrt{1 - e_0^2 \sin i_0}} \cdot \frac{\partial C_0}{\partial i_0} \cdot \frac{1}{qn_0 + q'n'_0} \cdot \sin D_0$$

alakú periodikus perturbációkat kapunk.

2. Ha azokat a tagokat integráljuk, amelyekben

$$qn_0 + q'n'_0 = 0\,, \tag{18}$$

akkor

$$t \cdot \frac{1}{n_0 a_0^2 \sqrt{1 - e_0^2 \sin i_0}} \frac{\partial C_0}{\partial i_0} \cos D_0^*$$

alakú, az idő első hatványát szorzótényezőként tartalmazó úgynevezett tiszta szekuláris perturbációkhoz jutunk, ahol D_0^* a D_0 (16) alatti kifejezéséből adódik, ha abban a jobb oldali első tagot elhagyjuk.

Könnyen belátható, hogy az e, i, $\tilde{\omega}$, ε pályaelemekben is periodikus és tiszta szekuláris perturbációk lépnek fel első közelítésben. A fél nagytengelyben szintén vannak periodikus perturbációk, viszont ami a tiszta szekuláris perturbációkat illeti, azokra nézve fennáll egy igen fontos tétel. Ezt a következőképpen lehet levezetni.

Ha az n_0, n'_0 perturbálatlan középmozgások inkommenzurábilisek, akkor (18) akkor és csak akkor teljesül, ha $q = q' = 0$. Ebben az esetben (16)-ban sem ε_0, sem ε'_0 nem szerepel, és így a (11) egyenletrendszer első egyenletében a (18) feltételnek eleget tevő tagok mind nullával lesznek egyenlők. Ugyanez vonatkozik a perturbáló bolygó fél nagytengelye időbeli változását megadó Lagrange-egyenletre is. Ez az eredmény tetszőleges számú bolygóra általánosítható, és ezt mondja ki a nevezetes

Lagrange—Laplace-tétel: ha a bolygók perturbálatlan középmozgásai inkommenzurábilisek, akkor a fél nagytengelyekben első közelítésben tiszta szekuláris perturbációk nem lépnek fel.

Ezt a tételt először 1773-ban Laplace bizonyította be az excentricitások második hatványának megfelelő pontossággal, majd 1776-ban Lagrange teljesen általánosan igazolta. (Megjegyezzük, hogy a megfigyelésekből elvileg nem lehet eldönteni, hogy a középmozgások inkommenzurábilisek-e, vagy sem, de a priori nulla a valószínűsége annak, hogy összemérhetők.)

6. Az első közelítés meghatározása után következik a magasabb közelítések kiszámítása, amely már igen nagy nehézségekkel jár. Szerencsére a belső bolygóknál általában elég az elsőrendű perturbációkat kiszámítani, a Jupiter és a Szaturnusz esetében azonban már sok másod-, harmad-, sőt még negyedrendű perturbációt is meg kell határozni. Mindez rendkívül megnehezíti az analitikus bolygómozgáselméletek kidolgozását.

Nézzük meg, hogy a magasabb közelítésekben milyen típusú perturbációk lépnek föl. H. Poincaré kimutatta [5], hogy a perturbációs függvény (13) alakú sorfejtésének használata esetén általában a következő alakú perturbációkhoz jutunk:

$$m'^l \cdot A(a, a') \cdot \frac{t^p}{(qn_0 + q'n'_0)^s} e_0^{q_1} e_0'^{q_2} (\operatorname{tg} i_0)^{q_3} \cdot \\ \cdot (\operatorname{tg} i'_0)^{q_4} \begin{matrix} \sin D_0 \\ \cos D_0 \end{matrix} \tag{19}$$

ahol l, p, s nem negatív egész számok. (19)-ben attól függően szerepel sin D_0 vagy cos D_0, hogy melyik pályaelem hányadik közelítéséről van szó.

(19) alapján a perturbációk a következőképpen osztályozhatók.

Ha $p = 0$, akkor periodikus perturbációkról beszélünk.

Ha $p \neq 0$, akkor $qn_0 + q'n'_0 = 0$ esetén tiszta szekuláris,
$qn_0 + q'n'_0 \neq 0$ esetén pedig vegyes szekuláris perturbációkkal állunk szemben.

A planetáris Lagrange-egyenletek megoldásakor periodikus és tiszta szekuláris perturbációk az első közelítésben, vegyes szekuláris perturbációk pedig a második közelítéstől lépnek fel.

A perturbációk nagyságát a következő karakterisztikákkal lehet jellemezni.

A perturbáció rendje: l. Azonos feltételek mellett mennél kisebb a rend, a perturbáció értéke annál nagyobb.

A perturbáció foka: $q_1 + q_2 + q_3 + q_4$. Ha az excentricitások és pályahajlások elegendően kicsinyek, akkor a fokszám növekedésével a perturbáció nagysága erősen csökken.

A perturbáció rangja: $l - p$.

A perturbáció osztálya: $l - \frac{p}{2} - \frac{s}{2}$.

Poincaré szerint az egyes perturbációk fontosságának megítélése szempontjából a perturbáció rendje mellett a rang és az osztály igen lényeges. Nem túl nagy időintervallumokra a legjelentősebbek a legalacsonyabb, mindenekelőtt az elsőrendű perturbációk. Nagyobb időtartamokra a perturbáció nagysága már az osztálytól függhet, míg igen hosszú időintervallumokra a perturbáció hatását leginkább a rang szabja meg.

Megemlítjük Poincaré két tételét is, amelyek szerint egyrészt egyik pályaelemben sincsenek zéró rangú vegyes szekuláris perturbációk, másrészt pedig a fél nagytengelyekben nincsenek zéró rangú perturbációk.

7. Láttuk, hogy az első közelítésben fellépő periodikus perturbációkban szerepel egy $1 \mid (qn_0 + q'n'_0)$ alakú szorzótényező. Abban az esetben, ha

$$qn_0 + q'n'_0 \approx 0\,, \tag{20}$$

akkor a perturbáció amplitúdója igen nagy lehet.

Elvileg tetszőleges számú olyan perturbáció létezhet, amelyre (20) teljesül. A gyakorlatban azonban az igazán jelentős perturbációk száma erősen korlátozott, mégpedig a perturbációs függvény sorfejtésének (14) tulajdonsága miatt. Ez (17) figyelembevételével így is írható:

$q_1 + q_2 + q_3 + q_4 = |q + q'| +$ nem negatív páros szám.

Ahhoz tehát, hogy a perturbáció amplitúdója nagy legyen, az szükséges, hogy $|q + q'|$ elég kicsi legyen, máskülönben a nagy fokszám miatt a kis excentricitások és pályahajlások kiküszöbölhetik a (20) alatti kis nevező hatását.

A (20) feltételnek eleget tevő periodikus perturbációk periódusa nyilvánvalóan igen hosszú. Ilyen perturbációkra a legismertebb példát a Jupiter és a Szaturnusz esete szolgáltatja, amelyben a perturbálatlan középmozgások aránya majdnem 5/2-del egyezik meg. 1900,0-as epochára nézve a Jupiter napi középmozgása: $n_0 = 299'',1283$, a Szaturnuszé pedig: $n_0' = 120'',4547$. A (20)-nak megfelelő kis nevező:

$$2\,n_0 - 5\,n_0' = -4'',0169\,.$$

Ennek 880 éves periódusú periodikus perturbáció felel meg. Minthogy a fokszám elég kicsi lehet (3,5,...), a megfelelő perturbációk amplitúdója nagy értékeket vehet fel. A legnagyobb egyenetlenségek a közepes hosszúságokban jelentkeznek: ezek amplitúdója a Jupiternél a 20'-et, a Szaturnusznál pedig az 50'-et is eléri. Ezeknek a hatalmas perturbációknak az eredetét először 1787-ben Laplace-nak sikerült tisztáznia.

A kis nevezők fellépte miatt egyébként a planetáris Lagrange-egyenletek szukcesszív approximációval kapott (12) alatti végtelen sor alakú megoldásai — amint azt Poincaré kimutatta — nem egyenletesen konvergensek. Így ezek a sorok szigorúan véve nem a valódi megoldást állítják elő. Ha azonban ezeknek csak bizonyos tagjait tekintjük (egy meghatározott rendig vagy fokig), akkor azokkal a jelenlegi megfigyelési technika által nyújtott pontossági határon belül le lehet írni a bolygók mozgását. Ezt a tényt úgy szokás kifejezni, hogy a (12) alatti formális végtelen sorok szemikonvergensek. Az viszont nyitott kérdés, hogy ezek a szemikonvergens sorok vajon mekkora időintervallumon belül adnak a megfigyelésekkel egyező eredményeket.

8. Az — a Naprendszer stabilitása szempontjából is érdekes — kérdés, hogy a bolygópályák fél nagytengelyeiben léteznek-e tiszta szekuláris perturbációk, hosszú ideig az égi mechanika megoldatlan problémái közé tartozott.

Ezzel kapcsolatban a Laplace—Lagrange tételt már említettük. További előrehaladást 1809-ben Poissonnak sikerült elérnie, aki kimutatta, hogy a fél nagytengelyekben másodrendű tiszta szekuláris perturbációk sincsenek, vegyes perturbációk azonban már föllépnek. A következő lépés S. C. Haretu román matematikus nevéhez fűződik, aki 1878-ban kimutatta, hogy a fél nagytengelyekben léteznek harmadrendű tiszta szekuláris perturbációk. Bizonyítását azonban bizalmatlanul fogadták.

A problémát 1889-ben a görög D. Eginitis úgy próbálta megoldani, hogy kiszámította a Szaturnusz fél nagytengelyében a Jupiter által előidézett perturbációk numerikus értékeit, a tömegek harmadik hatványának megfelelő pontossággal. Arra az eredményre jutott, hogy

$a = a_0 - 0{,}000000000100196 \cdot t +$ per. és vegyes szek. tagok.

Ugyancsak ezeket a perturbációkat számította ki 1904-ben A. Gaillot, aki még bizonyos negyedrendű effektusokat is figyelembe vett. Így azt kapta, hogy:

$a = a_0 + 0{,}0099 \cdot t +$ periodikus és vegyes szek. tagok.

A két eredmény szembeszökő eltérést mutat. A fél nagytengelyekben levő szekuláris perturbációk létezésének kérdését kétségbevonhatatlanul tehát még abban a legkedvezőbb esetben sem sikerült eldönteni, amikor a Jupiter nagy tömege és a két bolygó viszonylagos közelsége miatt a perturbációk igen nagyok.

Csak 1958-ban sikerült végül is J. Meffroy-nak kétségtelenül bebizonyítania, hogy a fél nagytengelyekben léteznek harmadrendű tiszta szekuláris perturbációk. Meffroy azok analitikus kifejezéseit is meghatározta [6].

Ebből a tényből azonban helytelen volna a Naprendszer instabilitására következtetni. Egyrészt ugyanis lehetséges, hogy a harmadnál magasabb rendű perturbációkat is figyelembe véve (amelyekről egyébként semmi biztosat nem tudunk) a szekuláris perturbációk összessége periodikus egyenetlenségnek felel meg. Másrészt az az időtartam, amely alatt a harmadrendű szekuláris perturbációk jelentőssé válnának, sokszorosan felülmúlja azt, ameddig a planetáris Lagrange-egyenletek megoldása érvényben marad.

A fél nagytengelyekben levő harmadrendű tiszta szekuláris perturbációknak így tulajdonképpen nem is az a jelentősége, mintha létezésükből a Naprendszer instabilitására lehetne következtetni, hanem az, hogy tiszta szekuláris perturbációk csak harmadrendben lépnek föl, és ez némileg megkönnyíti a bolygók mozgáselméletének korlátozott pontosságú kidolgozását.

9. Mivel a (12) sorok a bolygók mozgását csak egy feltehetően néhány száz évnél nem hosszabb időintervallumban írják le a megfigyeléseknek megfelelően, azért azokból a bolygórendszer konfigurációjának igen hosszú időtartam alatt bekövetkező változásaira következtetéseket levonni nem lehet. Ilyen vizsgálatokhoz a planetáris Lagrange-egyenletek más típusú megoldására van szükség.

Ez a más típusú megoldás a szekuláris perturbációk Laplace—Lagrange elmélete néven ismeretes. Ennek lényege az, hogy az oszkuláló pályaelemek meghatározására szolgáló Lagrange-egyen-

leteket némileg módosított formában írva nem a teljes perturbációs függvénnyel, hanem annak csak az excentricitások és pályahajlások második hatványainak megfelelő pontossággal vett szekuláris részével (a perturbációs függvény említett pontosságú sorfejtése konstans tagjainak összességével) oldják meg. Ezáltal az összes zéró rangú tiszta szekuláris perturbációt trigonometrikus formában kapják meg, s minthogy a bolygók mozgásának igen hosszú időn keresztül történő tanulmányozásakor a leglényegesebbek a zéró rangú perturbációk, azért lehetővé válik a bolygórendszer konfigurációjának több százezer éves időintervallumra kiterjedő kvalitatív vizsgálata.

Az elmélet szerint a bolygópályák excentricitásai és pályahajlásai két szélső érték között ingadoznak, miközben a perihéliumok általában direkt, a felszálló csomók pedig retrográd (a bolygók keringési irányával ellenkező irányú) mozgást végeznek. D. Brouwer és A. J. J. Woerkom számításainak [7] eredményét a II. táblázat tünteti fel. Azokban az esetekben, amikor e és i nullától különböző alsó határának létezése nem dönthető el, $\tilde{\omega}$ és Ω keringési periódusát sem lehet megállapítani.

Megjegyezzük, hogy a táblázatban a pályahajlások a Naprendszer Laplace-féle invariábilis síkjához képest vannak megadva. Ennek helyzetét az ekliptika és a tavaszpont 1950,0-es epochához tartozó helyzetéhez képest az

$$\Omega = 107°13'47'',6, \quad i = 1°39'13,''96$$

szögek rögzítik, ha a bolygók tömegére a csillagászati évkönyvekben jelenleg elfogadott értékeket veszik.

Ezek az eredmények a kiinduló feltevések pontosságának, valamint annak a figyelembevételével, hogy a fél nagytengelyekben nincsenek első és másodrendű tiszta szekuláris perturbációk, arra engednek következtetni, hogy a Naprendszer több százezer évig még stabil marad.

10. Az első átfogó bolygómozgáselmélet Laplace nevéhez fűződik.

Ez a „Traité de Mécanique Céleste" III. kötetében jelent meg 1802-ben, és az akkor ismert hét nagybolygó mozgásának analitikus leírását adta. Ennek alapján készítették a bolygók égi pozícióit megadó táblázatokat, amelyeket egészen a XIX. század közepéig használtak.

A megfigyeléseknek ezekkel a táblázatokkal való folyamatos összehasonlítása során kiderült, hogy Laplace elmélete kielégítő leírást adott az összes bolygó mozgására, az Uránuszt kivéve. Ez utóbbinál az észlelések és az elméleti úton adódó értékek közti eltérések egyre növekedtek, és 1840-re a bolygó hosszúságában az 1',5-et is elérték.

Ezeket a rendellenességeket egy ismeretlen bolygó hatásának tulajdonítva, megindultak a kutatások az új bolygó pályájának az Uránusz perturbációiból való kiszámítására. Egymástól függetlenül 1845-ben J. C. Adams, majd 1846-ban J. Leverrier is meghatározta az ismeretlen égitest pályáját és az éggömbön elfoglalt helyzetét, ahol azután J. G. Galle, a berlini obszervatórium asszisztense Leverrier levelének megérkezésekor azonnal meg is találta a Naprendszer nyolcadik nagybolygóját, a Neptunuszt. Érdemes megemlíteni, hogy a Neptunuszt 2°27'-re az Adams, és 52'-re a Leverrier által megjelölt pozíciótól találták meg.

A Neptunusz felfedezése tisztázta az elmélet és a megfigyelések közti eltérések okát. A XIX. század közepére azonban kiderült, hogy a bolygótáblázatok többségének pontossága nem elegendő: ezeket az észlelésekkel összehasonlítva kicsi, de szisztematikus eltéréseket kaptak. Egy új, pontosabb elmélet kidolgozására Leverrier vállalkozott. Ez, és a rajta alapuló táblázatok az „Annales de l'Observatorie de Paris (Mémoires)" első 14 kötetében jelentek meg 1855 és 1877 között. Leverriernek a Merkur, a Vénusz, a Föld és a Mars mozgását olyan pontosan a megfigyeléseknek megfelelően sikerült meghatároznia, hogy ezen bolygók efemeriseinek a kiszámítására a Connaissance des Temps-ben jelenleg is ezt az elméletet használják. Ennek a jó egyezésnek az eléréséhez azonban a Merkur és a Mars esetében az elméleti úton adódó szekuláris perihélium mozgást 38''-, illetve 25''-el meg kellett növelnie, azaz a bolygók gravitációs elméletéhez empirikus korrekciókat kellett alkalmaznia.

Sokkal nagyobb nehézségekbe ütközött a Jupiter és Szaturnusz mozgásának a meghatározása, amely Leverrier minden erőfeszítése ellenére sem sikerült kielégítően. Lényegesen pontosabb eredményekre jutott A. Gaillot, akinek a külső bolygókra kidolgozott elméleteit (megjelentek az Ann. Observ. Paris-ban: Szaturnusz 1904, 24. kötet, Uránusz és Neptunusz 1910, 28. kötet, Jupiter 1913, 31.

II. táblázat

A nagybolygók szekuláris perturbációi

	Excentricitás		Perihélium periódusa	Pályahajlás		Felszálló csomó periódusa
	min.	max.		min.	max.	
Merkur	0,109	0,241	220000 év	4°,5	9°,8	250000 év
Vénusz	—	0,074	—	—	3°,4	—
Föld	—	0,067	—	—	2°,9	—
Mars	0,004	0,141	72000 év	—	6°,2	—
Jupiter	0,027	0,062	300000 év	0°,2	0°,5	50000 év
Szaturnusz	0,012	0,086	47000 év	0°,8	1°,0	50000 év
Uránusz	—	0,067	—	0°,9	1°,1	450000 év
Neptunusz	0,005	0,013	2000000 év	0°,6	0°,8	1900000 év

kötet) a Connaissance des Temps-ban egészen 1959-ig használták az efemerisek kiszámítására. A többi csillagászati évkönyvben 1959-ig a Jupiter és Szaturnusz efemeriseit G. W. Hill elmélete (Astr. Papers, Vol. IV. 1890.), az Uránuszét és Neptunuszét pedig S. Newcomb táblázatai (Astr. Papers, Vol. VII. Parts III. and IV. 1898) alapján számították.

Az Uránusz és a Neptunusz mozgásában egyébként olyan rendellenességek jelentkeztek, amelyeket ismét egy ismeretlen bolygó hatásának lehetett tulajdonítani. Ezekből kiindulva 1909-ben Gaillot kiszámította az új bolygó pályáját és égi pozícióját. Minthogy azonban itt sokkal kisebb perturbációkról volt szó, mint amekkorákból annak idején a Neptunusz pályáját kiszámították, az eredmények sem voltak olyan pontosak. Mint az a Plutó felfedezése után kiderült, a Gaillot által számított pozíció 20°-ra volt a tényleges helyzettől. Sokkal pontosabb eredményre jutott 1915-ben P. Lowell, aki mindössze 6°-ot tévedett. Számításait követve a Plutót 1930-ban találták meg (azért ilyen sokára, mert az új bolygó után hosszú ideig nem megfelelő távcsővel kutattak).

A Plutó felfedezése új hozzáállást tett lehetővé a külső bolygók gravitációs mozgáselméletének megalkotásához. Kétségtelen ugyanis, hogy ha a Plutón kívül is létezik még bolygó, az nem képes jelentős hatást kifejteni erre az öt bolygóra, legalábbis az alatt a néhány évszázad alatt, amelyet megfigyeléseink átfognak. Másrészt a négy belső bolygó hatása a külsők mozgására rendkívül kicsi, és ezért ez utóbbiak mozgásegyenleteit elegendő csak a kölcsönös perturbáló erők figyelembevételével megoldani, majd erre a megoldásra kis korrekciókat alkalmazni.

A Jupiter, Szaturnusz, Uránusz, Neptunusz és Plutó tökéletesen pontos gravitációs mozgáselméletét 1951-ben W. Eckert, D. Brouwer és G. Clemence alkotta meg. Numerikusan integrálták a mozgásegyenleteket egy akkora időintervallumra, amely az összes elegendően pontos megfigyelést átfogja (Coordinates of the Five Outer Planets 1653—2060. Astr. Papers, Vol. XII. 1951.). Az integrációs állandók értékét mintegy 25 000 megfigyelés felhasználásával határozták meg. Ennek a hatalmas munkának az eredményeként kiderült, hogy a Newton-féle gravitációs törvény a külső bolygók mozgását a megfigyelések hibáinak határán belül pontosan írja le, és a korábbi elméletek az észlelésekkel csak azért nem adtak egyező eredményeket, mivel nem voltak elegendően pontosak. 1960-tól kezdve a csillagászati évkönyvek a külső bolygók efemeriseit Eckerték számításai alapján adják meg.

Ami a belső bolygók mozgását illeti, ott a Newton-féle tömegvonzási törvényen alapuló elméletek már nem adnak ilyen tökéletes egyezést a megfigyelésekkel. Említettük, hogy Leverriernek a tiszta gravitációs elmélethez empirikus korrekciókat kellett alkalmaznia. A belső bolygók mozgáselméletét Newcomb is kidolgozta (Astr. Papers, Vol. I—VII, 1882—1898), és az elméleti szekuláris perihélium-mozgásokhoz neki is empirikus korrekciók bevezetésére volt szüksége ahhoz, hogy a megfigyelésekkel egyező eredményeket kapjon. A korrekciók az egyes bolygóknál rendre: 43″,37, 16″,98, 10″,45 5″,55. Newcomb Mars-táblázatai azonban hamarosan jelentősen eltértek az észlelésektől. A Mars-elmélet átvizsgálását F. E. Ross végezte el (Astr. Papers, Vol. IX. Part II. 1917.), aki abban olyan változtatásokat hajtott végre, amelyek lényegesen megjavították az egyezést a megfigyelésekkel. Az empirikus elemek azonban ennek során még nagyobbra növekedtek.

Mint ismeretes, a bolygók szekuláris perihélium mozgására az általános relativitáselmélet magyarázatot ad.

III. táblázat

A belső bolygók szekuláris perihélium mozgása

	Relativitáselméletből	Megfigyelésekből
Merkur	8″,847	8″,863 ± 0″,093
Vénusz	0″,059	0″,057 ± 0″,033
Föld	0″,064	0″,084 ± 0″,020
Mars	0″,126	0″,100 ± 0″,025

A Föld egyenetlen tengelykörüli forgásának a felfedezése, valamint a nagy mennyiségű új megfigyelési anyag a XX. század közepén ismét szükségessé tette a belső bolygók mozgáselméletének a megfigyelésekkel való összehasonlítását. Ezt a hatalmas munkát a Merkurra 1943-ban G. Clemence, a Vénuszra 1956-ban R. L. Duncombe végezte el, míg a Marsra 1947—1957 között Clemence új elméletet készített. (Ezek a munkák szintén az Astr. Papers-ben jelentek meg.) Ennek eredményeként kiderült, hogy a klasszikus gravitációs elmélet a relativitáselméletből adódó korrekciók bevezetésével és a korábbi empirikus korrekciók eltávolításával minden esetben az észlelések hibáján belül a megfigyelésekkel egyező eredményt ad.

Tájékoztatásul álljon itt a III. táblázat, amely az $e \cdot \Delta\tilde{\omega}$ mennyiségeknek (ahol e az excentricitás, $\Delta\tilde{\omega}$ pedig a szekuláris perihélium mozgás) a relativitáselméletből adódó értékeit, valamint a klaszszikus gravitációs elmélet alapján számított legpontosabb értékeknek a megfigyelésektől való eltéréseit adja meg. Megjegyezzük, hogy a megfigyelésekből közvetlenül nem $\Delta\tilde{\omega}$, hanem $e \cdot \Delta\tilde{\omega}$ állapítható meg.

IRODALOM

[1] *M. F. Szubbotin:* Vvedenie v teoreticseszkuju asztronomiju Izd. Nauka, Moszkva, 1968. 420. old.

[2] *J. Kovalevsky:* Introduction to Celestial Mechanics D. Reidel Publ. Co. Dordrecht-Holland, 1967. 8—18. o.

[3] u. a. mint [1], 513. oldal.

[4] *Y. Hagihara:* Stability in Celestial Mechanics Kasai Publ. Tokyo, 1957. 4. oldal.

[5] *H. Poincaré:* Lecons de la Mécanique Céleste, Tome I. Gauthier—Villers, Paris, 1905.

[6] *J. Meffroy:* Sur l'existence effective du terme sèculaire pur de la perturbation du troisième ordre des grands axes. Bull. astr. 21. 201—322, 1958.

[7] *D. Brouwer and A. J. J. van Woerkom:* The Secular Variations of the Orbital Elements of the Principal Planets. Astr. Papers, Vol XIII. Part II. 1950.

A PROGRAMOZÓ CSEL

Donald Michie
Edinburg University

Milyen szinten áll a számítógépek sakktudása? Mik a fő nehézségek? A New Scientist egyik cikkében (*56*, 134 1972) Peter Wason foglalkozik a sakkjáték pszichológiájával. Említést tesz a programozott sakkozó gépekről is, és a következő, a valóságnál gyengébb, udvarias kijelentést teszi: „biztosan nem érik el a mesteri játékerőt".

Azonnal meg kell jegyeznünk, hogy a feladat sok nagyságrenddel nehezebb mint azt korábban néhányan optimistán gondolták, olyannyira, hogy nem is a programozásban és hardware technológiában, hanem a gépi intelligencia területén van szükség radikális fejlődésre ahhoz, hogy a gépek valaha is legyőzhessék a sakkmestereket.

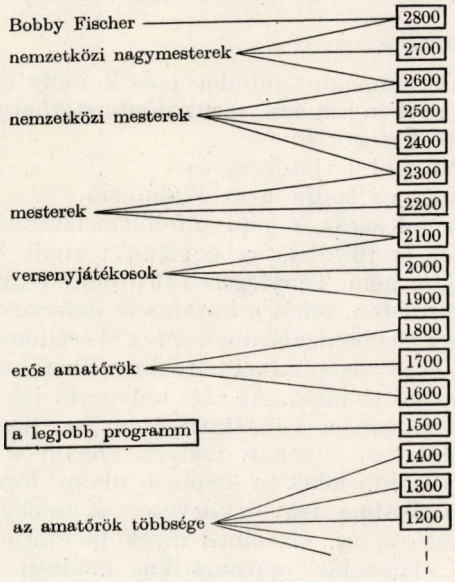
A „nagymesteri gát" átugrásához szükséges feltételek, az absztrakció, az általánosítás, a tanulás képessége — mindezek jelenleg még hiányoznak a sakkprogramokból. A valóban mesteri szint eléréséhez olyan nagy munkára van szükség az említett területeken, hogy kiváló emberek gyakran egész életüket erre áldozzák. Így bár a sakk egyike azon területeknek, melyeken legkorábban kezdték a gépi intelligencia vizsgálatát, mégis az egyik leggazdagabb és legmegfoghatatlanabb dolog marad. I. J. Good a kiváló matematikus, maga is kitűnő sakkozó, véleménye az, hogy amint egy sakkozógép legyőzi a világbajnokot, akkor öt éven belül számítani lehet az „ultra-intelligens gép" megjelenésére, amely a gondolkodás minden területén felsőbbrendű az embernél. Good becslésével egyetértve én úgy fogalmaznám ezt a dolgot, hogy ha tudnánk programozni világbajnok sakkozógépet, akkor tudnánk programozni mindent.

Két szélsőséges, egymással ellentétes nézőpont létezik. Mindkettő hibás. Az első: gép az embert sakktáblán legyőzni nem tudja.

Hubert Dreyfus a Rand Corporation matematikusa néhány évvel ezelőtt kijelentette, hogy a számítógépek még amatőr szinten sem képesek játszani. A Greenblatt elnevezésű sakkprogram „kihívta" őt, és súlyos vereséget mért rá. Ez a program egyike azoknak, melyek rendszeresen részt vesznek amerikai versenyeken, köztük olyanokon, melyeken csak számítógépek játszanak. Két másik, hasonló játékerejű program az Atkins and Slate és a Gillogly általában 1400—1500 ponttal szerepel az Amerikai Sakkszövetség listáján, amit mindig az utolsó versenyek eredményei alapján állítanak össze. Az 1. táblázat megkönnyíti a listán való eligazodást. Bobby Fischer 2824 ponttal áll a mezőny élén, ez a legmagasabb pontszám, melyet valaha elértek.

A második: a számítógépek a közeljövőben elérik a nagymesteri színvonalat.

E nézőpont hivei szerint a dolog egyszerű, a sakkprogramozás meglévő elveit kell fejleszteni és kiterjeszteni, ehhez jön még a számítógépek tárolókapacitásának és a hardware sebességnek állandó gyors növekedése. E felfogás szintén helytelen,de az okok kevésbé nyilvánvalóak, több magyarázatot igényelnek.



Sakktudás

Két tény, melynek látszólag semmi köze nincs egymáshoz:

1. A három vezető sakkprogram egyike sem foglal el 20000-nél több helyet a számítógép memóriájában (itt a fix memóriára kell gondolni, nem pedig a számítás közbenső eredményei által rövid időre lefoglalt helyre). A Stanfordi Kutató Intézet programja, mely egy robot mozgását tervezi, ennek több mint ötszörösét foglalja el.

2. Bár hosszabb ideje már, hogy a nagymesteri szintű sakkjátszmák nagy része döntetlenül végződik, újabban Bobby Fischer tizenkilenc játszmát nyert sorozatban nagymesterek ellen.

A második tényt sok szakértő azzal magyarázza, hogy Fischer a *sakktudás* újabb területeit fedezte fel, bizonyos értelemben mélyebben *érti* a játékot, mint ellenfelei. Hangsúlyozom a sakktudás és értés szavakat, mert ezek magyarázzák, hogy az említett sakkprogramok a gépi memóriában csak rendkívül kis helyet foglalnak el. A programokat vizsgálva nem találunk semmi olyat ami „tudás"-nak vagy „értés"-nek felelne meg. Amit találunk, az egy finoman kidolgozott mechanizmus, ami a lehető legjobb sakkot játssza anélkül, hogy tudna valamit a játékról, vagy értené mit csinál.

A mechanizmus lényegében a következő: a gép bizonyos számú lépésre számol előre, végigmegy a különböző lehetőségeken, így felépít magának egy terebélyes fát. A fa csúcsain elhelyezkedő végállapotokat valamilyen „értékelő függvény" segítségével kiértékeli, majd ebből a „minimax"-izálás néven ismert módszerrel megállapítja az első elágazásokhoz tartozó értékeket. A fa gyöke-

---

A New Scientist 1972. augusztus 12-i számában megjelent cikket Gálfi László fordította. A szerző az Edinburghi Egyetem Gépi Intelligencia Tanszékének vezető professzora.

réből induló ágak az adott állásban lehetséges lépéseknek felelnek meg, az ágakhoz tartozó értékek alapján választja ki a gép a következő lépést. „Sakktudást" csak maga a lépést végző generátor (ez a szabályokat tudja) az értékelő függvény és a tárolt megnyitási változatok (ahol ezt alkalmazzák) képviselnek. Ennyi tudás még amatőr sakkozóéhoz mérten is homokszem a hegy mellett.

Gépi intelligencia

A sakkban, mint minden más komoly intellektuális tevékenységben, megkülönböztethetünk két alapvető kategóriát:

1. Mit tud a játékos, és
2. Hogyan tudja azt alkalmazni.

Ez a felosztás a gépi intelligenciakutatás két területét is tükrözi, az egyiken történt haladás a másikon nem. Ténylegesen 1970 előtt csak a második területen, tehát a kutatás és dedukció folyamatának mechanizálásában értek el eredményeket, abban, hogy a gép minél hatékonyabban használja fel meglévő tudását. Az első kategória jelentése a gépi intelligencia vonatkozásában az, hogy meg kell találni az elveket, melyek szerint a tudást materializálni lehet a gépben olyan formában, hogy az alkalmas legyen közvetett és analóg következtetésekre, új, általános elvek megformálására és az „alaptudás" automatikus módosítására és kiterjesztésére tanulási folyamat útján.

Az 1950-es és 60-as években az első kategóriában csekély haladás történt. Mivel a kísérleti programok, a sakkban éppúgy, mint minden másban, csupán „játékrendszerek" voltak, fő céljuk az volt, hogy a tárolt tudásanyagból a lehető legtöbbet hozzák ki. Említettük már, hogy a sakknál ez a tudásanyag *a)* a szabályok, *b)* egy értékelő rendszer, mely két különböző állásról azt tudja, hogy „ez valószínűleg jobb, mint a másik", *c)* a megnyitási változatok.

Miért ne tennénk ehhez az anyaghoz hozzá mindazt, ami a sakkmestert valóban mesterré teszi, kezdve a közismert sakktételek nagy tömegével, olyanokkal mint:

„Futó nem támadhat saját színével ellentétes színű mezőt."

„Az ellenfél izolált gyalogját blokád alatt tartó figura nem támadható gyaloggal."

„Király és bástya nyer király ellen."

folytatva a sort mélyebb igazságok felé, melyeknek ismerete megkülönbözteti a gyakorlott játékost az amatőrtől, a mestert a gyakorlott játékostól, a nagymestert a mestertől. A legmagasabb szintű sakkelmélet nagy része megtalálható folyóiratokban. Miért nem tesszük be mindezt a gépbe?

Rövid válaszunk: a „hogyan" a probléma. A tudás (legyen az sakk, vagy más komplex, bonyolult szerkezetű terület) gépi formába öntése a 70-es évek gépi intelligencia kutatásának legfőbb kérdése; bár igen komoly vizsgálatok folynak, és néhány előzetes eredményről már be is számoltak, a frontok még nem törtek át.

A probléma lényege a leírás — a gépi nyelvek és jelölések olyan fejlődése, hogy bármilyen helyzet lényeges sajátságainak leírására lehetőség nyíljon. Megpróbálunk felvázolni két példát, — az egyik sakk, a másik nem — melyek bemutatnak néhány szempontot.

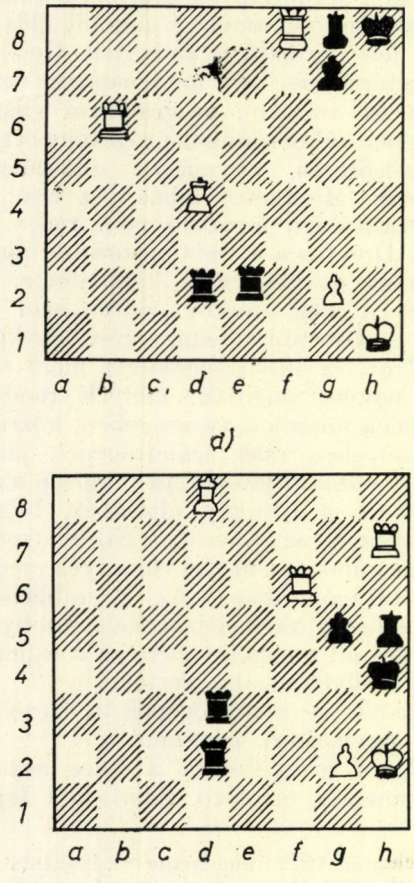
Le akarjuk írni az 1a ábrán látható állást. Megmondhatnánk egyszerűen, hogy melyik báb melyik mezőn áll, ennek azonban azon felül, hogy vizsgálni lehet a szövevényes elágazásokat, nincs sok haszna. Ha mélyebben akarjuk a helyzetet értékelni, pontosabb leírásra van szükségünk. A következőképp adhatunk meg néhány kapcsolatot a bábok között (világos bábjait vastag betü jelöli, az állásban világos következik lépésre):

KB köti VF-t
VF köti g-gyalog-ot
VF védi **VB**-t
VB sakkot adhat
VB támadja **VF**-t
KB támadja **g-gyalog**-ot
K védi **g-gyalog**-ot
K védi VF-t
K védi g-gyalog-ot
VB védi KB-t
KB védi VB-t
VB sakkot adhat
KB sakkot adhat

K = király
KB = királybástya
VB = vezérbástya
VF = vezérfutó

Ezekhez hozzátehetünk még ilyen vagy olyan célból a kulcsbábokra vonatkozó információkat.

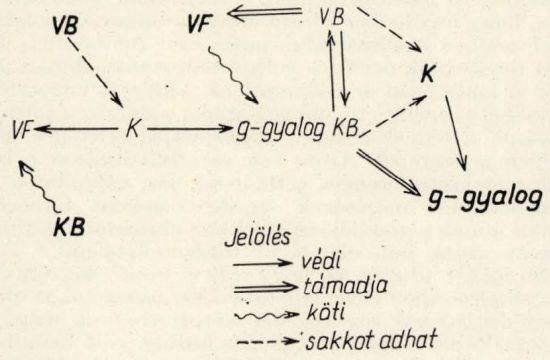
Fontos azt megjegyezni, hogy az ilyen sematikus leírás a különböző helyzetek egy nagy osztá-



1. ábra

lyát definiálja, melynek tagjai (ha a leírás valóban a lényeges vonásokat tartalmazza) hasonlóak egymáshoz. A sakkmester fejében sémák egész sorozata (különböző témák, kulcspozíciók) van. Amikor szükség van rá, ő is kiszámítja előre az egyes változatokat, bár erre az emberi agy kevéssé alkalmas.

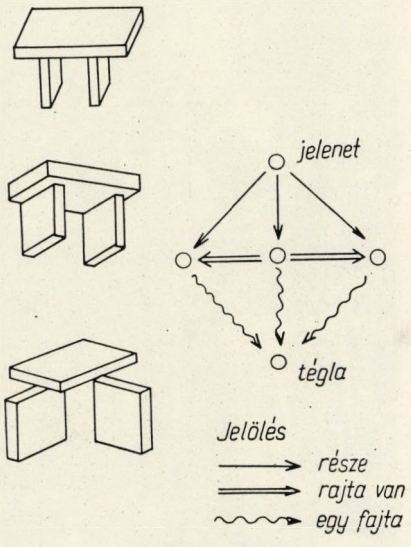
A bemutatott leírást kompakt formában a *2. ábrán* láthatjuk a „szerkezeti relációkat" grafikusan illusztrálva. Hangsúlyozzuk, hogy ez sok különböző helyzetet fed, az 1b ábra be is mutat egy olyat, melyre szintén érvényesek a 2. ábra állításai. A két helyzetnek valóban sok közös vonása van; a két kötést kihasználva világos mindkét esetben egy lépésben mattot adhat. Ez a jelölésmód kiterjeszthető úgy, hogy tartalmazza az összes alapvető dolgot — „villa", „blokád", „felfedett sakk", stb.



2. ábra

Az ilyen típusú leírások természetesen nemcsak a sakkban alkalmazhatók. Egyre jelentősebb szerepet kezdenek játszani a gépi intelligencia olyan területeinek „gépesítésében", melyeknek első közelítésben semmi közük nincs a sakkhoz.

A 3. ábrán nem sakkhelyzet, hanem vizuális jelenetek szerkezeti relációinak grafikus ábrázolása látható. Pat Winston és az MIT más munkatársainak programja ilyen sémákkal dolgozik. A program célja televízión megfigyelt jelenetek leírása. Az ábrán három objektum látható, mindegyik megfelel a leírásnak. A program tanulásra képes: ha példákat és ellenpéldákat „lát", finomítja a leírást.



3. ábra

A teljes program sokszorta több gépi memóriát foglal el, mint a sakkprogramok. Winston célja lényegesen egyszerűbb, de programja a célt mélyebben közelíti meg. Vajon milyen kilátásaink vannak arra, hogy ezt a mélységet a sakkprogramokban is elérjük és ez milyen következményekkel járhat?

A jövő

Bár a sakkprogramozásban még nem alkalmazzák az előbb leírt szerkezeti relációs technikát, ez sok más területen komoly fejlődésnek indult. Laboratóriumokban Edinburgh-ben R. M. Burstall, H. G. Barrow, R. J. Popplestone és mások ezt a megközelítést használták, hogy egy tanulásra is képes programot szerkesszenek TV-kamerán keresztül mutatott közönséges tárgyak felismerésére. A program olyan, hogy a számítógép igen gyorsan tudja összehasonlítani a különböző leírásokat, már egyes részletek alapján is. Sok laboratóriumban vizsgálják a szerkezeti relációk — ezeket néha szemantikus hálóknak is nevezik — hasznosságát mesekönyvbeli világok leírásában. A meséket angol nyelven táplálták be a gépbe. Csupán idő kérdése, hogy sakkprogramok írásánál is igénybe vegyék az új módszereket.

Csodára képes technika nem létezik. De ha hatékony módszert találnak a sakktudás reprezentálására, annak komoly következményei lehetnek. A jelenleg létező programok tudása nem lényegesen nagyobb, mint a kezdő sakkozóé. A különbség csupán annyi, hogy a gép gyorsan és pontosan számítja át a különböző változatokat. A modern hardware technika és a hatalmas méretű változatkeresés (a Gillogly program időnként 500 000 különböző állást „tart fejben") teszi képessé ezeket a tudatlan gépeket, hogy versenyszinten játsszanak. A „nyers erő" nyilván elég sok pontot jelent a Sakkszövetség értékelő listáján.

Ha tehát egy sakkmester tudását át lehetne ültetni programmba, az nem mesteri sakkot, hanem valami sokkal magasabb szintű dolgot eredményezne. Gazdag jutalom várja a reprezentáció problémájának részleges megoldásait is. Formális sémát találni a játék finom szerkezetének leírására — ez a haladás kulcsa, sokkal inkább, mint a nanoszekundumos bemeneti idők, paralel folyamatok, mega-mega-bites memóriák kutatása.

A jelenlegi sakkprogramok nagy „nyers erejéből" adódó érdekes lehetőség a „tanácskozási sakk" egy új változata, amikor is gép és ember alkot egy párt. A játékos a program segítségével számítja át a változatokat, melyeket előzőleg saját tudása és intuíciója alapján szelektál. Így megtalálhatja az általa elképzelt folytatás rejtett finomságait. Ez egyúttal mérési módszert is nyújt a „nyers erőre", mely becslések szerint a skálán 500—1000 pontot ér.

Lábjegyzet: 1968-ban John McCarthy, Seymour Papert és jómagam fogadást kötöttünk egy fiatal számítógép szakemberrel, David Levyvel, aki jelenleg nemzetközi sakkmester. 1000 fontot tettünk arra, hogy 1978-ban egy sakkozó gép legyőzi őt. M. M. Botvinnik, a korábbi világbajnok, azt mondta Levynek: „nagyon féltem a pénzét", de M. Euwe, szintén exvilágbajnok, nem osztja véleményét. Levy szerint: „csak az idő döntheti el".

ESEMÉNYEK

A KÖZÉPISKOLAI FIZIKATANÁROK XVI. ORSZÁGOS ANKÉTJA ÉS FIZIKAI ESZKÖZKIÁLLÍTÁSA

Az 1973. évben a Veszprémi Vegyipari Egyetem helyiségeiben, az eddigieket jóval felülmúló 460-as létszámmal zajlott le. A résztvevőknek a tavaszi szünet ápr. 5—7. napjait Társulatunk Veszprémi Csoportja jó rendezéssel hasznossá és felejthetetlenné tette. Az elszállásolás a kollégiumban, az étkezés pedig az egyetemi menzán volt.

Szigeti György akadémikus nyitószavai után *Marx György* adott annak a reményének kifejezést, hogy Társulatunk megalakuló Oktatási Szakcsoportja végrehajtója lesz a tudományos és technikai forradalom ránk háruló feladatának. Ennek egy fontos eleme az, hogy az ankétok valóban ankétok legyenek. Dr. *Bodogán János* a városi tanács elnöke amikor az ankét résztvevőinek sikeres munkát kívánt, azt is hangsúlyozta: Veszprém városának nem közömbös, hogy hányan ismerik meg komoly fejlődését! *Benkő István* Társulatunk Veszprémi Csoportjának elnöke ismereteink elavulásáról mondott megszívlelendő adatokat. Ennek meggátolásában óriási szerepet töltenek be évről évre megismétlődő anként jaink.

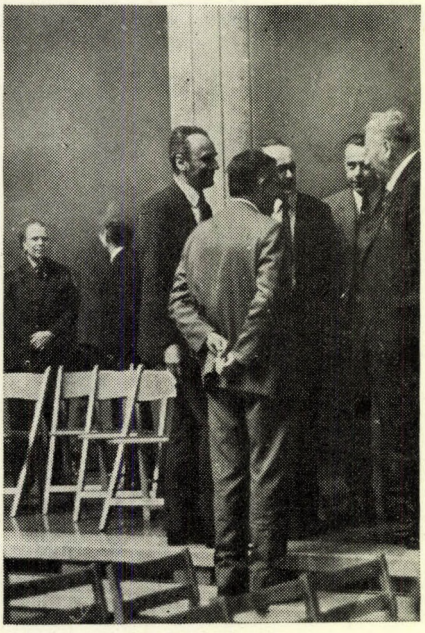
Jánossy Lajos akadémikus Az elektromágnesség alapjelenségeinek tanítása a középiskolában című előadását igen alkalomszerűen kezdte el. A rohamosan növekvő ismeretanyagnak a korlátozott idő alatt való megtanítása megoldására újabban is erőfeszítések és viták vannak. Ezekben ő is felemelte szavát és a mellett tört lándzsát, hogy nem a tananyag csökkentése, tehát pl. az elektromágneses hullámzás, a radioaktivitás tanításának elhagyása a helyes út, hanem a jobb módszerrel való oktatás kialakítása. Ennek a jobb módszernek egyik lehetőségére mutat például az, hogy milyen hosszadalmas és körülményes leírással találjuk régi könyveinkben az ismereteket és mennyivel rövidebben tudjuk azokat ma megfogalmazni. Az elektromosságtani anyag alapvető részeinek feleleventésében példát is adott arra, miként kell azokat rövidebben, gyorsabban értelmezni. Hogy a résztvevők egy részét elindította a jó úton, azt a szünetekben és a Fórumon a hozzá intézett kérdések tömege mutatta.

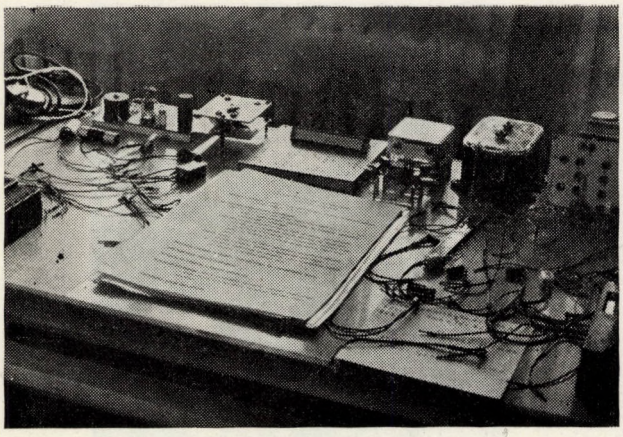
Az első délelőtt második előadója *Kürti Miklós* oxfordi professzor volt, aki Nagyon alacsony hőmérsékletek gyakorlati alkalmazása címen tartott rendkívül érdekes előadást. Mind a rendkívül jól tervezett grafikonokkal közölt elméleti anyag, mind pedig annak legújabb alkalmazásai általános tetszést arattak.

A délután első programpontjaként *Csekő Árpád* nyitotta meg az Eszközkiállítást. Ennek során emlékeztetett arra, hogy jövőre lesz 20 éve annak, amikor Társulatunk rendezésében a felszabadulásunk után Budapesten elsőként rendeztünk országos jellegű taneszközkiállítást. Már azon a kiállításon is működött az a kiégett vegyesfénylámpából kioperált higanygőzlámpa, amelyik a jelen kiállításon a fényelektromos hatás alapkísérletének készletében is szerepel. Azóta sok eszközkiállításon a színkép, a fényinterferencia, a fluoreszkálás, valamint a „h" demonstrációs mérésének segédeszközeként láthattuk. Sajnos annak a szemlélő tanárokban ébresztett beszerzési vágyát azóta sem elégíti ki tanszerellátásunk! Talán újabb lökést ad erre az, hogy a kvantumfizika tanításának elindításához elengedhetetlen tapasztalatokat ennek a segédeszköznek segítségével szereztethetünk meg.

A kiállított eszközök működés közben való bemutatásával egyidőben zajlott le ankétjainknak új, sokatígérő hatásosságú programja, a Fórum. *Sas Elemér* vezetésével Az elektromágnesség tanításának aktuális kérdéseiről és jövőjéről igen élénk eszmecsere folyt, mégpedig a tananyagcsökkentésről, a többféle tankönyv szükségességéről, az erőtereket jellemző vektorok tanításáról, arról a nagy fáziskésésről, amivel a tanítás követi a tudomány előhaladását, a Doppler-elv fénytani alkalmazásáról, annak tanítási módszereiről, a szemléltető eszközök, a hurokfilmek hiányáról, a középiskolásoknak szóló tvadás szükségességéről stb. Nagy mértékben szélesítette



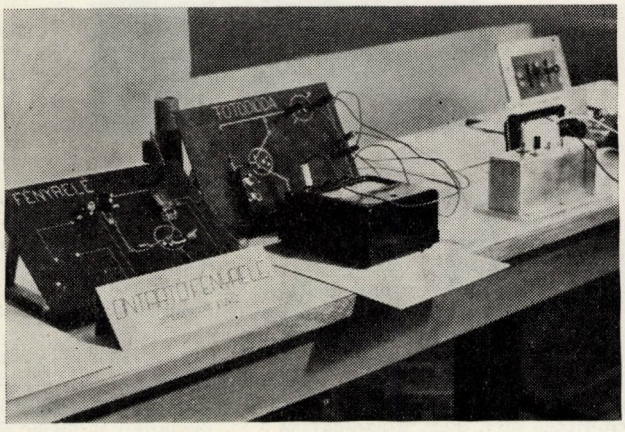




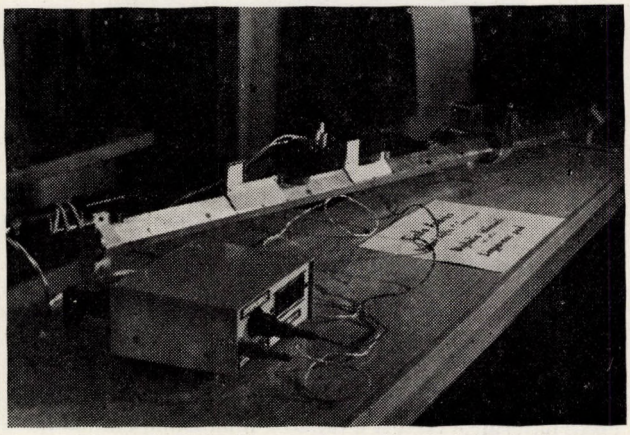
Kocsis Vilmos kiállítása



Radnay Gyula az általa kiállított ttud. játékokkal



A nagykanizsai gimn. kiállításának egy részlete



Finta András légpárnás padja és időmérője

a résztvevők látókörét *Kürti Miklós* professzornak a külföldi oktatásra adott sok válasza.

Ugyancsak parallel folytak a szekció-ülések, amelyeken *Fürjes József:* Egyéni és csoportos tanítógépek szerepe a természettudományos tárgyak oktatásában, majd *Csákány Antal:* A korszerű elektrotechnika elemei a fizikaszakkörökön és fakultatív órákon címmel tartottak és azokkal sok kartársat indítottak el azoknak az iskolákban való megvalósítása útján.

Az első ankétnap a vacsora utáni filmvetítéssel zárult, amelyen az Apolló 17 filmet is megszemlélhették a résztvevők.

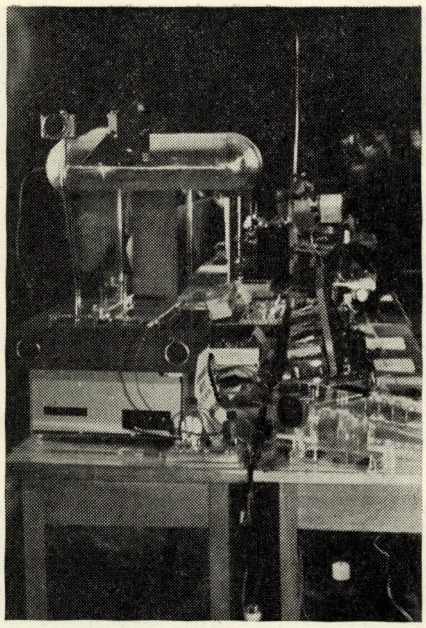
A második nap délelőttjén folytatódott az elektromágneses térnek megismertetésére jól összeállított előadások sorozata. *Holics László:* Az elektromágneses energia terjedéséről, *Marx György* Az elektromágneses tér mint anyag, hozzászólásként *Károlyházi Frigyes:* Az elektromágneses energia vezetőben való terjedésének lehetőségéről, *Raics Péter:* Az elektromos és mágneses térerősségvektorok bevezetése és értelmezése címen tartottak ragyogó előadásokat. Az ankét továbbképzést szolgáló funkciójáról való beszámoló alkalmat ad a következő javítási lehetőségek felsorakoztatására. A tudomány és a technika rohanó fejlődése megismertetésében gátlóan, fékezően topog helyben az ankétjaink nagy tömegéhez szóló szemléltetés. Pedig a gyártók által elég hangosan napirenden tartott ún. korszerű szemléltető eszközök között többnek ez volna a rendeltetése. Ankétjainkon évről évre az a helyzet, hogy csak az elöl ülők látják a táblára írottakat. Mennyivel nagyobb lett volna *Marx György* előadásának hatásossága, ha az ankét első félórájára készített elnöki asztal helyett az előadások során a főhelyen kellő táblafelület áll rendelkezésre ahhoz, hogy a szokásos gondos terve alapján egész előadását a táblán rögzítheti! Mostani előadásának a 460 résztvevő mindegyikének egyaránt láthatóvá tételére az egyetlen kis tábla helyett legalább 5 írásvetítőre lett volna szükség. A négy korszaknak 1—1, majd a közbülső értelmezéseknek még egy. Persze azok kivetített képe csak akkor lehetne pillanatok alatt áttekinthető, ha nem torzítottak és a megvilágításerősségük mellett még kontrasztosak is. A pontszerű fényforrás hiánya, a nem megfelelő objektív, illetőleg ernyő miatt a jelenlegi megoldások rosszak.

Golyóstoll-zsebre akasztott mikrofonnal talán kiküszöbölhetők lennének azok a hangosítási kiesések, amelyikek a mozgó előadók *(Holics, Károlyházi)* hanginformációiban az egyik mikrofontól a másik mikrofonig való haladás közben keletkeztek.

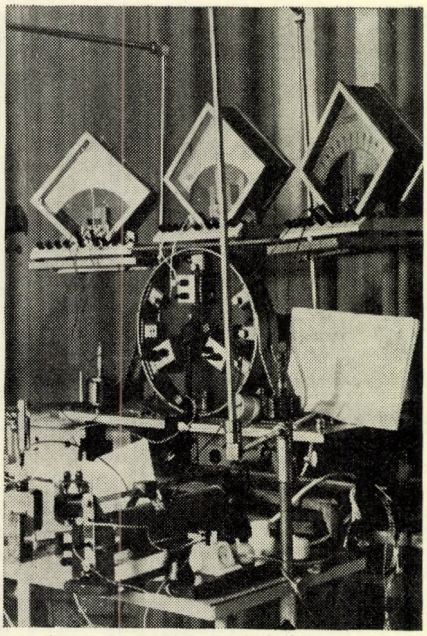
Óriási a változás azóta, amikor még az előadó képes volt jól olvasható írása tempójában közölni gondolatait és a hallgatóság is erre volt dresszírozott. Nincs szemléltető rendszer arra, hogy az előadói alkotás ütemében látási információk segítsék a hallgatók megértését!

Még valaminek a hiányára kell rámutatni. A hallgatóságnak lesznek olyan tagjai, akik azért estek ki a gondolatmenet követéséből, mert szakadás következett be a hangosításban. Ezeket visszazökkentheti a párhuzamosan folyó fényinformálás. De mit tegyünk azokkal az információkkal, amelyeket az előadó a legjobbaknak szánt? Ezt a nagy többséget csak utólag és csak otthon, akkor érti meg, ha magával viheti az információk magvát, amelyek segíteni fogják a visszaemlékezés során. Az előadások ilyen vázlatának lejegyzésére mind kevesebben lesznek képesek, mert az előadók a tömörebb kifejezésben gyorsabban fejlődnek, mint a hallgatók azok megértésében. Ezen fáziskülönbség következtében hogyan következik be fejünkben az ismeretanyag általánosodása, korszerűsödése; hogyan tudnak az előadók átvezetni bennünket a klasszikus fizikai értelmezésektől a kvantumfizikai gondolkodásig?

A délutáni program az Inotai Erőmű, az Alumíniumkohó, valamint a Várpalotai Magyar Vegyészeti Múzeum



Horváth Vilmos kiállítása



Ronyecz József kiállítása

meglátogatása volt. A második ankétnapot a Hotel Veszprémben rendezett hangulatos társasvacsora zárta be.

A harmadik ankétnap *Sas Elemér:* Elektronok mozgása fémekben című előadásában először a történelmi kísérleteket ismertette, majd egyéni elgondolású kísérleteiről számolt be. *Tasnády Péter:* A *Kirchhoff* törvényekről, valamint az azokra vonatkozó feladatok megoldásairól, *Skrapits Lajos:* Néhány feladat az elektromágneses indukció köréből, *Főzy István:* Az áram mágneses hatásairól tartott a tanárok mindennapi munkájába vágó értékes előadásokat.

Az ankét előadásainak sorozatát *Károlyházi Frigyes:* Oszthatő-e az elektromágneses tér? címmel tartott előadása zárta le. Ezt az igazán korszerű továbbképzési anyagot a tanárok csak úgy tudják továbbadni tanítványaiknak, ha azok részletes leírásában otthon elmélyedni tudnak.

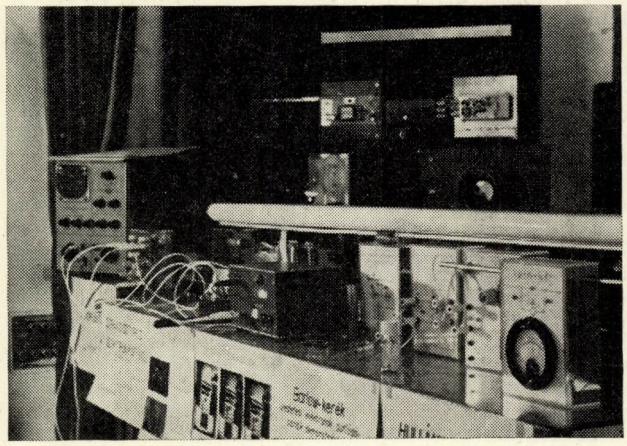
Az ankétnapok mindegyikén az előadások közötti szünetekben folyó tevékenység nyomán megalakult Társulatunknak egy újabb szakcsoportja. *Marx György*, majd *Pál Lénárd* ismertették az eddigi Középiskolai Bizottság, majd Oktatási Bizottság néven működő funkcionáriusok inkább alkalmi jellegű munkájánál a jelenlegi sokkal szélesebb feladatok megoldására alkalmas Oktatási Szakcsoport megalakulásának szükségességét. Vázolták azokat a feladatokat, amelyeket társadalmunkban el kell látni a demokratizmusnak az oktatásban való érvényesülése, az ifjúság érdeklődésének jó irányba való terelése terén. Valószínű, hogy annak a nyugatról terjedő áramlatnak, hogy az ifjúság a humán és a társadalomtudományok iránt orientálódik, annak nagyobb része negatív eredetű, félelem attól az állandóan szélesedő technikától, amelyik nélkül ma már a természettudományoknak egyik ága sem művelhető. Ennek a félelemnek elindítója lehet a fizikatanár, ha nincs felvértezve mind elméletileg, mind gyakorlatilag rá és ha nem tudja, hogy az ifjúság pályára indítása igen nagy százalékban a középiskolai tanárokon múlik. Társulatunk Oktatási Szakcsoportjának egyik legfontosabb feladata ez lehet. A szakcsoport megalakításának irányítója *Sas Elemér* főtitkárhelyettes volt. A kiküldött bizottságok javaslatokat tettek az Oktatási Szakcsoport célkitűzésére, valamint annak vezetőségére. Az ankét résztvevői titkos szavazással döntöttek a következőkben:

1. Az Oktatási Szakcsoport a fizikatanítás egészével foglalkozzék az általános iskolától az egyetemekig bezárólag.

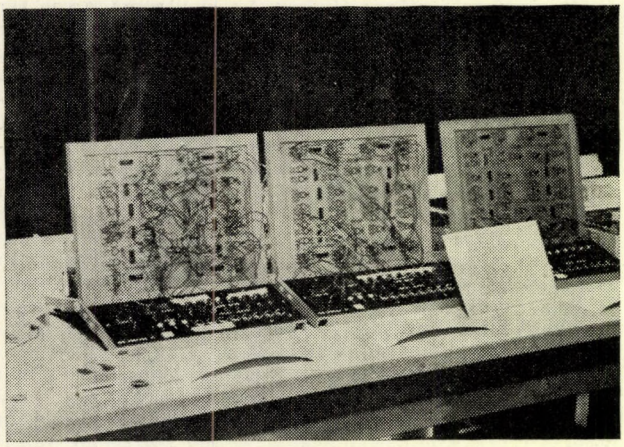
2. A Szakcsoport munkájában azonos súllyal szerepeljenek a vidék és a főváros problémái.

3. Munkája során a Szakcsoport ügyeljen arra, hogy ne szigetelődjék el, azaz keresse a kapcsolatot, az integrálási lehetőségeket a többi természettudományi tárggyal.

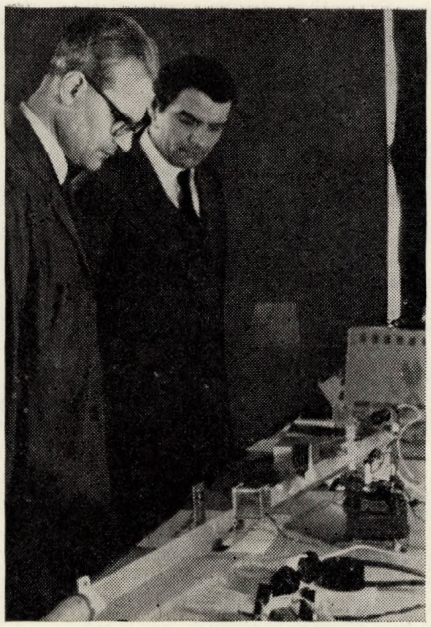
4. A Szakcsoport keresse a lehetőségeket a fizikaoktatás



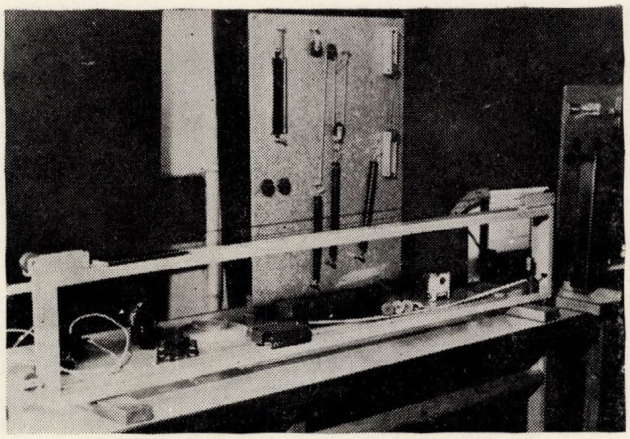
Győri Antal kiállítása



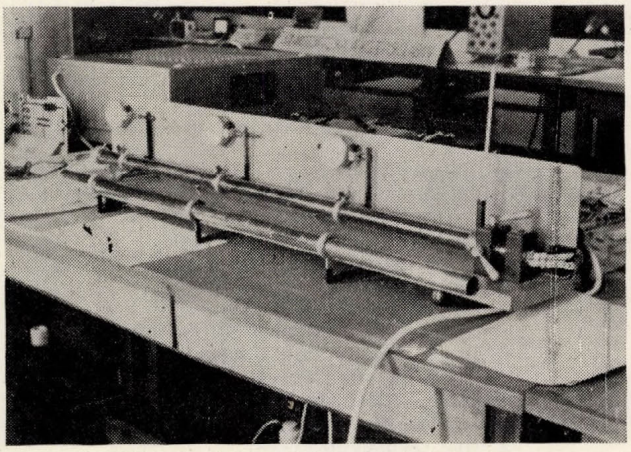
Ambrus Lajos—Mag Pál digitális kísérleti mérőpanelje



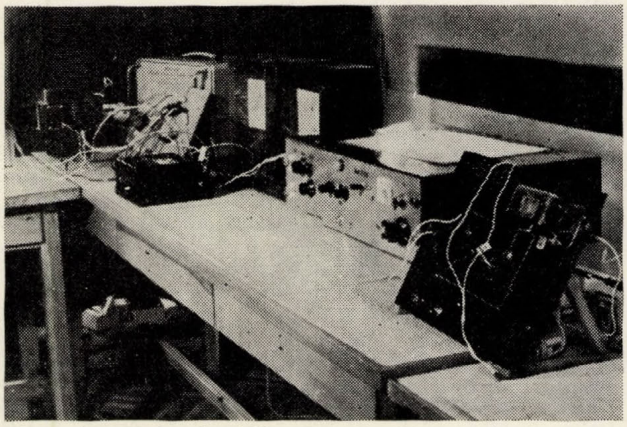
Finta Antal kiállítása



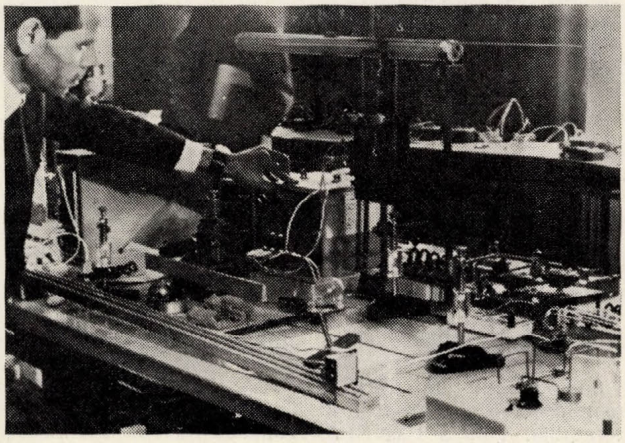
Horváth István tanulókísérleti eszközei



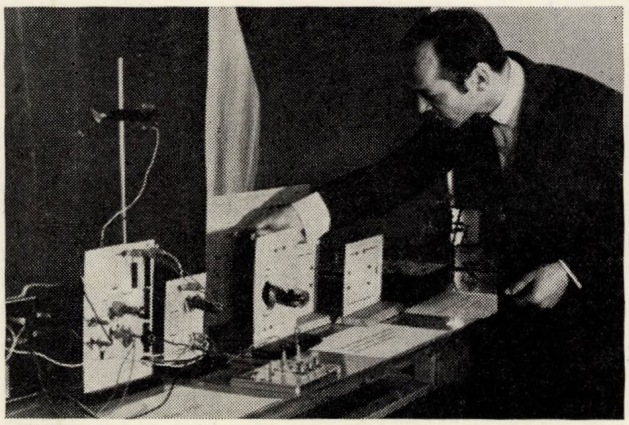
Kakuk Sándor hőtágulási eszköze



A nagykanizsai Landler J. gimn. kiállítása



Nagy Pál a kiállított eszközeivel



Nagy Miklós elektromos demonstrációs eszközeivel

jelenleg legsúlyosabb problémáinak megoldására. Konkrétan:

a) Foglalkozzék a tananyagcsökkentés végrehajtásának kérdéseivel.

b) Vegye fel a kapcsolatot a tanszerkészítő vállalatokkal és az eszközkészítésben nagy tapasztalatokat szerzett kollégák bevonásával tegyen javaslatot a feltétlenül szükséges alapeszközök listájára;

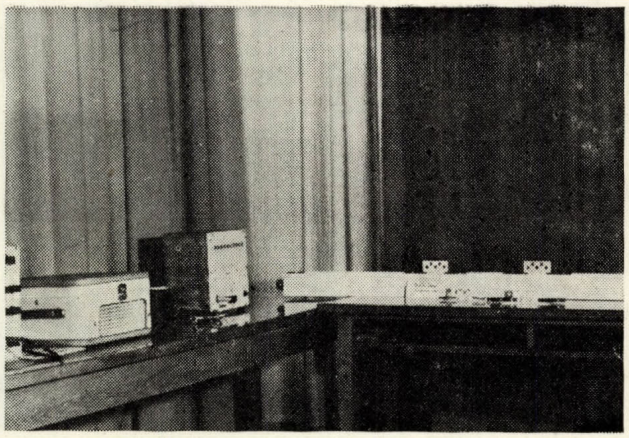
c) Az 1978-ra esedékes tantervi reform elősegítése céljából vegye fel a kapcsolatot az illetékes szervekkel a leendő tankönyvek különféle változatainak kipróbálására irányuló oktatási kísérletek tárgyában.

5. Szükségesnek tartjuk egy olyan fórum létrehozását, ahol a Fizikatanári Ankéton kívül is lehetőség nyílik az oktatásban aktívan dolgozó kollégákkal történő véleménycserére.

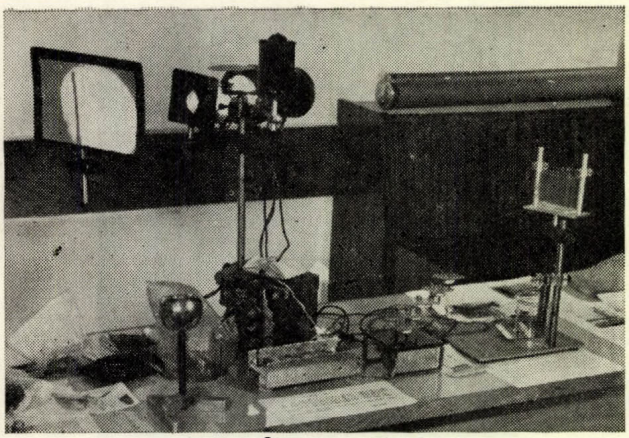
6. Javaslatokat teszünk a tapasztalatcsere szélesítése érdekében külföldi kapcsolatok létrehozására

a) módszertani és általános természettudományi ismeretterjesztő külföldi sajtótermékek megrendelése és

b) középiskolai tanárok külföldi tanulmányútja formájában.



Boros Dezső légpárnás készüléke



Csekő Árpád kiállítása

7. A munka adminisztratív megszervezése céljából a későbbiek során a Szakcsoporton belül létre kell hozni az egyes részterületekkel foglalkozó csoportokat (általános-, közép- és felsőoktatás). A középiskolai csoporton belül az eddiginél nagyobb figyelmet kell fordítani a szakközépiskolára és a szakmunkásképző-iskolák problémáira.

8. Javasoljuk továbbá, hogy a Szakcsoport vezetőségét 4 évenként válasszák újjá és ugyanakkor a vezetőség számoljon be az addigi munkájáról.

A Szakcsoport megválasztott vezetősége:

Elnök: Jánossy Lajos
Titkár: Holics László
Tagok: Kedves Ferenc (Debrecen KLTE)
Soós Károly (Budapest Műv. Min.)
Tóth Eszter (Budapest József A. gimn.)
Kovács László (Nagykanizsa)
Tasnády Péter (Budapest ELTE)
Bánkúti Sándor (Békéscsaba)
Pálffy Györgyné (Pécs)

Kívánatosnak látszik Társulatunk ezen újabb feladatvállalásával kapcsolatban arra felhívni a figyelmet, hogy annak lebonyolításában lényeges szerep jut lapunkra, a *Fizikai Szemlére*. Az írásbeli dokumentáció lapunkon keresztül lezajló része csak akkor válik egyetemesen ható tényezővé, ha az legalábbis minden fizikai szertárnak, könyvtárnak jár.

Essék most szó ankéntjainknak a szemléltetés fejlesztésére irányuló tevékenységéről! A 15. eszközkiállítás az egyetem E épületének emeleti dísztermében és egy tantermében igen kényelmes és nagyon célszerű elhelyezésű volt. *Bors József* rendkívül gondosan készítette elő a kiállítási termeket és olyan jó segítségeket bocsátott rendelkezésre, hogy legtöbb kiállítónak az ankét megnyitásáig, 10 óráig sikerült eszközeit elrendezni és működésre beállítani, pedig azt az előző ünnepnap miatt csak reggel lehetett elkezdeni. A kiállítás csak két napon át volt nyitva, de az előadóteremhez és az étkező helyhez való közelsége miatt mégis lehetővé vált, hogy mindenki megnézhesse. Az amatőr kiállítóktól elkülönítve, külön teremben volt a TANÉRT szokásos méretű kiállítása, amelyik a terem háromnegyed részét töltötte be. *Lipp Imre* és *Bihari Sándor* fáradhatatlanul működtették a hazai, illetőleg a szomszédos államokból importált eszközöket és nyújtottak felvilágosításokat.

a Az eszközkiállítás méreteinek megítéléséhez álljanak következő adatok. A budapesti ELTE két tanszékének 6 oktatója és 3 hallgatója 18 db, 19 középiskola 21 tanára és 2 tanulója 128 db, 1 egyéni kiállító 12 db, a TANÉRT 2 kiállítója 20 db, vagyis 20 intézmény 160 db eszközzel, eszközkészlettel, illetőleg eszközsorozattal vett részt. A kiállítókról és a kiállítás anyagáról közelebbi tájékoztatást nyújtanak még a fényképek, valamint a kiosztott jutalmak felsorolása.

Az ankét záróünnepségén *Vermes Miklós* alelnök a *Mikola Sándor*-díjakat *Cseh Géza* budapesti és *dr. Kovács László* nagykanizsai gimnáziumi tanároknak; az Oktatásügy Kiváló Dolgozója kitüntetést *Horváth István* soproni gimnáziumi tanárnak és *dr. Pálffy Györgyné* docensnek, Társulatunk pécsi csoportja titkárának adta át. Az eszközkiállításon a középiskolai tanárok egyéni munkája alapján a Díjakat Odaítélő Bizottság a Művelődésügyi Minisztérium 7000 Ft-os adományából a következő jutalmakat osztotta ki. A két 1600 Ft-os első díjat *Bánkúti Sándor* békéscsabai — és *Győri Antal* szentesi —, a három 1000 Ft-os második díjat *Kocsis Vilmos* szegedi —, *Nagy Miklós* sümegi —, *Nagy Pál* dunaújvárosi —, egy 800 Ft-os harmadik díjat *Galánfi Ede* pápai gimnáziumi, illetőleg szakközépiskolai tanár kapta.

A Veszprémi Tanács Művelődési Osztályának 5000 Ft adományából 1200 Ft külön díjat kapott *Radnay Gyula* budapesti egyetemi adjunktus, az 1000 Ft-os II. díjat *Finta András* budapesti —, két 800 Ft-os III. díjat *Hegyi László* és *Molnár Attila* veszprémi —, 600—600 Ft-ot *dr. Kovács László* nagykanizsai és *Hegyi László* veszprémi gimnáziumi, illetőleg szakközépiskolai tanárok kaptak.

Az Odaítélő Bizottság határozata szerint dícsérő oklevelet nyertek a következők: *Szijártó József* (Nyíregyháza), *Horváth István* (Sopron), *Boros Dezső* (Jászberény), *Kovács Pál* (Budapest), *Ronyecz József* (Hódmezővásárhely), *Csekő Árpád* (Budapest), *Lidi Ferenc* (Budapest), *Göndöcz István* (Fonyód), *Kakuk Sándor* (Eger). Szóbeli dicséretben részesültek *Mag Pál* (Budapest), *dr. Kovács László* (Nagykanizsa). A TANÉRT vállalatnak a Társulat levélben köszönte meg, amiért az ankét munkáját kiállításával jelentősen elősegítette.

A zsúfolt program miatt igen kevés résztvevőnek jutott ideje arra, hogy a vendéglátó egyetemet és a várost megismerje. A nagyon sokirányú 1973. évi fizikatanári ankét sikeres megrendezéséért köszönet illeti Társulatunk Veszprémi Csoportját, elsősorban annak titkárát, *dr. Szilvássy Zoltánnét*.

Csekő Árpád

A szerkesztésért felel: Túriné Frank Zsuzsa
Szerkesztőség: Budapest V., Anker köz 1, Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Távbeszélő: 227—040
A kiadásért felelős: Siklósi Norbert igazgató
Kiadja a Lapkiadó Vállalat, Budapest VII., Lenin körút 9—11. Levélcím: 1906. postafiók 223 Távbeszélő: 221—293
74.75601 Akadémiai Nyomda Budapest V., Gerlóczy utca 2. — Felelős vezető: Bernát György
Terjeszti a Magyar Posta. Előfizethető bármely postahivatalnál, a kézbesítőknél, a Posta hírlapüzleteiben és a Posta Központi Hírlap Irodánál (KHI, 1900 Budapest V., József nádor tér 1.) közvetlenül vagy postautalványon, valamint átutalással a KHI 215-96162 pénzforgalmi jelzőszámlára
Előfizetés egy évre 72,—Ft; egyes szám ára 6,—Ft. Megjelenik havonta
Index: 25.289

EREDMÉNYEK

AZ IKERPARADOXON KÍSÉRLETI MEGFIGYELÉSE

Két ikertestvér közül az egyik helyben marad, a másik nagy sebességgel távozik, majd visszatér az elsőhöz. A második közben gyorsulásokat kapott. A relativitáselmélet szerint kevesebb időt élt át, mint otthon maradt ikertestvére. Ez az úgynevezett időparadoxon. A relativitáselmélet segítette hozzá a tudományt ahhoz a felfedezéshez, hogy az idő függ a sebességtől.

A relativitáselmélet időnyúlási effektusát 1971-ben repülőgépen észlelték. (J. C. Hafele és Richard E. Keating: Around the World Atomic Clocks, Science, *177.* 1972. 166—180. o.) Cézium 133-al működő atomórákat használtak, amelyek napi hibája kb. 1 nsec volt, megfelelően 1 másodperces hibának 2,7 millió év alatt. Utasszállító sugárhajtású repülőgépük először kelet felé indulva 1971. október 4.-én 19 óra 30 perckor, 65,4 óra alatt repülte körül a Földet (a tiszta repülési idő 41,2 óra volt). Azután október 13-án indult 19 óra 40 perckor és nyugat felé 80,3 óra alatt tette meg körútját indulási pontjáig, (a tiszta repülési idő most 48,6 óra volt). A pontos útvonalat és a repülőgép típusát nem közölték. Mindegyik alkalommal négy atomórát vittek magukkal. A kelet felé induló útnál az otthon maradt órához képest középértékben 59 ± 10 nsec idősietés, a nyugati útnál 273 ± 7 nsec időkésés mutatkozott.

Az eredmény elméleti ellenőrzése nem volt könnyű. Az otthon maradt óra nincs inerciarendszerben, hanem sebessége van a tengelyforgás következtében. A repülőgép sebessége ehhez adódik hozzá, illetőleg ebből vonódik le. Azonkívül felszálláskor és leszálláskor a változó sebesség figyelembe vételével kellett számolni. Komoly szerepet játszik az általános relativitáselméletből ismert vöröseltolódás is, mert nagyobb magasságban a gravitációs potenciál kisebb és emiatt is nyúlik az idő. A keleti utat 125, a nyugatit 108 részre osztották, minden idő, sebesség, magasságadatot feljegyeztek és ezek figyelembe vételével összegezték a várható effektust. Az elméletből következő eredmények alakulása nsec-ban:

	keleti út	nyugati út
sebesség miatt	-184 ± 18	96 ± 10
gravitáció miatt	144 ± 14	179 ± 18
összesen	-40 ± 23	275 ± 21 .

Az észlelt eltérések -59 ± 10 és 273 ± 7 nsec voltak. Az elméleti várakozás kisebb pontossággal volt megállapítható, mint a kísérleti eredmény. Mégis meggyőző az egyezés és az ikerparadoxon realitását mutatja.

Vermes Miklós

VÉLEMÉNYEK

TÖREKVÉSEK A KORSZERŰBB TERMÉSZETTUDOMÁNYOS OKTATÁSRA KONCENTRÁCIÓVAL, KOORDINÁLTAN, INTEGRÁLTAN AVAGY KOMPLEX MÓDON

Fürst Istvánné
Budai Nagy Antal Gimnázium

Az utóbbi időben szinte nap, mind nap hallhatjuk, olvashatjuk — e folyóiratban is —, hogy a tudományos technikai forradalom, mai korunk eredményei, további céljai, új korszerűbb ismereteken, módszereken alapuló oktatási-nevelési feladatokat állít pedagógusaink elé. Jelenlegi oktatási rendszerünkben is lényeges változtatásokat kell eszközölni, olvashatjuk a párthatározatban, valamint e témával foglalkozó cikkekben egyaránt.

A természettudományos oktatás reformja gyökeres változtatásokat igényel, de „h o g y a n" ? Ez a probléma, gond — többek között — felmerült mind a Magyar Biológiai Társaság Didaktikai Szekciójának X. Tantárgypedagógiai Napjain, Érden, 1973. június 18—19—20-án, mind az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1973. június 14—22. tartott munkaértekezletén Tatán. Mindkét munkaértekezlet gazdag programjából a korszerűbb oktatás „hogyan"-jának megoldására való törekvéseket emelem ki.

Ez a probléma felveti azt a kérdést is — jogosan — mitől korszerű vagy korszerűbb egy oktatási, képzési forma? Tartalomtól, módszertől, eredményességtől? Nagyon sokan foglaltak már így is, úgy is állást ezzel kapcsolatban. Sokan abban látják a korszerűbbet, minél újabb, modernebb, szinte a legújabb oktatási eredmények ismerete, azok közlése, megismertetése, hogy szinte naprakészen kapjanak meg mindent a tanulók. (Ugyancsak sok kutató is örölne, ha saját maga képes lenne szűk kutatási területén ilyesmit megkapni.)

Helyes-e ez az álláspont, lehet, de nem valószínű, hogy célravezető, de érdekesnek érdekes. Mert nemcsak az elsajátítandó anyag újszerűsége határozza meg döntő módon a korszerűséget; — hacsak abból az egyszerű tényből indulok ki, hogy a latin betűs írás milyen régi, s mégis mennyire korszerűen lehet oktatni és eredményesen használni, hisz alapelemeit, már óvodás korban (vonalvezetés stb.), komolyabb részeit a 6 éves gyermek az I. osztályban lényegét tekintve félév alatt elsajátítja és továbbfejlesztésén, tökéletesítésén munkálkodik.

A természettudományos tárgyakban ugyanígy megtaláljuk azt az alapvető tényanyagot, tényanyaghalmazt, amelyet el kell alapként sajátítani, s korszerűsége abban domborodik ki, hogy milyen módszerekkel végeztük azt, mennyire váltak az átadott ismeretek a tanulók számára alkalmazhatóvá, vagyis mennyire képesek szerzett ismereteiket újabb ismeretek szerzésénél hasznosítani, alkalmazni. Így világosan kitűnik, hogy jobb, korszerűbb lényegében az eredményességben tükröződik. Ezért meg kell szüntetnünk hogy „tanulóink cellákban, leszűkült tárgyakban gondolkodjanak" (Török Tivadarné, Fiz. Szemle 1973. 1. sz.)

Ennek feloldása látszatra egyszerűnek tűnik. Mindkét munkaértekezleten több elképzeléssel találkoztunk, ezek az elképzelések javaslatok igen sok új, érdekes gondolatot, ötletet tartalmaztak. Ezek közül két javaslatot emelek ki, amely talán a legnagyobb érdeklődést váltotta ki a viták során. Az egyik javaslat a nagyfokú koncentrációból a koordinációból kiindulva, a gimnázium befejezésére, azaz a IV. osztály máso-

dik felében jutna el az integrálásig, a szintetizáló tárgyig, esetleg egy természettudományos érettségivel bezáróan (a Biológiai Társaság Didaktikai Szekciójának ülésén, Érden) a másik, amely Tatán, igen nagy visszhangot váltott ki, ezt a tervet a Művelődésügyi Minisztérium Oktatáspolitikai Főosztályának megbízásából dolgozták ki, amely lényegében egy „komplex tárggyal" az „Anyagszerkezet"-tel kezdené az I. osztályban a természettudományok oktatását és IV. osztályban „Anyagfejlődés című" ún. integrált tárggyal fejezné be.

Így lényegében az I. osztályban (egyelőre kísérleti jelleggel) nincs biológia, kémia csak „Anyagszerkezet". E tárgy magábafoglalja I. évben a fizika, a kémia anyagszerkezeti vonatkozásait (atommodell, hőtan, ált. kémia, periódusos rendszer), a további években is összegezi, együttesen taglalja lényegében a fizika, kémia törvényszerűségeit, jelenségeit, s csak IV. évben kapna az integráló tárgy keretében helyt a biológia is.

Vajon elegendő lesz-e ez a tárgy, koncepció, tényanyag, tartalmi vonatkozásokat illetően is, a valódi problémák megoldására? Úgy érzem nem, mert felmerül a nagy gond, probléma „ki tanítsa a tárgyat? Tóth Eszter (fizika-matematika szakos kolleganő) írja a Fizikai Szemle 1973./5. számában: . . ." Természetesen az „Anyagszerkezet" tanítása (kvantummechanikai alapokon) fizikai, kémia és biológia alapfogalmainak ismeretét igényli a tanító tanártól. A tanárok szakosodása és túlterhelése sem engedi meg mindhárom tárgyban az alapos elmélyülést. Ezt azonban az elsős Anyagszerkezet talán nem is igényli". Ennek alapján jogosan kérdem és bárki kérdezheti, hogy képes-e ez a tárgy 3 ill. 4 tárgy, a kémia, a biológia, a fizika, a természeti földrajz anyagszerkezeti és egyéb vonatkozásait úgy megtanítani, ami többet ad, mint egy ismeretterjesztő előadássorozat, sőt fokozódik még azzal is, írja a szerző, hogy különösebb előképzettséget, numerikusságot sem igényel.

Valóban igaz az, hogy „az anyagszerkezetének kutatását a tudósok közül elsősorban a fizikusok vállalták magukra" (írja Tóth Eszter uo.), de nézzük meg egyetemen folyó oktatásunk keretében kik kaptak legtöbbet egyetemi tanulmányaik során a 4 természettudományos tárgyból. S akkor megállapíthatjuk, hogy lényegében a jelenlegi oktatási formában is a TTK-n a szaktárgyakon kívül fizikából és természeti földrajzból, talajtanból, éghajlattanból a biológia-kémia szakos tanárok kapnak még a legtöbbet, míg sajnos a fizika-kémia, a fizika-matematika, stb. szakosok hallgatók ilyen irányú egyetemi képzést nem kapnak. Tanítsák ők? Nem!

Ez a kérdés egyik oldala, a másik: miért kívánunk többet egy 14—15 éves I. osztályos tanulótól, mint egy 18 évestől, ill. annak tanárától. S van itt még egy érdekes ellentmondás is; jelenleg csak II. osztályban kezdjük oktatni a fizikát (bár iskolám koncepciájában az I. osztályban szerepelt koordinálva a kémiával, biológiával, természeti földrajzzal, matematikával s így sok helyütt nem talált megértésre), mert nem eléggé érett és képzett a tanuló (matematikailag sem) annak megértésére. Avagy olyan szinten kívánjuk a természettudományok oktatását alapozó, bevezető ill. megoldó tárgyat tanítani, ill. olyan szintre levinni, hogy „t a n í t ó i" problémát jelentene csak? Nem ez nem engedhető meg, ezt nem lehet, mert a fizika, a kémia a természeti földrajz a biológia önálló természettudomány, azonban ez a tény nem zárja ki azt (mert hisz nagyon sok határtudomány is van közöttük), hogy együttesen, eredményeikkel igazolják a világ anyagi egységét. Hisz mindkét értekezleten a viták során ez ki is domborodott.

Ezért meg kell valósítani oktatási rendszerünkben, az iskolába lépő gyermek oktatásától kezdve az érettségiig eljutó tanuló oktatásáig egyaránt, hogy a célirányos oktatás, nevelés hatására képes legyen a természettudományok egységében gondolkodni, képes legyen szintjének, életkori sajátosságainak megfelelően bizonyos fokú tudományos gondolkodásra, esetleg kezdetben kisebb mértékű, később egy átfogóbb, nagyobbmérvű szintetizálásra. S nevelésünk befejezéseként a jelenségeket a természet anyagi egységében vizsgálni (fizika-kémia-biológia-term. földrajz, nem beszélve a társadalmi összefüggésekről). Mindezt egységes didaktikai és metodikai elvek alapján kell megtervezni és a legalkalmasabb módszerekkel elsajátíttatni. Mert lényegében ebben van a természettudományos oktatás korszerűsége és komplexitása.

Ez a tény viszont nem zárja ki annak lehetőségét, hogy az ált. iskola alsó és felső tagozatán esetleg egy tárgyat munkáljanak ki (bár ez megint felveti a „KI TANÍTSA" problémát) (ilyen irányú kísérletek folynak az OPI irányításával és Pécsett a főiskolán), de ez középiskolai szinten a jelenlegi ált. iskolai képzést figyelembe véve, nem beszélve a tanárképzésről, ma még nem valósítható meg, s jövőben is a fentiek miatt is elgondolkoztató, hogy megvalósul-e maradéktalanul a törzsanyag csorbítása és el nagyolási veszélye nélkül.

Iskolánkban, a XXII. ker. Budai Nagy Antal Gimnáziumban 1971. szeptemberétől folytatunk tantervi kísérleteket a Művelődésügyi Minisztérium megbízásából, fizika-kémia-biológia-matematika-természeti földrajz vonatkozásban (ennek részleteiről más alkalommal szeretnénk beszámolni), e munkánk tartalmi és módszertani kérdéseken túl tárgyi, személyi és anyagi vonatkozásokra is kiterjed (óraszám, szakos tanár, az esetleges természettudományos érettségi kérdező tanárai, bizottsági tagjai, ennek és az oktatás pénzügyi kihatásai stb.).

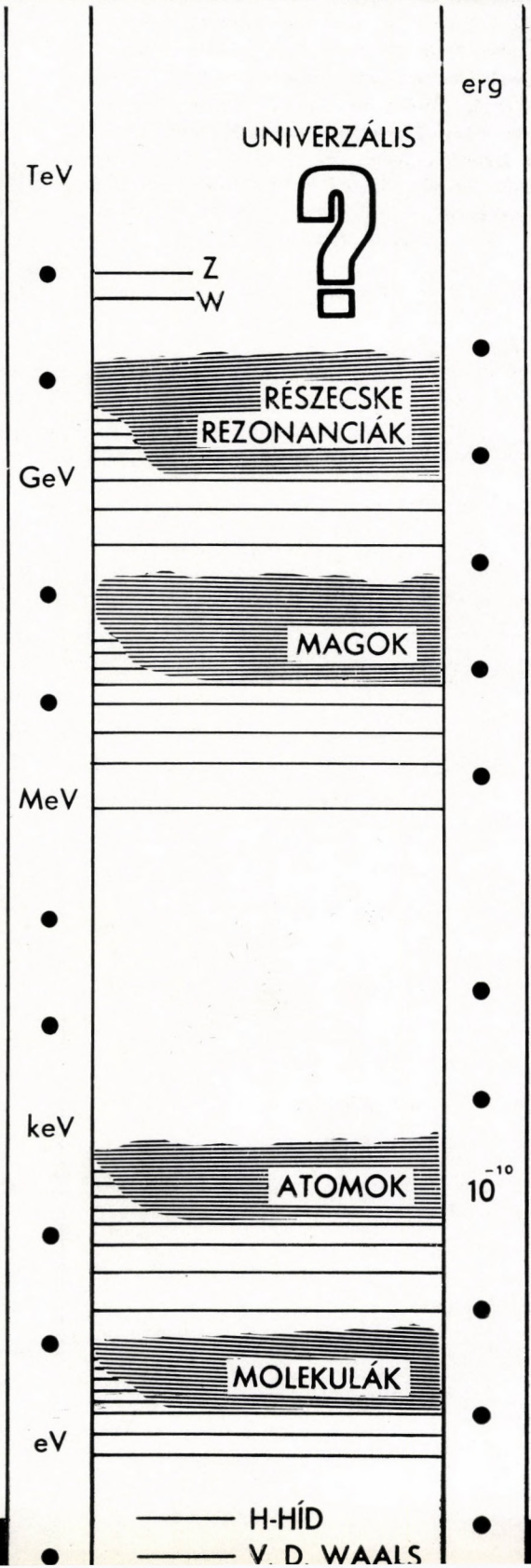
A kísérleti munkában résztvevő valamennyi kartársam munkáját áthatja a tanulók eredményesebb, hatékonyabb oktatásáért érzett felelősség és a tanulókkal, mint felnövekvő emberekkel való tantervi kísérletezés fegyelme. Hogy erre az öntevékeny munkára gyakorló pedagógusoknak egyre nagyobb lehetősége nyílik, úgy érzem hogy a Művelődésügyi Minisztérium Középiskolai Főosztályának vezetői és az OPI munkatársai is helyesen értelmezik és alkotó módon alkalmazzák a párthatározatot.

Feladat, tennivaló bőven van, mind tartalmi, módszertani, mind anyagi vonatkozásban, minden ötlet, javaslat csak előbbreviheti közös ügyünket; a természettudományok korszerűbb oktatást. Ezért még szorosabb koordinálásra van szükség, hatékonyabb együttműködésre, az irányítást és gyakorlati megvalósítást végző intézmények vezetői és szakemberei között az eredményesebb munka érdekében.

fizikai szemle

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat lapja

KVANTUM LÉTRA



1974/2

A szerkesztőbizottság elnöke:

Marx György

Szerkesztő bizottság:

Balázs Béla, Barlai Katalin, Barta György, Berényi Dénes *szerkesztőbizottsági titkár*, **Bozóky László, Csekő Árpád, Dede Miklós, Fehér István, Flórián Endre, Gaal István, Garay András, Groma Géza, Haiman Ottó, Hoffmann Tibor, Holics László, Károlyházy Frigyes, Keszthelyi Lajos, Kovács István, Mátrainé Zemplén Jolán, Mihály László, Schanda János, Soós Károly, Szigeti György, Túriné Frank Zsuzsa** *szerkesztő*, **Tóth Eszter, Valkó I. Péter, Vermes Miklós**

Címképünk:

Kvantumlétra

TARTALOMJEGYZÉK

Marx György: Az új világ küszöbén
Nagy Károly: Részecskefizikai kutatások Magyarországon
Telegdi Bálint: Egzotikus atomok
Kiss Dezső: Technikai forradalom a részecske-fizikában I.

ESEMÉNYEK

EREDMÉNYEK

VÉLEMÉNYEK

Marx György: Fizikus nyelv

СОДЕРЖАНИЕ

Г. Маркс: На пороге пового мира
К. Надь: Исследования по физике частиц в ВНР
В. Телегди: Экзотические атомы
Д. Кишш: Революция экспериментальной техники в физике частиц I.

СОБЫТИЯ

РЕЗУЛЬТАТЫ

ОТЗЫВЫ И ВЫРАЖЕНИЯ МНЕНИЙ

INHALT

G. Marx: An der Schwelle der neuen Welt
K. Nagy: Forschung auf dem Gebiete der Teilchenphysik in Ungarn
V. Telegdi: Exotische Atome
D. Kiss: Die technische Revolution in der Teilchenphysik I.

EREIGNISSE

ERGEBNISSE

STELLUNGNAHMEN UND MEINUNGSAUSSERUNGEN

CONTENTS

G. Marx: On the threshold of the new world
K. Nagy: Particle physics research in Hungary
V. Telegdi: Exotic atoms
D. Kiss: The technical revolution in particle physics I.

EVENTS

RESULTS

OPINIONS

fizikai szemle

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

Alapította Eötvös Loránd 1891-ben Mathematikai és Physikai Lapok néven

XXIV. évfolyam 2. szám 1974. február

EGY ÚJ VILÁG KÜSZÖBÉN?

Marx György

ELTE Atomfizikai Tanszéke

Élő világ

Igaza volt Demokritosznak és a mechanikai atomelmélet újkori hiveinek, amikor azt tanították, hogy *kemények az atomok és változatlanok itt a Földön.* Szobahőmérsékleten 1/40 eV a hőmozgás átlagos energiája. A napfény energiakvantumai 1—2 eV-osak. Mindez nem elég az atomok gerjesztésére. Az atomok gerjesztéséhez mintegy 10 elektronvolt szükséges. 10 eV alatt a kvantumtörvények csorbíthatatlanul keménnyé formázzák az atomot. Az atomi alapállapot stabilitása okozza, hogy az elemek kémiailag mindig önmagukkal azonosak maradnak. Az atomok tűzben (1 – 2 eV közlése esetén) új molekulákká rendeződnek át: kémiai folyamatok játszódnak le. Alacsonyabb energián az enzimek raffiniált működése vezet biokémiai átalakulásra. Weisskopf mondta, hogy *a természet számunkra mindig 1 eV alatt marad a legérdekesebb, mert itt történik az élet, ez az emberi világ.* A vegytani jelenségeket azonban soha nem értettük volna meg teljesen, ha nem összpontosítottunk volna 10 eV-nál több energiát egy atomra. A teljes hidrogénszínképre volt szükség, sőt az ionizációra is, hogy megtudjuk: az atom belsejében elektronok mozognak kvantumtörvények szerint. *Elektromos erő alakítja az atom szerkezetét;* az atomokat a Coulomb-erő periférikus megnyilvánulásai tapasztják össze molekulává; másodlagos elektromos polarizálódás hozza létre a molekulaközi kapcsolatokat (hidrogén-híd, Van der Waals-erő), amelyek a biokémiai átalakulásokat okozzák. A kvantumlétre első lépcsőfokait a 20. század első harmadában másztuk meg. Megismertük az elektromágneses kölcsönhatás birodalmát: az atomburkot.

Az atommag lépcsőfokai

Az ionizáció hőmérséklete felett magunk mögött hagyjuk az optikai energiaszintek, komplex atomi struktúrák szövevényét. Ezer és millió fokos a meleg: a csillagok belsejében járunk. Kisimulnak a függvények. Egymástól függetlenül röpködnek a plazmát alkotó részecskék: ideális gázként viselkednek. Nem véletlen, hogy könnyebb megérteni a Nap vagy más csillag szerkezetét, mint a Földét, egy vas- vagy fadarabét.

Az atommagok itt még változatlan tömegpontnak mutatják magukat. Az intenzívebb kötőerők és szorosabb csomagolás miatt az atommag gerjesztett állapotait millió eV választja el az alapállapottól. (Parányi gömb az atommag, ebben a miniatűr rezonátorban rövid az „alaphangot" képviselő félhullámhossz, még rövidebb az „elsőfelhangot" jelentő egész hullámhossz. A két sajátrezgés energiakülönbsége ennek megfelelően nagy érték.) A gerjesztéshez szükséges magas energia nem fordul elő a Földön, az még a Nap centrumában is ritkaság. Ha millió eV-nál több energia koncentrálódik az atommagra, a tetszhalott „tömegpont" megelevenedik. Az atommag anyagának kvantumos mozgásait energiaszintek sorozataként észleljük a magspektroszkópiában. Az energia növelésével egyre jobban sűrűsödnek a magnívók, csakhamar egymásba folynak. 10 MeV után ismét csak a statisztikus termodinamika segítségével követhetjük nyomon a jelenségeket: a magreakcióban létrehozott *közbenső mag* hőmérséklete megközelíti az egybillió fokot.

Bejártuk az atommag létrafokait. Közben megismertük az elemek kialakulásának kozmikus történetét. Felkutattuk a napfény forrását; a csillagenergia rejtett lelőhelyeire bukkantunk az urán és nehéz hidrogén atomok magjainak mélyén.

Ha már sokszorosan túlhaladjuk a 10 MeV-et, ami egy magrészecske kötési energiája, az ütköző protonok és neutronok szabadnak tekinthetők. Ez a *direkt magreakciók* tartománya. A struktúra fi-

---

Előadás a XI. Magyar Fizikus Vándorgyűlésen (Szeged, 1973. augusztus 24.)

$1\,eV = 1{,}6 \cdot 10^{-12}$ erg

$1\,keV = 10^{3}$ eV

$1\,MeV = 10^{6}$ eV

$1\,GeV = 10^{9}$ eV

$1\,TeV = 10^{12}$ eV

gyelmen kívül hagyható, 100 MeV körül ismét egy könnyen áttekinthető világ következik, amely kissé talán érdektelen is . . .

A harmadik spektroszkópia

A nukleáris lépcsőfokok után nem tart soká az „üres" szakasz. Ha a proton és neutron néhányszáz MeV energiával egymásnak ütközik, az eddig „eleminek" mondott részecskében elárulja magát a belső dinamika. A proton gerjesztődik. 10^{-20} s-nál rövidebb életű rezonanciaállapotok alakulnak ki. Az *optikai spektroszkópia* elektronvoltos és *magspektroszkópia* millió elektronvoltos nívói után a *hadronspektroszkópia* létrafokai következnek. (A nehéz részecskéket: protont, neutront, hiperonokat, mezonokat és ezek gerjesztett rezonanciaállapotait hívjuk közös néven hadronoknak.) Az enegiaszintek és átmenetek vizsgálatában szép eredményeket értek el a KFKI kutatói. A gerjesztési energiák a magokban milliószorosai, a hadronokban milliárdszorosai az atomi energiáknak. Arról tanúskodik mindez, hogy olyan világban járunk, ahol az anyagnak egy erőteljesebb tulajdonsága az úr: az intenzív *nukleáris kölcsönhatás* Ez alakítja ki a hadronrezonanciák sorozatát, ennek periférikus jelentkezése fűzi atommaggá a protonokat és neutronokat. Innen, a magasból szemlélve a magerő a nukleáris kölcsönhatás másodlagos megnyilvánulásának bizonyul, mint ahogy a kémiai erők az elektromágneses kölcsönhatás áttételes következményei.

GeV felett csakhamar egybefolynak a hadronrezonancianívók. Ismét elértük a termodinamikai leírás tartományát. A magas E energiájú ütközés sokbillió fokos T hőmérsékletet idéz elő. A tűzgolyóból elpárolgó részecskék átlagos energiája kT. Hogy milyen magas T hőmérséklet alakul ki, azon múlik, mekkora a hadronanyag hőkapacitása, hány szabadsági fokra oszlik el az ütközés E energiája. Ha N különböző részecskeállapot van jelen, a Dulong—Petit-szabály szerint $E = NkT$. Ha az energiaszintek $n(\varepsilon)$ száma változik a gerjesztési energiájával, Boltzmann nyomán

$$E = N \frac{\int \varepsilon \, e^{-\varepsilon/kT} \, dn(\varepsilon)}{\int e^{-\varepsilon/kT} \, dn(\varepsilon)} .$$

(Az integrálás határai $0 \leq \varepsilon < \infty$.) A tapasztalat szerint az energia növekedtével rohamosan szaporodnak az energiaszintek. A nukleáris kölcsönhatás elmélete exponenciális függvényalakot ad:

$$n(\varepsilon) = e^{\varepsilon/k\Theta},$$

ahol a szintek leszámlálásából a $k\Theta$ állandó értékére 200 MeV adódik. Ha ezt behelyettesítjük az előző képletbe,

$$E(T) = N \frac{kT}{1 - T/\Theta}$$

adódik. $E \to \infty$, ha $T \to \Theta$. Az anyag olyan ütemben „olvaszt ki" újabbakat a benne rejlő korlátlan számú szabadsági fokok közül, hogy az egy szabadsági fokra jutó közepes energia (a hőmérséklet) nem növekszik minden határon túl. A természet nem szereti a korlátlan forróságot. Ha egyre jobban fokozzuk az ütközés E energiáját, nem T emelkedik, hanem N növekszik olyan ütemben, hogy *egy maximális $\Theta = 25$ billió fok hőmérsékletnél végetér a hőmérő-skála.* A jelenség a jég olvadásához hasonlít: a jeget hevítve az csak $T = 273$ fokig melegszik. Újabb hőt közölve a hőmérséklet nem emelkedik tovább, hanem a jég olvad. Ezen analógia miatt nevezte Weisskopf a $\Theta = 25$ billió fok végpontot a *vákuum olvadáspontjának.* A Puskin-utcából Montvay István kapcsolódott be a CERN-ben kezdeményezett kutatómunkába „Hőmérővel" (az ütközés E teljes energiájának és a párolgó részecskék kT közepes energiájának kapcsolatát mérve) tanulmányozzák az eleminek hitt protonban rejtező szabadsági fokokat. *Mert az anyag legkisebb darabkája is kimeríthetetlen.* A sokbillió fokon felolvadó nukleáris mozgásformák egy pokoli katlan képét mutatják! A mindinkább fokozódó nukleáris kölcsönhatás áttekinthetetlenné tesz minden részletet, kilátástalanságra ítél minden egzakt próbálkozást? Innen visszatekintve üdülőhelynek tűnik az atomok világa, ahol korlátozott a szabadsági fokok száma . . .

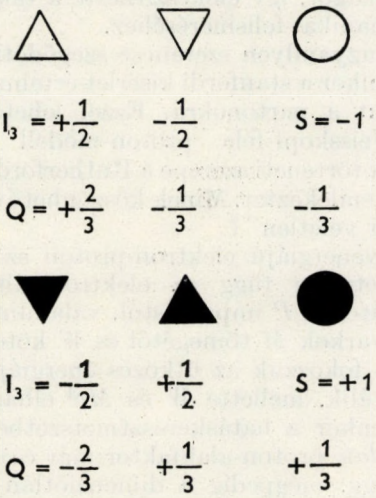
Háromnegyed évszázaddal ezelőtt az atomfizika az izzó anyag optikai színképének tanulmányozásával indult el. A magszerkezet kutatásának első látványos sikere a „forró" közbenső mag Bohr által megadott leírása volt. Most pedig, úgy tűnik, hogy a hadron-tűzgolyók termodinamikájában elértük a hőmérő skálájának felső végpontját.

Napjaink Rutherford-kísérlete

1911-ben Rutherford azt tanulmányozta, miképpen szóródnak az α-részecskék atomokon. Olyan erős eltérüléseket is észlelt, amelyek csak nagy térintenzitásoktól származhattak. Így találta meg azokat a koncentrált (atomnál százezerszer kisebb átmérőjű) töltéscsomókat, amiket atommagnak nevezünk. Az atommagok „feltérképezését" egyre tökéletesebb technikával folytatták. Az α-részekről kisebb méretű lövedékekre: elektronokra tértek át. A felbontóképesség javítása érdekében csökkentették az elektronsugár hullámhosszát, amihez az energiát kellett fokozni. Többszáz MeV-os elektronokkal megmérték a legkisebb atommagnak: a protonnak az átmérőjét: $1{,}6 \cdot 10^{-13}$ cmmek adódott. Még mélyebben akartak belátni a proton-struktúrába. A 3 km hosszú stanfordi lineáris gyorsító 20 GeV-os elektronnyalábja lehetővé tette, hogy a protonátmérő századrészének megfelelő részleteket is felbontsanak. A legkisebb stabil hadron anyaga nem olyannak bizonyult, amilyennek várták: az elektronbombázással szemben nem lágy folytonos masszaként viselkedett. 1970-ben meglepetés-bombaként robbant a hír: *az elektronok egy része kivételesen erőteljesen szóródott.* A $1{,}6 \cdot 10^{-13}$ cm átmérőjű, homogén töltéseloszlású protonoknak a stanfordi 30 mA áramerősségű

nyalábból évente legfeljebb 1—2 180°-os szórást szabadna létesíteniök. E helyett *másodpercenként* következett be néhány hátraszórás!

(Technikailag nem lehetett közvetlenül kimérni a hátraszórást. Az idézett gyakoriság a regisztrált hegyesszögű szóródásokból extrapolált eredmény.) A mélyen rugalmatlan szóráskísérletből (amelyben protonátmérőnél lényegesen rövidebb hullámhosszú elektronok bombázása a protonból új hadronokat keltett) hat évtizeddel Rutherford után Feynman arra következtetett, hogy *a proton olyan parányi töltéscsomókat tartalmaz, melyek átmérője század protonátmérőnél kisebb.* Ezeket a kis csomókat nevezte el Feynman *partonoknak.*

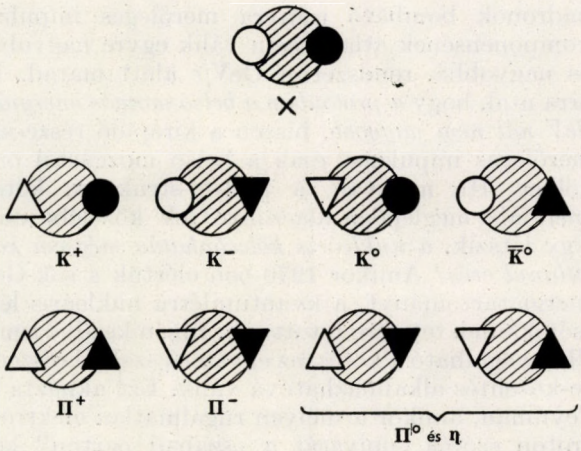


A három kvark és három antikvark Gell-Mann szerint

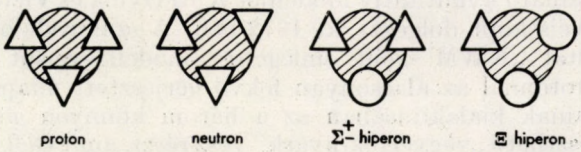
A hadron-rezonanciák spektrumában felismert szabályszerűség alapján Gell—Mann már korábban, a hatvanas évek elején arra gondolt, hogy minden hadron-állapotnak kisszámú alkotóelemből (kvarkból) kell felépülnie. (A pesti fizikus egyetemi hallgatóknak 1972 szeptemberében Feynman magyarázta el ezt. Az előadást a Fizikai Szemle is közölte.) A kvarkok Gell—Mann szerint $^1/_2$ spinű részecskék. Három változatban fordulnak elő ($+^2/_3$, $-^1/_3$, $-^1/_3$ töltéssel); mindegyik változatnak megfelelő antirészecske is létezik. A mezon kötött kvark-antikvark pár, a proton pedig három kvarkból összetett struktúra. Például 200 MeV gerjesztési energiával a ↑↑↓ spinhelyzetet mutató proton a ↑↑↑ spinhelyzetű Δ-rezonancia-állapotba gerjeszthető. (Ezt a nivót Fermi fedezte fel 1952-ben, élettartama 10^{-23} s.)

Budapesti előadásában (1973. szeptember 28) Weisskopf megmutatta, hogy a parton-kép alapján megérthetjük a kvantumállapotok (hőmérséklet-maximumot eredményező) exponenciális szaporodását. A protonnal bombázáskor közölt E energia parton-antiparton párok keltésére fordítódik. Egy pár keltéséhez átlagosan szükséges energiát jelölje $2\varepsilon_0$. Ekkor az E gerjesztési energia felhasználásával $N = E/\varepsilon_0$ új részecske keletkezik. Egy parton két spinállapotot vehet fel, az N darab parton és antiparton $n(E) = 2^N = 2^{E/\varepsilon_0}$ állapotot realizálhat. Ez éppen a korábban idézett exponenciális energiafüggés.

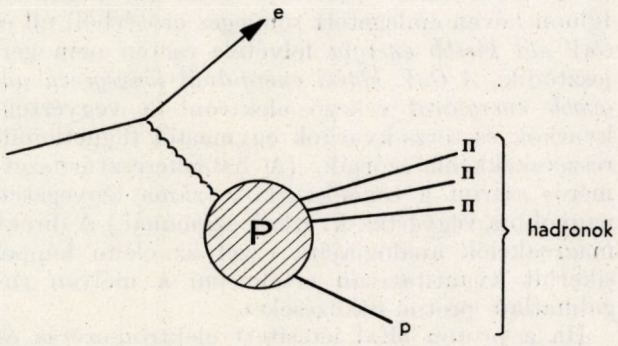
Ha a proton valóban kisebb kiterjedésű alkotóelemekből tevődik össze, azt várjuk, hogy a bombázó energiát fokozva egyszer csak elérjük az



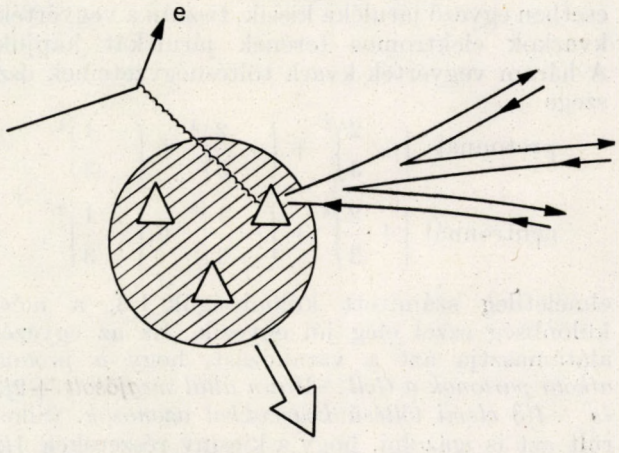
A mezonok mint kötött kvark-antikvark párok



A proton, neutron és hiperon mint három vegyértékkvarkból és a törzsből összetett rendszer



Elektron mélyen rugalmatlan (mezonokat keltő) szóródása protonon



A mezonok keletkezése elektron és proton rugalmatlan ütközésében Feynman szerint a parton-modellben

„ionizációs energiát", és sikerült leválasztanunk a proton alkatrészeit.

A szóráskísérletek bombázó energiáját folyamatosan növelve azt tapasztalták, hogy a kirepülő

hadronok bombázó irányra merőleges impulzus komponensének átlaga nem válik egyre nagyobbá és nagyobbá, rendszerint GeV/c alatt marad. Ez arra utal, hogy *a protonban a belső mozgás energiája GeV-nál nem nagyobb*, hiszen a kirepülő részecske merőleges impulzust csak a belső mozgástól örökölhet. Ha így van, a proton-struktúra kötési energiája meglepően alacsony, GeV közelébe esik. Úgy látszik, *a nukleáris kölcsönhatás mégsem korlátlanul erős!* Amikor 1970-ben elértük a sok-GeV energiatartományt, a kvantumlétra nukleáris lépcsőfokainak tetejére jutottunk. Innen kezdve ismét elhanyagolható a kötés, az egyszerű szabad részecske-közelítés alkalmazhatóvá válik. Ezt aknázta ki Feynman, amikor a mélyen rugalmatlan elektron-proton szórás lefolyását a „szabad parton" kép alapján értelmezte. A proton-struktúra első használható kvantitatív modelljét Kuti Gyula és Victor Weisskopf dolgozta ki 1972-ben. A szakirodalom által „KWM"-ként emlegetett modell szerint a protonnál az alacsonyan fekvő gerjesztett állapotainak kialakításában az a három könnyen gerjeszthető „vegyérték-kvark" vesz részt, amit Gell—Mann posztulált. Jelen van még egy változatlan belső törzs; ez főleg kvark-antikvark párokból és a partonokat összetartó semleges ragacsból (gluon néven emlegetett semleges erőtérből) áll és *GeV-nál kisebb energia* felvétele esetén nem gerjesztődik. *A GeV kötési energiánál lényegesen nagyobb energiával* érkező elektront a vegyérték-kvarkok és törzs-kvarkok egymástól függetlenült részecskékkénk szórják. (A hatáskeresztmetszet-mérés szerint a törzs-kvarkok száma lényegesen nagyobb a vegyérték-kvarkok számánál.) A direkt magreakciók analógiájára ezzel az elemi képpel sikerült kvantitatívan értelmezni a mélyen rugalmatlan proton-ütközéseket.

Ha a proton által létesített elektron-szórás és neutron által létesített elektron-szórás alakfaktorainak különbségét képezzük, a kvark-törzs két esetben egyező járuléka kiesik, tisztán a vegyérték-kvarkok elektromos terének járulékát kapjuk. A három vegyérték-kvark töltésnégyzeteinek összege

$$\text{protonnál} \quad \left(+\frac{2}{3}\right)^2 + \left(+\frac{2}{3}\right)^2 + \left(-\frac{1}{3}\right)^2,$$

$$\text{neutronnál} \quad \left(+\frac{2}{3}\right)^2 + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 + \left(-\frac{1}{3}\right)^2,$$

elméletileg számított különbségük 1/3, a mért különbség ezzel elég jól egyezik. Ez az egyezés alátámasztja azt a várakozást, hogy *a protont alkotó partonok a Gell—Mann által megjósolt +2/3 és −1/3 elemi töltésű kvarkokkal azonosak.* (Sikerült azt is igazolni, hogy a kicsiny részecskék 1/2 spinűek.) Joggal emlegetik a stanfordi méréssorozatot napjaink Rutherford-kísérleteként: általa sikerült tájékozódnunk a protont felépítő partonok sajátságai felől.

A Rutherford-szórás értelmezését annakidején egy rendkívül szerencsés véletlen tette lehetővé. Ha a kvantummechanika alapján kiszámítjuk a $V = e_1 e_2/r$ Coulomb-potenciál által létesített szórás hatáskeresztmetszetét, a

$$d\sigma = \frac{e_1^2 e_2^2}{16\, E^2 \sin^4 \frac{\vartheta}{2}}\, d\Omega$$

képletet kapjuk. Ebből a potenciál r^{-1} távolságfüggése miatt kiesett a h Planck-állandó, így $h \to 0$ határátmenettel áttérve a klasszikus fizikára nem történik a képletben semmi változás. Rutherford ezt a képletet helyesen vezethette le a kvantummechanika előtt 15 évvel, segítségével megfejthette az α-rének szóródásának rejtvényét, felfedezhette az atommagot, így előkészíthette a talajt a kvantummechanika felismeréséhez.

Talán ugyanilyen szerencse szegődött Feynman mellé, amikor a stanfordi kísérlet értelmezése során rábukkant a partonokra. Ezzel lehetővé vált a Kuti—Weisskopf-féle proton-modell felállítása, amelynek történeti szerepe a Rutherford-féle atommodellre emlékeztet. Minek köszönhető ez az újabb „kedvező véletlen"?

A nagyenergiájú elektron-proton szórás hatáskeresztmetszete függ az elektron által leadott E energiától és P impulzustól, valamint a protont alkotó kvarkok M tömegétől és W kötési energiájától. Ha fokozzuk az ütközés energiáját. E és cP naggyá válik, mellette W és Mc^2 elhanyagolható lesz. Ilyenkor a hatáskeresztmetszetben szereplő *dimenziótlan* proton-alakfaktor már csak E-től és cP-től függ, mégpedig a dimenziótlan $\omega = cP/E$ kombinációban, így az alakfaktor egyváltozós függvény lesz! A függvény alakját könnyű volt kimérni. A stanfordi kísérlet egyik megdöbbentő tanulsága az volt, hogy ez a „skálafüggetlen" egyváltozós alakfaktor már néhány GeV energiaátadástól kezdve használható, ami azt bizonyítja, hogy *sem a kvarkok W kötési energiája, sem azok M tömege nem lehet lényegesen nagyobb 1 GeV-nál.* Ha így van, akkor a Stanfordban produkált több GeV-os ütközésekben (méginkább az egészen magas energiájú proton-proton ütközésekben) a kvarkoknak önállósulva kellene kirepülniök. *De a legintenzívebb kutatás ellenére sem találták meg a törttöltésű kvarkokat.* Mindig csak a hadronok egész töltésű közönséges formáit (mezonokat, alapállapotú vagy gerjesztett protonokat neutronokat-hiperonokat) figyelték meg. Ez pedig rejtély a mai kvantummechanika szempontjából. Lehet, hogy itt is gyanutlanul járunk beláthatatlan elvi mélységek felett. Valamilyen természettörvénynek kell léteznie, amely megtiltja a kvarkok önállósulását, és amely nem fér a kvantummechanika keretei közé?!

Nem tudjuk. Feynman balatonfüredi előadásában (1972) úgy szemléltette a helyzetet, mintha az elektron által protonból kilökött kvarkot végtelenig fokozódó rugalmas erő húzná vissza a másik két kvarkhoz. Ha a proton egyik kvarkja a gyors elektrontól nagy P impulzust kap, nagy lendülettel elindul. De az ismeretlen hatás visszafordulásra kényszeríti. A kvark újra megpróbálkozik a kirepüléssel, de ismét vissza kell térnie. Mindegyik „oda-vissza" futást mezon (kvark-antikvark) kilépésként észleljük. Végül a meglökött kvark mezonon-

ként kisugározza minden impulzusát, a másik két kvark társaságában visszamarad, hármas kötelékben ismét proton-arcot ölt magára.

A kvark kvantummechanikán túlmutató viselkedésére nem csupán ez az egyetlen példa. A három 1/2 spinű kvark alapállapota a proton, de ebben az alapállapotban a kvarkok szimmetrikus sajátfüggvényt alakítanak ki, mintha Fermi-statisztika helyett Bose-statisztikát követnének.

A kvark nem részecske abban az értelemben, ahogy a kvantummechanika által leírható mikrorészecskéket tekintjük. *A kvark ismeretlen objektum az anyag mélyebb rétegében*, amit közvetlenül önállóan megfigyelni nem lehet, de aminek közvetett megnyilvánulásait az elmúlt években ismételten regisztrálta a nagyenergiájú kutatás.

Bejártuk a nukleáris kölcsönhatás lépcsőfokait az atommag első gerjesztett szintjétől mindaddig, amíg a nukleáris kölcsönhatás elhanyagolhatóvá válik. Az 1970-es években részletesen felépítettük a proton kvark-modelljét, amely éppolyan vonzóan szemléletes és elvileg éppoly ellentmondásos, mint a Rutherford-modell volt két emberöltővel ezelőtt. Annak idején a Rutherford-modell ellentmondásossága robbantotta ki a kvantummechanika világkép-forradalmát. Az ellentmondás feszültségével terhes siker teszi oly izgalmassá napjainkat is, amilyenre kevés példa volt a kvantummechanika nagy évtizedei óta.

„Az a legszebb ma a részecskefizikában, hogy nem értjük, — mondta Weisskopf idézett előadásában. — *A jelenségek annyira idegenszerűek, hogy olyan világ közelségét jelzik, amelyben minőségileg új átfogó természettörvényekre bukkanhatunk.*"

Egy új világ küszöbén?

Ha felemelkedünk a magas energiák tartományába, ahol az ütközés teljes E_0 energiája nem csak a W kötési energiáknál nagyobb, de az ütköző objektumok Mc^2 nyugalmi energiájánál is, akkor a totális hatáskeresztmetszet már csak E_0-tól függ. Így például az $e + p$, $e + \mu$ stb. folyamatok keresztmetszete $\sigma_e = e^4 f(E_0)$ alakú. (A hatáskeresztmetszet a kölcsönhatás négyzetével, a Coulomb-kölcsönhatás e^2-tel arányos.) σ_e terület dimenziójú és $e^2/\hbar c = 1/137$ puszta szám. Az $e + e \to \mu + \mu$ folyamat hatáskeresztmetszete magas energián

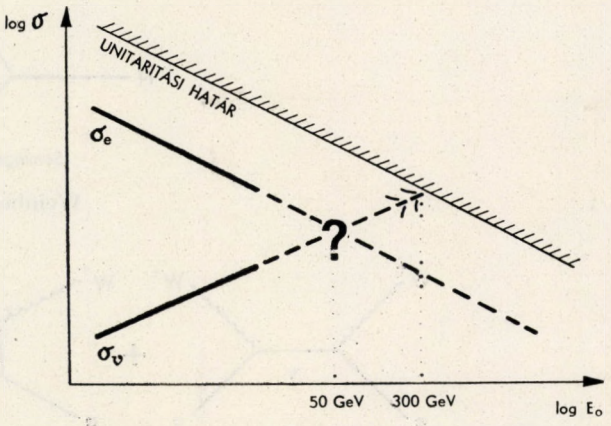
$$\sigma_e = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{1}{137^2} \cdot \lambda^2,$$

(Itt $2\pi\hbar = h$ a Planck-állandó, $2\pi\lambda = h/P$ pedig a $P = MV$ impulzusú részecske Broglie-hullámhossza.) $E_0 \gg Mc^2$ esetén $E_0 \simeq cP_0$, így elektron ütközésénél (elektromos kölcsönhatásokban) magas energiákon a $\sigma_e \sim E_0^{-2}$ energiafüggésre jutunk. A hatáskeresztmetszetek teljesen kisimulnak abban a skálafüggetlen aszimptotikus tartományban, ahová érkezünk. Megnyugtató egyszerűség a rezonanciák csúcsai után. Megnyugtató, egy idő után majd meg is unjuk. Így marad-e mindig ezután?

Elektron helyett válasszuk mélységkitapogató szondának a neutrinót, az anyag legprimitívebb szilánkját. A neutrinó csupán a gyenge béta-kölcsönhatást érzi, keletkezése radioaktív bomlásban figyelhető meg. A béta-kölcsönhatás állandója $G = 10^{-5}\ \Lambda_p^2$, ahol $2\pi\,\Lambda_p$ a proton Compton-hullámhossza:

$$\Lambda_p = \hbar/M_p c = 0{,}4 \times 10^{-13}\ \text{cm}.$$

A ν-ütközések hatáskeresztmetszete a sima aszimptotikus tartományban $\sigma_\nu = G^2 f(E_0)$ alakú, pl. a $\nu + e \to \mu + \nu$ folyamatnál $\sigma_\nu = 4/\pi \cdot 10^{-10} \Lambda_p^4 \lambda^{-2}$.



Az elektron és a neutrinó hatáskeresztmetszetének energiafüggése

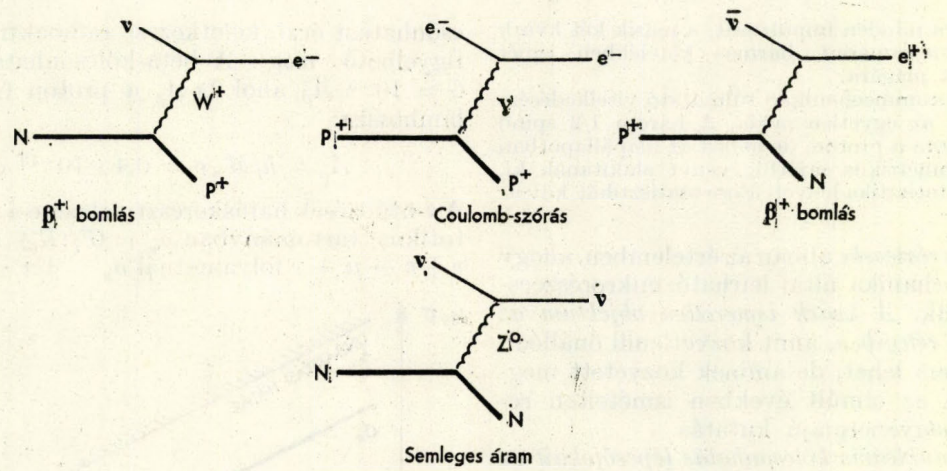
A G^2 tényező (hosszúság)^4 dimenzióját most a *nevezőben* kompenzálja a Broglie-hullámhossz négyzete, hogy kiadódjék a hatáskeresztmetszet terület dimenziója. Végeredményben minden neutrinóhatáskeresztmetszetnek fokozódó energiával (csökkenő neutrinóhullámhosszal) emelkednie kell: $\sigma_\nu \sim E_0^2$. Ez nyilván nem lehet a végső szó, egy hatáskeresztmetszet nem nőhet minden határon túl. Ez formailag is belátható. A kvantummechanikából tudjuk, hogy a centrális ütközés hatáskeresztmetszete $\sigma_c = 4\pi\lambda^2 \sin^2 \delta_0$, ahol a δ_0 fázisállandó kölcsönhatástól és energiától függ. Innen $\sigma_c \leq 4\pi\lambda^2$, ez az unitaritási határ. σ_ν viszont elérné az unitaritási határt, át is lépné azt, ha E_0 meghaladná a 300 GeV-ot. Ez előtt valaminek történnie kell! Izgalmas keresztezés már az a pont is, ahol σ_e és σ_ν exrapolált görbéje metszi egymást, ahol a „gyenge" béta-kölcsönhatás intenzitása eléri, esetleg túlszárnyalja az elektromosságét, ami 50 GeV körül várható. (E felett a töltéscserélgetés, a tükrözés-aszimmetriát szülő átmenetek mindennapossá válhatnak.)

A béta-kölcsönhatás intenzitásának energia növekedtével együttjáró korlátlan fokozódása súlyos válságra vezet a perturbációszámítás magasabb közelítéseiben is:

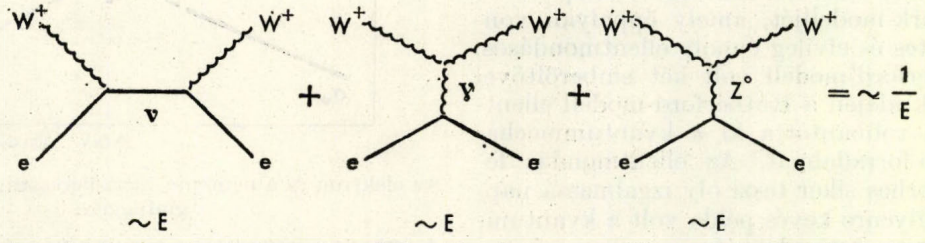
$$\sum_n \frac{H_{bn} H_{na}}{E_n - E_a}.$$

Ha a közbeeső állapot E_n energiáját növelve a H_{bn}, H_{na} mátrixelemek nem tartanak zérushoz, a közbeeső állapotokra összegezve végtelen eredmény adódik. Ezért korábban nem tudtuk kiszámítani a béta-átmenetek magasabb közelítéseit, szemben az anomális mágnességet nem mutató részecskék elektrodinamikájával, amely (renormálás után) minden közelítésben véges.

Weinberg ezeket az elvi konfliktusokat vette szemügyre. Megmutatta, hogy *az elektromos és*



Weinberg elmélete

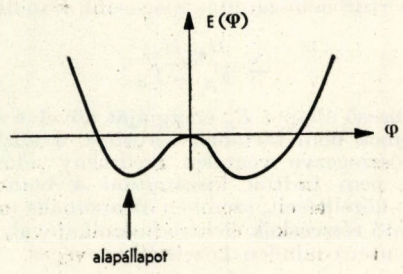


A béta, elektromos és semleges áram kölcsönhatás kompenzálja egymást Weinberg szerint

béta-kölcsönhatás harmonikus összjátéka kiküszöbölheti a nehézségeket. Tételezzük fel Weinberg nyomán, hogy a béta-átmenetet W^+, W^- vektorterek közvetítik ugyanúgy, ahogy az elektromos erőtér továbbítja a Coulomb-erőt (a W-részecskének anomális mágneses momentuma is van). A W^+, foton, W^- triplett mellett Weinberg egy semleges Z° vektorteret is feltételezett, amely erőátvitelt létesíthet semleges részecskék között is. Ha mindegyik intenzitását az e elemi töltés szabja meg, az összjáték véges elméletet ad. Ebben a kölcsönhatás intenzitása nem fokozódik minden határon túl, mert a széttartó (végtelen) kifejezések kiejtik egymást. 50 GeV körül a béta-csatolás egyenlővé válik az elektromos erővel és együtt csökkeni kezdenek.

Weinberg elméletében gyakorlatilag új a semleges részecskék — például neutrinók — szóródásának megjósolása. Ezt a jóslatot valószínűsítik a CERN-ben elvégzett kísérletek.

Ha ugyanaz az e elemi töltés írja le az elektromos erőt és a béta-átmenetet, honnan mégis a nagy különbség



Higgs szerint a Φ potenciál zérustól különböző értéke jelent minimális energiát

a Coulomb-vonzás és a radioaktivitás között? Weinberg szerint ez a különbség másodlagos, és csak alacsony energiák határesetében jelenik meg. (Nyugvó testek esetében látszólag az elektromágnesség is széthull elektrosztatikára és magnetosztatikára.) A foton m_0 nyugalmi tömege zérus, ezért $\hbar/m_0c$ hatótávolsága végtelen, az elektromos erővonalak korlátlan hosszúak. Eredetileg így volt a neutrinó-folyamatokért felelős W és Z vektortérben is. De ezek a vektorrészek Higgs szerint egy Φ skalártérrel szintén kölcsönhatnak, abban $e\Phi$ helyzeti energiát vesznek fel. A Higgs-tér viszont erősen (nemlineárisan) visszahat önmagára, amit egy $E(\Phi)$ energia függvény ír le. $E(\Phi)$ minimuma adja a Φ Higgs-tér alapállapotát. Ha a minimum nem zérusnál van, alapállapotban $<0|\Phi|0> \neq 0$, így $W^\pm$ mindig rendelkezik egy $m_Wc^2 = e<0|\Phi|0>$ nyugalmi energiával. Az így adódó m_W tömeg a béta-átmenet rövid $\hbar/m_Wc$ hatótávolságát eredményezi. Alacsony energiákon ez gyakorlatilag kontakt kölcsönhatásra vezet a neutrinó és más részecskék (proton, neutron, elektron, müon) közt, amelyet a $G = e^2/m_W{}^2$ állandó jellemez. G tapasztalt értékét ($10^{-5}\,\Lambda_p^{-2}$) felhasználva $m_W c^2 \simeq 50$ GeV ($m_{z_0}c^2 \simeq 70$ GeV) jóslás adódik, amit $\hbar/m_Wc = 10^{-16}$ cm hatótávnak felel meg. Ezek az energiák kívül esnek a működő gyorsítóberendezések lehetőségeinek körén.

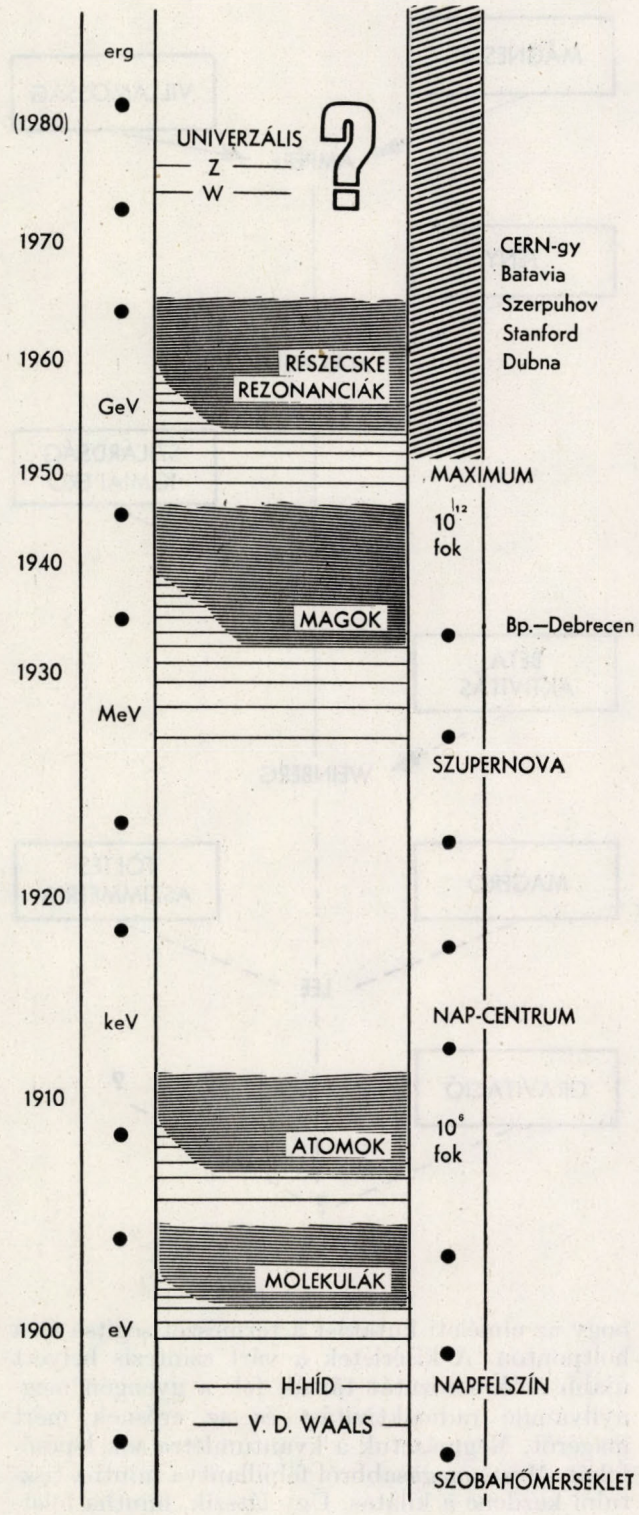
Nagyon magas energián ($E_0 \gg m_Wc^2 = 50$ GeV) az elektromágnesség és béta-radioaktivitás egyforma erőssé válik, a két jelenségkör eggyé olvad. Ha Weinbergnek igaza van, a 70-es években olyan mély élmény vár reánk, amilyent száz esztendővel ezelőtt érezhettek elődeink, amikor Maxwell megjósolta, Hertz kísérletileg igazolta, hogy a fény elektromos rezgés. De előbb a kvantumlétrán el kell érnünk a 100 GeV-os energiákat!

A részletek összeállnak

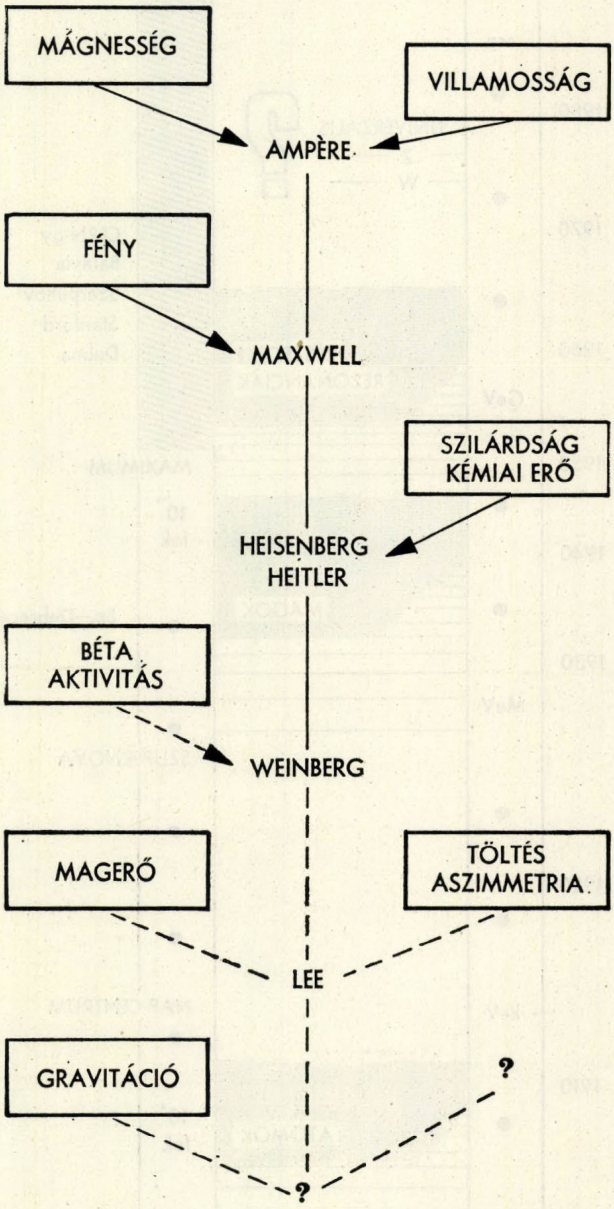
A $K_L \to \pi^- e^+ \nu$ bomlás valamivel gyakoribb, mint $K_L \to \pi^+ e^- \nu$ bomlás. Már nyolc évvel ezelőtt foglalkoztatott a gondolat, hogy a K_L-mezon szétesésekor meg-

figyelt parányi töltés-aszimmetria talán nem a természet eredendő vonása, hanem másodlagos eredetű. Mivel az aszimmetria minden K_L-sebességnél ugyanakkorának adódik, nincs kitüntetett vonatkoztatási rendszer. Így az esetleges másodlagos töltésaszimmetrikus hátteret csak egy skaláris φ potenciáltér szolgáltathatja. Annak idején a skaláris teret *ad hoc* kellett feltételezni, ilyen a fizikában nem szerepelt. Most azonban a Weinberg—Higgs-dinamizmus éppen egy skalártérre próbálja visszavezetni a W-vektorrészecskék (és talán az atomi részecskék) tömegét! Múlt júniusban T. D. Lee beszélt arról Budapesten, hogy a Higgs-tér alapállapotbeli értékének zérustól különböző volta egyszersmind töltésaszimmetrikus háttérül is szolgál, hacsak a φ potenciál a töltések tükrözésekor jelet váltó függvény. *Remény van arra, hogy az univerzális Weinberg-elmélet számot ad majd a rejtélyes „ötödik erőről" is: a természeti folyamatok parányi töltésaszimmetriájáról és irreverzibilitásáról!* Ez az aszimmetria ma alig mutatható ki: a K-mezonoknál mindössze a tizenhetedik tizedesjegyben jelentkezik. De erőssége nem világállandó, hanem dinamikai mennyiség: φ kozmikus értékétől függ. Egykor, a táguló univerzum korai forró életszakaszában olyan erős lehetett a részecskék hőmozgása, hogy mellette a nyugalmi energiák elhanyagolhatóak voltak. Ebben a „skálafüggetlen" forró állapotban az időtükrözéssel szemben páratlan φ függvény dimenzionális okokból csak $\varphi = 1/t$ alakot mutathatott. A *t időváltozó kicsiny, az E_0 részecskeenergia nagy értékeinél a világ töltésaszimmetriája erősen menyilvánulhatott. Talán ez a magyarázata annak, hogy mi ebből a korai időszakból erősen töltésasszimmetrikus világot örököltünk, amelyben minden atomburoknak negatív, minden atommagnak egyoldalúan pozitív töltése van.* Ezért stabilis a csillagvilág a részecske-antirészecske szétsugárzással szemben, így fejlődhettünk ki évmilliárdok alatt mi is, kutató emberek.

Olyan magas energiákon, ahová a 70-es években érkezünk, elenyészik a nukleáris kölcsönhatás, helyette talán az elektromosságot és töltésaszimmetrikus „ötödik erőt" is magába olvasztó *béta-kölcsönhatás válik uralkodóvá*. Lehet, hogy látványosan rácáfol a „gyenge kölcsönhatás" elnevezésére. Nyáreleji budapesti diszkussziója során T. D. Lee azt a várakozást fejezte ki, hogy az univerzális kölcsönhatást megértve és a protonstruktúrát tisztázva végül arra a konklúzióra jutunk, hogy *az „erős" nukleáris kölcsönhatás nem egyéb, mint a „gyenge" béta-kölcsönhatás speciális megnyilvánulása alacsony energián, egy komplex szituációban.* „Ne felejtsük: az asztallap is keménynek tűnik, amikor kopogtatunk rajta", — figyelmeztetett Lee, — „de a röntgen-fotonok vagy nagyenergiájú kozmikus sugarak elárulják, hogy az atomok üresek, az atomon belül ható Coulomb-vonzás sem különösen intenzív. Erősségének mérőszáma mindössze 1/137. Az energia növekedtével az asztal hatáskeresztmetszete is lecsökken!" A nukleáris erőt, amely a proton és neutron közt hat, talán ugyanígy hullámfüggvény-effektusok növelik fel, mint ahogy a szilárdság és a kémiai kötés hullámfüggvény-effektusokon át adódik a Coulomb-vonzásból. (A 92 számú protonból és mégtöbb neutronból összetett uránium-atommag Coulomb-erőtere az összetettség miatt intenzív: a 92/137 arányossági tényező már nem kicsiny az egységhez képest!) E felfogás mellett szól az a megfigyelés is, hogy a nagyenergiájú proton-proton ütközésekben a longitudinális (mozgásirányú) impulzusok dominálnak, itt tehát a proton „puha", szemben az alacsony energián mereven és nagy szög alatt szóródó protonnal és biliárdgolyóval.



Weyl, Einstein, Schrödinger, Lánczos Kornél, Novobátzky Károly és mások fél évszázaddal ezelőtt sokat álmodtak arról, hogy az a két fundamentális erő, amit akkor ismertek: a gravitáció és elektromosság egységbe olvad. A várakozás akkor korainak bizonyult. Kísérletezni kellett még,



hogy az elméleti kutatást a természet segítse át a holtponton. A kísérletek a várt szintézis helyett újabb erők sorozatát tárták fel: a gyengén megnyilvánuló radioaktivitást és az erősnek mért magerőt. Megmásztuk a kvantumlétra sok lépcsőfokát, Most, magasabbról felpillantva mintha tisztulni kezdene a kilátás. Úgy látszik, mintha felettünk a különböző erők egyetlen univerzális kölcsönhatásba olvadnának össze. A fúzióban a gravitáció is részes lesz, a fizikának ez a legősibb kölcsönhatása? Nem tudjuk. Ez látszik a legnehezebb kérdésnek. Sokan bíznak benne. E mellett tett ismét hitet Lánczos Kornél a szegedi vándorgyűlésen. Ezen dolgozik Abdus Salam, a trieszti Nemzetközi Elméleti Fizikai Központ igazgatója. Pócsik György a Puskin-utcában ezen az alapon számítja a különböző töltésű mezonok tömegkülönbségeit.

Bonyolult, bomlékony, érzékeny struktúrák vagyunk mi, emberek. A kvantumlétre legalsó fokai a mi világunk, ahol gravitáció, elektromosság, a kémia és biológia tarka forgataga ölel körül bennünket. Békaperspektivánkból mind külön színnek tűnik a természet ezerárnyalatú palettáján. De a kutató ember a 20. század elején megindult felfelé a kvantumlétra lépcsőfokain. A magasból mindjobban összeáll a kép. A század első harmadában bejártuk az elektromosság létrafokait, áttekinthető egységbe ötvözödtek az elektromos, kémiai és rugalmas erők. A század középső harmadában a nukleáris létrafokokat másztuk meg, felnyílt előttünk a kémiai elemeket képviselő atommagok és az eleminek mondott részecskék belső struktúrája. A hetvenes években őket is magunk mögött hagyjuk. Az atomok és atomi részek a lábunk alatt nyüzsögnek, egy új „senki földjére" értünk. Innen a magasból úgy sejlik, mintha ezek a részecskék néhány fundamentális objektumnak (kvark, vektormező, Higgs-potenciáltér) másodlagos megnyilvánulásai lennének. Ha sikerül tovább jutnunk, meglehet, hogy *a század harmadik harmadában olyan területre hatolunk be, ahol a béta-kölcsönhatás az egyeduralkodó.* Csábít a remény, hogy a természet öt alapszíne — a gravitáció, elektromágnesség, radioaktivitás, magerő, töltésaszimmetria — olyan egységbe olvad, amiről Faraday, Einstein, Heisenberg oly sok évtizeden át álmodoztak. Talán új formát ölt az anyagnak az az általános mozgástörvénye is, amit eddig a kvantumelmélet jelentett számunkra.

A természetkutatás újra felpezsdült: van már olyan általános iskolai tankönyv, amelyből a kvarkokról lehet tanulni és amely a stanfordi gyorsító képét közli. A világlapok ismét első oldalon hozzák az óriásgyorsítóknál folyó kísérletek váratlan eredményeit. A magyar kutatók ma ott vannak az első vonalban, nemzetközi kooperáció révén rendszeresen eljutnak a világcentrumokba. A természetkutatás vezető egyéniségei hazánkat is felkeresik, tapasztalt és kezdő kutatóink közvetlenül résztvehetnek a személyes diszkussziókon a Társulat Részecskefizikai Szakcsoportjában, ahol a legutóbbi hetek-hónapok világképformáló kísérletei és gondolatai adják a témát.

Beléphetünk-e az új Ígéret Földjére? A tudomány fejlődése a kérdést már a társadalomnak teszi fel. Érdekli-e az emberiséget az az új világ, amely a kvantumlétrán előttünk áll, ahol talán soha nem volt egységben látjuk viszont a természet erőit? Elméledni lehet, de a nagyenergiájú fizika nem matematika, hanem természettudomány. A kutatás gondolkodó főket és drága eszközöket kíván. *A válaszadás most a társadalom feladata.*

RÉSZECSKEFIZIKAI KUTATÁSOK MAGYARORSZÁGON

Nagy Károly
ELTE Elméleti Fizikai Tanszék

A természet pontosabb megismerését feladatul tűző elvi jelentőségű fizikai kutatások korunkban elsősorban az ún. részecskefizika terén folynak. Ezek természetes folytatásai a relativitáselmélet és a kvantumelmélet által megindított vizsgálatoknak, amelyek a mikrovilág igen gazdag mozgását leíró törvényeket akarják egyre tökéletesebben meghatározni. Századunk hajnalán a fénykvantum hipotézisével egy új fizika kezdett kialakulni, amelyet modern fizikának szoktak nevezni, megkülönböztetésül az addigi klasszikus fizikától. Az anyagról alkotott tudományos kép fokozatosan átalakult és a klasszikus fizika folytonos eloszlású kontinuum anyaga helyett a kvantumos, a „szemcsés" anyag képe áll előttünk. A század első harmadában megismertük az atomok szerkezetét, és a kutatás az egyre kisebb tartományok világa felé fordult. A kozmikus sugárzás tanulmányozásából és a növekvő energiájú gyorsítókkal végzett kísérletekből újabb „elemi"-nek nevezett részeket ismertünk meg. Természetesnek látszott a fizikusok azon törekvése, hogy az anyag „végső" építőköveit megtalálják és ezek mozgástörvényeinek megismeréséből magyarázatot adjanak a makroszkopikus anyag viselkedésére is. A részecskefizika kialakulásakor úgy tűnt, hogy a cél elérése nincs is oly messze. A kisebb energiákon lejátszódó jelenségek egy kicsit félre is vezették a kutatókat, mert kezdetben olyan folyamatokkal találkoztak, amelyekben egyes elemi részek stabilnak mutatkoztak. Az egyre növekvő energiákkal azonban kiderült, hogy a felfedezett eleminek vélt új objektumok nem stabilak, hanem keletkeznek és igen gyorsan el is bomlanak. *Igen nagy energiákon az anyag legjellegzetesebb tulajdonsága a részecskék keletkezése és egymásba átalakulása.* A részecskefizika színpadán tehát a részecskék születése és szinte azonnali elmúlása játszódik le. Az ilyen objektumok fizikai tulajdonságainak megismeréséhez merőben más kutatási módszerek kellenek, mint a makroszkopikus testek világában, ahol a lassú folyamatok és bizonyos értelemben az állandóság a jellemző tulajdonság. A részecskék keletkezését és eltűnését (másokba történő átalakulását) a köztük ható kölcsönhatás határozza meg, ezért a vizsgálatok elsősorban a kölcsönhatások pontos megismerésére irányúlnak. Jelenlegi ismereteink szerint négy (esetleg öt) különböző jellegű és erősségű kölcsönhatás lép fel a természetben: 1. gravitációs, 2. elektromágneses, 3. erős (vagy nukleáris), 4. gyenge, 5. a szupergyenge (CP-sértő) folyamatokban fellépő, jelenleg legkevésbé ismert kölcsönhatás.

A részecskefizika területén folyó kutatásokat lényegében a fizikában megszokott két módszerrel végzik: elméleti és kísérleti módszerrel. E kutatások jellegéről szeretnék szólni először röviden. Általában elmondható, hogy ilyen nagyfokú nemzetközi együttműködés, mint a részecskekutatásban, a tudományos munka területén, sehol sem tapasztalható. Az egész világon a részecskekutatás terén alakultak ki a legnagyobb kutatócentrumok. Csak a legnagyobbakat említve: Európában a Dubnai Egyesített Atomkutató Intézet, a Serpuhovi Kutató Intézet, a nyugat-európai kutató központ a CERN; USA-ban: Bataviában, Stanfordban épült hatalmas központok. Ezekben a kutató intézetekben a nemzeti kutató kollektívák mellett igen sok külföldi kutató dolgozik. De még ennél is fontosabbak a folyamatos információcserék, a vendégelőadások, a kisebb-nagyobb nemzetközi jellegű konferenciák, amelyek sorából kiemelkednek a kétévente megrendezésre kerülő nagyenergiájú fizikai konferenciák, amelyeket váltakozva Európában (szocialista országban is) illetve Amerikában rendeznek.

Mivel a részecskefizikai kísérleti kutatások a nagyenergiák tartományában folynak, ezért a szükséges kutatási eszközök igen drágák. A nagyenergiájú és intenzív részecske nyalábok előállítása nagy gyorsító berendezéseket és rendkívül pontosan automatizált regisztrálást igényel. Ilyen laboratóriumok megépítésére csak az iparilag legfejlettebb országok képesek. Kisebb országok népgazdasági jövedelme még a legerősebb akarat mellett sem képes fedezni az ilyen költséges laboratóriumok felépítését és üzemeltetését. Ebben a helyzetben szükségszerűen jöttek létre a több ország összefogásával létesült nemzetközi kutatócentrumok, mint a dubnai intézet, vagy a CERN.

A kutatás módszereinek jellegzetes vonása, hogy a kísérleti és elméleti munka igen szoros együttműködésben folyik. Azt lehet mondani, hogy egyik a másikat folyamatosan megtermékenyíti.

A kvantummechanika kiépítése és igen gazdag atomfizikai alkalmazásai után az erőterek kvantumelméletének a kidolgozása tette a kvantumelméletet teljessé.

Először az elektromágneses tér kvantumelméletéről, az ún. kvantumelektrodinamikáról kell szólnunk. A Maxwell-egyenleteket szolgáltató Lagrange-függvényből kiindulva, a kanonikus formalizmus néven ismert eljárással az egymáshoz kanonikusan konjugált mennyiségek igen egyszerűen meghatározhatók. A kanonikus változópárok segítségével a szokásos módon felírhatjuk a tér energiáját, impulzusát, valamint a teret keltő források (töltött részecskék) és a tér kölcsönhatását leíró fizikai mennyiségeket. A kvantumelméletre való áttérést úgy végezzük el, hogy e kanonikus mennyiségeket (elektromágneses potenciálokat és a hozzájuk kanonikusan konjugált impulzusokat) olyan operátoroknak tekintjük, amelyek kielégítik a Heisenberg-féle felcserélési törvényeket. Az így megválasztott operátorokkal felírhatjuk az elektromágneses tér energiájának és impulzusának operátorait. Ezen operátorok sajátértékei a megfelelő fizikai mennyiség lehetséges értékei. Mint ismeretes, a tér energiájára és impulzusára adódik, hogy azok a $h\nu$, illetve $h\nu/c$ kvantumok összegeként állnak elő. Az elektromágneses tér ezen energia- és impulzuskvantumai a fotonok. A kvantumelektrodinamika tehát természetes magyarázatát adja az elektromágneses sugárzás kvantumos természetének. Ennél még sokkal fontosabb, hogy az elmélet a tapaszta-

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1973. évi Vándorgyűlésén, Szegeden 1973. aug. 24-én elhangzott előadás.

lattal összhangban ad számot magáról a sugárzási folyamatról, a fény emissziójáról és abszorpciójáról is. Az elmélet alapjait ismerők tudják, hogy a kölcsönhatást leíró Hamilton-operátor lineárisan tartalmazza az elektromágneses tér vektorpotenciáljának operátorát, amely síkhullámok szerint kifejtett alakban a fotonokat keltő és eltüntető operátorok lineáris szuperpozíciójaként irható fel. Így a kölcsönhatás a töltött részecskékből álló fizikai rendszer — pl. egy atom — valamelyik állapotát fotonok emissziójával vagy abszorpciójával átviszi egy másik állapotba.

A kölcsönhatási folyamatot leíró egyenleteket perturbációszámítással oldjuk meg. A perturbációs sorfejtés magasabbrendű tagjainak tekintetbevételekor divergens integrálok lépnek fel, amelyek az elmélet alacsonyabb rendekben kapott szép eredményeit elrontják. A renormálás néven ismert eljárással e divergens mennyiségeket a töltött részecskék töltését és tömegét jelölő szimbólumokkal össze lehetett vonni és az így adódott kifejezéseket — az ún. renormált töltést és tömeget —, azonosítjuk a részecske mért, valódi töltésével és tömegével. A kvantumelektrodinamika eredményei a rendelkezésünkre álló nagyon pontos kísérletekkel összhangban vannak. A kvantumelméletnek az elektromágneses térre történt kiterjesztése a kvantumfizika legszebb sikereit hozta.

Mivel a kvantumtérelmélet számot ad a tér kvantumainak keletkezéséről, vonzónak látszott az elektrodinamikában végigvitt programot más terekre is kiterjeszteni. Az alapgondolat itt a következő: az elemi részecskéket egy tér (mező) kvantumainak tekintjük, és a kvantumelektrodinamikában kidolgozott eljárást próbáljuk alkalmazni ezeknél az új tereknél. A feladat azonban nem ilyen egyszerű, mert ellentétben az elektrodinamikával, itt sem a téregyenleteket, sem a kölcsönhatási törvényt nem ismerjük pontosan. A tapasztalatnak megfelelő feltevésekből indulunk ki, így feltételezünk egy Lagrange-függvényt és abból próbálunk térelméletet kidolgozni. Az elmélet következtetéseit hasonlítjuk azután ismét össze a kísérleti eredményekkel.

Az erős kölcsönhatásoknál további probléma az, hogy a csatolási állandó szerint haladó perturbációs sorfejtés a kölcsönhatás erőssége, más szóval a nagy csatolási állandó miatt eleve nem alkalmazható, mert a sor divergál. A gyenge kölcsönhatások esetén a csatolási állandó kicsi volta miatt ilyen probléma nem volna, ott pedig a perturbációs sorfejtés magasabb rendjében fellépő divergens integrálok nem küszöbölhetők ki az elektrodinamikában kidolgozott renormálási eljárással. Azt mondjuk, hogy a gyenge kölcsönhatásokra kidolgozott térelmélet nem renormálható. Az utóbbi évek igen sikeresnek igérkező kutatásai azonban ezen a téren is reménnyel kecsegtetnek, ui. egyszerűbb feltételek mellett sikerült az elektromágneses és gyenge kölcsönhatásoknak olyan egységes elméletét kidolgozni, amelyben az elektromágneses divergenciák kiejtik a gyenge kölcsönhatásból származókat. Ennek az ún. Weinberg-féle elméletnek vannak olyan jóslásai, amelyek már a közeli jövőben kísérlettel ellenőrizhetők. Így annak valóságtartalmáról belátható időn belül meggyőződhetünk.

Mivel a kvantumtérelméleti felfogást az erős és gyenge kölcsönhatásoknál mutatkozó nehézségek miatt e kölcsönhatásokra eddig nem sikerült következetesen végigvinni, tulajdonképpen azt kell mondanunk, hogy a részecskefizikában csak az elektromágneses kölcsönhatások esetén rendelkezünk olyan elmélettel, amely e kölcsönhatások törvényszerűségeiről a tapasztalattal egybehangzóan ad számot. A kvantumtérelméletek szinte megoldhatatlannak látszó nehézségei az elméleti kutatók igen jelentős részét és ezzel együtt a kutatás vonalát is más irányokba kényszerítették. Olyan alapvető tételek felállításával próbálkoztak, amelyek általános érvényüknél fogva reálisan tükrözik az objektív való világ egy-egy elszigetelt jelenségcsoportját. Csupán utalunk arra, hogy a természettörvények szimmetriatulajdonságaival foglalkozó, csoportelméleti megfontolásokon alapuló vizsgálatok egész szép eredményeket értek el még olyan vonatkozásban is, hogy számos nagyjelentőségű kísérleti felfedezést inspiráltak vagy megerősítettek. Gondoljunk pl. a hadronok osztályozását adó igen fontos munkákra, vagy a gyenge kölcsönhatások paritássértésével összefüggő szebbnél szebb elméleti és kísérleti eredményekre.

Az én korosztályom abban az időben kezdte meg a kutatómunkát, amikor a kvantumtérelmélet szinte egyeduralkodó volt az élvonalbeli elméleti fizikai kutatásokban. A ma már klasszikusnak számító alapvető tudományos dolgozatok tanulmányozása a legnagyobb élvezetet jelentette számunkra. Ez a tanulás, kiegészülve az önálló alkotó munka kezdeti sikereivel, olyan szép emlékeket hagyott bennem, hogy az elméleti fizika e fénykorát feledni soha nem engedi. Talán ez az egyik oka annak, hogy én ma is a térelméletek híve vagyok és meggyőződésem, hogy a térelméleti felfogás jutott legmesszebb a részecskefizika nagy kérdéseinek a megfejtése felé vezető úton.

Másrészt az is ismeretes, hogy a térelmélet termékenyítően hatott a fizika más területeinek kutatására is. A kvantumtérelmélet módszereit alkalmazzák pl. a szilárdtestek elméleti vizsgálatainál.

Amit eddig elmondottam, azt bevezetőnek szántam a hazai részecskefizikai kutatások ismertetéséhez. A következő áttekintés a határozottan részecskefizikai vizsgálatokra vonatkozik és nem érinti azokat a kutatásokat sem, amelyek valamilyen módon kapcsolatban vannak a részecskefizikával, de lényegében más a jellegük és a céljuk. Így pl. nem térek ki a hazánkban szép sikereket elért és ma is eredményesen folyó kozmikus sugárzási kutató munkára.

Először a kísérleti munkákról kívánok szólani. Hazánkban nincs olyan nagyenergiás laboratórium, amely a kísérleti részecskefizika kutatási feltételeit magyar berendezésekkel lehetővé tenné. Ez érthető a korábban említett ama körülményekből, hogy az ilyen kísérletek igen költséges berendezéseket igényelnek. A példásan kiépített nemzetközi együttműködés azonban lehetővé teszi, hogy a részecskefizikai kísérleti kutatásokban is eredményesen résztvegyenek magyar kutatók is. Ilyen kutató munka a KFKI Részecskefizikai Osztályán folyik részben dubnai, részben nyugateurópai együttműködés keretében. Örömmel álla-

píthatjuk meg, hogy ebben a magyar kutatók igen rangos helyet foglalnak el és a komoly nemzetközi visszhangot kiváltó szép eredmények elérésében fontos szerepük van.

Az Intézetben két csoport alakult ki, melyek közül az egyik buborékkamrás kísérleteket végez. A hatvanas évek végén mezonrezonanciák erős és elektromágneses bomlását vizsgálták Xenon töltésű buborékkamrában. A kamrát Dubnában alacsonyenergiájú pozitív pionokkal sugározták be, amelyek a Xe atomokkal történő kölcsönhatásban többek között rezonanciákat is létrehoztak. Ezek közül azok a mezonrezonanciák, amelyek igen gyorsan, erős vagy elektromágneses kölcsönhatásban semleges pionokra, majd fotonokra bomlanak, előnyösen detektálhatók a nagy tömegszámú atomokból álló folyadékban a fotonok nagy párkeltési valószínűsége folytán. A csoport dubnai munkatársakkal együttműködve kimutatta az S° mezon létezését a rezonancia $2\pi^0$ bomlása révén, és értékes adatokat szolgáltatott az η és ω mezon bomlási ágarányaira vonatkozóan. ($\omega^0 \to \eta\gamma$; $\omega^0 \to \pi^0\pi^0\gamma$; $\eta^0 \to \gamma\gamma$; $\eta^0 \to \pi^0\gamma\gamma$; $\eta^0 \to 3\pi^0$.)

A csoport másik kísérletét a strasbourgi Részecskefizikai Intézettel együttműködve végezte. A CERN nehéz folyadékkal töltött buborékkamrájával 12 GeV energiájú pozitív pionok ún. diffrakciós disszociációját és az A_1 mezon keletkezésének mechanizmusát vizsgálták. Meghatározták az A_1 rezonancia $A_1 \to \varrho^+\pi^0/A_1 \to \varrho^0\pi^+$ bomlási arányát.

Jelenleg a dubnai munkatársakkal együttműködve 40 GeV energiájú negatív pionok propánnal (azaz hidrogénnel és szénnel) történő kölcsönhatását vizsgálják. Publikált eredményeik nagy nemzetközi visszhangot váltottak ki.

A KFKI másik csoportja a hatvanas évek végétől kezdve a semleges kaonok gyenge bomlásait és erős szórását tanulmányozza, kezdetben buborékkamrás, jelenleg elektronikus számlálós technikával. E munka az Orsay–CERN együttműködés keretében indult, amelynek során a CP sértésben fontos szerepet játszó $|\eta_{00}|$ paramétert $\left(\frac{K_L^0 \to 2\pi^0}{K_S^0 \to 2\pi^0}\right)$, és a semleges kaonok főbb bomlási arányait határozták meg, buborékkamrás kísérletből. A KFKI-s csoport e munka folytatásaként meghatározta a $K_S \to \pi^+\pi^-/K_S \to \pi^0\pi^0$ bomlási arányt.

A csoport 1969-től kezdve résztvesz a dubnai és serpuhovi kutatásokban, amelyek célja a semleges kaonok hidrogénen, szénen és deutériumon történő regenerációjának számlálós elektronikus technikával történő vizsgálata. Ezek a ma még folyó kutatások igen fontos eredményeket adtak a Regge-elmélet következtetéseinek kísérleti igazolása terén. A csoport e tevékenységét az MTA idei közgyűlésén akadémiai díjjal jutalmazták.

A felszabadulás előtt a magyar fizikai kutatások igen mostoha körülmények között folytak, hisz' az egyetemi tanszéki laboratóriumok szegényes felszereléssel látták el az oktatás minimális követelményeit is, a kutató munka anyagi támogatása pedig kívül esett a kultúrpolitika érdekszféráján. Ennek következtében csak igen szerény kísérleti kutatómunkáról lehetett szó. Az elméleti fizika azonban lépést tartott a fizika fejlődésével. Ortvay Rudolf bölcs előrelátása folytán a tanszék hozzájutott a legfontosabb nemzetközi folyóiratokhoz és ezen túl levelezés útján kapcsolatot tartott számos kiemelkedő tudóssal, akiket vendégelőadónak meghívott a budapesti egyetem elméleti fizikai tanszékére egy-egy előadás megtartására. Ezek az előadások, másrészt a tanszék folyóiratállománya ablakot jelentettek, amelyen látni lehetett, hogy mi történik a fizikában hazánk határain túl. Akiben volt érdeklődés az új iránt, és a meglélhetés gondjai nem emésztették fel teljes energiáját, az e szerény lehetőségek felhasználásával bekapcsolódhatott a fizika nemzetközi vérkeringésébe. Ezek száma persze elenyészően csekély volt, és egy részük az esztelen fajüldözés miatt még el is hagyta az országot. Az itthon maradottak közül egyedül Novobátzky Károly nevét kell említenünk, aki középiskolai tanári munkája mellett nemcsak követte a fizika élvonalában folyó kvantumelméleti kutatásokat, hanem alkotó módon résztvett annak aktív művelésében is. Az elektromágneses tér kvantumelméletének kiépítése idején a legjelentősebb munkák közé sorakozott fel egy dolgozatával, amelyben a kvantálás olyan eljárását adta meg, amely a Lorentz-feltétel nélkül megoldja a skalár potenciálhoz kanonikusan konjugált impulzus zérus voltával kapcsolatos nehézséget. Nevezetesen, a hozzárendelt P_0 operátort nem tekinti nulloperátornak, hanem a Hilbert-tér olyan állapotvektorait engedi csak meg, amelyeket P_0 zérusba visz. A kvantumelektrodinamika ma már klasszikusnak nevezhető kezdeti szakaszát idéző monográfiák Novobátzky e munkáját Fermi és Pauli alapozó cikkeivel együtt említik.

Novobátzky Károly a felszabadulás után a budapesti egyetem Elméleti Fizikai Tanszékének élére kerülve, kedvezőbb feltételek mellett folytatta térelméleti kutatásait, bevonva azokba fiatal tehetséges tanítványait. Ezek a vizsgálatok kezdetben az elektromágneses tér kvantumos és klaszszikus tulajdonságainak kutatására szorítkoztak de ugyanakkor kiterjedtek a makroszkopikus testek belsejében érvényes energia- és impulzus viszonyok tisztázására is. A szigetelők elektrodinamikájának évtizedekig megoldatlan energa-impulzus problematikáját — beleértve a kvantumelméleti tárgyalást is — ezek a kutatások oldották meg és vitték a vitát nyugvó pontra.

A kvantumelektrodinamika divergencia nehézségei inspiráltak olyan klasszikus térelméleti vizsgálatokat is, amelyek az elektromosan töltött pontszerű részecskék divergens sajátenergiájának okát a klasszikus fizika keretein belül keresték. Az ELTE Elméleti Fizikai Tanszékének munkatársai az ötvenes években e kutatásokat a mágneses dipólus és a spinnel rendelkező töltött részecskék relativisztikus mozgásegyenletének a meghatározására terjesztették ki.

A kvantumtérelmélet az ELTE elméleti fizikusai körében mindig aktuális kutatási terület volt; akkor is, amikor nála divatosabb kérdések vonzották a kutatókat. Ahogy a kutatólétszám fokozatos fejlesztésével egyre többen kapcsolódtak be a hazai elméleti kutatásokba, a vizsgált témák is színesebbé, gazdagabbá váltak. Így a térelméleti kutatások is kiszélesedtek általános jellegű kérdések vizsgálatával, valamint az elektromágneses kölcsönhatások mellett más terek, elsősorban vektor mezon terek törvényszerűségeinek a tanulmányozásával. Az általános térelméleti kutatások közül kiemelésre kívánkoznak az indefinit metrikájú állapotterekre vonatkozó eredmények, amelyek monografikus összefoglalása angol nyelven az Akadémiai Kiadónál jelent meg és orosz fordítását a Szovjetunióban is kiadták. Ezek a vizsgálatok ma is folynak, különféle modellekben való alkalmazásokkal kiegészülve. Intenzív kutatómunka folyt a vektormezon terek tanulmányozása terén, amely alapján több szép eredmény született. A vektormezon kölcsönhatások a szokásos perturbációs eljárás keretein belül általában nem renormálhatók. Felvetődött a kérdés, vajon a per-

turbációs sorfejtést nélkülöző eljárás is ugyanerre a következtetésre vezet-e. Magyar kutatók eredményeként kiadódott, hogy a fermion-vektormezon kölcsönhatás a perturbációszámítástól eltérő módszerrel, az ún. sok-test Green-függvényes eljárással is renormálhatatlan, ugyanis a fénykúp mentén exponenciális divergenciák lépnek fel. Számos szép eredmény született az önmagukkal kölcsönható fermion terek elméletében is, amelyek részecskefizikai jelentésükön túlmenően, szilárdtestfizikai alkalmazást is nyertek.

Amikor a nagyobb energiájú gyorsítók építésével újabb és újabb részecskéket fedeztek fel, a részecskék dzsungelében, megfelelő elmélet híján, általános érvényű elvek, megmaradási tételek, csoportelméleti rendszerezés alapján próbáltunk eligazodni. A fizikai elméletekből már jól ismert megmaradási tételekhez 1949-ben Wigner Jenő egy újabbat, a bariontöltés megmaradását kifejező tételt természettörvény rangjára emelte. E szerint a nehéz részecskéknek bariontöltésük van és ez a tétel — az elektromos töltés megmaradásához hasonlóan — azt fejezi ki, hogy a természetben csak olyan folyamatok mennek végbe, amelyeknél a bariontöltés a kezdeti és a végállapotban ugyanaz, vagyis megmarad. Mint tudjuk, a proton stabilitása e megmaradási törvénnyel van összhangban.

1952-ben ismét magyar kutató ismerte fel elsőként, hogy a könnyű részek, az ún. leptonok bomlásfolyamataiban az eddigiektől különböző újabb megmaradási tétel érvényes. Nevezetesen, a leptonok rendelkeznek egy ún. leptontöltéssel, amely az elektromos és bariontöltéshez hasonlóan megmaradó mennyiség. E megmaradási törvényt a gazdag kísérleti anyag igazolja.

A gyenge kölcsönhatások parítássértésének felfedezése után, az ötvenes évek végétől kezdve, a gyenge kölcsönhatások tanulmányozása vonzotta leginkább a részecskefizikusokat. Általános érvényűnek vélt szimmetria törvényekről derült ki, hogy csak közelítő jellegűek. A természetnek eddig ismeretelen arca tárult elénk, és a meglepetés erejével ható felismerések még azok érdeklődését is a részecskefizika felé fordították, akik korábban más területen dolgoztak. Néhány évvel később bebizonyosodott az a sejtés is, hogy két különböző neutrinó létezik. Nevezetesen, a béta bomlásban eddig megismert neutrinó különbözik a müon bomlásban keletkezőtől. A neutrinók pontosabb sajátosságait kutató vizsgálatok új fejezetet nyitottak a gyenge kölcsönhatások fizikájában. Mivel a neutrinók csak a gyenge kölcsönhatásban vesznek részt (nincs sem elektromos, sem barion töltésük), ezért igen nagy az anyagon való áthatoló képességük. Ennek következtében a legzavartalanabb információkat hozzák az univerzum távoli részeiről is. Ez a magyarázata annak, hogy a neutrinófizika a csillagászok érdeklődését is felkeltette és ezáltal részecskefizikusok és csillagászok szoros együttműködésére nyílt alkalom a tér egészen kicsi és igen távoli nagy tartományainak tanulmányozására.

Amint a leptontöltés megmaradásának felfedezésével már utaltunk rá, a magyar elméleti fizikusok korábban is érdeklődtek a gyenge kölcsönhatások iránt. A parítássértés felismerése utáni időszakban pedig egyik intenzíven kutatott témakörünk lett. Az előadás keretei itt sem engedik meg a részletesebb kifejtést, ezért csak felsorolásszerűen utalunk néhány hazai eredményre.

Nemzetközileg is igen élénk érdeklődést váltottak ki a neutrinócsillagászat területén született eredmények. Legújabb ilyen vizsgálatokból a neutrinók nyugalmi tömegére adódott a laboratóriuminál néhány nagyságrenddel jobb felső korlát. Több hazai dolgozat foglalkozik a véges neutrettó tömegnek egyes bomlásokban megnyilvánuló hatásaival, amelyek közül kiemelésre érdemes a müon-bomlás sugárzási korrekcióinak meghatározása és ennek kapcsán az a felismerés, hogy az energiaspektrum felső végén fellépő — a tapasztalattal ellentétben álló — diszkrepanciát a neutretto véges nyugalmi tömege feloldja és a megfigyelésekkel összhangba hozza.

A gyenge kölcsönhatást perturbációs eljárással tárgyaló magasabbrendű közelítések — az elmélet renormálhatatlansága miatt — divergens tagokat tartalmaznak. A magasabbrendű tagok tanulmányozása — az ún. levágási paraméterek segítségével — az elmélet továbbfejlesztésére adhat értékes információkat, annál is inkább, mert egész nagy energiákon a gyenge kölcsönhatás is erőssé válik, és így a részecske-folyamatokban szerepe megnő.

A részecskefizika utolsó tizenöt évének eredményei megmutatták, hogy az igen sok folyamat leírására, értelmezésére kidolgozott elméletek a valóságnak csak bizonyos tartományait magyarázzák. Éppen ezért a legtöbb következtetésük közelítő jellegű. A fizika olyan korszakának vagyunk szemtanúi, amelyben az általánosnak hitt elvekből is kiderül, hogy érvényességük korlátozott. A kísérleti fizikusok drága pénzen épített berendezései olyan folyamatokat regisztrálnak, amelyek ellentmondanak a természet szimmetriáiról alkotott világképünknek.

Ezzel a körülménnyel magyarázható, hogy igen sok elméleti munka foglalkozik a különféle szimmetriák megsérülésének okaival és értelmezéseivel. Magyar elméleti kutatók ilyen témájú munkái közül megemlítjük a semleges K-mezonok bomlásánál megmutatkozott CP sértéssel összefüggő vizsgálatokat. Mint ismeretes, a lokális relativisztikus térelmélet egzakt következménye a CPT szimmetria. A megfigyelt CP-sértés így vagy T, vagy CPT-sértést jelent. A K mezonok 2π bomlásaira vonatkozó adatok részletes analíziséből hazai kutatók arra a következtetésre jutottak, hogy a T biztosan sérül, CPT pedig megmarad a jelenlegi pontosságon belül. Számos dolgozat foglalkozik ezen kívül a gyenge és erős kölcsönhatások szimmetria tulajdonságaival, a mezonrezonanciák rendszerezésével csoportelméleti módszerekkel.

A hatvanas évek második felében igen intenzív, nemzetközileg is elismert kutatások folytak az ELTE-n az áramalgebra területén. E vizsgálatok eredményeként, az általános jellegű tételeken túlmenően, konkrét folyamatok (pl. $A_1 \to \varrho\pi$, $\varrho \to 2\pi$ stb. bomlások) csatolási állandóira kaptak olyan összefüggéseket, amelyek a kísérleti eredmények elméleti értelmezését tették lehetővé.

Az erős kölcsönhatásokkal kapcsolatos hazai vizsgálatok közül meg kell említenünk a Regge-elmélettel, valamint a Veneziano-modell általánosításával foglalkozó munkákat.

A részecskefizika területén folyó jelenlegi kutatások közül a legnagyobb érdeklődés és várakozás a mélyen rugalmatlan lepton-hadron szóráskísérleteket, elméleti téren pedig az elektromágneses és gyenge kölcsönhatások egyesítését célzó ún. Weinberg-elmélet további fejleményeit kíséri. A hatvanas évek közepe táján megindult szóráskísérletek már eddig is igen értékes új információkat adtak a 20 GeV körüli energiatartományban lejátszódó kölcsönhatásról és a proton szerkezetéről. Hasonló jelenséghez vagyunk a tanúi, mint amit a híres Rutherford szórás kísérleteknél tapasztaltak. Ott az atom szerkezetére derült fény; vajon itt valóban a részecskék belső szerkezetét észleljük? A mélyen rugalmatlan lepton-hadron ütközések differenciális hatáskeresztmetszete arra enged következtetni, hogy a proton pontszerű alkotórészekből, ún. partonokból épül fel. Úgy tűnik, hogy a részecskefizika e nagyenergiájú szóráskísérletekkel egy olyan küszöbhöz érkezett el, amelyen túl már a részecskék belső világának törvényei uralkodnak. Vajon mennyi idő kell még ahhoz, hogy az elméleti kutatás felzárkózzék ezen élenjáró kísérletekhez? Rutherford kísérletei után tizenöt évvel már meg volt a kvantummechanika, amely új korszakot nyitott a fizikai megismerés útján. Remélhető most is ilyen hamar, ilyen forradalmian új elmélet születése, amely az anyag elemi objektumainak alaptörvényeit foglalja magába? Bízunk benne. Addig is rendkívül hasznosak mindazon törekvések és kutatások, amelyek nem lépnek fel ilyen átfogó igénnyel, de a természet egy-egy részének egyre alaposabb megismerését célozzák.

Az említett mélyen rugalmatlan lepton-hadron szórás-kísérletekkel kapcsolatban igen értékes elméleti kutató munka folyik hazánkban az utóbbi években az ELTE Atomfizikai és Elméleti Fizikai Tanszékein. A két tanszék fiatal munkatársaiból álló kis csoport kidolgozta a polarizált leptonnyalábbal végezhető kísérletek elméletét és rámutatott arra, hogy a spintől függő effektusok is megmérhetők. E munkát olyan nemzetközi elismerés fogadta, hogy lényegében annak inspirálására kezdtek hozzá a Stanford-i gyorsítóval a polarizációs kísérletekhez. Az ilyen kísérleteknek jelentősége elsősorban abban van, hogy ezek alapján dönteni lehet a spintől független kísérleti eredményeket értelmező különféle modellek között. Az egyik lehetséges modell a proton partonmodellje, amelynek továbbfejlesztésében szintén értékes szerepe van magyar elméleti kutatóknak: ebben a modellben a partonok a kvarkok. Ez két paraméter segítségével helyes leírást ad a mélyen rugalmatlan elektron-proton és elektron-neutron szórás struktúra függvényeire, a proton elektromágneses alakfaktorának aszimptotikus viselkedésére, valamint a neutrinó-nukleon és antineutrinó-nukleon rugalmatlan szórás hatáskeresztmetszetére, utóbbi szórások struktúra függvényeire.

Az elemi részek kvark modelljével kapcsolatban is több értékes magyar eredmény született. Többek között: a relativisztikus kvarkoszcillátor modell térelméletének kidolgozása, ebben a fénykúpmenti viselkedés vizsgálata, dipól alakfaktor levezetése, az additív kvark-modell relativisztikus megfogalmazása s. i. t.

Az előadás időkerete, de méginkább az Önök tisztelete arra int, hogy türelmükkel ne éljek vissza, és fejezzem be előadásomat.

Tudom, hogy az a kép, amelyet a magyar részecskefizikusok munkájáról most megrajzoltam, nagyon vázlatos és szubjektív. Mentségemül szolgáljon az az örvendetes tény, hogy igen gazdag munkát kellett áttekintenem és lelkiismeretesen próbáltam válogatni a szép eredmények közül. A válogatásnál a térelméleti munkákat helyeztem a többi elé, pedig tudom, hogy több esetben a nem térelméleti jellegűek nagyobb visszhangot élveztek. Én ezt tekintem előadásom legszubjektívabb elemének, és ennek okáról az előadás bevezető részében a térelméletekre vonatkozó személyes vallomásban magyarázatot is adtam. Ezért utólag szíves elnézést kérek azoktól, akik nincsenek velem azonos véleményen.

A magyar részecskefizikusok munkája tehát több és színesebb annál, amelyet most Önök előtt vázoltam. A részecskefizika legizgalmasabb és nemzetközileg is legintenzívebben művelt területeivel foglalkozunk szerény lehetőségeink keretein belül. Eredményeinkre hazánk határain túl is odafigyelnek és a jó érzés mellett ez biztatást ad nekünk az újabb munkákhoz.

Befejezésül még szeretnék mondani valamit. Előadásomban neveket nem említettem, de azt örömmel elárulom, hogy a magyar részecskefizikusok nagyobbik része egészen fiatal kutató, illetve egyetemi oktató. Tudományos munkájuk viszont tapasztalt kutatóra vall. Én ebben látom a magyar részecskefizika fejlődésének és nemzetközi rangjának további biztos zálogát.

EGZOTIKUS ATOMOK

Telegdi Bálint
Chicago

Az egzotikus atomok a különböző témákon dolgozó fizikusokat egyformán érdeklik, — illetve egyformán nem érdeklik —, mivel itt egyrészt elemi részecskékről van szó, másrészt atomfizikáról. Az egzotikus atomok tulajdonképpen a hidrogén-atom másolatai, tehát ezeket az atomokat meg lehet érteni a legelemibb elméleti eszközökkel, hiszen egy ilyen atom szerkezete feltétlenül egyszerűbb, mint mondjuk egy kén, vagy réz atomé. Az atomok azért léteznek, mert létezik a Coulomb-erő. Az atommagot magától értetődően akármilyen pozitív részecskével helyettesíthetjük és az elektron helyett is bármely negatív részecskét használhatunk. Így kapjuk a különböző egzotikus atomokat. A mai napig már elég sok ilyen lehetőséget kiaknáztak kísérletileg. A témában az a vonzó, hogy összehozza a különböző területeken dolgozó fizikusokat, és — ami engem személy szerint ennél is jobban vonz — ezen a területen a kísérleti fizikus számára különösen izgató, és érdekes módszerek kerülnek felhasználásra. Én — mint kísérleti fizikus — elsősorban a kísérleti fizikusokhoz kívánok szólni. Sokszor az ilyen gyűlések alkalmával az embernek az a benyomása támad, hogy minden jó ötlet csak az elméleti fizikusoktól jön, és nagyon szeretnék most ennek az ellenkezőjére példát mutatni.

Két fajta egzotikus atomról szeretnék beszélni. Az egyik osztályba a $B = 0$, a másikba a $B \neq 0$ atomok tartoznak, ahol B a barionszám.

Kezdjük azokkal az atomokkal, melyekre a barionszám zérus. Ez az osztály azért érdekesebb, mint a másik, mert ezek sokkal kevésbé hasonlítanak a közönséges atomokhoz, mint $B \neq 0$ osztályba tartozók. Az atommag — beleértve a protont is — nem pontszerű, ami meglehetősen korlátozza az elméleti számítások pontosságát. Ezért a bariokat tartalmazó atomokból főleg az atommag nagyságára vonatkozó adatokat kapunk. Viszont az első osztályban, a barionokat nem tartalmazó egzotikus atomokra — ahol tisztán pontszerű alkotóelemekből van összerakva az atom — meglepően nagy pontosságú elméleti számításokat lehet végezni, melyek eredménye aztán a kísérleti eredményekkel összehasonlítható.

Az első ilyen — talán a legrégebbről ismert — egzotikus atom a *pozitrónium*, amely pozitronból

---

Telegdi Bálintot az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1973. évi közgyűlése tiszteletbeli tagjává választotta. Telegdi Bálint 1922-ben született Budapesten, szüleivel 1931-ben, 9 éves korában hagyta el az országot. „Székfoglaló" előadását Társulatunk 1973. évi szegedi Vándorgyűlésén mégis magyar nyelven tartotta. Az előadás szövegét hangfelvétel alapján közöljük.

és elektronból áll. Ezt az atomot már 1950 óta tanulmányozzák, már csak azért is, mert előállítása egyszerű: a benne lévő egzotikus részecske a pozitron, radioaktív β^+-bomlásokból kapható. Ez az atom önmagában véve igen érdekes rendszer, részletes tárgyalására sajnos nem lesz idő.

Az első csoportba tartozó atomokat leptonikus atomoknak is lehet nevezni, mivel úgy a mag, mint a körülötte keringő részecske: lepton.

A második ilyen leptonikus atom, amelyről nagyon keveset beszéltek eddig — sőt neve sem volt, míg én ki nem találtam egy jó nevet neki — a *truonium*, μ^+ és μ^- kötött rendszere. Tudják, hogy a müon lényegében nem más, mint egy nagyon súlyos, nehéz elektron (200-szor nagyobb a tömege az elektronénál), így a truonium a pozitronium legközelebbi rokona. Miért adtam neki ezt a nevet? Azért, mert van egy másik atom, az ún. *müonium*, amelyről a neve alapján azt gondolná az ember, hogy a pozitrónium analogonja, pedig nem így van. A müonium atommagja egy nehéz pozitron: μ^+ a körülötte keringő részecske viszont közönséges elektron. Szóval nem ez felel meg a pozitróniumnak, hanem a truonium (angolul: true mounoium = valódi müonium) — ezért adtam neki ezt a nevet. Ezt az atomot eddig még senki sem fedezte fel, legfeljebb arról beszélgethetünk, hogy hogyan lehetne felfedezni. De az ilyen összejöveteleknek éppen ez az egyik célja: nemcsak azt kell megbeszélni, hogy mit csináltak az emberek, hanem azt is, hogy mit fognak csinálni, mik a terveik és hogyan képzelik el azok megvalósítását.

Most olyan atomokra térek át, ahol legalább az egyik részecske nem lepton. A *pionium* ilyen rendszer, ahol az atommagot egy π^+ helyettesíti, e körül kering az elektron. Meglepő, hogy a mai napig ezt az atomot sem fedezte fel senki. (Meg fogom mondani, hogy milyen okokból, és ez esetleg serkentőleg hathat majd a kísérleti fizikusokra: talán valaki egy jó ötletet merít ebből arra, hogy hogyan lehet ezt az atomot megtalálni.)

Ebbe az osztályba tartozik a *pneumonium* nevű atom — ezt a nevet is én költöttem — melynek magja egy μ^+ és a körülötte keringő „kvázi-elektron" egy π^- — tehát ebben az esetben a „pót-elektron" nehezebb, mint a „mag". Ennek az atomnak a megfelelő töltéskonjugált párja is létezik ($\mu^-\pi^+$). A „pneumonium" elnevezés az alkotóelemekre $-\pi\mu^-$ utal. Ezt az atomot az Egyesült Államokban jelenleg már kísérletileg is vizsgálják.

Továbbmenve, most azok az atomok jönnek, melyekben barionok is vannak. Ezek között is a legegyszerűbbről fogunk beszélni, a hidrogénnek arról az analogonjáról amelyben az elektront egy müonnal helyettesítjük (μ^-p). A *müonatom* óriási kísérleti területet képez: többszáz müonatomot tanulmányoztak már eddig is. Minden gyorsítónál, ahol keletkeznek müonok, azokat részben arra használják fel, hogy a müonatomokat tanulmányozzák, persze nem azokat, ahol a mag proton, hanem azokat, ahol a mag súlyosabb, mondjuk C vagy O.

Ezeknél az atomoknál — müonikus H, He és általános müonikus atomok (rendszám Z) — nagyon tanulságos a vákuumpolarizáció tanulmányozása. Ezt is vizsgálták már néhány nehezebb atomban és He-ban. Nagyon érdekes téma ez, amelyről majd külön akarok beszélni. Az általános müonatomokról külön másfél órát lehetne beszélni — amit most nem fogok megtenni — beszélhetnék a töltéseloszlásról, izotóp-eltolódásról, arról, hogy milyen elektromos kvadrupól és mágneses dipól effektusok lépnek fel, — ez a hiperfinom szerkezet — a dinamikus kvadrupól hatásokról stb.

Ezzel lényegében vázoltam, hogy miről lesz szó. Persze nem úgy kell ezt a felsorolást felfogni, hogy mindenről részletesen fogok beszélni amit itt megemlítettem, mert ehhez biztos nincs elég idő. Inkább olyan ez, mint egy előkelő étterem étlapja, ahol biztos nem fogják mindazt megrendelni, ami az étlapon rajta áll, az étlap inkább csak azt bizonyítja, hogy milyen tehetséges a szakács. Összefoglalva tehát, a műsor a következő:

EGZOTIKUS ATOMOK

B = 0, leptonikus:	
e^+e^-	pozitrónium
$\mu^+\mu^-$	truonium
μ^+e^- (μ^-e^+)	müonium
B = 0, félleptonikus:	
π^+e^- (π^-e^+)	pionium
$\pi^+\mu^-(\pi^-\mu^+)$	pneumonium
$B \neq 0$, müonatomok:	
μ^-p	müon-hidrogén
μ^-He	müon-hélium
μ^-Z^+	nehezebb müon-atomok

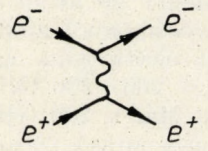
Pozitrónium

A pozitróniumot 1950-ben Martin Deutsch bécsi származású tudós fedezte fel (MIT, USA). A pozitroniumnak eddig csupán a legmélyebben fekvő nívóját tanulmányozták, ez egy dubblett, a hiperfinom felhasadás 203 GHz.

$$^3S_1 \text{ ——— } \updownarrow \quad 203 \text{ GHz} = \frac{7}{6}\alpha^2 \text{ Rydberg. c}$$
$$^1S_0 \text{ ———}$$

Már maga ez a frekvencia a maga nemében rém érdekes. Tegyük fel, hogy vizsgafeladatként adjuk fel a diákoknak azt a kérdést, hogy a pozitronium alapállapota milyen hiperfinom felhasadást fog mutatni. Ha a diák elég jól képzett, akkor bizonyára ismerni fogja a Fermi-képletet, amely a két mágneses dipólus kölcsönhatását veszi figyelembe, és ebből igen egyszerűen ki fogja számítani a nivófelhasadást. Mi jön ki ebből? Egyszerűen kb. a fele annak az értéknek, amit felírtunk. A legegyszerűbb és bizonyára helyes képlet alkalmazása tehát teljesen rossz eredményt ad. Miért? A két dipólus között rendszerint csak egy $\frac{\mu_1\mu_2}{r^3}$ típusú kölcsönhatás van, és ebből adódik a hiperfinom felhasadás. A pozitroniumnál azonban a helyzet kicsit más, mert más típusú köl-

csönhatás is fellép. A $\frac{\mu_1 \mu_2}{r^3}$ tag az 1. ábrán szereplő kölcsönhatásból adódik. A pozitrónium $^3S_1$



1. ábra

állapotában azonban még egy más kölcsönhatás is lehetséges: az elektron–pozitron pár virtuális megsemmisülése és produkciója:

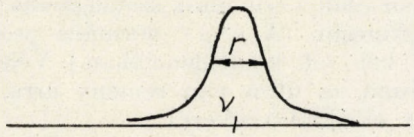


2. ábra

(Ez a folyamat a szingulett állapotban tiltott.) Innen a naivan számolt ~100 GHz-es nívófelhasadáshoz egy további — ugyanilyen nagyságú — járulék adódik. Ennek a 203 GHz-nek tehát a fele tisztán kvantumelektrodinamikai, klasszikusan nem érthető mechanizmuson alapul. Éppen ezért a kísérleti ellenőrzés az elmélet érvényessége szempontjából nagyon fontos.

Mielőtt elmondanám, hogy mi a pozitróniumkísérletek alapelve, szeretnék bevezetni egy mennyiséget, amely az összes ilyen atomfizikai mérésnél fontos szerepet játszik. Átveszem az elektrotechnikából az ún. kvalitásfaktort, Q-t melynek definíciója bármely rendszerre:

$$\frac{1}{Q} = \frac{\Gamma}{\nu}$$



3. ábra

Minden egzotikus atomnál előre meg fogom becsülni, hogy mekkora ez az érték. Miért lényeges ez a faktor? Azért, mert nyilvánvalóan annál precízebben lehet egy frekvenciát megmérni, minél kisebb a vizsgált nívó szélessége. A precízió szempontjából az a lényeges és fontos, hogy ez a szám minél kisebb értéket vegyen fel.

A pozitrónium esetén (a kísérletek alapján)

$$\frac{\Gamma}{\nu} = \frac{30 \text{ Gauss}}{8000 \text{ Gauss}} = \frac{3}{8} \cdot 10^{-2} = 3600 \text{ ppm}$$

(ppm=part per million=milliomod rész). Az atomfizika területén a precízió természetes egysége a ppm, — úgy, ahogy más témakörökben százalékról, vagy ezrelékről beszélünk, itt ppm-ről esik szó. Egy olyan kísérletben, ahol $Q = 3600$ ppm, nagyon nehéz lesz 1 ppm precíziót elérni — pedig ezt szeretnék az emberek.

Csináljunk egy elméleti becslést. A szinglett állapot élettartama: $\tau_s = 1{,}25 \cdot 10^{-10}$ s, innen

$$\Gamma = \frac{1}{\pi \tau_s} = 2{,}5 \text{ GHz},$$

tehát

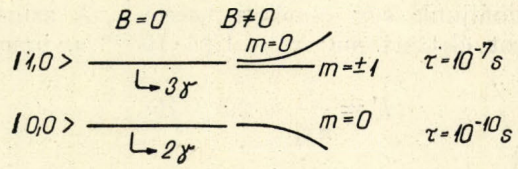
$$\frac{\Gamma}{\Delta\nu} = \frac{2{,}5}{203} = 1\%.$$

Az utolsó eredmény, melyet Hughes professzor csoportja (Yale) közölt, 20 ppm precíziót ígér. Ebből rögtön be lehet látni: ha ezt a vonalat 1%-ra osztanák fel, akkor kb. 1/30 ppm adódnék. Az a precízió, amit az emberek itt megkövetelnek, a nívószélesség 0,5%-a. Szeretném a figyelmüket felhívni, hogy a híres Lamb-eltolódásnál a precízió a nívószélesség 1/1000-e! Ez az eredmény, amit Hughes professzor és csoportja most közölt, 3σ-val tér el az elméleti értéktől. Hogy ez izgató, vagy sem, az egyéni ízlés dolga. Szerintem nem olyan nagyon izgató, mert nehéz elhinni, hogy egy ilyen átmenetet biztonsággal lehet 0,5%-ra felhasítani, ahogy ők állítják.

Ha mégis igazuk van, miért válik izgalmassá ez a 3 σ-ás eltérés? Azért, mert a pozitrónium olyan atom, melyben negatív és pozitív elektron van, benne tehát tisztán kvantumelektrodinamikai effektusok lépnek csak fel. Éppen ezért elvileg mindent nagyon pontosan ki lehet számítani. Az elméletnek tökéletesen pontosan kell megadni a nívófelhasadást. Az emberek az atomfizika megtanulását a Schrödinger egyenlettel kezdik. Nagyon sokan ott is végzik, dehát halad a világ és néhányan a Dirac egyenletet is megtanulják, ami az egyszerű atomok relativisztikus leírásához szükséges. Ha az ember a Dirac-egyenlet kezelését megtanulja, mindig egy kis problémát okoz — amit rendszerint a szőnyeg alá szoktak seperni — a redukált tömeg kérdése: hogy fejezze ki az ember a redukált tömeget egy komplikáltabb atom esetén? Ez rendszerint nem túl izgalmas, ha a „mag" és az „elektron" tömege nem összemérhető. A pozitróniumnál azonban, ahol a mag és az elektron tömege azonos, egyszeriben fontossá válik. Ilyen problémák tárgyalására találták ki a Nambu—Bethe—Salpeter-egyenletet, és így a pozitrónium tanulmányozása nem más, mint ennek az egyenletnek az ellenőrzése.

Pár szót szeretnék mondani arról, hogy mi ezeknek a kísérleteknek az elve. (Ez megint ahhoz a témához tartozik, hogy kísérleti fizikusoknak is lehetnek jó ötleteik.) A pozitrónium $^3s_1$ és $^1s_0$ nívói közt akarjuk a felhasadást mérni. Mindkét állapot bomlik, az előbbi 3, az utóbbi 2 fotonra. Az atomot mágneses térbe helyezve a nívók Zeeman-felhasadást fognak mutatni. Bizonyos okokból az $m = \pm 1$ nívók nem hasadnak fel. Az egyik $m = 0$ kvadratikusan felfelé tolódik el, míg a másik $m = 0$ nívó pedig az előbbi tükörképeként kvadratikusan lefelé mozdul el: *(4. ábra)* Miért nem hasadnak fel az $m = \pm 1$ nívók? Azért, mert az elektron és pozitron mágneses momentuma azonos nagyságú, csak ellentétes előjelű, tehát a lineáris Zeeman-effektus pozitróniumban nem lehetséges. Kvadratikus Zeeman-effektusnál a mágneses tér a nívókat keveri: $|1,0> \rightarrow$ $\rightarrow \sqrt{1-x^2}\ |1,0> + x\ |0,0>$, ahol $x = \frac{4\mu_B B}{h\Delta\nu}$.

Ha nincs mágneses tér, mindkét nívó nyugodtan

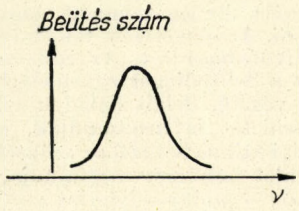


4. ábra

bomlik: az egyik 3, a másik 2 fotonra. A triplett $m = 0$ állapot bomlási valószínűsége mágneses térben $\tau^{-1} = \Lambda = \Lambda_t + x^2\Lambda_s$. Ez „piszkos" állapot, melybe belekeveredett egy egész kis szingulett komponens a mágneses tér hatására. $\Lambda_s \gg \Lambda_t$, ha tehát egy kis mennyiségű szingulettet keverek a triplettbe, akkor az most már a könnyebb úton 2 γ-ba fog bomlani. Ez az állapot a besugárzás után metastabilból instabillá válik. A kísérlet legegyszerűbb formájában tehát a következő: *(5. ábra, 6. ábra).*



5. ábra



6. ábra

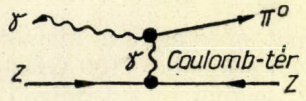
Ez az a módszer, amit Deutsch több mint 20 éve kitalált. Azóta többen megismételték kísérletét, de eddig más haladás, mint tisztán statisztikai, nem volt. A mai napig mindenki ugyanazt csinálja, mint Deutsch 20 évvel ezelőtt. Ilyen kísérletet bárki könnyen elvégezhet a saját laboratóriumában: mikrohullámú berendezés beszerzése nem komplikált, pozitronokat előállítani nem nehéz. Ez példa arra, hogy egy jó kísérlethez nem mindig kellenek költséges berendezések, sokszor elég egy jó ötlet, ami ingyen kapható.

Truonium

E név eredetéről már beszéltem: a valódi müoniumról van szó. A truonium előállítás már nem olyan egyszerű: ehhez müonokra van szükség, amelyek termelése csak nagy gyorsítókkal lehetséges. Olyan nagy gyorsító kell, amilyen Magyarországon nincs, Európában is csak egy-kettő akad. Ha megvannak a müonok, további probléma a két müont ($\mu^+ \mu^-$) úgy összehozni, hogy a találkozásnak és a kötés kialakulásának a valószínűsége számottevő legyen. A müon élettartama 2 μs. Ez persze a modern elektronika szempontjából elég hosszú idő. Hogyan lehetne hát truoniumot előállítani? (Persze az még nem biztos, hogy érdemes vele különösebben foglalkozni. De tegyük fel, hogy egy napon az elméleti fizikusok rájönnek arra, hogy miért, milyen szempontból érdekes a truonium, és akkor a téma egyszerre aktuálissá válik.) Hogy lehetne ehhez hozzákezdeni? Az atom élettartama $7{,}3 \times \times 10^{-13}$ s. Bizonyos okokból mind a triplet, mind a szinglett állapot élettartama ugyanaz az érték, a felhasadás $\Delta\nu = 200 \cdot 200$ GHz — ami nagyon nagy frekvencia. Már a 200 GHz-et sem könnyű előállítani, hát még annak 200szorosát! Az USA-ban született egy olyan javaslat, hogy építsenek olyan tárológyűrűket, melyekben μ^+ és μ^--ok keringenek. Nos, ez nagyon drága javaslat.

Egy másik lehetőség, amit eddig tudtommal még nem publikáltak, a Primakoff-jelenségen alapul.

Erre a jelenségre 20 évvel ezelőtt Primakoff hívta fel a figyelmet, lényege a következő: egy foton a mag Coulomb terében piont kelt: *(7. ábra).*



7. ábra

A folyamat hatáskeresztmetszete: $\sigma \sim Z^2$. Miből áll a pion? Tegyük fel, hogy kvarkokból áll, azaz $q\bar{q}$ kötött rendszer. Ebben az esetben azonban a pion rendkívüli módon hasonlít a pozitróniumhoz, ami szintén egy rész-antirész kötött állapot. A truonium élettartama kvantumelektrodinamikából ismert, így kiszámítható annak a valószínűsége, hogy a foton a mag Coulomb-terében ne $\mu^+\mu^-$ párt állítson elő, hanem ez a két részecske összeolvadva mint truonium jöjjön ki. Ez egy egyszerű trükk. Az adódik, hogy 200 MeV tájékán a folyamatok 10^{-6}-od része erre a reakcióra vezet. Ekkor már csak a truonium-szétsugárzás két γ-ját kell megkeresni. (A $\mu^+\mu^-$ normális produkciója nem ad két γ-t koincidenciában.) Véleményem szerint ezen az úton van remény arra, hogy a truonium előállítása sikerül.

Ha a rendszer megvan, mihez kezdhetünk vele? A baj az, hogy az élettartam (10^{-13} s) nagyon rövid. A pozitroniumhoz képest 10^5-szer nagyobb mágneses tér kellene, a mikrohullámú teljesítmény pedig, ami az átmenet indukálásához szükséges volna, kvadratikusan növekedne. Ha lehetséges is a truonium előállítása, kétlem, hogy szerkezetét olyan pontosan tudjuk majd tanulmányozni, mint a pozitróniumét.

Müonium

A pozitróniummal kapcsolatban már említettem Hughes professzor nevét. Ő fedezte fel (kb. 1960-ban) ezt az atomot. Most megkérdezheti valaki: egy ilyen atomot hogyan lehet előállítani? A válasz az, hogy lehetetlen *nem* előállítani. 1922 óta tudjuk egy Rutherfordtól és Hendersontól származó dolgozatból, hogyha az ember pozitív α-részecskéket ereszt egy gázba, azok ott lelassulnak, elektronokat fognak be végül semleges He lesz

belőlük. Semmi elvi különbség nincs egy He, egy proton és egy pozitív müon között. Ha tehát bármilyen nemesgázba (Ar vagy X) bebocsátunk müonokat (μ^+), akkor ezek a pálya végén elektront fognak elragadni a gázatomokból, így müonium keletkezik.

Mi a kvalitásfaktora ennek az atomnak? Milyen lehetőségünk van arra, hogy valódi precíziós mérést fogunk végezni? Először is meg kell becsülni a hiperfinom felhasadást. Azt hiszem, ebben a teremben mindenki tudja, talán még a középiskolás diákok is, hogy a H hiperfinom felhasadása 1420 MHz, hiszen ez a sugárzás jön felénk a világűrből. Most még csak egy további számot kell tudni (ami a π-hez nagyon hasonló): mennyivel nagyobb a müon mágneses momentuma, mint a protoné? $\frac{\mu_\mu}{\mu_p} = 3{,}18$. Mivel a müonium csaknem ugyanaz, mint a H-atom, a frekvencia csak ebben a faktorban fog különbözni. $\Delta\nu = 4500$ MHz. A müon élettartama: $\tau_\mu = 2{,}2 \cdot 10^{-6}$ s, a nívószélesség ennek folytán $\Gamma_\mu = \frac{1}{\pi\tau_\mu} = 0{,}14$ MHz. A kvalitásfaktor tehát: $\Gamma/\Delta\nu = 0{,}14/4500 = 30$ ppm. Ilyen szép alacsony értéket persze nem fogunk elérni, mert a gyakorlatban a jelenlevő mikrohullámú tér maga is kiszélesíti a vonalakat, ez az ún. „teljesítmény által előidézett szélesítés". Jó kísérleti elrendezés esetén ez egy 2-es faktort hoz be, gyakorlatilag tehát $1/Q = 60$ ppm. Ez azt jelenti, hogyha az ember egy ilyen kísérletet 1% pontosan csinál, akkor a precízió 0,6 ppm. Vannak persze bizonyos trükkök, amikkel még vékonyabb nívókat is elő lehet állítani, mint ez a képlet mondja, de nagyságrendileg ez a precízió a jellemző.

Ezen az atomon mind Hughes professzor csoportja, mind a Chicagoi egyetemen működő saját csoportom végzett méréseket. A legutóbbi eredmények:

$$\Delta\nu = \begin{matrix} 4463307{,}7\ (2{,}5)\ \text{MHz Ar-ban} \\ 4463304{,}4\ (2{,}3)\ \text{MHz Kr-ban} \end{matrix} \ 0{,}5\ \text{ppm}$$

Szeretném felhívni a figyelmet arra, hogy a méréseket Ar-ban és Kr-ban végezték. Az embereket viszont az érdekelné, hogy milyen lenne a frekvencia akkor, ha egy müonium magában lebegne a világűrben. Az az elméleti fizikusokat joggal nem érdekli, hogy ez a müonium nem vákuumban lebeg, hanem Ar vagy Kr atomok közé van beágyazva. Az atomokkal való összeütközések természetesen eltolják a frekvenciát. Olyan módszert kell találni, hogy az extrapoláció egy adott nyomásról 0 nyomásra — a vákuumra — elvégezhető legyen. A redukciót csak úgy lehet ellenőrizni, hogy az ember két különböző gázzal ugyanazt az extrapolált értéket kapja. Ez az ellenőrzés meg is történt.

Bámulatra méltó, hogy egy ilyen ritka egzotikus atomnak a tulajdonságait ma már 0,5 ppm-re ismerjük. Figyelmeztetem Önöket arra is, hogy az optikai módon meghatározott Ry jelenleg megadott precíziója 0,3 ppm. (Kb. 1 évvel ezelőtt hallottam dr. Csillag előadását erről Angliában, talán azóta egy kicsit jobbak a mérések, de ez adja meg a skálát.) A müoniumnak ezt a nívóját nem is érdemes pontosabban mérni, mint az a pontosság, amennyire ma a Rydberget ismerjük. A hiperfinom felhasadást megadó összefüggés: $\Delta\nu = \alpha^2 \cdot Ry \cdot c\left(g_\mu \frac{m_e}{m_\mu}\right)$. Ha ezt a frekvenciát megmérjük, és valamelyik jobb oldali mennyiséget innen akarjuk meghatározni, akkor azt sosem fogjuk pontosabban megkapni, mint a Ry precíziója. Ezt az egyenletet négyféle módon lehet felhasználni:

a) Ha az ember nagyon szerény, elfogadja az elméletet, (a kvantumelektrodinamikai korrekciókat), más forrásokból átveszi a müon mágneses momentumát és a Rydberget, akkor innen ki tudja számítani α egy új és az eddigiektől teljesen független értékét.

b) Elfogadjuk α-t, Ry-t és a kvantumelektrodinamikát, ebből a mérésből a müon mágneses momentumát kívánjuk megkapni. Ez persze önmagában nem túl érdekes. Miért? Mert ez a mágneses momentum egy g-faktor beszorzása két tömeg arányával. Az elméleti fizikusokat mindig csak a dimenziómentes számok érdeklik. A g-faktor érdekes. Ez viszont miből áll? 2 + egy anomália. A müon esetében az anomáliát, ami a g-faktornak egy ezrede, már magában véve egy ezredre ismerjük. Tehát 10^{-6} pontossággal tudjuk a g-faktort, az innen történő meghatározás, tehát senkit sem érdekel.

c) Meghatározhatjuk $\left(g_\mu \frac{m_e}{m_\mu}\right)$-t és a g-faktor ismeretében a tömegarányt. Ennek sincs túl sok értelme, senkit sem érdekel ez az arány milliomodra. Ha még egy kettes faktor erejéig sem értjük az elektron és müon tömegének arányát, mi értelme ezt ilyen nagy precízióval megmérni?

d) Végül: ha más forrásokból ismerjük a müon mágneses momentumát, α-t és a *Ry*-t, akkor a mérés egy új, eddigiektől független ellenőrzése lenne a kvantumelektrodinamikának.

A müonium alkalmazásának még egy érdekes lehetősége van. Jelenleg a legpontosabban ismert szám a fizikában (kísérletileg) a közönséges H-atom hiperfinom felhasadása, precíziója 10^{-12}—10^{-13}. Ez a H-maser frekvenciája, amelyet Ramsey professzor és munkatársai építettek először. A precízió olyan óriási, hogy semmiféle elméleti értelme nincs. Meg kell fordítani az ügyet: az ilyen masert mint új órát kell felhasználni. Ugyanis ennek a felhasadásnak az elméleti precíziója csak 10^{-6} (azaz 1 ppm), míg a kísérlet precíziója 6 nagyságrenddel jobb. Miért? Azért, mert a H-atom nem olyan szimpla rendszer, mint azt többnyire elképzeljük. A hiperfinom felhasadás már maga egy α^2 rendű effektus, ami 50 ppm. Az egész effektus tehát a Rydbergnek $50 \cdot 10^{-6}$-a. A proton nem pontszerű, ahogy azt mi el szoktuk képzelni. Hogy nem pontszerű, az nem egy elméleti „kitaláció", hanem kísérleti tény. Jó — mondják erre —, rendben van, Hofstädter és társai megmérték $\langle R^2 \rangle$-et, ezt korrekcióba lehet venni. A dolog nem ilyen egyszerű. A proton nemcsak hogy nem pontszerű, de egy éppolyan kombinált belső szerkezettel bíró képződmény, mint mondjuk az uránium magja, csak erről nem nagyon szeretünk beszélni. Az uránnak 1 keV-nél vannak a nívói, a protonnak már párszáz MeV-nél. Minden kvantummechanikai rendszernek, melynek nívói vannak, vannak virtuális átemenetei. Egy külső elektromágneses tér pl. polarizálhatja ezt a rendszert. Ez valóban így is van. Ezt a korrekciót elég nehéz kiszámítani, hiszen a proton belső szerkezetétől

függ, amit még nem ismerünk eléggé. Vannak becslések, melyek szerint a proton polarizálhatóság járuléka H-atomban ± 10 ppm lehet.

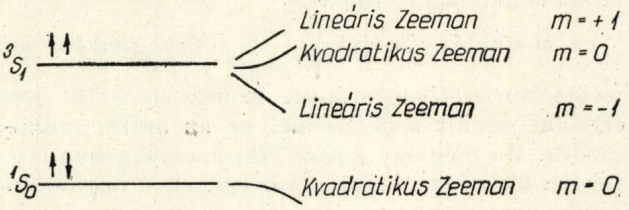
Hogy kapcsolódik ez a kérdés a müoniumhoz? Ha a két atom hiperfinom szerkezetének arányát vesszük, akkor

$$\frac{\Delta\nu(\mu^+e^-)}{\Delta\nu(pe^-)} = (1-\delta)\frac{\mu_\mu}{\mu_p}$$

adódik, ahol δ a proton polarizálhatósága. Ezt az arányt jelenleg 4 ppm-re ismerjük (hamarosan 1 ppm-re fogjuk ismerni) és így innen δ meghatározható minden α, Ry stb. méréstől függetlenül! Mint a bevezetőben is mondottam, ez megint egy olyan téma, ahol a fizika legkülönbözőbb ágai érintkeznek: az atomfizika, kvantumelektrodinamika és hadronfizika. És csodálatos, hogy éppen a müonium — egy tisztán kvantumelektrodinamikai rendszer — segítségével juthatunk értékes ismeretekhez a proton polarizálhatóságára (hadronikus korrekció!) vonatkozólag!

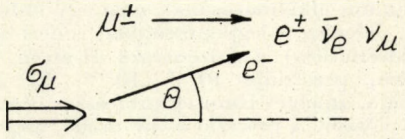
Mivel nagyon érdekes és izgató, beszéljük meg röviden hogyan csináljuk ezeket a müoniumkísérleteket, hogy lehet ezeket a frekvenciákat nagy precízióval megmérni. Hogy a pozitróniumnál nagy precízitást ér el az ember, az nem olyan meglepő, mert a pozitron olcsó és könnyen kapható. A müonok viszont elég ritkák.

A müonium hiperfinomszerkezetét különféle módszerekkel lehet mérni. Az első módszer a Zeeman-effektuson alapul. A nívórendszer B mágneses térben: *(8. ábra)*.



8. ábra

Két fontos dolgot kell itt megemlíteni, amelyek a gyenge kölcsönhatásokkal függnek össze: *(9. ábra)*.

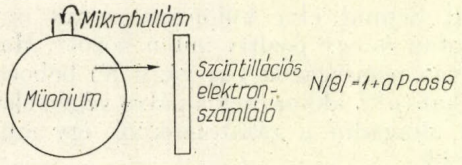


9. ábra

1. A müon bomlása anizotróp. A bomlásból származó elektronok szögeloszlása az $N(\Theta) = 1 + aP\cos\Theta$ törvényt követi, ahol $a = 1/3$, $P =$ polarizáció. Azt lehet mondani, hogy a müon mintegy önmagát analizálja — már ami a spint illeti. Statisztikus alapon minden müon megmondja, hogy hová mutat a spinje. Ez a Természet nagyszerű ajándéka.

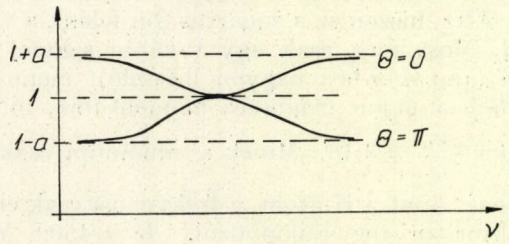
2. A pion bomlásából keletkező müonok spontán polarizáltak. A ciklotronból kijövő müonnyaláb 70—80%-ban polarizált.

Visszatérve a kísérlethez: ezt az elég erősen polarizált müonnyalábot Ar-t tartalmazó üregbe vezetjük. A müonok — miközben müoniumot képeznek — a polarizációt messzemenően megtartják. A kísérleti elrendezés a következő: *(10. ábra)*.



10. ábra

Ha a mikrohullámú tér nincs bekapcsolva, az előre kilépő elektronok száma $(1 + a)$, a hátra kilépőké $(1 - a)$. Ha a mikrohullámú berendezés bekapcsolva rezonál az $m = 0 \leftrightarrow m = 1$ átmene-



11. ábra

tekre, a μ polarizáció átlagosan zérussá válik; az anizotrópia eltűnik. A frekvencia függvényében mérve az anizotrópiát egy ilyen típusú ábrát kapunk: *(11. ábra)*.

Érdemes megjegyezni, hogy a mérés mágneses tér nélkül is elvégezhető. (Ha $B = 0$, vagy közel 0, mondjuk 10 mGauss, ez már elég ahhoz hogy legyen egy kis felhasadás.) Tegyük fel, hogy $F = m = 1$ (vagy $F = 1$, $m = -1$) állapotú atomokat állítunk elő. Ezt megfelelő frekvenciájú, $B = 0$ mikrohullámokkal besugározva indukálhatók az alapállapot $\leftrightarrow$ $F = 1$, $m = 1$ ($m = -1$) átmenetek. Miközben a rendszer a két állapot között hintázik, a müon polarizáció átlagosan zérus, az asszimetria eltűnik.

$$\underline{F=1}\ \begin{cases} \text{——} m = 1 \\ \text{——} m = 0 \\ \text{——} m = -1 \end{cases}$$

$$\underline{F=0}\ \text{——} m = 0$$

Müon-hidrogén

Mind a mai napig elég keveset tudunk erről az atomról, pedig előállítása nem túl nehéz.

Mekkora a hiperfinom felhasadás? A közönséges H-nél a Fermi-képlet $(\mu_1\mu_2/a_0^3)$ alapján számolt frekvencia 1420 MHz. Itt a_0 200× kisebb, μ_μ 200× kisebb ezért $\Delta\nu\,(\mu^-p) = 5{,}68 \cdot 10^4$ GHz.

Mekkora a kvalitásfaktor? Γ ismert: $\Gamma = 140$ kHz, tehát $\frac{1}{Q} = \frac{\Gamma}{\Delta\nu} = \frac{1}{2} \cdot 10^{-8}$. Megdöbbentő kvalitás, szinte elképzelhetetlen precízió! Miért nem lehet ezt a gyönyörű atomot előállítani és tanulmányozni? Dehogyisnem lehet, legfeljebb nem rögtön. Itt is nagyon érdekes problémák merülnek fel. Fel is írtam magamnak a legyőzendő nehézségeket:

1. Ez a frekvencia nemcsak kellemetlenül nagy, de sok GWatt teljesítményt is igényel, mivel a mágneses momentum kicsi.

2. Ha az $F = 1 \to F = 0$ átmenetet akarjuk indukálni, egy kis baj van. A $\mu^- p$ nagyon kis atom, 200-szor kisebb, mint a közönséges hidrogén. Előállítása a következő: μ^--okat lövünk folyékony hidrogénbe. Gerstein és Zeldovics mutatott rá elméletileg, hogy ekkor előáll a következő jelenség: a tartalyban $(\mu^- p)$ triplett és $(e^- p)$ állapotok vannak. A hidrogénben és müonikus hidrogénben levő protonok egymással helyet cserélhetnek, e folyamat hatáskeresztmetszete elég nagy. Folyékony hidrogénben szinte lehetetlen triplettet előállítani, mert azonnal szingulett lesz belőle a fenti kicserélődési mechanizmus következtében. Ezért a kísérletet csak gázban, $p = 0.3$ atmoszféra nyomáson lehetne elvégezni. Ehhez azonban a müon-nyalábjaink intenzitása nem elegendő.

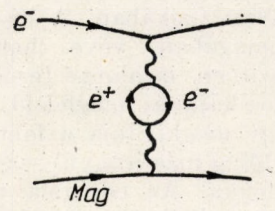
3. A kvalitásfaktor $Q^{-1} = 10^{-8}$. A vonalszélesség csaknem zérus ami azt jelenti, hogy nem tudjuk hol keresni. A „scanning" óriási probléma. Nagyon speciális oszcillátorra lenne szükség, ami ezen a frekvencián működik. Igen ám, de az elméleti fizikusok még 1 ppm-re sem tudják megadni a $\mu^- p$ hiperfinom szerkezetét. (Itt is bejön a proton-polarizálhatóság bizonytalan járuléka.) Pedig 1 ppm ehhez a precízióhoz képest óriási érték, nagyon széles sáv. Olyan ez, mintha az ember egy rádióállomást keresne, de sehol sem találná a skálán, mert a skála 1000× hosszabb, mint a keresett frekvencia. De a rádiónál ez nem olyan kellemetlen, mert ott az ember egy vevőszerkezettel dolgozik, itt viszont elő kell állítani a frekvenciát.

Még egy meglepő dolog van a müon-hidrogénben. Vizsgáljuk a nívószerkezetet a normál hidrogénnel összehasonlítva!

Hidrogén		Müon-hidrogén:	
$2p_{3/2}$		$2p_{1/2}$	
$2s_{1/2}$	1057, MHz	$2p_{3/2}$	Lamb
$2p_{1/2}$		$2s_{1/2}$	
$1s_{1/2}$		$1s_{1/2}$	

A Lamb-eltolódás miatt H-nél a $2\,S_{1/2}$ nívó a $2\,P_{1/2}$ szint fölött van. Tehát olyan a helyzet, mintha a Coulomb-tér a $2\,S$ állapotból nézve gyengébb volna. Meglepő, hogy a müonikus hidrogénben a helyzet éppen fordított. Az ember veszi a legjobban értett atomot, a hidrogént, ebben az elektron helyére egy müont tesz, és a nívórendszer máris más lesz! Hát nem furcsa, hogy a müon-hidrogénnél a Lamb-eltolódás nagyobb, mint a finomszerkezet? Hogy lehetséges ez? A magyarázat a következő:

A H-atomnál a Lamb-eltolódás túlnyomó része az elektron sajátenergiájából ered, ami a nívót felfelé tolja el. A vákuumpolarizáció itt viszonylag kicsi (−27 MHz) járulékot ad, ez a nívót lefelé tolná, mintha a mag töltése nagyobb lenne, de ez az egész járuléknak csak egy kis töredéke.



12. ábra

Mi is a vákuumpolarizáció? A mag Coulomb terében virtuálisan keletkező e^+e^- párok módosítják, eltorzítják a proton elektrosztatikus terét. Ez a módosítás kb. 1 Compton-hullámhossznyi $(\lambda_c = m^{-1})$ távolságokon $(2 \cdot 10^{-11})$ cm számottevő. H-atomban ez a távolság kb. 100× kisebb mint a Bohr sugár. $a_0^H = \frac{1}{\alpha}\lambda = 137\lambda_c$. Viszont müonikus hidrogénben $a_0^{\mu H} = \frac{1}{200} a_0^H < \lambda_c$. Ennek következtében a müonikus hidrogén erősen érzi a vákuumpolarizációt. Minden töltés körül van egy árnyékoló „köd" (e^+e^- párok), és ha ezen belül kerülünk, nagyobb töltést látunk, innen adódik, hogy a $2S_{1/2}$ állapot erősebben van kötve, mint a $2P_{1/2}$. Hogy ez valóban így van, nehezebb müonikus atomokban már ki mutatták. Jelenleg a CERN-ben folyik Zavattini kísérlete, melyben a μ^- He atom $2\,S_{1/2} \to 2\,P_{1/2}$ átmeneteit vizsgálják. Reméljük, hogy hamarosan módunkban áll majd a müonikus hidrogén szerkezetének kísérleti tanulmányozása is.

TECHNIKAI FORRADALOM A RÉSZECSKEFIZIKÁBAN I

Kiss Dezső
Központi Fizikai Kutató Intézet

I.

Bevezetés

A részecskefizika a tudományban és ezen belül a fizikában bizonyos szempontból különleges helyet foglal el. A múlt és a jelen eredményei meggyőzően igazolják, hogy talán nem szerénytelen és legkevésbé sem szubjektív az a megfogalmazás, hogy a részecskefizikai kutatások a világ, a bennünket színesen körülvevő természet legmélyebb törvényei megismerésének egyik, ha ugyan nem a legfontosabb frontszakaszát jelentették és jelentik. Ezen a területen eddig is rendkívül jelentőségű fundamentális eredmények születtek és a jövőben is leginkább itt várható olyan alapvetően új ismeretek megszerzése, amelyek befolyásolhatják nemcsak a természetről alkotott ismereteink részleteit, hanem elképzelhető, hogy gyökereiben megváltoztatják egész tudományos világképünket is.

Ennek a rendkívül vonzó és perspektivikus területnek egy speciális részéről, a technikai oldaláról

Előadás a XI. Magyar Fizikus Vándorgyűlésen (Szeged, 1973 augusztus 24).

szeretnék beszélni és ha nem veszi az olvasó szerénytelenségnek, szeretném ezt az alkalmat arra is felhasználni, hogy megfogalmazzam egy kísérleti részecskefizikus ars poeticáját. A részecskefizikában éppúgy, mint a tudomány más területein, mindnyájan őszintén csodáljuk az elméleti fizikusok gondolatainak, fantáziájának kötetlen szárnyalását, csodálatos, meglepő, gyakran bizarr ötleteit — és kicsit talán irigyeljük is őket. Mély meggyőződésem, hogy — bár jó magam is osztozom az elméleti fizika és az elméleti fizikusok tiszteletében — a kísérleti fizikusoknak sincs okuk a panaszra és a kísérleti fizikában, technikában éppen úgy meg lehet találni a nagyszerűt, és a szépet, mint az elméleti fizikában. A kísérleti fizika és technika önmagában véve hallatlanul érdekes, érdekfeszítően izgalmas terület, megvan a saját belső logikája és megfelelő magas szinten űzve ugyanúgy megkívánja a fantáziának (talán bizonyos mértékig más irányú) szárnyalását, mint az elméleti fizika. Az eddigiek tulajdonképpen a kérdés, — ha szabad úgy fogalmaznom — esztétikai, szubjektív oldalát jelentik. Ennél még fontosabb a kísérleti fizika objektív szükségszerűsége. Hiszen mit ér a legszebb elmélet, a legcsodálatosabb gondolat, ha nem vetjük alá a gyakorlat, az empíria próbatételének. Éppen a kísérleti fizikusnak jutott a fontos feladat: megvizsgálni és bebizonyítani, hogy a fantázia elméleti termékei közül melyek azok, amelyek hűen tükrözik a valóságot és melyek azok amelyeket, mint a vadhajtást, félre kell állítanunk a fejlődés útjából.

Ha most nem általában kísérleti fizikára gondolok, hanem a kísérleti részecskefizikára, akkor szükséges megemlíteni néhány olyan specifikumot, ami elsősorban a részecskefizika kísérleti módszereinek, technikájának sajátossága. Az egyik kétségtelenül a felhasznált berendezések (elsősorban a gyorsítók, de akár a detektorok is) monumentális, lenyűgözően óriási mérete, ami karakterisztikusan megkülönbözteti a kísérleti fizika egyéb területeitől. A másik, ami az előbbivel szükségszerűen összefügg (és amit nem szabad elfelejtenünk), azok az alapkutatások terén szokatlanul nagy költségek, amelyeket az ilyen típusú kutatások a társadalomtól igényelnek. Harmadiknak meg kell említenem a számítástechnika különlegesen fontos szerepét a részecskefizikában. Manapság részesei vagyunk a számítástechnika forradalmának és trivialitás, hogy semmilyen tudományt, hovatovább az ipart sem lehet elképzelni megfelelő szintű számítástechnika nélkül. Azonban nincs még egy olyan terület, amely olyan nagy mértékben igényli a rendkívül magas színvonalú és kapacitású számítástechnikát, mint a részecskefizika. Jelenleg az a helyzet, hogy az óriási gyorsítók körül felépített monumentális berendezések ontják a mérési adatok sokaságát és a tulajdonképpeni szűk keresztmetszet, ami korlátoz bennünket, e sokoldalú információk gyors és értelmes feldolgozása, és ez nem valósítható meg megfelelő számítástechnikai háttér nélkül. Végül utoljára említem meg, de talán még az előzőeknél is fontosabbnak tartom azt az inkább „humán", világnézeti, ha tetszik politikai jellegű oldalát a részecskefizikának, amit a nemzetközi tudományos együttműködés, a szó szoros értelmében vett tudományos, műszaki integráció jelent. Minden tudományágban (kis, de még nagy országok esetében is) a nemzetközi kapcsolat mélységesen komolyan veendő, objektíve a tudomány és ezen keresztül a társadalom fejlődése szempontjából *abszolút szükségszerű* és a kutatás, a kutatók oldaláról szubjektíve is rendkívül fontos kérdés. A kísérleti részecskefizika számára azonban már csak a gyorsító és mérőberendezések óriási költségei miatt is hatványozottan több ennél: egyenesen *létkérdés*. A részecskefizikusok úgy érzem joggal büszkék arra, hogy élenjárnak a nemzetközi kapcsolatok fejlesztésében és a nemzetközi tudományos élet utóbbi években végbement nagyarányú kiszélesedésének és elmélyülésének pionírjai közé tartoznak.

Ezen általános, bár megítélésem szerint talán nem mindenki számára felesleges megjegyzések után ideje, hogy közelebb kerüljünk a cikk konkrét tárgyához. Ha meg akarunk valósítani egy részecskefizikai mérést, akkor nagy általánosságban szólva, három fontos lépésre illetve eszközre van szükségünk:

1. Gyorsítás. A gyorsító berendezés megfelelően nagy energiára gyorsítja fel azt a primér részecskét, amellyel meg akarjuk valósítani — mint bombázó résszel — a kölcsönhatást. Az energia növelése itt nem sportszerű rekordhajhászás, hanem kifejezetten elvi jelentősége van. Minél nagyobb energiákon vizsgálják a kölcsönhatásokat, annál közelebb férkőzhetünk az anyagot felépítő részecskékhez, annál pontosabb „letapogathatjuk" tulajdonságaikat (éppúgy, mint ahogy az optikában a mikroszkóp felbontóképessége a hullámhossz csökkentésével, azaz energianövelésével egyre javul). Mind pontosabb és finomabb részletek bontakoznak ki ámuló szemeink előtt, mind mélyebben hatolunk be a természet ma még nem ismert törvényeinek dzsungeljébe. Hogy az energia növelése milyen minőségi és bizonyos határokon túl forradalmi változást hozott alapvető ismereteinkbe, arra számtalan példát lehet felhozni, de világosan látszik a „kvantumlétrából" is, amelyről Marx György (e számban megjelenő) cikkéből részletesebben értesülhet az olvasó. Az energia növelésére irányuló törekvések egy másik oka, hogy elég nagy energiákon új, eddig ismeretlen részecskék keletkezhetnek, ami kulcskérdés lehet az anyag felépítésének megértése szempontjából. Mindez meggyőzően bizonyítja az energianövelésének elvi fontosságát és igazolja azt a nemes versengést, amely nemzetközi porondon folyik, elsősorban a nagyhatalmak és a kisebb országok egyesített intézetei között az egyre nagyobb energiájú (és tegyük hozzá, egyre nagyobb intenzitású) gyorsítók építése terén.

2. Detektálás. Általános esetben a megfelelő energ ára felgyorsított részecske valamilyen cél-

tárgyra esik és a végbemenő kölcsönhatásról, annak termékeiről különböző detektorok segítségével nyerünk információt. A kísérlet megvalósításának másik fontos kelléke tehát a megfelelő detektorrendszer, — beleértve a hozzátartozó elektronikát is.

3. Adatfeldolgozás.

A detektorok által szolgáltatott információk áradatát számítógépek dolgozzák fel és hozzák olyan formára, hogy a nyert végső eredmények fizikailag interpretálhatók, belőlük fizikai következtetések levonhatók és az elméleti várakozással szembesíthetők.

A cikk további részében nagyjából a fenti csoportosítást követjük. Mind a három pont esetében természetesen reménytelen a teljességre való minimális törekvés is. A cikk céljának megfelelően nem, vagy alig foglalkozunk a történelmi úttal és nem áll módunkban ismertetni az általában ismert berendezések alapelvét. Ezzel szemben törekedni fogunk a jelen problémák felvetésére, ismertetjük a lehetséges megoldásokat, új elveket és azt, ami az elmúlt évekhez képest forradalmian új. Ugyanakkor a cikk terjedelme gyakran szükségessé teszi a kérdések túlságos leegyszerűsítését, ami ugyan nem szolgál a szerző örömére, de elkerülhetetlennek érzi és a fenti korlátozások szükségességének megértéséhez kéri az olvasó jóindulatát.

II.

Gyorsítók

A kémiai reakciók bekövetkezéséhez szükséges néhány eV energiát a hétköznapi életben bárki könnyűszerrel előteremtheti, és ezáltal megismerheti az atomok alapvető tulajdonságait. Az atomok belső szerkezetének kutatását a természet segíti: a természetes radioaktív elemek által kibocsátott néhány MeV-os α-részecskék tették lehetővé a Rutherford kísérlet végrehajtását, az atommag felfedezését. A természetes sugárforrások energiája elég nagy volt az atommag összetett voltának, az őket alkotó protonoknak és neutronoknak felfedezéséhez is. A további út lehetőségét a természet csak megcsillantotta: a nagyenergiájú kozmikus sugárzás intenzitása azonban nem elég nagy ahhoz, hogy segítségével fel lehessen deríteni a nukleonok belső szerkezetét. Az ember azonban nem szereti, ha valami csak megcsillan előtte, majd tovatűnik, így a maga erejéből próbálja megteremteni a nukleonok szerkezetének vizsgálatához szükséges kísérleti eszközöket. Ezek létrehozása során az emberi technika csúcsteljesítményei látnak napvilágot, hogy rövid idő alatt felváltsa őket egy még csodálatosabb berendezés, — mely holnapra talán újra elavul.

1. *A klasszikus út*

Az első részecskefizikai gyorsítók 1930 körül jelentek meg. A mai napig használt gyorsítók két alaptípusból: a Wideröe-féle lineáris gyorsítóból, illetve a Lawrence által feltalált ciklotronból fejlődtek ki. A ciklotron működési elve és a relativisztikus effektusok kompenzálására szükséges szinkronizálás problémája nyilvánvalóan ismert az olvasó számára.

Talán kevésbé ismert, hogy e relativisztikus részecskékkel is működőképes szinkrociklotronokkal elérhető energiának technikai határt szab az alkalmazandó mágnes mérete. A mágnesnek ugyanis le kell fednie a spirális részecskepálya által meghatározott teljes területet és ily módon az energia csak a mágnes méretével együtt növekedhet, ami rendkívül költséges és mellesleg számtalan technikai nehézségekkel jár. Nagy előrehaladást jelentett annak a felismerése, hogy ha a gyorsítás folyamán a mágneses tér fokozatosan nő, akkor a részecske e gyorsítás folyamán mindig egy adott sugarú körön mozog, ami nyilvánvalóan a gyorsításhoz szükséges elektronmágnesek számát, méretét drasztikusan lecsökkenti (szinkrotronok). A protonszinkrotronok segítségével sikerült átlépni a 1000 MeV = 1 GeV bűvös határt és belépni a „kozmikus" energiák tartományába.

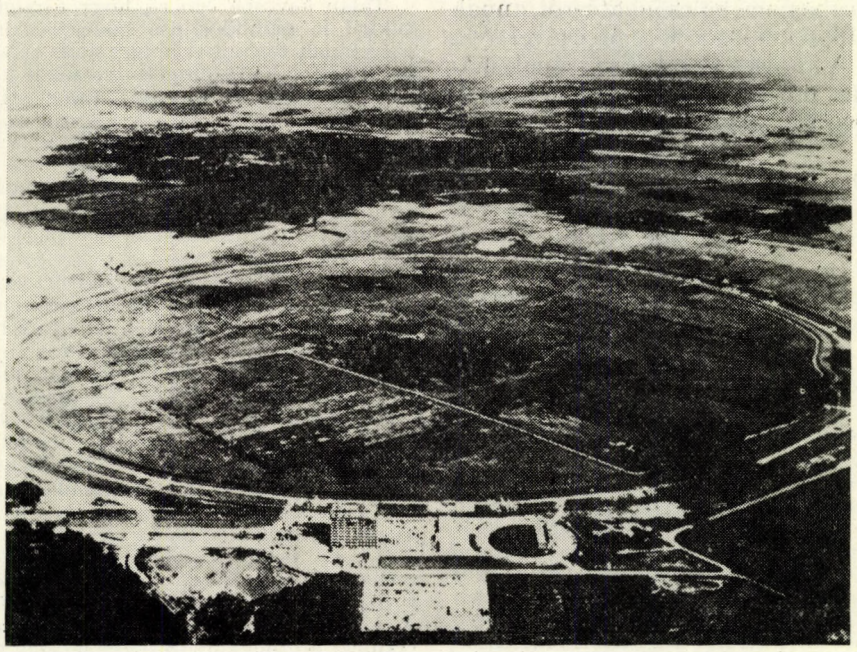
A szinkrotronok fejlődésének új lökést adott az erős fokuszálás elvének felfedezése, amelynek alapja, hogy ha a nyalábot többször egymás után felváltva fokuszáljuk és defokuszáljuk, akkor paradox módon végeredményben sokkal jobb fokuszáló hatás és pályastabilitás érhető el, mint ha egyenletes fokuszálást alkalmazunk. Ezekben az erős fokuszálású, vagy más néven AG (alternating gradient) szinkrotronokban a nyaláb átmérője kisebb, mint 1 cm, ez pedig lehetővé teszi a szükséges mágnesek mennyiségének és méretének újabb csökkentését, illetve a pályakerület és ezáltal az energia lényeges növelését. A jelenleg működő legnagyobb energiájú „klasszikus" ciklikus protongyorsító berendezések mind erős fokuszálású szinkrotronok.

A gyorsítók fejlődésének másik vonalát a lineáris gyorsítók jelentik, amelyekben a részecske többször kerül gyorsító elektromos térbe és ily módon számottevő energiára képes szert tenni és mindez nem körpályán, hanem egy egyenes mentén történik. Ha a gyorsítandó részecske nem proton, vagy nehéz ion, hanem elektron, akkor különleges szerepe van a mikrohullámú technikának, mivel a 0,5 MeV nyugalmi energiájú elektronok számára már a néhány MeV is relativisztikus energiát jelent, vagyis az elektronok csaknem az egész gyorsítás alatt közel fénysebességgel haladnak. A cél, hogy a hullámvezető elektromos terének longitudinális összetevője a „hátára veszi" a gyorsítandó elektront), a fény- (amely sebességhez közeli, de azt túl nem lépő fázis sebességgel rendelkezzék. Ha ez a tér állandóan együtt halad az elektronnal, úgy az elektron az egész gyorsítócső mentén folytonosan nyer energiát. A végenergia egyrészt a gyorsító elektromágneses terének 1 cm-re eső térerősségétől, másrészt a gyorsítócső hosszától függ. E két paraméter szimultán növelése tette lehetővé e gyorsítótípus által elérhető maximális energiának az évek számával való exponenciális növekedését.

Az *I. táblázat* a legnagyobb energiájú, jelenleg csúcsteljesítményt jelentő protonszinkrotronokat,

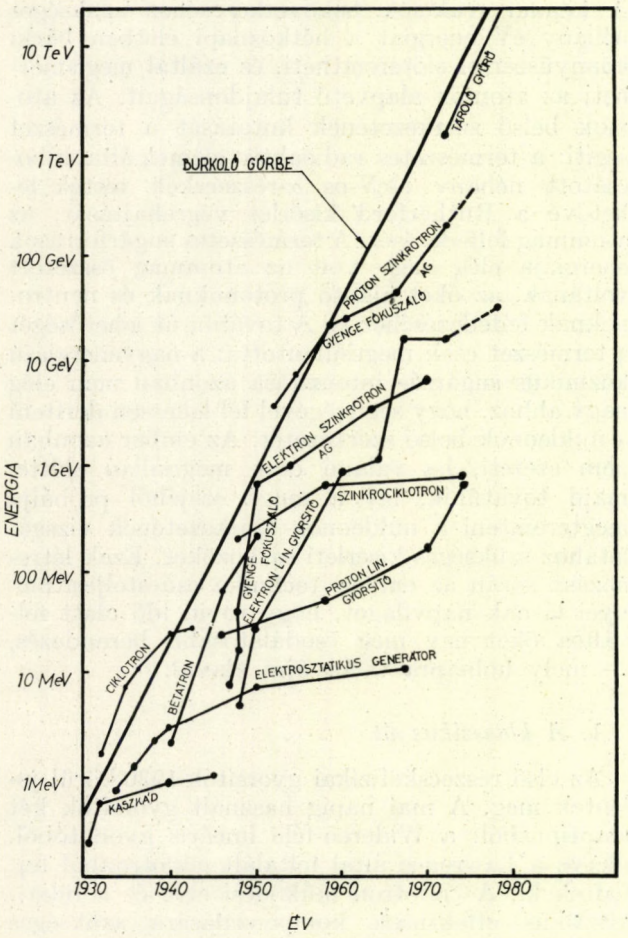
I. Táblázat

Proton szinkronok	*Max. energia*
Dubna	10 GeV
Argonne	12,5
CERN PS	28
Brookhaven	33
Szerpuhov	76
CERN SPS	400 (épül)
NAL Batavia	300
Elektrongyorsítók	
Cornell Szinkrotron	10 GeV
SLAC Stanford	21
Tárológyűrűk	
ADONE Frascati	$2\times1{,}5$ GeV e^+e^-
ISR CERN	2×28 p p
VAPP-4 Novoszibirszk	2×25 p $\bar{p}$ (épül)
PEP SLAC	$70p-15e$ $\pm$ terv
PP Brookhaven	2×200 p p terv
PEP SZU	$2500p-50e^-$ terv



1. ábra. A batáviai (NAL, USA) gyorsító távlati képe. A látható nagy kör magának a gyorsítónak a földbe süllyesztett gyűrűje, melynek átmérője 2 km. A kép alsó részében jobb oldalt egy jóval kisebb kör is látható, ez az előgyorsító, amely 8 GeV-os protonokat lő be a fő gyűrűbe. Ugyancsak a kép első részében bal oldalt látható egy több emeletes központi laboratóriumi épület

elektrongyorsítókat és tárológyűrűket (lásd II.2.) tartalmazza a teljesség igénye nélkül. Néhány évvel ezelőtt a 76 GeV-os szerpuhovi (SZU) gyorsító jelentette a világcsúcsot és a dubnai intézeten keresztül a hazai kísérleti részecskefizikusok is lehetőséget nyertek, hogy részt vegyenek a tudomány frontvonalába tartozó unikális kísérletek elvégzésében. Nemrég a különböző ország és országtársulások közti versenyben átmenetileg az Egyesült Államok hódította el az első helyet. Megépítettek és üzembe helyeztek a Chicago melletti Batáviában egy 400 GeV-os gyorsítót (NAL). Ennek méreteiről próbál az 1. ábránk némi fogalmat adni. A gyorsító kerülete több, mint 6 km és ezzel a berendezéssel sikerült először túllépni a 100 GeV-os határt. Jelenleg intenzív munka folyik a CERN-ben egy 400 GeV-os gyorsító üzembehelyezése érdekében (SPS = szuper proton szinkrotron). Ebben a részecskeforrást egy nagy intenzitású, lineáris proton gyorsító, ezt pedig egy kis méretű szinkrotron (ún. előgyorsító) követi. Ezután kerül a nyaláb a jelenlegi 28 GeV-os gyorsítóba (PS). Ami a „má"-t jelképezi (PS), „holnap" már csak az előgyorsító szerepét játssza! A belőle kikerülő nyaláb a kb. 6 km kerületű, föld alatti fő gyorsítóba kerül, ahol majd eléri a 400 GeV-os energiát. Tudomásunk szerint a Szovjetunió egy 1000 GeV feletti gyorsító építésének gondolatával foglalkozik, ami olyan hatalmas energia, hogy célszerű egy új energiaegység (1 TeV = 1000 GeV) bevezetése. Bár döntés e gyorsító megépítésének kérdésében még nincs, reméljük, hogy a részecskefizika gyorsítóinak arzenálja éppen a Szovjetunió révén egy minden eddiginél nagyobb berendezéssel fog a közeljövőben gazdagodni.



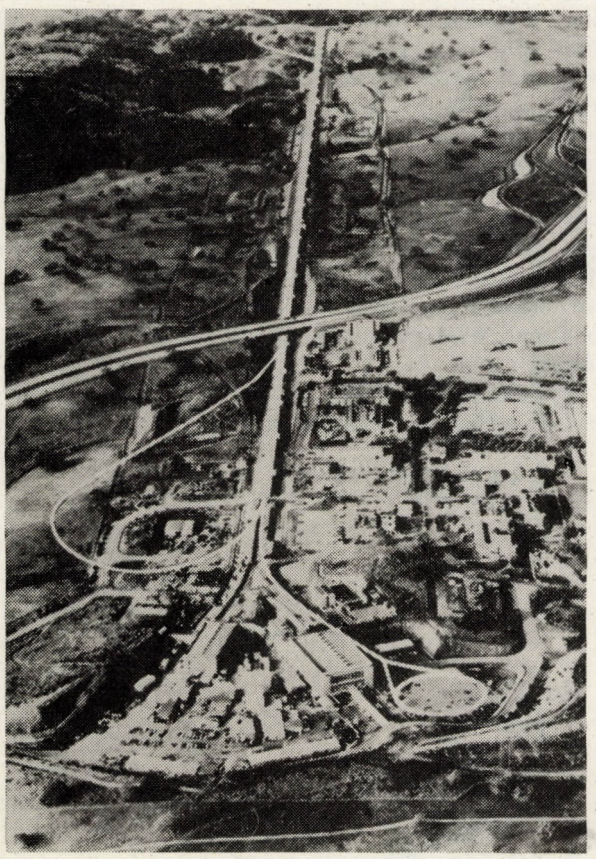
2. ábra. Panofsky-féle diagram.

A protonszinkrotronok területén ígéretesnek látszik egy viszonylag egyszerű továbbfejlesztési lehetőség: a gyorsítók klasszikus mágneseit szupravezető mágnesekkel cseréljük ki. Ezzel energiában egy 2—3-as faktort nyerhetünk (vagy a méretek csökkennek). Ennek az új lehetőségnek a kipróbálása folyamatban van, sikere alapvetően a szupravezető mágnesek technikájának, technológiájának előrehaladásától függ.

Az elektrongyorsítók területén a csúcspontot a stanfordi (San Francisco mellett) SLAC Laboratórium lineáris gyorsítója jelenti, amely 21 GeV energiájú elektronokat produkál és amelynek hírnevét világgá röpítették a parton-modellekkel kapcsolatos csodálatos kísérletek. („A 70-es évek Rutherford kísérlete".) A gyorsító mérete imponálóan nagy: 3 km hosszú (2. ábra), a mikrohullámú technika csúcsteljesítményét gyümölcsözteti: a gyorsításhoz mintegy 240 db 30 MW-os klystront használnak fel és a gyorsítási frekvencia majdnem 3000 MHz!

Vannak elképzelések, amelyek alapján az SLAC gyorsító energiáját meg lehet duplázni oly módon, hogy a felgyorsított elektronnyalábot visszavezetik a gyorsító elejére és mégegyszer gyorsítják. Ez egy teljesen kézenfekvő megoldás, azonban sok technikai nehézséget vet fel: pl. a visszafordításnál körpályára kényszerített elektronok sugárzás révén tetemes energiát veszítenek.

Az elmondottakat mintegy összefoglalva, egy rendkívül tanulságos diagramot mutatunk be a *3. ábrán*, amely W. K. A. Panofskytól, a SLAC Laboratórium igazgatójától származik. Az abszcisszán az éveket tüntettük fel, az ordinátán pedig a (logaritmikus) energiaskálát. A legalsó görbe a magfizika hőskorából oly jól ismert (és hazánkban ma is még több helyen alkalmazott) ún. kaszkádgenerátor történelmi útját mutatja, azaz azt, hogy az évek során hogyan sikerült részben a technikai-technológiai tökéletesítés, részben a méretek növelése útján egyre nagyobb energiákat elérni. Hasonló grafikonokat látunk a nagyobb energiák felé eltolódva egyéb gyorsító-típusokra és végül legfelül a tárológyűrűt. Ez a diagram meggyőzően mutatja, hogy bár rendkívül fontos az energia növelése szempontjából a technikai-technológiai eljárások tökéletesítése, a méretek növelése, azonban úgy néz ki, hogy minden gyorsítófajta egy bizonyos idő után eléri azt a módszerben rejlő belső lehetőséget a maximális energiában, ami „logikailag" az adott elv mellett lehetséges, illetve gazdaságos. Lenyűgözően demonstrálja, hogy a fejlődés útját törések jelzik, amelyek új gyorsítási elvek bevezetését jelentik. Ha most a diagramon vázolt gyorsító-családok burkoló görbéjét rajzoljuk meg, akkor az idők folyamán egy állandó, erős, közel exponenciális növekedést kapunk energiában. Ez a rendkívül gyors növekedés 1930-tól az 1970-es évek közepéig energiában mintegy 5—6 nagyságrendet fog át. Önkéntelenül felmerül a kérdés: és az anyagi ráfordítások? Az anyagi költségek természetszerűen nőttek. Panofsky állítása szerint azonban (és kénytelen vagyok a szerzőre hivatkozni, mert a gyorsítók árairól szóló információkat nem könnyű megszerezni és elég ingoványos talajra téved az ember ezekben a kérdésekben) az említett időszakban a költségnövekedés mintegy 2 nagyságrend volt. Más szavakkal: az 1 MeV-re, vagy 1 GeV-re illetve (hadd legyen fantáziánk) az 1 TeV-re eső költség az évek során folyamatosan csökkent.



3. ábra. A stanfordi SLAC (USA) 21 GeV-os lineáris elektrongyorsító távlati képe. A kép közepén látható egyenes szakasz végén lövik be a gyorsító elektronokat, amelyek a 3 km-es egyenes szakasz után jutnak el a kép előterében látható laboratóriumi épületekhez. (A keresztbe ívelő nyom egy autóút)

Úgy tűnik, hogy a jelenlegi batáviai protonszinkrotron és a SLAC lineáris elektrongyorsító a csúcspontját jelenti a „klasszikus", még az 1930-as évekre visszanyúló elvek továbbfejlesztésének és technikai tökéletesítésének. Elég reális prognózis, hogy ezek a mammutgyorsítók lassan kihalásra vannak ítélve és forradalmian nagy ugrást az energia növelése terén csak valami teljesen új ötlettől, gondolattól, elvtől várhatunk.

Két új gondolat is született az elmúlt évek során, melyeknél a gyorsítás, illetve a gyorsítóberendezés mechanizmusa alapjaiban eltér a klasszikus úttól. Ezek egyike az ún. ütköző nyalábok módszere (tárológyűrűk), a másik az ún. kollektív gyorsítási módszer. A kettő közti lényeges különbség, hogy az előbbi már megvalósult, és bebizonyította életképességét, az utóbbi még csak a technikai kidolgozás stádiumában van.

2. A már kipróbált új elv, avagy az ütköző nyalábok módszere

Ha nagyenergiájú protonokkal bombázunk álló céltárgyat, akkor nagyon nem gazdaságosan járunk el. Az energiának nagy része ugyanis elpocsékó-

lódik az impulzusmegmaradási törvény miatt. Az ütközés utáni rendszernek ugyanolyan impulzussal kell rendelkeznie, mint az álló céltárgyat bombázó részecske impulzusa. Emiatt a bombázórész energiájának egy nagy része arra fordítódik, (számunkra teljesen feleslegesen), hogy a céltárgymag, vagy a belőle keletkezett termékek óriási sebességgel repüljenek tovább. Az energiának csak egy nagyon kis része fordítódik arra, amire szeretnénk: ti. hogy behatoljon a magokba, nukleonokba, új részeket keltsen, új, nagyenergiájú kölcsönhatást produkáljon, egyszóval, hogy a nevezetes „kvantumlétrán" feljebb lépjünk. Ez az egyszerű felismerés vezetett el az ütköző nyalábok gondolatához. Szemléletesen lehet arra a közismert tényre hivatkozni, hogy 2 autó karambolja sokkal súlyosabb következményekkel jár, ha azok szembehaladva egymásnak rohannak, mintha csak az egyik mozog, a másik pedig áll. Abban az esetben ugyanis, ha a kezdeti állapotban az impulzusvektorok összege 0, szinte a teljes tömeg-középponti energia az autók deformálására fordítódik. Ha az eredő impulzus nem 0, az ütközés után a két autó együttes rendszere ezzel az impulzuson fog mozogni: kevesebb energia jut az autók deformálására. (A hasonlat nyilvánvalóan sántít, mert az autók ütközése esetében az utóbbi a kívánatos, míg a részecskefizikában az ellenkezője.) Az új gondolat tehát az, hogy nem álló céltárgyat bombázunk részecskékkel, hanem a céltárgy is mozog, a részecske is mozog: azaz egymással szembetalálkozva összeütközik a két részecskenyaláb.

Érdemes ezt a gondolatot egy kicsit kvantitatívabban megfogalmazni. A két rendszer energiáját úgy hasonlíthatjuk össze, hogy mindkettőből alkalmas invariánst a teljes négyesimpulzus négyzetét képezzük:

$$S = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2.$$

Ha ütköző nyalábokról van szó, akkor a kezdeti állapot két részecskéjére $\vec{p}_1 = -\vec{p}_2$, azaz akkor

$$S = (E_1 + E_2)^2 ,$$

míg a laboratóriumi rendszerben (ha $p_2 = 0$)

$$S = (E_1 + m_2)^2 - p_1^2 .$$

Az S invarianciája miatt egyszerűen belátható, hogy elég nagy energiájú nyalábokat ütköztetve az ütközések során létrejövő reakciók ugyanazok lesznek, mintha a laboratóriumi rendszerben álló targetre egy

$$E' \sim \frac{2 E_1 E_2}{m} (*)$$

energiájú nyalábot bocsátanánk.

Amennyiben például az ütköző protonnyalábok energiája 28 —28 GeV, az ekvivalens laboratóriumi energia már TeV fölé esik:

$$E' \sim 1700 \text{ GeV} !$$

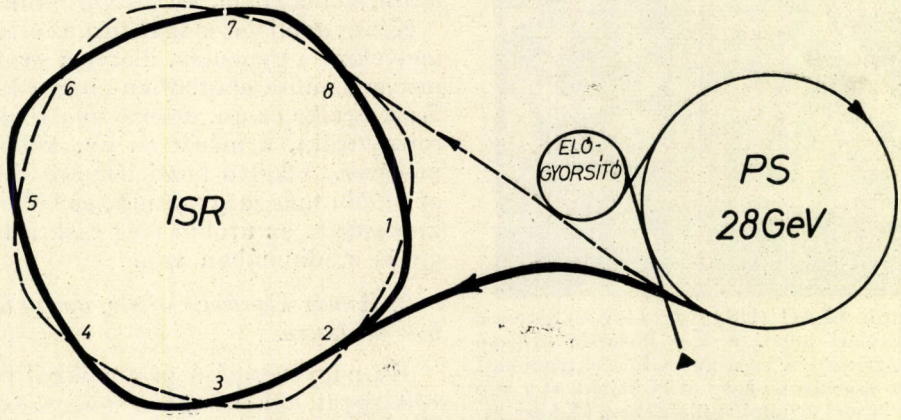
Óriási energia! Ténylegesen tehát csak 28 —28 GeV-re gyorsítottunk** és így kaptunk 56 GeV hasznos, tömegközépponti energiát. Ha nem ezt az új utat követjük, hanem a klasszikus utat, akkor 1700 GeV-re kellett volna gyorsítanunk: 28 GeV kontra 1700 GeV! Különösen nagy az előnye az új technikának a kis tömegű leptonok (pl. elektronok) ütközésénél, mivel ekkor a nevezőben mintegy 2000-szer kisebb tömeg szerepel mint protonok esetén.

Nyilvánvaló, hogy mindenki lelkes volt ettől az új, lenyűgözően kézenfekvő gondolattól, amely energiában több nagyságrendi növekedést ígért, amikor először felmerült. Utána azonban végig kellett gondolni, hogy milyen technikai nehézségek jelentkezhetnek és mindjárt kezdetben látszott, hogy a megvalósítás nehézségei nem lebecsülendők. Mindenekelőtt az a probléma vetődött fel, hogy míg a hagyományos gyorsítóknál a céltárgy rendkívül sűrű anyag, addig a nyalábok ütközésénél a céltárgy maga is ritka nyaláb. Ahhoz, hogy véges idő alatt megfelelő számú ütközést kapjunk, egyrészt a nyalábok sűrűségét kell minél nagyobbra növelni, másrészt biztosítani kell az ütközések folyamatosságát. Ezt a két célt legegyszerűbben az ún. tárológyűrűkkel lehet elérni. Mivel az ütköző nyalábok módszere emiatt szorosan összekapcsolódott a tárológyűrűkkel, a két fogalmat, elnevezést a legtöbbször felváltva használják.

Példaként tekintsük a CERN tárológyűrűjét, az ISR-t (Intersecting Storage Ring). A 28 GeV-os

* m az álló céltárgy tömege.

** A tárológyűrűben még utógyorsítás is történik.



4. ábra. A CERN ütköző nyalábú, tárológyűrűs gyorsítója (ISR)

(4. ábra) protonszinkrotronból a protonnyaláb két részre osztva váltakozva két egymástól független (tároló) gyűrűbe kerül, egymással szembe mozogva. Mindkét gyűrű közel fél óráig töltődik, mialatt a keringő protonok intenzitása eléri a 20 Amperes (!) szintet. Ezután kezdődik meg a kísérlet, mely a nyolc keresztező részben bekövetkező ütközések regisztrálásából áll. Az a tény, hogy a keringő protonok árama folyamatos, azaz így az ütközések folyamatosak, valamint a 20 A-es áramerősség már biztosítja azt, hogy másodpercenként számottevően sok esemény következzék be.

Az időegység alatt bekövetkező ütközések száma alapul szolgálhat a hagyományos gyorsítók és tárológyűrűk összehasonlításához. Legyen az ütközési hatáskeresztmetszet σ, az időegység alatt bekövetkező ütközések száma pedig n, ekkor

$$n = L\sigma ,$$

ahol L az ún. luminozitás. Amennyiben a *PS* nyalábja 1 m hosszú, álló, folyékony H_2 céltárgyra esik,* L értéke 10^{36} cm^{-2} sec^{-1}, míg a 20 A-es ISR $10^{30}-10^{31}$ cm^{-2} sec^{-1} luminozitással rendelkezik.

A tárológyűrűk alkalmazásának egy további problémája a nyaláb ún. „elbomlása", ami alatt azt értjük, hogy az idő folyamán mind a nyaláb energiája, mind intenzitása fokozatosan lecsökken. Előbbi főként leptonok tárolásánál jelentkezik, az esetükben erősebben fellépő fékezési sugárzás miatt. Az elvesztett energiát a tárológyűrűbe beépített gyorsító üregrezonátorok fokozatosan pótolják, így a nyaláb paraméterei hosszú időn át gyakorlatilag változatlanok maradnak.

A tárológyűrűk létrehozása során megoldott technikai kérdések nagyságát talán legszemléletesebben a vákuum problémája mutatja. Ismeretes ugyanis, hogy a tárológyűrűben levő gázatomokon a nyaláb részecskéi állandóan szóródnak, s emiatt a részecskék egy része elhagyja a gyűrűt. Ahhoz, hogy 20 órás „felezési időt" lehessen elérni, igen nagy, kb. 10^{-11} Torr vákuumot kell biztosítani a nagyságrendben kilométer hosszúságú tárológyűrűben! Különösen alacsony nyomás fenntartása szükséges a kereszteződési pontokban (10^{-12}—10^{-13} Torr), hogy a nyalábok ütközésekor megfelelően kis háttér képződjék csak a nyaláb és a maradék gázatomok ütközése folytán. Fantasztikus vákuumtechnikai teljesítmény, amelyet nem lehet eléggé átérezni és méltányolni: egy 150 m átmérőjű körgyűrűben heteken át fenn lehet tartani 10^{-12},10^{-13} Torr nyomást! Bár tőlem messze áll a vákuumtechnika, azt hiszem, hogy nem tévedek abban, hogy ez a vákuumtechnika területén pionír munka és ragyogó példája annak, hogy a részecskefizika technikája és technológiája milyen élenjáró és milyen sokat tud átadni más területeknek.

Az I. táblázatban a gyorsítók 3. csoportjaként az ütközőnyalábos tárológyűrűket is felsoroltuk. Ezek egy része már fizikai eredményeket szolgáltat (az ISR és az ADONE), mások a tervezés, kipróbálás stádiumában vannak. Mindenesetre ez azt mutatja, hogy a kitűnő alapgondolatot akadályozó technikai problémák sikerrel áthidalhatók, ami valószínűvé teszi ezen újtípusú részecskegyorsítási technika nagyfokú térhódítását a jövőben.

Jelenleg a legnagyobb proton-proton tárológyűrű a fentebb említett ISR, melyben sikerült 2 TeV fölé emelni az ütközés maximális energiáját. Befejezés előtt áll Novoszibirszkben a világ első proton-antiproton tárológyűrűje is (VAPP). A távolabbi tervekben szerepel egy PEP (proton-elektron-pozitron) tárológyűrű felépítése a SLAC-ban. Az utóbbi hadron-lepton ütközést valósítana meg 70 GeV-os proton és 15 GeV-os elektron (ill. pozitron) nyaláb ütköztetése útján. Szó van arról is, hogy Brookhaven mellett egy 2×200 GeV-os proton-proton tárológyűrűt építenek, amelynek tehát a hagyományos gyorsítóra átszámított energiája 80 TeV felett van. Még ezt is túlszárnyalja az a szovjet előzetes elképzelés, amely szerint PEP típusú gyorsítóban 2000 GeV fölötti energiájú protonokat 50 GeV-os elektronokkal ütköztetnének össze.

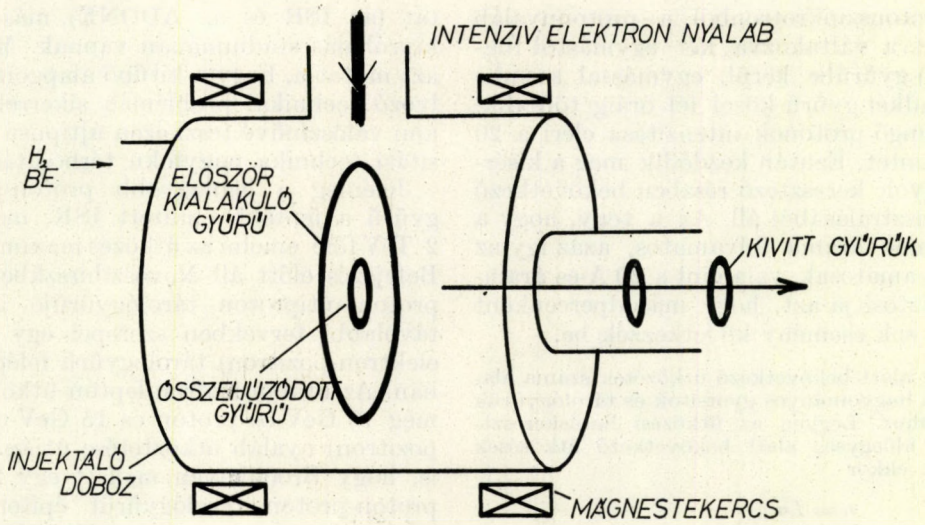
Rendkívül különleges és bizarr fizikai kutatásokat tenne lehetővé és valószínűleg egészen új irányban szélesítené fizikai ismereteinket, ha sikerülne egy tárológyűrűt nehéz ionokkal megvalósítani.

3. *A holnapután új gyorsítója, avagy a kollektív gyorsító*

A protonok és nehézionok gyorsításával kapcsolatban a közelmúltban egy új elv látott napvilágot, amely ugyancsak gyökeresen különbözik az eddigi gyorsítási elvektől és amelytől szintén az energia ugrásszerű növekedését várják. Ezt az ún. kollektív gyorsítási elvet ugyan még ez ideig nem sikerült a gyakorlatba átültetni, de megvalósítása érdekében jelentős erőfeszítések folynak Dubnában, Berkeley-ben és Münchenben.

A V.I. Vekszler szovjet fizikus által elsőként javasolt kollektív gyorsítás elvének lényege, hogy ha egyszerre gyorsítunk fel elektronokat és protonokat ugyanarra a sebességre, akkor a protonok végenergiája annyiszor nagyobb lesz, mint az elektronoké, ahányszor nagyobb a nyugalmi tömegük. Hogyan lehet ezt gyakorlatilag megvalósítani? Az előbbi tény sugallta azt az ötletet, hogy az egyes protonokat egy sok elektronból álló „pamacs"-ba fogják be, majd ezt a pamacsot gyorsítják úgy, hogy a protonok ne szakadjanak ki belőle. Az egész rendszer plazmaszerű és mivel sokkal több elektron van itt mint proton, kifelé az egész rendkívül nagy negatív töltéssel rendelkezik. Ha ezt a plazmacsomagot pl. egy elektromos térben felgyorsítjuk, akkor adott gyorsítófeszültség mellett a sokszoros elektrontöltés és az elektron kis tömege miatt nagy sebességre tesz szert és ugyanilyen sebességgel viszi magával az egésznek a belsejébe bezárva (mintegy „potyautasként") a protonokat. A tömegek arányának megfelelően a pro-

* A részecskefizikában ilyen hatalmas méretű céltárgyat használnak — szemben a magfizikával, ahol nagyon sokszor a céltárgy vastagsága mikronokban adható meg!



5. ábra. A kollektív gyorsítási módszer elve. Kompresszor

tonok végenergiája azonban elvben mintegy 2000-szer nagyobb lenne, mint az elektronoké. Ez csodálatos nyereséget jelentene gyorsításban. Sajnos, az arány valamivel rosszabb, mivel a plazmacsomag stabilitásához szükséges, hogy az elektronok a nyaláb haladási irányára merőleges síkban is keringő mozgást végezzenek *(5. ábra)*. A merőleges mozgás szintén relativisztikus és így erősen lecsökkenti a longitudinális (tehát számunkra hasznos) energiahányadát 2000-ről mintegy 40—50-re. Ez még mindig komoly nyereség és ezért a kollektív gyorsító egyik komoly kandidátusa a jövő gyorsítóinak elsősorban azért, mert álló céltárgyat használ, aminek következményeképpen luminozitása több nagyságrenddel meghaladja a tárológyűrűkét, — bár éppen az álló céltárgy miatt, hogy kisebb energiát fog szolgáltatni.

A merőleges keringő mozgás magyarázza a kollektív gyorsító egyéb elnevezéseit, mint pl. kolcotron (kolco oroszul gyűrű), szmokotron (smoke angolul cigarettázni, füstkarika), arra utalva, hogy a befogadott protonokat az elektronok gyűrűként veszik körül. Szokásos még egy elnevezés: az ERA, azaz Electron Ring Accelerator (elektrongyűrű gyorsító).

A kollektív gyorsítás gondolata kitűnő, de itt is mindjárt kezdetben nyilvánvaló volt egy valamennyire is tapasztalt kísérleti fizikus vagy műszaki ember számára, hogy hosszú és nehéz út várható a megvalósításig. Az ilyen típusú gyorsítók megvalósításának két kritikus pontja van: mégpedig a stabil plazma előállítása és a plazma gyorsítása. Az első problémát Dubnában gyakorlatilag sikerült megoldani egy ún. kompresszor segítségével *(5. ábra)*. A kompresszor bemenetén nagy intenzitású, de kis energiájú elektron nyalábot lőnek be, amely egy kb. 25 cm sugarú gyűrű formájában (mintegy cigaretta-füstkarika) „rácsavarodik" egy kb. 200 Gauss erősségű longitudinális mágneses térre. Ezután a mágneses teret hirtelen megnövelik, minek következtében a gyűrű sugara 5 cm-re húzódik össze. (Ez csak egy technikai fogás, nincs elvi jelentősége, egyszerűen könnyebb először egy nagyobb pályán stabilizálni.) A kompresszorba ezután H_2 gázt lőnek be, amelyet a már benne lévő elektronok ionizálnak, a protonok illetve ionok pedig befogódnak az elektronplazmába. Az így kialakult, plazma stabilitásának feltétele: $N_e > N_p > N_e/\gamma_\perp$, ahol N_e és N_p az elektronok, illetve protonok száma a plazmában (tipikus értékek 10^{13}, ill. 10^{11}), míg $\gamma_\perp$ az elektronok merőleges síkban való mozgásának Lorentz-faktora (γ).*

Egyébként itt a rengeteg technikai bravúr közül azt emelném ki, hogy olyan nagy áramerősségre van szükség az elektrongyűrű előállításához, mely többezer amperes elektronágyú kidolgozását igényli. Ezt sikerült megvalósítani és azt hiszem, hogy ez csúcspont a technikának ezen a területén.

Az előbbi elv felhasználásával (mintegy modellként) sikerült kis energiára gyorsítani deuteront és α-részt, ami a magfizikusok igényeit már kielégíti, azonban ma még kérdéses, hogy sikerül-e ezen az úton elérnünk a TeV-os tartományt, — ami alapfeltétel az extrém nagyenergiájú részecskefizika oldaláról —, az alapötlet rendkívüli szimpatikussága ellenére.

Az elektrongyorsítók terén is vannak reménytkeltő elképzelések: a mikrohullámú technikának lézertechnikával való felváltásától remélnek lényeges előrelépést.

Folytatása következik

$$* \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{C^2}}}$$

A második lépés, a gyűrű gyorsítása kétféleképpen történhet: mágneses vagy elektromos úton. A mágneses módszerrel elvileg 1 GeV-os protonenergia néhány méteres hosszon elérhető. A megvalósítást azonban technikai problémák egész sora akadályozza. Még nehezebb probléma és még tovolabb áll a megvalósítástól a plazmacsomag elektromos térrel történő gyorsítása. Ha ez megoldható — és sokan komoly reményeket fűznek hozzá —, akkor a szmokotron beléphet az extrém nagyenergiájú gyorsíók körébe.

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT 1973. ÉVI KÖZGYŰLÉSE

1973-ban a Társulat a közgyűlését a Szegeden rendezett vándorgyűlés utolsó napján, aug. 25-én tartotta.

A közgyűlést Szigeti György akadémikus elnök nyitotta meg, megemlékezve az utolsó szegedi vándorgyűlés óta elhunyt társulati tagokról, majd kegyeletteljes szavakkal szólt az éppen Szegeden tragikus körülmények közt meghalt Györgyi Gézáról. Miután a Társulat jelenlevő tagjai néma felállással áldoztak Györgyi Géza emlékének, az Elnök átadta a szót Marx György főtitkárnak.

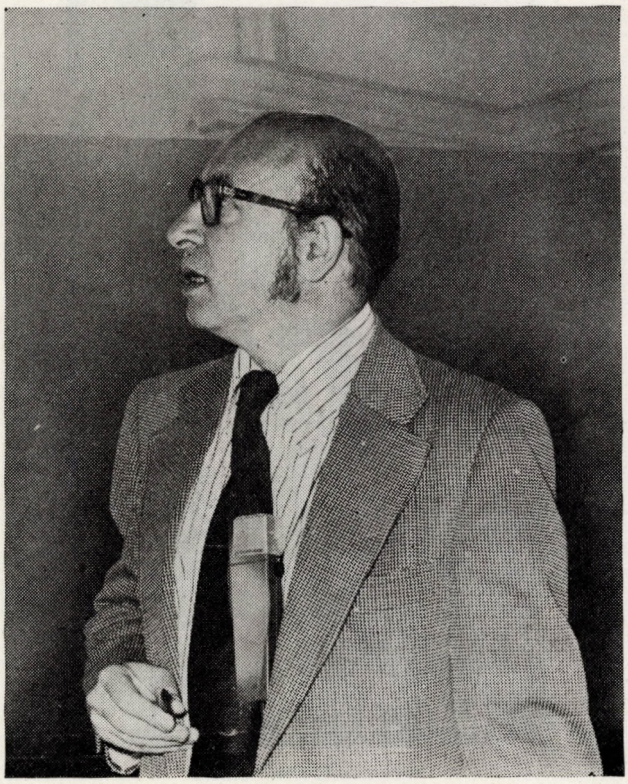
A Társulat munkájáról szóló beszámolót minden tag megkapta, így Marx György kifejtette, hogy elsősorban azt várja a közgyűléstől, hogy a csupán a múlt év vége óta dolgozó új vezetőség munkájának irányt mutasson. Ezért javasolta egy határozatszövegező bizottság kiküldését Valkó Iván Péter vezetésével (tagok: Beleznai Ferenc, Berényi Dénes, Keszthelyi Lajos, Kovács László, Montvai István).

Visszatérve az elmúlt félév eseményeihez, az elért eredményeket pozitívan értékelte: A taglétszám 15%-kal emelkedett, ez összefügg a szakcsoportok számának kétszereződésével, amely egyúttal megoldotta a hétfői klubestek látogatottságának régóta vajúdó problémáját. A fizikus naptár mint újítás értékes segítséget jelentett a tagságnak a rendezvények látogatásában. 1973 első felében összesen 158 előadást és 7 nagyobb konferenciát rendezett a Társulat, a tanári ankétnak 500, a vándorgyűlésnek 300 résztvevője volt. A Társulat lapja, a Fizikai Szemle bőven el van látva jó cikkekkel. Általában tehát a Társulat tekintélye megnőtt.

A Társulat jó munkája — folytatta a főtitkár — a tagok aktivitásából adódik. Míg azonban az egyetemi oktatók mellett ma már sikerült a kutatóintézetekben dolgozókat fizikusokat is nagymértékben mozgósítani, távolról sem lehetünk elégedettek a gimnáziumi tanárok számával és aktivitásával, pedig ők igen sokat kapnak a Társulattól. Hasonlóképpen nem járt sikerrel az iparban működő fizikusok nagyobb mérvű bevonása a munkába. Nem egyszerűen egy tagfelvételi kampány a feladat,



Telegdi Bálint átveszi a társulatbeli tiszteleti tagságát kifejező érmet.



Telegdi Bálint előad

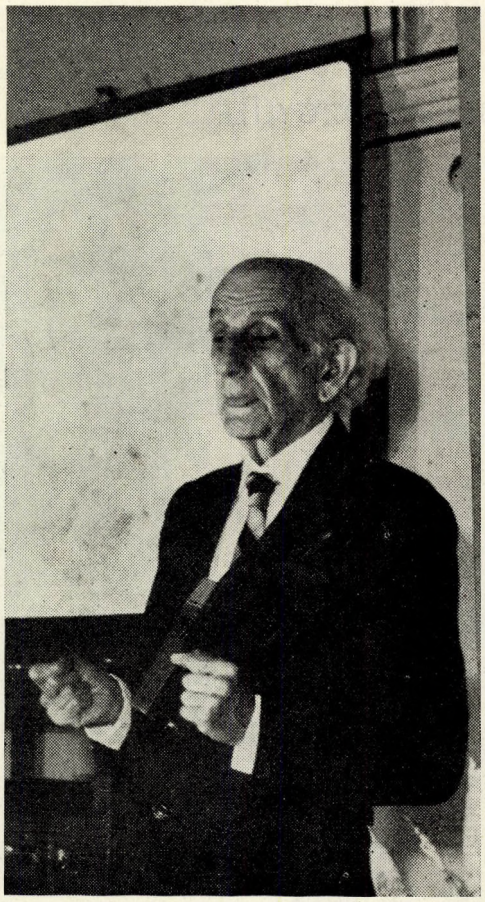
hanem olyan tagokat kell toborozni, akik dolgozni is akarnak. Ez utóbbi Kovács István alelnök feladata lesz, míg a tanárok mozgósításában az oktatási szakcsoporttól, az ipari kutatók terén Nagy Elemér alelnöktől várunk eredményeket. Nem az évenkénti 15%-os növekedésre törekedünk, hanem arra, hogy a különböző munkahelyeken, különböző témákon dolgozó fizikusokat összefogjuk, hiszen ez a Társulat eredeti, legrégibb feladata.

Ilyen összefogási alkalomnak kell lennie a vándorgyűléseknek is. A vándorgyűlés jellege régi, sokat vitatott probléma szintén. A mostaniról, legalábbis az érdeklődés mértékét tekintve elmondhatjuk, hogy sikerült. Remélhetőleg 2 év múlva is tudunk majd jó vándorgyűlést szervezni, külföldön élő magyar fizikusok bekapcsolásával.

A főtitkár ezután visszatért még egyszer a szakcsoportok munkájának fontosságára, hangsúlyozva, hogy minden támogatást meg kell adni mind a már működő, mind a jövőben esetleg alakuló szakcsoportoknak, de hogy ezek száma sok-e vagy kevés, annak megítélését a tagság, illetve az egyes szakcsoportokra bízza. Csupán két szakcsoport elhanyagolt voltára hívta fel a figyelmet, ezek az ifjúsági és az oktatási szakcsoportok. Pontosabban: ezek felé nem fordul olyan figyelem, amely fontosságukkal arányban állna.

Gondolkozni kellene azon, mit kellene tenni, hogy a jól működő helyi csoportok mellett, ne csak a megyék felében, hanem minden megyében működjék helyi csoport. Különösen az egyetemmel nem rendelkező megyékben és városokban kell a nagyobb központi támogatás. Így igen jó gondolat, hogy a következő tanári ankétot Hódmezővásárhelyen rendezzük.

Befejezésül a főtitkár rámutatott, milyen sokat kapnak a befizetett tagdíjért a Társulat tagjai, amelyet az állami támogatás fejenként legalább ötszörösére emel.



Lánczos Kornél előad

Magából a tagdíjból ugyanis még a fizikus naptárt sem lehet előállítani.

A főtitkári beszámoló után az elnök megnyitotta a vitát. Ennek során Ketskeméty István a tagdíj nyilvántartás hiányosságairól, Montvai István a részecske fizikai szakcsoport tevékenységéről számolt be. Ehhez a témához még Bornemissza Györgyné szólt hozzá, aki bejelentette a magfizika és alkalmazásai nevű szakcsoport megalakulását, míg Kedves Ferenc arról beszélt, hogy el lehetne képzelni két különböző szilárdtestfizikai szakcsoportot is. Kuncz Zoltán annak fontosságát hangsúlyozta, hogy a speciális konferenciákat ne egy-két ember, hanem az egész szakcsoport rendezze.

Berényi Dénes az iparban dolgozó fizikusok helyzetéről beszélt. Ezzel kapcsolatban elmondta, hogy ezek a fizikusok úgy érzik, nem kaphatnak semmit a Társulattól, ezért ők sem hajlandók semmit tenni. Ezen a problémán konkrét intézkedésekkel kellene segíteni.

Ugyancsak Kunszt Zoltán vetette fel, hogy nem volna-e érdemes a társulati díjakat pályázatok alapján odaítélni. Szigeti György és Jeszenszky Ferenc ezt a javaslatot nem helyeselték, Varga Péter támogatta.

Csákány Antalné az általános iskolai tanárok bevonását sürgette a társulati munkába. Ronyecz József a Társulat segítségét kérte vidéki iskolákban kísérletek bemutatásához. Vita folyt még az új oktatási érem alapításáról, illetve a meglevő díjaknak oktatási munkáért való odaítéléséről. Kovács László nem tartotta helyesnek külön oktatási érem alapítását, míg Sas Elemér általában a társulati díjak nagyobb megbecsüléséről beszélt. Végül Lang János javasolta a titkári értekezlet újbóli bevezetését.

Marx György főtitkár röviden válaszolt a hozzászólásokra, mivel a javaslatok nagy része a határozatokba úgyis bekerül. Majd köszönetet mondott a vándorgyűlés előkészítőinek, elsősorban Keszthelyi Lajosnak és Lang Jánosnak.

A következő napirendi pont az alapszabály módosítás volt. A módosított alapszabályt minden tag megkapta, Láng László néhány magyarázó megjegyzést fűzött hozzá.

Ezután újabb vita indult az új érem és a probléma megoldó új verseny felett, amelyek kérdését az alapszabály még nyitva hagyta. A közgyűlés szavazással elfogadta, hogy a versenyt Ortvay Rudolfról nevezzék el. Az új oktatási érem, illetve a Társulati éremnek oktatásért való odaítélésének kérdése azonban hosszas vita után sem dőlt el. Az oktatási szakcsoportnak még egyszer kell foglalkoznia tehát a kérdéssel.

Ettől eltekintve a tagság az új alapszabályt elfogadta.

A következő napirendi pont a Társulat tiszteletbeli tagjainak a megválasztása volt; erre az alapszabály módot ad, de a Társulat még nem élt ezzel a lehetőséggel, mondotta Marx György főtitkár, majd vázolta a főbb elvi szempontokat, amelyek alapján a Társulat Intéző Bizottsága, illetve Tanácsa kiválasztotta a szóbajöhető tudósokat. Ezután a Közgyűlés tíz külföldi tudóst — tudományos munkájuk és a hazai kutatások segítésében szerzett érdemeik elismeréséül tiszteletbeli tagjává választott.

Közgyűlési határozat:

1. A közgyűlés megelégedéssel veszi tudomásul a legutóbbi Közgyűlés óta eltelt időben elért eredményeket a Társulat munkájának fellendülésében. Felhívja a Társulat vezetőségét, hogy ebben a szellemben működjék tovább. A Főtitkári beszámolót a közgyűlés elfogadja.

2. A közgyűlés a főtitkári beszámolóval egybehangzóan megállapítja, hogy a magyar fizikus társadalom két rétege, mégpedig az iparban foglalkoztatott fizikusok, továbbá a közép- és általános iskolában foglalkoztatott pedagógusok nem vesznek részt súlyuknak megfelelő arányban a Társulat életében. A közgyűlés felhívja az IB-ot, hogy keresse annak lehetőségeit, hogy a Társulat hogy tudna ezeknek a rétegeknek többet nyújtani.

3. A közgyűlés helyesli a vidéki fizikusok fokozottabb bevonását a társulati életbe, részben a helyi csoportok munkájának támogatásával, részben kooperáció útján, az egyéb társadalmi szervekkel, valamint azzal, hogy kisebb kultúrközpontokban is rendezzen fizikus találkozókat. Ki kell használni a lehetőségeket a vidéki titkárok tapasztalatcseréjére is.

4. A közgyűlés egyetért a szakcsoportok szerepének növelésével, pl. a díjak odaítélésében, és speciális konferenciák rendezésében. Újabb szakcsoportok létesítése ott indokolt, ahol az aktivitás ezt indokolja.

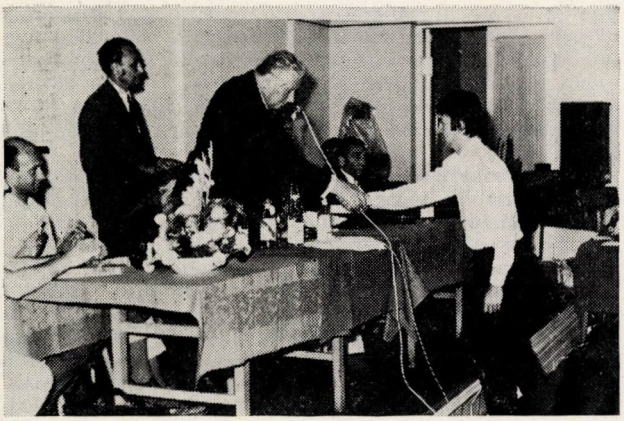
5. A közgyűlés helyesli, hogy a díjak odaítélésében fokozottan érvényesüljön a társulati demokrácia. Ennek érdekében vizsgáljuk meg azt, hogy az eddigi lehetőségek fenntartása mellett egyéb módokon, pl. pályázat útján is lehessen a díjakat elnyerni. Helyesnek látja a közgyűlés, hogy a díjak odaítélésében fokozottabban érvényesüljön az oktató munka megbecsülése és a Társulat propagandája hasson oda, hogy az oktatási mun-



Lánczos Kornél átveszi a társulatbeli tiszteleti tagságát kifejező érmet



Vermes Miklóst a közgyűlés társulati éremmel tüntette ki



A Társulat tudományos díjainak átadása

káért elnyert díjak megfelelő társadalmi rangot képviseljenek.

6. Az Intéző Bizottság és a tanács vizsgálja meg a fizika területén kifejtett tudományos ismeretterjesztés társadalmi elismerésének lehetőségét.

7. A közgyűlés nagyon fontosnak tartja, a fizikusok elhelyezkedésének (fiatal fizikusok) kérdésével való foglalkozást és felkéri az IB-ot a kérdés figyelemmel kísérésére és megfelelő javaslatok megtételére.

8. Az alapszabály módosítással kapcsolatban a közgyűlés a következőket határozta:

1. A 3. § 8. pontot azzal a kiegészítéssel fogadja el, hogy az Országos Problémamegoldó Versenyek neve Ortvay Rudolf országos probléma megoldó verseny legyen (3. § 8.).

2. Az oktatási érem kérdését (4. § 2.) a közgyűlés visszaadja az érem bizottságnak és az oktatási bizottságnak további megvitatás végett.

3. Egyébként a közgyűlés jóváhagyta a javasolt alapszabály módosításokat, kivéve a 4. § 1. pontban javasolt módosítást, amellyel szemben az alapszabály régi szövegét tartja fenn.

A határozati javaslatokat a közgyűlés a fenti módosításokkal elfogadta.

Ezután került sor a társulati emlékérem és a társulati díjak átadására.

A Társulat érmét 1973-ban Vermes Miklós, a csepeli Jedlik Ányos gimnázium Kossuth-díjas tanára, az ELTE címzetes docense, a Társulat alelnöke kapta, aki kiváló tanári, tankönyvszerzői munkája mellett immár 21 éve a Társulat Eötvös versenyének főszervezője.

Vermes Miklós meghatottan és ugyanakkor a tőle megszokott rendkívüli szellemességgel köszönte meg a kitüntetést és hangsúlyozta: ha az érem eddigi jó munkájának jutalma, ő ezt még jobb munkával fogja meghálálni.

Szigeti György ezután a jelenlevő megválasztott tiszteleti tagoknak, Lánczos Kornélnak és Telegdi Bálintnak adta át az oklevelet és az érmeket, akik megköszönték az őket ért megtiszteltetést.

Ezután az utolsó napirendi pont, a társulati díjak kiosztása következett. A Bródy Imre-díjat Kondor Imre, a Gyulai Zoltán-díjat Tóth Gábor, a Novobátzky Károly-díjat Kunszt Zoltán, a Schmid Rezső-díjat Solt György, a Selényi Pál-díjat pedig Mezei Ferenc, Major János és Tichy Géza kapta. (A díjazottak munkásságára a Szemle hasábjain még visszatérünk.)

Ezután Szigeti György bezárta a közgyűlést.

Zemplén Jolán

A FIZIKAI TÁRSULAT XI. VÁNDORGYŰLÉSE

Szeged, 1973. augusztus 22—25.

A Fizikai Társulat rendezvényei közül — érzésem szerint — kiemelkedik a Vándorgyűlés, mert ez hozza össze a különböző területeken kutató, különböző intézményekben oktató fizikusokat. A szegedi Vándorgyűlés különösen sikeresnek mondható ebből a szempontból, mert mintegy 250 résztvevője volt.

A Vándorgyűlésnek egységes alapgondolata volt: Fizika a 70-es években. Az előadók négy különböző, hazánkban intenzíven művelt terület ismeretanyaga alapján fejtették ki véleményüket a fizika közelmúltban elért eredményeiről és várható tendenciáiról. A négy terület szilárdtestfizika, atomfizika, magfizika és részecskefizika volt.

A szilárdtestfizika hazánkban kiemelt támogatást élvező tudományág. Ennek oka az, hogy a szilárdtestfizika foglalkozik a mindennapjainkban szükséges anyagok tulajdonságainak vizsgálatával, olyan anyagok kikísérletezésével, amelyek jellemzői új, jobb felhasználási lehetőségeket nyújtanak. Az elmúlt évtizedekben átéltük a félvezető technika rohamos fejlődését, amely a 70-es években is bizonyára tart. Előadások hangzottak el az új félvezető anyagokról, valamint azokról az új anyagokról, amelyekkel jobb, hatásosabb fényforrásokat lehet előállítani.

Az atomfizika több mint 100 éves múltra tekinthet vissza, hiszen az első színképeket a múlt század közepén figyelték meg. A kvantummechanika az atomfizikai kutatások alapján alakult ki. Mégsem mondhatjuk, hogy a 70-es években az atomfizika művelése túlhaladott, mert — és ez nagyon jellemző a tudomány fejlődésére —

mindig új és új ismeretek születnek a régi ismeretek alapján. A Vándorgyűlés hallgatósága a lézerekkel foglalkozó előadásokból megismerkedhetett az atomfizika egyik ágának fejlődésével. Megtudtuk, hogy a lézerek területén a kutatás a 70-es, de talán inkább a 80-as években a röntgen- és gamma-sugár lézerek irányába halad.

A magfizika 30 évvel ezelőtt látványos eredményeket (pl. atombomba, reaktor) produkált. Senki sem tagadja, hogy eredményei mai életünket lényegesen befolyásolják. Mi történik egy tudományággal akkor, ha a látványosság elmúlik, ha a fejlődés inkább belső, öntörvényű, az előzőeknél látszólag kisebb külső igények által vezérelt? A magfizika feladataival foglalkozó előadások erre a kérdésre kívántak választ adni. Lényegében két utat jelöltek meg: *a)* a magfizika tudományágának tovább fejlesztése, a mag sokkal jobb megismerése, *b)* a magfizika eredményeinek, módszereinek alkalmazása. Mindkét irányzat rendkívül fontos, mert *a)* út elhanyagolásával nem várható további virágzás, új rendkívül fontos eredmények megszületése, és mert a *b)* út elhagyása egyszerűen az elért eredmények elpocsékolása lenne.

A részecskefizika eredményei eddig is nagyon jelentősek voltak, de ez a tudományág még nem nyújtotta mindazt, amit potenciálisan nyújthat. A 70-es évek további felfelé ívelést ígérnek, az elhangzott előadások szerint azzal kecsegtetnek, hogy remény van egy egységes elmélet elérésére, amely magában foglalja a különböző kölcsönhatásokat. A részecskefizika kísérleti módszereinek nagy költségei ezen a téren követelik a legszorosabb nemzetközi együttműködést, jó szervező munkát.

A négy területről elhangzott előadásokhoz három további előadás és egy ankét járult. Lánczos Kornél professzor Einstein és a jövő című előadásában nagy jelentőségű új tudományos elméletét ismertette, amelyben sikerült egy nagyon régi problémát, a gravitációs és elektromágnes kölcsönhatás relativitáselméletben történő egyesítését megoldania. Lánczos professzor eredményének első nyilvános ismertetése a Vándorgyűlés fóruma volt. Az elmélet további sorsa nyilvánvalóan a 70-es évek fizikájának jelentős része lesz.

Telegdi Bálint professzor — lényegében az atomfizika témakörébe vágó — előadásában az exotikus atomok (pozitronium, müonium, trueonium, pionium) szerkezetével foglalkozott. A különböző típusú exotikus atomok között még van néhány felfedezésre váró is.

Garay András professzor biofizikai témakörből tartott előadást. Témája annak a kapcsolatnak a tárgyalása volt, amely a gyönge kölcsönhatás aszimmetriája és az élőanyag aszimmetriája között fennállhat.

Az ankét a modern anyagszerkezeti ismeretek minden szintű oktatásának a kérdéseivel foglalkozott.

A Vándorgyűlés résztvevői kirándulást tettek az algyői olajmezőkre és meglátogatták az MTA Szegedi Biológiai Központját.

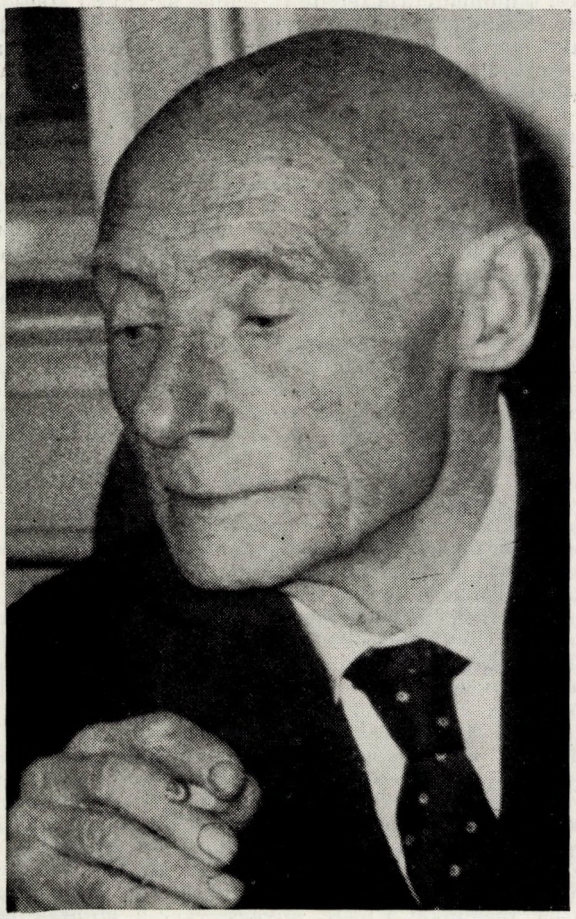
Keszthelyi Lajos

LÁNCZOS KORNÉL BESZÉDE A SZEGEDI EÖTVÖS-EMLÉKMŰ MEGKOSZORÚZÁSÁNÁL

Igen nagy megtiszteltetésnek tartom, hogy e megható alkalomkor az Eötvös Loránd Fizikai Társulat engem bízott meg e koszorú elhelyezésével. Én még abban a kivételes helyzetben vagyok, hogy én magam még Eötvös Lorándnál hallgathattam az első éves fizikát. Ami rendkívül meghatott és ami roppantul lelkesített, azok a kiváló kísérletek voltak, amiket Ádám bácsi (Eötvös altisztje, szerk.) akkor bemutatott. Megjegyzem, hogy Ádám bácsi igen fontos szerepet játszott a fiatalabb generáció tanításában, mert azokat, akik gyengébbek voltak fizikában, ő készítette fel a vizsgára, minthogy ő már tudta, hogy a „kegyelmes úr" milyen kérdéseket szokott feltenni. Ezért őnála korrepetáló órákat vettek és ugyancsak ő volt, aki előkészítette ezeket a kiváló kísérleteket. Később tudomásomra jutott, hogy Eötvös Loránd milyen hihetetlen dolgokat csinált. Talán elmondhatok néhány olyan dolgot, amit tanársegédje, Tangl mesélt nekem és ami talán nem olyan ismeretes. Pl. azt, hogy ő Budapesten tudta mérni az adriai tenger lélegzését, vagyis a dagály és apály közötti különbséget. Ez akkor példa nélkül álló, szinte hihetetlen dolog volt. Másik érdekes dolog az volt, amit szintén Tangl mesélt nekem, hogy a Balatonnál volt egy külön hajója, amelyen méréseket végzett, amikor a Balaton egészen sima volt. A hajó olyan egyenletesen ment, hogy menet közben is tudott méréseket végezni, s észrevette, hogy a mérések szisztematikusan megváltoznak, amint a hajó mozgásba jön. Elgondolkozott azon, vajon mi lehet ennek az oka. Akkor rájött, hogy ez a Coriolis-erőnek a következménye, de akkor a Coriolis-erőt nagyon kevesen tudták még értékelni. Mindezek a mérések rendkívül zseniálisak voltak, és mindaz, amit ő csinált, az valami olyasmi volt, amire más nem gondolt, és senki sem tudott olyan pontossággal mérni, mint ő. Einstein írt neki egyszer egy levelet, valamilyen adminisztrációs kérdéssel kapcsolatban, melynek utóiratában ezeket írta: „...nem mulaszthatom el ezt az alkalmat, hogy ne fejezzem ki a legnagyobb csodálatomat és tiszteletemet azokért az óriási eredményekért, amelyeket Önnek köszönhetünk." Ezúttal nem akarok többet mondani, mint azt, hogy roppant nagy tisztelője vagyok Eötvös Lorándnak, s abban az időben igazán nem gondoltam arra, hogy egyszer én fogok koszorút elhelyezni az ő emlékére.

A szerkesztésért felel: Túriné Frank Zsuzsa
Szerkesztőség: Budapest V., Anker köz 1, Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Távbeszélő: 227—040
A kiadásért felelős: Siklósi Norbert igazgató
Kiadja a Lapkiadó Vállalat, Budapest VII., Lenin körút 9—11. Levélcím: 1906. postafiók 223 Távbeszélő: 221—293
74.75639 Akadémiai Nyomda Budapest V., Gerlóczy utca 2. — Felelős vezető: Bernát György
Terjeszti a Magyar Posta. Előfizethető bármely postahivatalnál, a kézbesítőknél, a Posta hírlapüzleteiben és a Posta Központi Hírlap Irodánál (KHI, 1900 Budapest V., József nádor tér 1.) közvetlenül vagy postautalványon, valamint átutalással a KHI 215-96162 pénzforgalmi jelzőszámlára
Előfizetés egy évre 72,—Ft; egyes szám ára 6,—Ft. Megjelenik havonta
Index: 25.289

NOVOBÁTZKY-DÍJ



„Saját szerény eredményeim sohasem állottak értékelésemnek azon a fokán, mint az a biztató ígéret, hogy tanítványaim és fiatal munkatársaim közül néhány kiemelkedő tehetség a jövendő magyar fizika határozott ígéretévé fog válni. A napokban mondtam egyik munkatársamnak: az a tudat, hogy ez a nemzedék környezetemben fejlődött, elég ahhoz, hogy tartalmasnak nevezzem életemet."

Ezek Novobátzky Károlynak, az ELTE Elméleti Fizikai Tanszéke volt vezetőjének szavai, amelyeket a 70. születésnapot köszöntő Társulat előtt mondott. Novobátzky Károly kiemelkedő eredményeket ért el a klaszszikus térelmélet és kvantumtérelmélet területén, de legalább ilyen jelentős érdeme, hogy sokezer fiatalt tanított a fizikára félévszázados tanári működése során és sok eredményes kutatót nevelt a modern elméleti fizikának. Társulatunk Közgyűlése 1968-ban, Novobátzky Károly halálának évében osztatlan lelkesedéssel határozta el, hogy díjat alapít kiváló eredményt elért elméleti fizikusok jutalmazására. 1972-ben a Közgyűlés úgy foglalt állást, hogy a jutalom kiadásánál figyelembe vehető a javasolt fizikus oktatói tevékenysége is. Éppen a Novobátzky Károly által újra felvirágoztatott hazai elméleti fizikai kutatások eredményességének köszönhető, hogy alapítás óta soha nem okozott gondot a díjra érdemes kutató találása.

1969: Kosály György, az MTA Központi Fizikai Kutató Intézete Reaktorfizikai Osztályának vezetője a Novobátzky-díjat a reaktorok kinetikájára vonatkozó elméleti vizsgálataiért kapta 36 éves korában.

Novobátzky Károly arcképe Lovas Miklós felvétele

Kosály György az ELTE-n szerzett fizikusi diplomát 1957-ben, az egyetemen Novobátzky Károly tanította elméleti fizikára. 1955-től a KFKI-ban elméleti fizikusként dolgozik. Pál Lénárd irányításával kezdetben a reaktorokban végbemenő neutrondiffúzió és lassulás problémáival foglalkozott. Ezen belül az említett folyamatok valószínűségszámítási módszerekkel történő kezelése és a reaktorfizikai mérések elmélete érdekelték. Ebből az időből származó egyetemi előadásai, szemináriumai és összefoglaló cikkei jelentősek voltak a hazai reaktorfizikai műveltség megalapozása terén.

Ezt követően új témája a lassú neutronok és az összefüggő anyag kölcsönhatásának elmélete lett. Ez az elmélet fontos része a termikus neutronok fizikájának, ahol az elmélet és a megfelelő kísérletek ügyes összekapcsolásának segítségével fundamentális fontosságú információkat szerezhetünk az anyag atomi dinamikájára vonatkozóan. Néhány (elsősorban forgási) szabadsági fok szórásképre gyakorolt hatását elemző dolgozatának komoly nemzetközi sikere volt, amit a hivatkozások nagy száma és több külföldi meghívás is bizonyít. Az említett dolgozatokban kifejlesztett elméleti apparátus segítségével fontos következtetéseket sikerült levonni az olvadáspontja közelében levő metán-kristály rácsdinamikájával kapcsolatban. Erről írta meg kandidátusi disszertációját, amelyet 1968-ban védett meg. Kutatómunkája mellett előadásai és összefoglaló cikkei nagymértékben hozzájárultak ahhoz, hogy ma ez a fontos terület jól ismert a hazai elméleti fizikában.

1967-ben a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség ösztöndíjasaként a moszkvai Kurcsatov Intézetben dolgozott. Ezóta ismét reaktorfizikával foglalkozik. Addigi tapasztalatait felhasználva a termikus neutronok hidrogén-magokon történő szórásával foglalkozott nemzetközileg elismert módon, majd áttért reaktorkinetikai vizsgálatokra. A reaktorkinetikában elért eredményei igen komoly visszhangot váltottak ki.

1970—71-ben a londoni Queen Mary College-ban alapozta meg mai témáját, az atomerőművek neutronzajának tanulmányozását. Hazai fizikusaink közül elsőként fordult az atomerőművekben közvetlenül is hasznosítható téma felé és e téren úttörő munkásságot fejt ki. Kosály György tudományos munkásságára az jellemző, hogy a fizika különböző területeinek problémáit a matematikai fizika fortélyainak magas szintű művelőjeként, nagy mesterségbeli tudással ragadja meg. Elméleti fizikus létére sem riad vissza a műszaki jellegű problémák vizsgálatától.

1970: Montvay István, az ELTE Elméleti Fizikai Tanszékének docense a hadronáramok divergencia-egyeleteinek algebrai vizsgálatáért kapott Novobátzky-díjat 30 éves korában.

Montvay István a magyar részecskefizikusok fiatal generációjának egyik legmarkánsabb tagja. 1963-ban végzett az ELTE fizikus szakán, Nagy Károly tanítványaként, azóta az ELTE Elméleti Fizikai Tanszékén dolgozik. Közben egy évet a dubnai Egyesített Atomkutató Intézetben, egy évet pedig a nyugat-európai országok közös intézetében, a CERN-ben (Genf) dolgozott. 1969-ben védte meg kandidátusi disszertációját. Ízig-vérig fizikus, mindennél előbbre való számára a tudományos munka, a fizikai kutatások problémái iránt igen mély az érdeklődése. Mindez eredeti tehetséggel, óriási munkabírással, fáradhatatlansággal és szerénységgel párosul. Ritkán találhatók meg mindezek a jó tulajdonságok egy emberben, s talán éppen emiatt övezte és övezi itthon és külföldön egyaránt Montvay István munkáját és munkastílusát feltétel nélküli elismerés és

megbecsülés. Jelentős tudományos sikerei vannak, tudományos publikációinak száma 62. Mivel e hely nem lehet alkalmas összes tudományos eredményének részletes taglalására, csupán legutóbbi, talán eddig legjelentősebb eredményét említjük meg.

A nagyenergiájú hadron–hadron ütközésekre az jellemző, hogy a sokrészecskekeltés valószínűsége nagyobb, mint a rugalmas ütközésé, az átlagos részecskemultiplicitás a bejövő részecskék energiáját növelve szintén növekszik. A keletkezett részecskék beesési irányra merőleges impulzusa kicsi az ütközési energiához képest és jó közelítéssel energiafüggetlen. Ez a tulajdonság egyrészről a maximális hőmérséklet létezését, másrészről relativisztikus termodinamikai leírásmódot szuggerál. A termodinamikát részletes leírásra sokrészecskekeltés esetén R. Hagedorn alkalmazta először 1968-ban. Montvaynak sikerült e termodinamikai modellben az erősen gerjesztett hadronállapotok („tűzgolyók") bomlását integrálegyenletekkel leírni és a felállított integrálegyenletet megoldani. Ezzel jelentős mértékben hozzájárult a termodinamikai modellek fizikai tartalmának tisztázásához. A felállított integrálelméleten alapuló modellt Montvay a CERN-ben Hagedronnal sikerrel alkalmazta a kísérleti adatok leírására abban az energia- és impulzustartományban, ahol a modell kiindulási feltételezései érvényesek. A modell alkalmazása előtt nagy jövő áll, hiszen a szupernagyenergiájú gyorsítókon (Batávia, NAL $E_{lab} = 400$ GeV, CERN ISR $E_{lab} = 2000$ GeV) csak 1973-ban kezdték el a teljes értékű kísérleteket.

Montvay Istvánt az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Részecskefizikai Szakcsoportja elnökévé választotta, s így igen jelentős részt vállal minden hazai részecskefizikai tanácskozás (Háromszög-szemináriumok, konferenciák, nyári iskolák) előkészítésében.

1971: Csikor Ferenc, az ELTE Elméleti Fizikai Tanszékének adjunktusa a részecskefizikai áramamplitúdók duális tulajdonságainak értelmezéséért nyerte el a Novobátzky-díjat 29 éves korában.

Csikor Ferenc az ELTÉ-n szerzett vörös diplomát fizikus szakon. Nagy Károly vezetése mellett készítette doktori disszertációját, 1966-ban nyerte el az egyetemi doktori fokozatot népköztársasági aranygyűrűvel. 1972-ben lett a fizikai tudományok kandidátusa. Hosszabb időn át dolgozott Dubnában és a trieszti Nemzetközi Elméleti Fizikai Központban.

Csikor Ferenc doktori értekezésében egy részecskebomlás elektromágneses sugárzási korrekcióit vizsgálta. Innen vezette el érdeklődése a részecskeáramok algebrai tulajdonságainak vizsgálata felé. Amikor az elméleti részecskefizika érdeklődése az erős nukleáris kölcsönhatás által létesített részecskefolyamatokat leíró szórásamplitúdók duális tulajdonságai felé fordult Csikor Ferenc azt a feladatot oldotta meg, hogy a korábban csak nukleáris kölcsönhatásokban kiaknázott duális tulajdonságokat miként lehet elektromágneses és gyenge folyamatokban is felhasználni. Kandidátusi értekezésében a szórásamplitúdókban az egyik részecskét árammal pótolja, így figyelembe tudta venni a nukleáris részecskék (hadronok) elektromágneses és gyenge folyamatait is. Ezt a legfigyelemreméltóbb eredményét világszerte számontartják, az új színfolttal gazdagította a hazai részecskefizikát. Legújabban Csikor Ferenc a sokrészecskekeltés statisztikus leírásával foglalkozó hazai kutatásokba kapcsolódott be.

Csikor Ferenc eredményeit igen nagy szorgalommal párosult munkával érte el. Körültekintés, pontosság, problémamegoldó készség és türelem jellemzik. Szerénysége és egyenes gondolkodása kivívták munkatársai megbecsülését.

1972: Kuti Gyula, az ELTE Atomfizikai Tanszékének docense az elektron protonon történő mélyen rugalmatlan szórására vonatkozó kísérletek eredményeinek elméleti értelmezéséért és a proton-modelljének kidolgozásáért nyerte el a Novobátzky-díjat 32 éves korában.

Az Eötvös Egyetemen szerzett vörös fizikusdiplomát 1963-ban. Felsőoktatási Tanulmányi Érdeméremmel tüntették ki. Itt doktorált 1969-ben. Kandidátusi disszertációját 1972-ben védte meg. 1970-ig az ELTE Elméleti Fizikai Tanszékén, azóta az ELTE Atomfizikai Tanszékén dolgozik.

Kuti Gyula kezdetben Marx György mellett a kvantumtérelmélet néhány alapvető kérdésével foglalkozott. Később részecskefizika e „klasszikus" területéről az újabb módszerekre (szórásjelenségek analitikus tárgyalására) tért át. Sok metodikát elsajátított, és egy időre mindegyik lelkes szószólója lett. Tudományos egyéniségére végül is nem matematikai módszer, hanem a jelenségkör kiválasztása jellemző. Valószínűleg egyéves bécsi tanulmányútja terelte figyelmét az erősen kölcsönható részecskék (hadronok) szerkezetének problémája felé. Ekkor került az érdeklődés előterébe a hadronok szemléletes Gell–Mann-féle kvark-modellje. Walter Thirring mellett Kuti Gyula egyszerű szemléletes modellt dolgozott ki a mezonok bomlásának leírására. Innen a kölcsönhatást leíró részecskeáramok felé vezette tudományának fejlődése, végül a részecske-szerkezet elektronnyalábokkal történő letapogatásának lehetősége ragadta meg érdeklődését. A stanfordi lineáris gyorsítónál 1970 táján születtek meg azok az eredmények, amelyeket azóta „napjaink Rutherford-kísérletének" mondanak, és amelyek a proton szerkezetére utalnak. Kuti mellett ekkor már egyetemi hallgatókból és disszertáns gyakornokokból verbuválódott team működött. A közös munkára támaszkodva a kievi Nagyenergiájú Fizikai Kongresszuson 1970-ben Kuti Gyula előadása hívta fel a figyelmet arra, hogy a proton-modellek közt polarizált elektronnyalábok polarizált protonon megfigyelt szóródása tehet különbséget. Az előadás után érkezett meg a Massachusetts Institute of Technology meghívása. Itt Kuti Gyula háromszor egy tanéven át kutatott és tanított. Victor Weisskopffal együtt dolgozta ki a proton szemléletes, ugyanekkor kvantitatívan teljesítőképes kvark-modelljét. A „Kuti–Weisskopf-modell" hozta meg munkája teljes nemzetközi elismerését. A polarizációs kísérlet előkészületeit javaslata alapján kezdték meg Stanfordban. Kuti személyében a magyar fizika megbecsülést vívott ki egy olyan sorozatban, amely a Rutherford-féle és Bohr-féle atommodellel indult, majd a közbenső atommag modelljén és az atommag héjmodelljén át elvezetett a részecskék kvarkmodelljéig, a proton parton-modelljéig.

Azok a fiatalok, akik vele együtt dolgoztak, azok a hallgatók, akik egyetemi előadásait hallgatták, talán ugyanannyira szeretik Gyuszit kedves közvetlenségéért és önzetlenségéért, mint azért a lelkesedéséért, ahogy a részecskefizikáról beszél. Társulati előadásain zsúfolásig megtelik a terem. A hidrogén-színképről írt cikkét a Fizikai Szemle nívódíjával tüntették ki. Ha ezekben a hónapokban Magyarországról kollektíven benn érezhetjük magunkat a mély anyagszerkezet kutatásának izgalmas műhelyében, az ma sokban Kuti Gyulának is köszönhető.

1973: Kunszt Zoltán, az ELTE Atomfizikai Tanszékének adjunktusa a nagyenergiájú légköri neutrinók és protonok kölcsönhatásának leírásáért kapta meg a Novobátzky-díjat 29 éves korában.

Kunszt Zoltán 1967-ben szerzett fizikusként vörös diplomát az ELTÉ-n. Felsőoktatási Tanulmányi Érdeméremmel tüntették ki. 1970-ben ugyanitt doktorált. 1973-ban a dubnai Egyesített Atommagkutató Intézetben védte meg kandidátusi disszertációját. 1970-ig az ELTE Elméleti Fizikai Tanszékén, azóta az ELTE Atomfizikai Tanszékén dolgozik.

Kunszt Zoltán hallgatóként és gyakornokként Nagy Tibor mellett a nehéz elemi részecskék állapotainak és bomlásainak rendszerezésével kezdett foglalkozni, így elsajátította az elméleti fizika csoportelméleti módszereit. Ebben az időszakban fejeződött be az a két kísérletsorozat, amely a légkörben nagyenergiájú folyamatok által termelt neutrinók magkölcsönhatásait regisztrálta. Amikor 1970-ben a budapesti Kozmikus Sugárzási Kongresszuson elhangzottak az amerikai és angol kutatók kísérleti beszámolói, Marx György ajánlására Kunszt Zoltán célul tűzte ki: meg kell vizsgálni, hogy ezek a kísérletek milyen felvilágosítást tartalmaznak a proton mélyebb rétegeinek szerkezetére vonatkozólag. Az 50–100 milliárd eV tartomány gyorsítókkal ekkor még hozzáférhetetlen volt. Három évvel később, 1970-ben a balatonfüredi Neutrinó Konferencián és Chicagóban a Nemzetközi Nagyenergiájú Kongresszuson Kunszt Zoltán erről

tartott előadása már nagy figyelmet keltett, hiszen éppen a 300 milliárd elektronvoltos batáviai gyorsítóval tervezett neutrinó-kísérletek előestéjén voltunk. Azóta ez a tárgykör a nemzetközi érdeklődés előterébe került.

Dubnában Kunszt Zoltán Tavkelidzével és Muradyánnal együtt tovább kutatta a nehéz elemi részecskék szerkezetének mélyebb feltárásához vezető utakat: elméletileg feldolgozta az ütköző részecskenyalábokkal és más eljárásokkal keresztülvihető kísérleti lehetőségeket. Háromeves dubnai munkáját az Egyesített Atommagkutató Intézet 1972. évi ifjúsági II. díjával és összintézeti I. díjjal jutalmazták.

Kunszt Zoltán még nincs harminc éves, de szakismerete, a nemzetközi kísérleti centrumokban végzett méréseket elméleti elképzelésekkel egybevető elemzésének ereje miatt megbecsült vitapartnerként és előadóként üdvözlik hazai szemináriumokon, külföldi nyári iskolákon. Olyan kutatót látnak benne, akitől tanulni lehet. 1974-re egyéves CERN-ösztöndíjat kapott.

VÉLEMÉNYEK

FIZIKUS-NYELV

Marx György
ELTE Atomfizikai Tanszéke

Kezdetben volt a latin. Ennek az örökségnek köszönhető, hogy a mai magyar tudományos szaknyelvben a latin (és ellatinosított görög) szakkifejezések csengenek a legmegszokottabban, annak ellenére, hogy a fizikával foglalkozók közül csak néhányan értik a latin és görög szavak eredeti jelentését. Az „impedancia" vagy „barion" kifejezések nem ébresztenek bennünk olyan szemléletes asszociációkat, mint a latin—görög-szakos nyelvészekben. Ezért a latin vagy görög „terminus technicus" kicsit üresen cseng a fiataloknak. Megnehezíti a tanár vagy ismeretterjesztő dolgát olyan hallgatóság előtt, amelynek még nem állt módjában, hogy laboratóriumban új élménytartalommal töltse fel ezeket az eredetileg kifejező szavakat.

A latin helyett magyar gyökerű új szavakat kezdtek gyártani a nyelvújítás korában. Egyesek elterjedtek (gömb, anyag, higany), másokat mosolyfakasztóan archaikusnak érzünk (éleny, légeny). A „villany" szó és a „villamosság" ma is szenvedélyes összecsapásokat vált ki fizikusok és mérnökök közt, de a „villanyszámla" és „villamos" még az „Elektromos Művek" díjbeszedője számára is természetesen hangzik. (Tudományosan nem érdemes azon vitatkozni, hogy e jelenségkörhöz a borostyánkő-elektron vagy a villám áll közelebb.)

Az elmúlt évtizedekben egy harmadik nyelvi áramlat érkezett hozzánk: a fizikában túlsúlyra jutott angol nyelv befolyása. Az angolban köznapi értelmű „spin" vagy az angol betűszóként született „laser" és „maser" kitörülhetetlenül beilleszkedtek fizikai szaknyelvünkbe. (A sznobok és nyelvtisztítók a kiejtésen még egy darabig vitatkozni fognak. Nehéz lesz olyan alakokat lefordítani, mint „lasing transition".) A „target" és szerencsés magyar fordítása, a „céltárgy" közt még eldöntetlen a verseny. Az „octet enhancement" helyett jól hangzó kompromisszum az „oktett-túltengés". A megszokottan csúnya „seéfconsistent field" mellett viszont még nem terjedt el a mértéktartó „önkonzisztens megoldás".

A latinisták főleg az idősebb generációból kerülnek ki. (Egyesek még ma is „quantumot" írnak.) A latinos műveltség azonban nagyon megritkult a fejlett világnyelveken beszélő természettudósok közt is. Az orvostudomány (és a vele összenőtt biológia) gyakorlati okokból igényt tart a köznyelvtől arisztokratikusan elkülönülő szaknyelvre, de a nemzetközi fizikai szakirodalomban a latin szakkifejezések erősen visszaszorulóban vannak. Nem hiszem, hogy éppen egy indoeurópai nyelvcsaládhoz nem tartozó kis népnek kellene kötődnie a konzervatív latinhoz.

A fizikusok nemzetközi nyelve konferenciákon és folyóiratokban túlnyomórészt az angol. Fiatal kutatóink a szakirodalmat angolul olvassák, legtöbbjük csak angolul ír cikket, angolul tart előadást. Érthető, hogy élő beszédben is gátlás nélkül használják az angol szavakat, vagy azok szolgai fordítását. A kötelezően magyar nyelvű disszertációban csúnya az „angular momentum" kifejezés „szögimpulzus" fordítása. Kedvesen hangzik viszont, amikor cikküket a bölcsészeknél szokásos „tanulmány" helyett „papír" néven emlegetik. Nyomós érvek hozhatók fel amellett, hogy a fizikushallgatók és kezdő fizikusok megtanulják az angol szakkifejezéseket. (Tudományunk nemzetközi jellege miatt azt is érdemes volna megfontolni, hogy egyetemi tankönyveink lábjegyzetben a bevezetett fogalmak angol és orosz nevét is közöljék.)

Az idegen szavak a kívülállóknak nem mondanak semmit, ezért a modern fizikával foglalkozó ismeretterjesztő előadások idegen szavak értelmező szótárává válnak. Alig marad idő az érdemi összefüggések tárgyalására. Még égetőbb a probléma a fizikatanárok számára. Köztük tapasztalható a legkövetkezetesebb törekvés arra, hogy a fizikát mindenki számára közérthető magyar szavakkal tanítsák.

A különböző érvek között legnyomósabbnak azt érzem, hogy iskoláinkban évente fiatalok százezreit kell fizikára tanítanunk. *A fizikai alapkutatások költségeit a társadalom fedezi. Ezért majdnem ugyanilyen fontos az a szempont is, hogy* az alapkutatások művelőinek erkölcsi kötelessége megismertetni a társadalommal azt a tudományos világképet, amit a 20. század fizikája tárt fel. A társadalom és tudomány közt kialakítandó hatékony kommunikáció nélkül a természettudományos-műszaki forradalom sem válhat anyagi javakat termelő realitássá. Az intenzív iparfejlesztés feltétele a termelő osztály tudományos alapműveltsége.

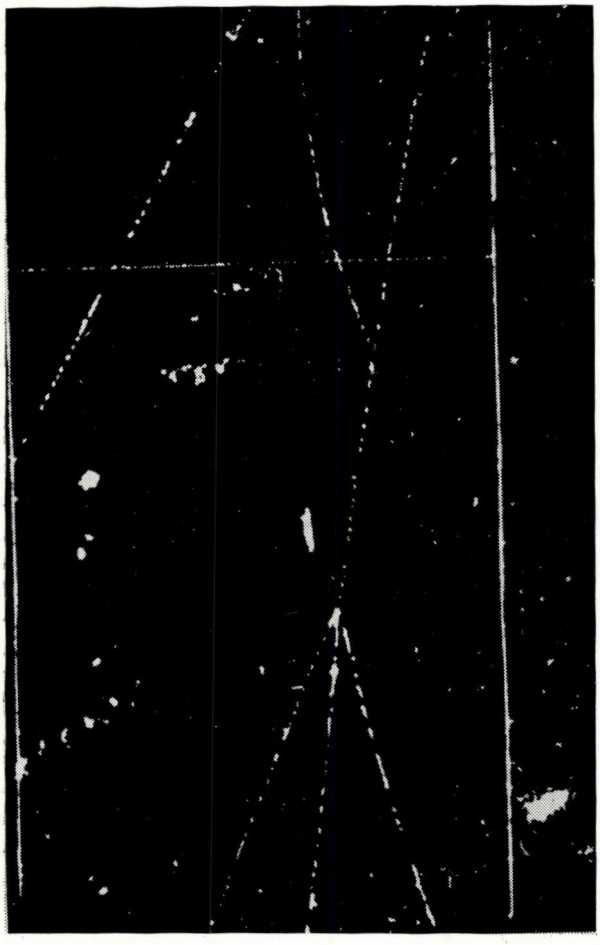
Meggyőződésünk, hogy a fizika az egész nép, minden ember közös kultúrkincse. Világképalakító és környezetépítő eredményeire mindenkinek joga van. Demokratikussá kell tenni a fizika nyelvét is. *Nem arra gondolok, hogy a nyelvújító elődeink példáját követve* új *magyar szavakat farigcsáljunk. Félő, hogy torzó kerül ki kezünk közül.* A mai nyelvben élő és

gazdag tartalmat hordozó magyar szavakkal kell bátrabban gazdálkodnunk. *E célkitűzésben a nyomatékot a jelentésgazdagságra és bátorságra helyezem, és csak ezután a magyarságra. Nemzetközi az a tudomány, amelynek fogalomkörében élek, ezért írásaimban sok a meggyökeresedett idegen szó. Nem az öncélú nyelvi purifikációt sürgetem. Fizikát tanítok, azt szeretném, ha sokan értenék, sokan megtanulnák a fizikát.*

Az egyetemi tankönyvekben, előadásokban használt „hivatalos" hazai szaknyelvet arisztokratikusabbnak és nagyképűbbnek érzem, mint az élő nemzetközi gyakorlatot. Legyen szabad ezt néhány példával bizonyítanom.

Az erős tömegkoncentráció intenzív gravitációs vonzása azt eredményezheti, hogy a kibocsátott fény is visszahull a testre. Az általános relativitáselméletben ez a geometriai tér szingularitásaként szerepel. A jelenség elméleti kutatói és megfigyelői ma már általánosan a „black hole" kifejezést használják. Mi maradjunk a konzervatívabb „Schwarzschild-szingularitás" elnevezés mellett, vagy merjünk „fekete lyukat" mondani?

Jó tízmilliárd évvel ezelőtt az univerzum anyaga néhány percig rendkívül sűrű és forró állapotban volt. A matematikai modellben ez az időtengelyen szinguláris pontként jelenik meg. A nemzetközi szakirodalom a „Big Bang" becenevet adta ennek. Egy tévé-vitában röppent fel a „Nagy Bumm" szakkifejezés. Minden szemöldökráncolás ellenére úgy érzem, hogy ez még filozófiailag is kellemesebb, mint a korábbi tudálékos szinonimák.



Stranger in the night

A cowboyok csizmájának felhúzását egy hátsó hurok alakú bőrszíj (bootstrap) könnyíti meg. A nagyotmondó cowboy azt meséli, hogy egyszer a mocsárból saját csizmaszíjánál fogva húzta ki önmagát. Berkeley részecskefizikusai az alapegyenletek önkonzisztens megoldását „bootstrap-solution"-nak nevezték el. Fiatal kutatóink „bootstrap-módszerként" emlegetik a Münchausen-eljárást. Milyen színtelenül és csúnyán hangzik így a magyar fülnek! Ki mer egy találó magyar elnevezést megalkotni!?

„Strange particle" néven mutatta be Gell-Mann a váratlanul felfedezett és ritkán előforduló részecskék egy csoportját. A magyar nyelvben használt „strangeness" elnevezésből azonban elpárolgott a „strangers in the night" hangulata. A szót megpróbálták minden nyelvre lefordítani, mi az óvatos „ritkaság" vagy az S jellel egybehangzó „szokatlanság" névvel próbálkozunk. Még kedvesebb egy egészen új kvantumszám esete, aminek „charm" elnevezése és C jelölése terjedt el a konzervatív „szupertöltés" helyett. Szabad-e egy „charmed particle" helyett magyarul „csinos részecskét" mondanunk? (Hűbb volna a „bájos" jelző, de ez nem egyezik a C-vel.)

Új fogalmak, merészen jelentésgazdag kifejezések naponta születnek a részecskefizikában (ezt a területet ismerem legjobban), de minden más erőteljesen fejlődő területen is: csillagászatban (Mix-Master Universe), magfizikában (doorway state), kvantumelméletben (galopping ghost), elektronikában (flip-flop). Nincs idő arra, hogy egyes neveken vitatkozzunk. Az általános gyakorlatot kell kialakítanunk. Demokratizálni akarjuk-e a fizikát a nyelv eszközeivel is, vagy elzárkózunk egy kaszt-nyelv mesterségesen kitenyésztett sznobizmusa mögé? (Helixet mondunk, de már senki nem gondol a csiga házára, bootstrapról beszélünk, de nem elevenedik meg előttünk a vadnyugati Háry János alakja. Az arisztokratizmust mindig értelmüket vesztett, kiürült szimbólumok jellemezték!)

Iskolakönyveinkben találunk szép megoldásokat. Az „erő" és „munka" az élő magyar nyelvből átvett szavak, amelyeket szabatos tartalommal gazdagítottunk, ugyanekkor érzékletes jelentésüket is megőrizték.

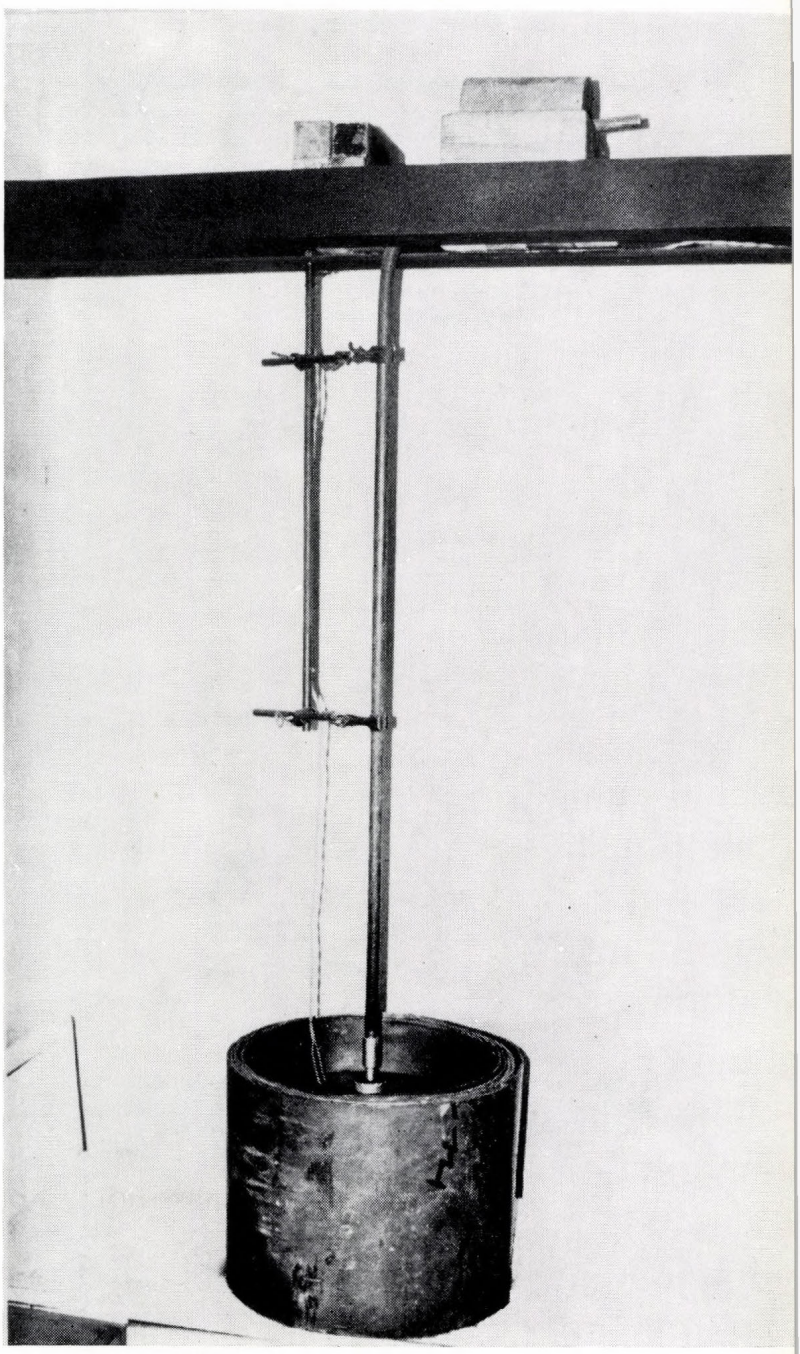
A fizika egyik legalapvetőbb mennyisége az impulzusmomentum (magyarul: „impulzusnyomaték"). Elidegenítően hosszadalmas kifejezés, ami nem sokat mond, (Az impulzusmomentumot nem mindig lehet az impulzusnak és impulzus karjának szorzataként előállítani!) Ha a fizikusok leküzdenék ellenszenvüket a kifejező „perülettel" szemben, illetékeseink talán a középiskolában is megengednék eme alapvető fogalom tanítását.

A köznyelv „impulzus" alatt valamilyen rövid ideig tartó hatást ért, nem pedig tartós tulajdonságot. Régen az erő időintegrálját nevezték így, de ma a „tömeg × sebesség" szorzatot értjük alatta. „Az erő időintegrálja egyenlő az impulzus megváltozásával." Mennyivel érthetőbb volna így: „A lökés a test lendületét változtatja meg."

A költők színes szavakkal szólnak kedvesük szépségéről. Mi, fizikusok, szeretjük a természetet. Kutatjuk törvényeit, másoknak is be kívánunk számolni élményeinkről. Miért szégyeljük nyelvünk gazdagságát?

fizikai szemle

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat lapja



1974/3

A szerkesztőbizottság elnöke:

Marx György

A szerkesztésért felelős:

Túriné Frank Zsuzsa

Szerkesztő bizottság:

Balázs Béla, Barlai Katalin, Barta György, Berényi Dénes *szerkesztőbizottsági titkár,* **Bozóky László, Csekő Árpád, Dede Miklós, Fehér István, Flórián Endre, Gaal István, Garay András, Groma Géza, Haiman Ottó, Hoffmann Tibor, Holics László, Károlyházy Frigyes, Keszthelyi Lajos, Kovács István, Mátrainé Zemplén Jolán, Mihály László, Schanda János, Soós Károly, Szigeti György, Tóth Eszter, Valkó I. Péter, Vermes Miklós**

Címképünk:

Hazánk első (Ra+Be) foto-neutron-forrása, mellyel 1952-ben sugárbiológiai kutatásokhoz rövid felezési idejű izotópokat állítottak elő (Országos Onkológiai Intézet)

TARTALOMJEGYZÉK

Bozóky László: A ciklotron sugárterápiás és diagnosztikai jelentősége
Szatmáry Zoltán: A kritikus rendszerek szerepe atomerőművek fejlesztésében
K. Smidt Erzsébet: Ismeretlen Kepler kézirat
Kiss Dezső: Technikai forradalom a részecskefizikában II.

A FIZIKA TANÍTÁSA

Török Tivadarné: Komplex fizika és kémia oktatás a középiskolában
Takács József—Ronyecz József: Kis időtartamok mérésére szolgáló elektronikus óra

EREDMÉNYEK
ESEMÉNYEK
KÖNYVEK
VÉLEMÉNYEK

Holics László: Éretlen érettségi fizikából

СОДЕРЖАНИЕ

Л. Бозоки: Циклотрон в радиационной терапии и диагностике
З. Саттмари: Роль критических систем при разработке атомных электростанций
Е. К. Шмидт: Неизвестная до сих пор рукопись Кеплера.
Д. Кишш: Революция экспериментальной техники в физике частиц II

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

Я. Такач—И. Ронец: Электронные часы для измерения кратких интервалов времени
Т. Терек: Комплексное обучение химии и физике в средней школе

РЕЗУЛЬТАТЫ
СОБЫТИЯ
КНИГИ
ОТЗЫВЫ И ВЫРАЖЕНИЯ МНЕНИЙ

INHALT

L. Bozóky: Die Bedeutung des Zyklotrons für Strahlentherapie und Diagnostik
Z. Szatmáry: Die Rolle der kritischen Systeme bei der Entwicklung von Kernkraftwerken
E. K. Schmidt: Ein unbekanntes Kepler-Manuskript
D. Kiss: Die technische Revolution in der Teilchenphysik II

UNTERRICHT DER PHYSIK

J. Takács—J. Ronyecz: Eine elektronische Uhr zur Messung kurzer Zeiten
Frau T. Török: Komplexer Unterricht der Chemie und der Physik in der Mittelschule

BÜCHER
ERGEBNISSE
EREIGNISSE
STELLUNGNAHMEN UND MEINUNGSAUSSERUNGEN

CONTENTS

L. Bozóky: The significance of the cyclotron for radiation therapy and diagnostics
Z. Szatmáry: The role of critical systems in the development of nuclear energy stations
E. K. Schmidt: An unknown Kepler manuscript
D. Kiss: The technical revolution in particle physics II

THE TEACHING OF PHYSICS

J. Takács—J. Ronyecz: An electronic clock for the measurement of short time intervals
Mrs. T. Török: Complex teaching of chemistry and physics in the secondary school

EVENTS
RESULTS
BOOKS
OPINIONS

fizikai szemle

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA
Alapította Eötvös Loránd 1891-ben Mathematikai és Physikai Lapok néven

XXIV. évfolyam 3. szám 1974. március

A CIKLOTRON SUGÁRTERÁPIÁS ÉS DIAGNOSZTIKAI JELENTŐSÉGE

Bozóky László
Országos Onkológiai Intézet

Bevezetés

Háromnegyed évszázadra visszamenően megállapíthatjuk, hogy a fizika és az orvostudomány fejlődése között szoros kapcsolat állt fenn, pontosabban megfogalmazva, a fizika terén elért új eredmények, nem egyszer korszakalkotó felfedezések első gyakorlati hasznosítói között csaknem mindig ott találjuk az orvostudományt. Így például, hogy az ionizáló sugárzások területén maradjunk, a röntgen sugárzásnak 1895-ben történt felfedezése után a műszaki, kémiai, mezőgazdasági tudományokat megelőzve az orvostudomány azonnal felfigyelt Röntgen eredményeire és nyomban sok helyen egyszerre megindultak a vizsgálatok, hogy milyen területeken és miként állíthatja az orvostudomány a fizika felfedezését saját eszközeinek fegyvertárába. Az angolok nílusi hadserege például már fél évvel az első ionizáló sugárzás felfedezése után a repeszdarabok könnyebb kioperálása céljából tábori röntgen-készülékkel volt felszerelve. A röntgensugárzás orvosi felhasználásának elterjedése és fejlődése azóta is szünet nélkül tart, egyre újabb lehetőségeket megvalósító bámulatos metodikák születnek.

Ugyanez ismétlődött meg néhány évvel később a radioaktivitásnak, a radioaktív anyagoknak a felfedezése után: évtizedekkel más felhasználókat megelőzve, megindult a rádium széleskörű sugárterápiás alkalmazása és ma, 70 évvel később például a méhrákkezelések egyik leghatásosabb és legelterjedtebb fegyvere még mindig a rádium, milliók köszönhetik életüket neki.

Közben az 1930-as évek során kifejlődött egzakt fizikai dozimetria felhasználásával végzett vizsgálatok nyilvánvalóvá tették azt a tényt, hogy a konvencionális 200 kV-os röntgensugárzások túl sok elnyelt energiát juttatnak a csontokba, a bőrre és általában a mélyen fekvő daganatok előtti és melletti ép testszövetekre. A daganatok gyógyításának eredményesebbé tételéhez tehát jóval nagyobb áthatoló képességű, keményebb röntgensugárzásokra lenne szükség. Így érthető, hogy nagy érdeklődést váltott ki orvosi körökben a különféle részecskegyorsítók megjelenése és már 1937-ben egy 1 millió voltos Van de Graaff-készülékkel előállított nagy energiájú fotonokat, 1948-ban az első, 22 millió voltos betatronnal előállított fotonokat és elektronokat, majd 1950-től kezdve 4—6 MeV energiájú lineáris gyorsítókkal keltett röntgensugárzásokat állítottak a sugárterápia szolgálatába.

A neutron felfedezése 1932-ben történt. Ebben az esetben természetesen időre volt szükség, míg terápiás besugárzások céljaira alkalmas neutron sugárforrásokat sikerült kifejleszteni, de az orvostudomány kezdeményező érdeklődése ez esetben is nyomban jelentkezett. Stone és Larkin már 1938 és 1943 között a Berkeley-i ciklotronnal nekikezdtek a gyors neutronok terápiás hatásának a kipróbálásához. 250 betegen végzett besugárzások hatásainak hosszútávú megfigyeléséből végül is arra a következtetésre jutottak, hogy mivel egyrészt csupán 18 beteg érte meg a neutron-besugárzás után az 5 évet, és az eredmények általában nem jobbak a röntgensugárzással elérhető eredményeknél, másrészt viszont csaknem minden esetben igen komoly késői sugársérülési tünetek jelentkeznek, a neutron-sugárzások orvosi felhasználásra nem ajánlhatók, sőt összefoglaló dolgozatukban óva intettek, hogy bárki is neutron-besugárzásokkal csak kísérletezni is mégegyszer megpróbáljon.

Ezt a tanácsot a radiológusok annál is inkább megfogadták, mert a fizika rövidesen újabb, nem remélt lehetőségeket tárt a sugárterápia elé. A kontrolált láncreakciót megvalósító első atomreaktor sikeres beindítása (1942) és folyamatos üzemeltetése során szerzett kedvező tapasztalatok nyomán újabbak és újabbak épültek, ami csakhamar lehetővé tette a reaktorokban előállítható mesterséges radioizotópoknak azelőtt elképzelhetetlen mennyiségben való előállítását és forgalomba hozatalát. Az előző évtizedek során kifejlesztett, néhány gramm ^{226}Ra elemet tartalmazó rádiumágyúk helyett, ami rendkívül magas beszerzési költségei következtében amúgy is csak kevesek számára volt elérhető — Magyarországnak például csak egyetlen rádiumágyúja volt 3 Ci Ra töltettel az 1936-ban létesült Eötvös Loránd Rádium és Röntgen Intézetben, a „Fizikai Gyógyítás Házá"-ban — 1950-ben működésbe lépett az első kobaltágyú három nagyságrenddel nagyobb aktivitású ^{60}Co töltettel, amit rövidesen a

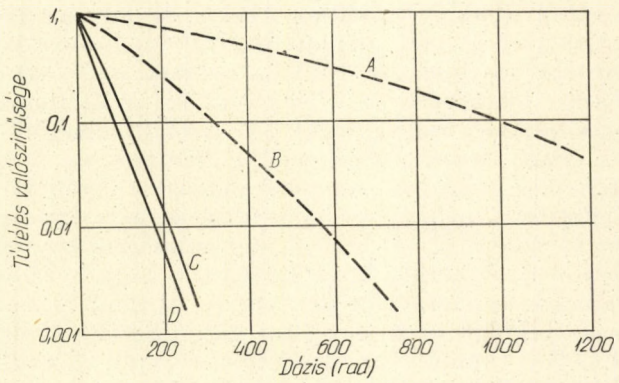
további kobaltágyúk ezrei követtek. Ha figyelembe vesszük, hogy egyrészt a 2000—6000 Ci aktivitású ^{60}Co töltetek gamma sugárzása minőségét tekintve egy kb. 3 millió voltos, intenzitását tekintve 3—6-szoros konvencionális röntgen készülék sugárzásának felel meg, másrészt beruházási költségei az 1000-szer kisebb teljesítményű rádiumágyúk költségeinek csak tört részét teszik ki, nem csodálkozhatunk azon, hogy a kobaltágyúk és kisebb mértékben a ^{137}Cs töltetű céziumágyúk is világszerte gyorsan elterjedtek és a konvencionális röntgen készülékeket sok területről fokozatosan kiszorították.

A kobaltágyúk és a különféle, orvosi felhasználású gyorsítók, az úgynevezett megavoltos, vagy szupervoltos metodikák sugárzásuk kedvezőbb fizikai tulajdonságai és ennek következtében előnyösebb dóziseloszlása következtében, valamint a korszerű dozimetriai méréseken alapuló, egyénenkénti besugárzási tervek készítése révén a konvencionális röntgen terápiás készülékekkel elért gyógyulási százalékok számottevő megemelkedését eredményezték.

A neutron-besugárzások alapvető kérdései

Az utóbbi évek során végzett tervszerű kutatások és az ezek eredményeként adódott új felismerések nyomán úgy tűnik, hogy a sugárterápiás eredmények javításának egy újabb jelentős korszakához érkeztünk, melyben döntő szerepet a sugárbiológiai paramétereknek a javítása játszik. Arról van ugyanis szó, hogy a már említett Stone és munkatársainak sikertelen neutron terápiás kísérleteit 20 év után, azaz 1964-ben a londoni Hammersmith Hospitalban működő Orvosi Kutató Tanács Ciklotron Csoportja ismét napirendre tűzte. Igen gondos sugárfizikai és sugárbiológiai előkutatások után 100 előrehaladt stádiumban levő betegnél végeztek gyors-neutron besugárzásokat a következő újabb tapasztalatok, illetve meggondolások alapján:

1. Az oxigénnel rosszul ellátott, úgynevezett hypoxiás sejteknél a tapasztalat szerint 2—3-szor nagyobb dózisra van szükség röntgen- és gammasugárzás esetén azonos károsodás létrehozásához, mint oxigénnel jól ellátott sejteknél *(1. ábra)*.



1. ábra. A túlélés valószínűsége a dózis függvényében kis és nagy LET értékű sugárzásokra: *A* kis LET és hypoxiás sejtek, *B* kis LET és oxigenizált sejtek, *C* nagy LET és hypoxiás sejtek, *D* nagy LET és oxigenizált sejtek

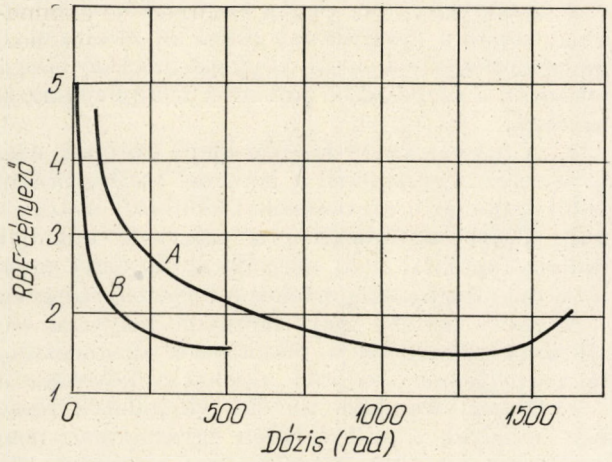
2. A normális testszövetek sejtjei és a daganatok nagy része általában jól el vannak látva oxigénnel. Sok daganatban azonban úgy látszik, a vérellátás nem kielégítő és így a daganat kis mennyiségben hypoxiás sejteket is tartalmaz.

3. Minthogy a besugárzás során a daganat környezetében levő ép testszövetek is elkerülhetetlenül a daganatos sejtekkel közel azonos dózisú besugárzásban részesülnek, a besugárzás folyamán egyszercsak eljutunk ahhoz a dózishoz, amely az ép sejtek számára a tolerancia-dózist jelenti, tehát további besugárzásuk súlyos károsodásukhoz vezetne, míg ugyanez a dózis a hypoxiás sejtek számára még távol van az elpusztításukhoz szükséges dózistól, tehát a besugárzás megszüntetése esetén ezek tovább szaporodnak, a daganat tovább növekszik. Így vagy az ép sejtek irreverzibilis károsodásának elkerülése céljából abbahagyjuk a besugárzást és lemondunk a hypoxiás sejtek és ezzel a daganat elpusztításáról, vagy tovább folytatjuk a besugárzást a hypoxiás sejtek elpusztításáig, de ebben az esetben számolnunk kell az ép sejtek elpusztulásával is.

4. Powers és Tolmach kimutatták, hogy kísérleti állatdaganatokban hypoxiás sejtek jelennek meg és már kis százalékban való megjelenésük is jelentősen megváltoztatja a túlélő sejteknek a dózishoz való viszonyát.

5. A konvencionális rötgen- és gammasugárzások elektronok útján adják át energiájukat a testszöveteknek. Az elektronpályák mentén a lineáris energiaátadás (Linear Energy Transfer, LET), azaz a hosszegységre eső ionpárok száma aránylag kicsi — 100 ionpár/mikrométer úthossz. A neutronok ezzel szemben az emberi testben elsősorban a meglökött protonok révén adják le energiájukat. Protonsugárzásra a LET értéke nagy, az energiaátadás nagyságrendekkel rövidebb pályák mentén, erősen koncentrált formában történik. A nagy LET értékkel rendelkező sugárzásokra viszont mind a jól oxigenizált, mind az anoxiás, hypixiás sejtek jelentősen érzékenyebbek, mint a kis LET értékű sugárzásokra (1. ábra) és emellett érzékenységükben mutatkozó különbség kicsi: 10—30%, szemben a kis LET értéknél mutatkozó 200—300%-al. Eszerint a neutron-sugárzásokkal sokkal nagyobb esélyünk van a daganatok elpusztítására, mint röntgen- és gammasugárzásokkal anélkül, hogy a szükségszerűen besugárzott ép sejteket is irreverzibilis károsodás érné. Más szavakkal kifejezve: neutron-sugárzással lehetőségünk nyílik a 100%-os daganatpusztító dózis leadására, és nem kell félnünk attól, hogy az esetleg csak kis számban is jelenlevő hypoxiás, anoxiás sejtek túlélik a besugárzást, mint a röntgen- és gammasugárzások esetén. Ez utóbbiaknál a sok tovább növekvő daganat, tehát eredménytelen besugárzás éppen ezekre a túlélő hypoxiás sejtekre vezethető vissza.

6. Igen lényeges megállapításuk volt, hogy neutron-sugárzásnál a relatív biológiai effektivitás

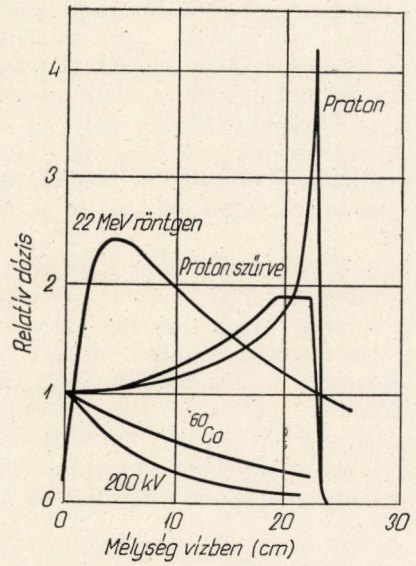


2. ábra. Az RBE tényező értéke az egy frakcióra eső dózis függvényében: *A* bőr, bél, reproduktív szervek, porc esetében, *B* lymphociták, csecsemőmirigy, vérsejtképző sejtek esetén

— RBE tényező — függ az egyes frakciókban leadott dózisok nagyságától, a dózis csökkenésével az RBE tényező jelentősen növekszik *(2. ábra)*. A röntgen- és gammasugárzásoknál ez a jelenség nem áll fenn, és így természetesen Stone és Larkin előtt sem volt ismeretes. Nagyon valószínű, hogy a 30 évvel ezelőtt lefolytatott neutron terápiás besugárzásaiknál a késői bőrsérülési tünetek fellépése nagyrészt a frakcionálásból eredő túldozírozással magyarázható meg. Viszont a 3. ábrán feltüntetett új összefüggések ismeretében lehetségesnek látszik egy az eddigieknél eredményesebb, sőt az előző meggondolások szerint ugrásszerűen megjavuló eredményekhez vezető neutron sugárterápia.

Ennek előfeltétele természetesen egy megfelelő neutron terápiás készülék kifejlesztése volt. Kezdetben deuteron-tricium magreakcióból eredő 14 MeV-es monoenergetikus neutronokat szolgáltató kis gyorsítókkal próbálkoztak. Ezek azonban kis teljesítményük következtében neutron terápiás célokra nem váltak be. A további vizsgálatok során aztán kitűnt az is, hogy ha a neutron-besugárzások nyújtotta sugárbiológiai előnyöket nem akarjuk a rosszul megválasztott fizikai paraméterek következtében ismét elveszteni, akkor a neutron sugárforrásokkal szemben olyan fizikai követelményeket kell támasztani, amelyek a kilovoltos röntgensugárzások dóziseloszlásánál lényegesen kedvezőbb megavoltos röntgensugárzásokéhoz hasonló dóziseloszlást tudnak a neutronbesugárzásoknál is biztosítani. A *3. ábra* a különböző sugárfajtákra vonatkozó tipikus mélydózisgörbéket tünteti fel, melyekről leolvasható, hogy a nagyobb energiáknál milyen nagy mértékben megnő a mélybe lejutó relatív dózis. Alapvető követelmény tehát a sugárzás megfelelő kvantum-, illetve részecske energiája.

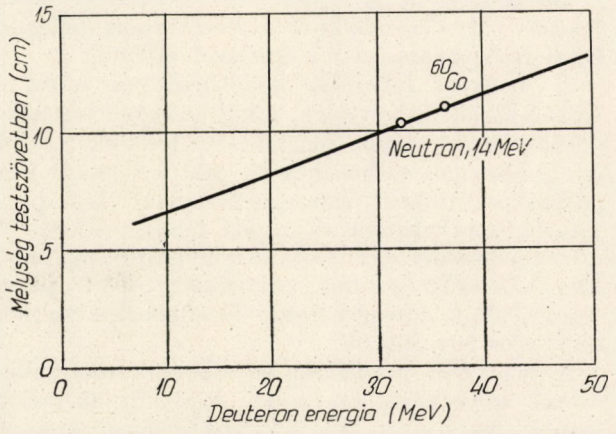
Egy másik követelmény a nagy, 1 méter körüli fókusz-bőr távolság, ami végeredményben ismét neutron-fluxus probléma. Nagy fókusz-bőr távolságnál a 14 MeV-es neutron sugárnyaláb dózis-



3. ábra. Mélydózis görbék különféle sugárzásokra vízben

eloszlása körülbelül a ^{60}Co-sugárágyúk dóziseloszlásának felel meg, ami nyilvánvalóan még nem tekinthető optimálisnak.

A neutronsugárzás mélydózis görbéjének a menete azonban a neutronenergia növelésével kedvezőbbé tehető. Így pl. 50 MeV energiájú deuteronokkal létrehozott deuteron-berillium magreakciókból származó neutronsugárzás mélydózis görbéje egy kb. 8 megavoltos röntgensugárzás mélydózis görbéjének felel meg, ami már számottevően kedvezőbb a ^{60}Co mélydózis görbéjénél. Az *4. ábra* a neutronsugárzás 1 cm mélységben mért dózisteljesítményének fele értékre való lecsökkentéséhez szükséges mélységet tünteti fel a deuteron energia függvényében szövetekvivalens fantomban 5×5 cm^2-es besugárzási mező és 125 cm-es forrás-fantomfelszín távolságnál (Almond). Az ábrába a 14 MeV-es neutron és a ^{60}Co gamma sugárzásának megfelelő pontok is be vannak rajzolva. Az ábra szerint a ^{60}Co-nál nagyobb felezőréteg vastagságok, tehát kedvezőbb mélydózis görbék D—Be magreakciók esetén 35 MeV-nél nagyobb deuteron energiáknál várhatók.



4. ábra. Az 1 cm mélységben mért neutron dózisteljesítmény fél értékre való lecsökkentéséhez szükséges mélység testszövetben a deuteron energia függvényében

Az eddigieknél jelentősebb jobb sugárterápiás eredményekkel kecsegtető gyorsneutron sugárforrásnak tehát a fentiek szerint egy legalább 35 MeV-es deuteronok előállítására alkalmas ciklotron látszott legalkalmasabbnak, mely D—Be magreakció révén termeli a klasszikus röntgen- és gammasugárzásokénál sokkal kedvezőbb sugárbiológiai paraméterekkel rendelkező gyorsneutronsugárzást.

1966-ban 2 ilyen ciklotron állt az orvostudományi kutatások rendelkezésére; az egyik a már említett londoni Hammersmith Hospitalban, a másik a washingtoni egyetem orvosi ciklotronja St. Louis-ban. 5 évvel később, 1971-ben már 9 orvosi célokat szolgáló ciklotron működött Anglia, Franciaország, NSZK és az USA különböző orvosi intézményeiben és további ciklotronok felállítását kezdték el ilyen célokra, köztük 3-at a Szovjetunióban.

Izotóp diagnosztika

Az orvostudomány igen nagy érdeklődése a ciklotronok iránt a már említett merőben új lehetőségeket feltáró protonterápia mellett azzal magyarázható, hogy a ciklotronok lehetővé teszik nagyon rövid felezési idejű radioizotópok helyszíni előállítását diagnosztikai célokra. Itt tehát egyrészt arról van szó, hogy számos nagyon rövid felezési idejű radioizotóp, vagy csak ciklotronban állítható egyáltalában elő, vagy legalábbis termelése sokkal nagyobb hozamú ciklotronban, mint reaktorban. Másrészt nyilvánvaló, hogy az igen rövid felezési idejű radioizotópok szállítása nem képzelhető el, azokat a felhasználásuk színhelyén, azaz magában a kórházban, vagy annak közvetlen közelében kell előállítani. Különösen nagy jelentősége van az igen rövid felezési idejű radioaktív gázokkal — mint az ^{15}O izotóppal és a ^{11}C izotópot tartalmazó szénmonoxiddal történő új diagnosztikai technika meghonosításának. Az ^{15}O pozitron sugárzó izotóp felezési ideje: 2,1 perc, az ugyancsak pozitron sugárzó ^{11}C izotópé: 20,4 perc.

De melyek is az egészen rövid, néhány perces felezési idővel rendelkező radioizotópok diagnosztikai felhasználásánál jelentkező előnyök?

1. A gyors lebomlás következtében mind az izotóp dúsulási helyének, mind az egész testnek a *dózisterhelése* nagy mértékben lecsökken, ami gyermekeknél, terhes nőknél stb. végzendő vizsgálatoknál döntő jelentőségű lehet. Így pl. a kiterjedten használt 8 napos felezési idejű ^{131}I dózisterhelésnél egy hasonló energiájú sugárzásokat kibocsátó azonos aktivitású, de 2 perces felezési idejű izotóptól eredő dózisterhelés csaknem 6000-szer lesz kisebb.

2. Nagyobb pontosság érhető el a méréseknél annak következtében, hogy nagyobb aktivitású izotóp mennyiségeket alkalmazhatunk anélkül, hogy ennek a betegre káros következményétől, jelentősebb dózisterheléstől tartanunk kellene.

3. A nagyon rövid felezési idejű izotópok lehetőséget adnak a vizsgálatnak rövid idő eltelte utáni megismétléséhez anélkül, hogy ezt az előző vizsgálat során a szervezetbe juttatott izotóp sugárzása zavarná.

4. A nagyon rövid felezési idejű izotópok lehetővé teszik ugyanannál a betegnél esetleg órákon belül különböző szerveknek különböző izotópokkal, illetve ugyanannak a szervnek különféle radioizotópokkal való vizsgálatát és ezzel minél több diagnosztikailag értékes információ szerzését.

A rövid felezési idejű izotópok helyszíni előállításán túlmenően a ciklotronok diagnosztikai felhasználásának további indokai a következők:

1. Olyan elemekkel történő vizsgálatok esetében, amelyek a szervezetben egyáltalában nem, vagy csak igen kis mennyiségben fordulnak elő, hordozómentes izotóp alkalmazása válik szükségessé. Számos esetben ezek előállítása csak ciklotronban lehetséges.

2. Ciklotronnal előállíthatók egyes, diagnosztikai célokra különösen kedvező fizikai sajátságokkal rendelkező radioizotópok is. Ilyenek például a *bétasugárzás nélkül* csak gammasugárzást kibocsátó radioizotópok, amelyek ismét a szervezet jelentősen kisebb dózisterhelése mellett ugyanannyi diagnosztikai információt szolgáltatnak, mint a béta-gamma sugárzó radioizotópok. A béta-sugarak ugyanis rövid hatótávolságuk következtében már a testszövetekben abszorbeálódnak és csupán jelentős dózisterhelést hoznak létre anélkül, hogy a testből kilépő gamma-sugarakhoz hasonlóan a nagyobb távolságokban elhelyezett detektorokhoz, például a radioizotóp térbeli eloszlásáról, bizonyos gócokban történő feldúsulás mértékéről stb. bármilyen információt is szolgáltatni tudnának.

Különösen nagy pontosságú lokalizációt tesznek lehetővé a ciklotronban előállítható *pozitron*-sugárzó radioizotópok, ha az ellentétes irányban szétrepülő annihilációs fotonjaik mérésére speciális detektorrendszert alkalmazunk.

3. A nagyon rövid felezési idejű izotópoknak a helyszínen, ciklotronnal, tetszésszerinti időben történő előállítása lerövidíti a nukleár medicina módszereivel történő kivizsgálásoknak és ezzel a kórház igénybevételének az idejét, mert hiszen nem kell az izotópok megrendelésével és azok beérkezéséhez szükséges idővel számolni.

4. Lehetővé válik a beteg terápiás kezelése során a gyakrabban megismételhető radioizotópos diagnosztikai vizsgálatokkal a beteg állapotában bekövetkező változásokat az eddiginél jobban nyomon követni és ennek alapján a terápiában szükségesnek látszó módosításokat foganatosítani.

Az *1. táblázat* a ciklotronban előállítható fontosabb, nagyon rövid és rövid felezési idejű radioizotópok felezési idejét és a kibocsátott sugárzások fajtáját tünteti fel a felhasználásuk szerinti csoportosításban.

A fentiekben összefoglalt előnyök alapján nem csodálkozhatunk Rosen adatain, mely szerint az USA-ban 1970-ben a ciklotronban előállított

1. táblázat

Felhasználási területek	Az izotópok		
	Jele	Felezési ideje	A sugárzás fajtája
Lokalizációs vizsgálatok: csont metasztázis, lágy testszöveti daganatok, csontelváltozások, agydaganat stb.	^{11}C	20,4 perc	pozitron
	^{18}F	110 perc	pozitron
	^{81}Rb	4,7 óra	pozitron+gamma
	^{123}I	13,3 óra	csak gamma
	^{67}Ga	78 óra	csak gamma
	$^{87}Sr^{m}$	2,8 óra	gamma (^{87}Y generátorból)
	^{52}Fe	8,2 óra	pozitron+gamma
	^{206}Bi	6,2 nap	csak gamma
Térfogat meghatározás: vörös vérsejt térfogat, elektrolit vizsgálatok stb.	^{11}C	20,4 perc	pozitron
	^{43}K	22,4 óra	elektron+gamma
	^{77}Br	56 óra	csak gamma
Véráramlás meghatározás: agyi véráramlás, myocardialis véráramlás stb.	$^{81}Kr^{m}$	13 másodperc	csak gamma ^{81}Rb generátorból
	^{84}Rb	33 nap	pozitron+gamma
	^{15}O	2,1 perc	pozitron
Funkció vizsgálatok: renográfia, pajzsmirigy, tüdő, lép-funkció vizsgálatok	^{81}Rb	4,7 óra	pozitron+gamma
	^{123}I	13,3 óra	csak gamma
	^{129}Cs	32,4 óra	csak gamma
	^{15}O	2,1 perc	pozitron
	^{11}C	20,4 perc	pozitron
	^{13}N	10,0 perc	pozitron

radioizotópok értéke elérte a 3 millió dollárt és a termelés azóta is rohamosan emelkedik. Egy másik felmérése szerint 1975-re az USA-ban 20 izotóptermelő ciklotron felépítése fejeződik be.

Almond véleménye szerint az orvostudomány étvágya a merőben új lehetőségeket feltáró ciklotronok iránt olyan mértékben megnőtt, hogy előrelátható az az idő, amikor minden nagyobb populáció körzet orvosi központja ciklotronnal fog rendelkezni, amelyet nappal daganatos betegek sugárterápiás kezelésére, éjjel rutin orvosi kivizsgálásokhoz szükséges rövid felezési idejű radioizotópok előállítására, a közbeeső időkben pedig kutatási célokra fognak üzemeltetni.

És hogyan fejlődött a nukleáris medicina hazánkban? Erről egészen röviden a következőket mondhatjuk:

Az 1930-as évek során hazánkban is több helyen alkalmazásra került az akkor elérhető legnagyobb energiájú sugárzás, a rádium gamma sugárzása. Világviszonylatban is előkelő helyet foglalt el az 1936-ban megnyílt Eötvös Loránd Rádium és Röntgen Intézet, mely egy 3 grammos rádiumágyúval, több száz, összesen 2000 mg rádiumot tartalmazó egyéb rádium-készítményekkel, egy 400 kV-os röntgen terápiás készülékkel és a legkorszerűbben felszerelt sugárfizikai laboratóriummal rendelkezett. A mesterségesen előállított radioizotópok gyorsan elterjedő orvosi felhasználása hazánkban az 1950-es évek közepén indult meg: egyrészt újabb és újabb mérőberendezések kifejlesztésével, illetve importjával aránylag kis fáziskéséssel az újabb és újabb diagnosztikai eljárások kerültek bevezetésre, másrészt egy új típusú kobaltágyú kifejlesztésével 1958 és 1964 között 6 korszerű kobaltágyú létesült és egyéb radioizotópok terápiás felhasználása is megkezdődött. 1971 óta az Országos Onkológiai Intézetben egy 25 MeV-es betatron képviseli a legkorszerűbb megavoltos terápiát.

Igen kívánatos lenne, hogy egy orvosi célokra is alkalmas ciklotron létesítésével a fentiekben vázolt nagy jelentőségű előrehaladást hazai vonalon is mielőbb a beteggyógyítás szolgálatába állíthassuk.

Összefoglalva megállapíthatjuk, hogy a fizika, ezen belül a fentiekben vázolt sugárfizika és magfizika az orvostudomány fejlődésére igen mély és eredményes hatással volt az elmúlt háromnegyed évszázad folyamán. Semmi okunk sincsen feltételezni, hogy ez a hatás a jövőben csökkenne. Sőt máris folynak a kutatások például a pi-mezonok és a nehéz töltöttrészecske-sugárzások különféle orvosi felhasználása irányában, ami mellesleg azt is jelenti, hogy a jövőben az orvostudománynak még nagyobb számban lesz szüksége olyan jólképzett magfizikusokra, akik az orvostudomány határterületi problémáiban is kellő ismeretekkel rendelkeznek.

IRODALOM

P. R. Almond, Nuclear Science in Medicine, Proc. Symp. on Nuclear Sciences, April 28—29 1972. Washington, pp 61—89.

M. R. Rajn: Physical and Biological Aspects of high LET Radiations with Reference to Radiotherapy, LA-5041-MS, Los Alamos.

N. J. McNally: Recovery from sub-lethal damage by hypoxic tumour cells in vivo. British Journal of Radiology, 45. 116—120. 1972.

N. J. McNally: A comparison of the effects of radiation on tumour growth delay and cell survival. The effect of oxygen. British Journal of Radiology 46. 450—455. 1973.

A KRITIKUS RENDSZEREK SZEREPE ATOMERŐMŰVEK FEJLESZTÉSÉBEN

Szatmáry Zoltán
Központi Fizikai Kutató Intézet

Az atomerőművek építését, sőt a rajtuk végrehajtott módosításokat is szinte kötelezően megelőzi egy kritikus rendszeren végrehajtott kísérletsorozat. Kritikus rendszernek nevezzük általában azokat a reaktorokat, amelyek teljesítménye igen kis értékre (rendszerint nem többre, mint 100 W) korlátozott, de alkalmasak valamilyen erőműtípussal kapcsolatos reaktorfizikai problémák tanulmányozására. A kritikus rendszerek kis teljesítménye elsősorban gyakorlati előnyökkel jár: a sugárvédelmi problémák könnyen megoldhatók, a kísérletekben használt fűtőelemek a kísérletek folyamán nem használódnak el, a reaktor szerkezeti felépítése (egy erőműhöz képest) egyszerű és flexibilis. A kritikus rendszereket kis teljesítményük miatt zérus teljesítményű reaktoroknak is szokás nevezni. Erre utal a KFKI-ban épített ZR-1, ZR-2 stb. kritikus rendszerek nevében a „ZR".

Rögtön felmerülhet az a jogos kérdés, miben járulhatnak hozzá gyakorlatilag zérus teljesítményen végzett kísérletek atomerőművekkel, tehát nagy teljesítménnyel is kapcsolatos problémák megoldásához. A következőkben erre a kérdésre keressük a választ. Bár az alábbiak többnyire általában is érvényesek, megjegyezzük, hogy írás közben az építendő magyar atomerőmű típusát, az ún. nyomottvizes reaktorokat tartottuk szem előtt.

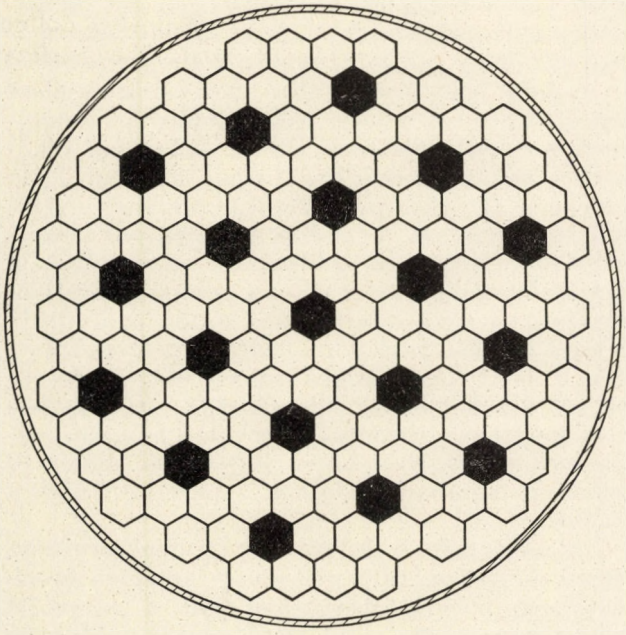
A reaktorfizika helye atomerőművek tervezésében és üzemeltetésében

Mielőtt a kérdésre válaszolnánk, néhány általánosabb megjegyzést teszünk. Mindenekelőtt látnunk kell, hogy a reaktorfizika tárgyát képező magfizikai és neutrontranszport folyamatok problémája csak egy az atomerőművekkel kapcsolatban megoldandó számos probléma közül. A maghasadások által termelt energiát el kell szállítani a reaktortartályból, másszóval a fűtőelemeket hűteni kell. Ezzel foglalkozik a termohidraulika. Az erősen radióaktív hűtőközeget szállító csővezetékeket és egyéb berendezéseket megfelelő sugárvédelemmel kell ellátni, a hűtőközeget tisztítani, a nagymennyiségű radióaktív hulladékot kezelni és tárolni kell. Vegyük ehhez még hozzá az erőműben alkalmazandó nagyszilárdságú és korrózióálló anyagok problémáját, és akkor már némi fogalmat alkothatunk azokról a szerteágazó technológiai problémákról, amelyek mind megoldásra várnak. Nem szabad megfelejtkeznünk az atomerőmű klasszikus egységeiről, a turbinákról és generátorokról sem, valamint azokról a követelményekről, amelyeket az a körülmény támaszt az atomerőművel szemben, hogy egy ország (vagy egy nagyobb egység) energiarendszerének része. Egy atomerőmű építése, tervezése és üzemeltetése során az összes követelményeket nagy megbízhatósággal és garanciaképesen kell tudni kielégíteni.

A fenti felsorolásban a magfizikai és transzport folyamatokkal kapcsolatos feladatoknál indultunk el, de a tervezési feladatok megoldásának a sorrendje nem ez, hanem lényegében ennek a fordítottja. Mire a reaktor aktív zónájának a részletes tervezése megkezdődik, már rendszerint meg van határozva a reaktor összteljesítménye, az alkalmazott fűtőelem típusa, a hűtőközeg (ami egyben a moderátor is) hőmérséklete stb. A reaktorfizikai tervezés határozza meg az üzemanyag dúsítását, a szabályozó elemek tulajdonságait (szabályozó rudak, moderátorban oldott bórsav), az üzemvitel programját (szabályozó elemek mozgatását, üzemanyagátrakások tervét). Ez pedig elképzelhetetlen anélkül, hogy ismerjük bármely pillanatban és a reaktor bármely állapotában a teljesítménysűrűség pontról-pontra változó értékét a reaktor belsejében.

Mivel a reaktor belsejében uralkodó viszonyokat általában *előre* kell meghatároznunk, problémáinkat számítás útján kell megoldanunk. A tervezés fázisában ez nyilvánvaló, de az üzemeltetés során is számításokra van szükség akkor, amikor azt mérlegeljük, milyen módon avatkozzunk be a reaktor működésébe, pl. melyik szabályozó rudat és milyen mértékben mozdítsuk el, hogy valamilyen kívánt hatást elérjünk. Látjuk tehát, hogy a reaktorfizikával szemben támasztott elsődleges igény egy olyan megbízható számítási modell megalkotása, amely az erőmű viselkedését bármilyen üzemállapotban híven leírja. A modell szempontjából lényegében mindegy, hogy a megoldandó probléma a tervezés vagy üzemvitel során merült fel.

Van azonban a kérdésnek egy másik oldala is. Tisztán számításokból levonható következtetések csak akkor hihetőek, ha magukat a számításokat — legalább részben — kísérletileg is ellenőrizzük. Egy működő erőműben elég korlátozott mérési lehetőségünk van. Mérési információ gyanánt rendelkezésünkre állnak az idő függvényében a kritikus rúdhelyzetek, az üzemanyagtöltet élettartama, továbbá a reaktor egyes pontjain elhelyezett detektorok felvilágosítást adnak az adott pontokban fennálló neutronfluxus nagyságáról. Ezek igen értékes adatok, hiszen lehetővé teszik, hogy a számítási eredmények legalább egy részét ellenőrizhessük. Sajnos, nem mérhető azonban számos nagyon fontos mennyiség. Semmit sem tudunk pl. arról, hogy az üzemelő reaktor egy adott pontján mi az összetétel, tehát mennyi urán fogyott el és mennyi plutónium és hasadási termék keletkezett. Minderről csak számított adatunk van. A mérések jelentősége megnövekszik az erőmű indítása és a fűtőelemátrakások idején. Ilyenkor elsősorban a reaktivitás folyamatos



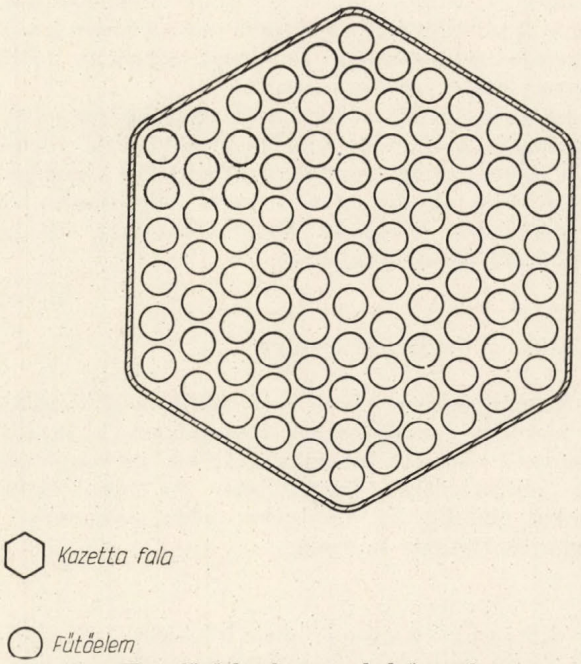
1. ábra. A reaktortartály keresztmetszetének vázlatos rajza

mérésére van szükség. A reaktivitás ismerete ezeknek a műveleteknek az elvégzését biztonságossá teszi, ami viszont lerövidíti az ehhez szükséges időt, tehát komoly anyagi haszonnal jár. Egy atomerőműben természetesen számos egyéb mérést is kell végezni, de az itt említettek is elég jól mutatják, hogy mindez magas színvonalú méréstechnikát feltételez.

A számítási modell

A fent említett számítási modell világosan két részre osztható. Egyrészt ki kell számítani az idő függvényében a reaktor pontról pontra változó összetételét, másrészt adott összetétel mellett ki kell számítani a neutronfluxus térbeli és neutronenergia szerinti eloszlását. Az előbbit *kiégési problémának*, az utóbbit *kritikussági problémának* fogjuk a továbbiakban nevezni. Hogy mindez világossá váljon, gondoljuk át vázlatosan, hogyan festene egy ideális számítási modell.

Tegyük fel, hogy a $t = 0$ időpontban adott a reaktor induló üzemanyagtöltete. Erre vonatkozóan megoldjuk a kritikussági problémát, tehát megkeressük a szabályozó rudaknak egy olyan helyzetét, amelyben a reaktor kritikus az üzemi teljesítményen. (A reaktor indulásakor a szabályozó rudak legnagyobb része be van eresztve a reaktorba.) Ezzel egyidejűleg természetesen kiszámítjuk a reaktor minden pontjában a neutronfluxus nagyságát és az energiaspektrumát. Fel-



2. ábra. Egy fűtőelemkazetta belső szerkezete

tételezve, hogy ez a neutroneloszlás érvényes Δt ideig, minden pontban kiszámíthatjuk az ez alatt bekövetkező magreakciók számát, tehát meg tudjuk mondani, hogy a $t = \Delta t$ időpontig mennyi hasadóanyag fogyott, mennyi plutónium és hasadási termék keletkezett. Ily módon kapjuk meg a kiégési probléma megoldását, vagyis azt, hogy mi a reaktor összetétele a $t = \Delta t$ időpontban. Az új összetételre ismét megoldjuk a kritikussági problémát, ami a szabályozó rudak új helyzetéhez és új neutroneloszlásokhoz vezet. Ebből $t = 2\Delta t$-ig oldhatjuk meg a kiégési problémát és így tovább, amíg olyan állapothoz nem jutunk, amelyben az összes szabályozó rudak kihúzott állapotban vannak. Ez jelenti a számítás szerint az adott üzemanyagtöltet üzemidejének a végét. Ez után következik az üzemanyagátrakás, amelynek a során az elhasználódott üzemanyag egy részét friss üzemanyaggal helyettesítik, másik részét a reaktor más helyére teszik. Az átrakás utáni indulás idejét $t = 0$-nak tekintve, az új üzemanyagciklus számítása kezdődik előlről az imént leírt módon.

A számítási feladat a gyakorlatban még bonyolultabb. Amikor valamelyik $t = k\Delta t$ időpontban kiszámítjuk az összetételt, majd keressük a kritikus rúdhelyzeteket, a problémának nagyon sok megoldása van. Ennek egyszerűen az az oka, hogy egy erőművi reaktor szabályozó rúdjainak a száma nagyon nagy (lehet akár 60—80 is), és általában még egy-két rúd elmozdításával kritikus állapothoz juthatunk. A feladat éppen az, hogy megkeressük, melyik rúd vagy rudak mozgatása optimális az adott pillanatban. (Az optimum itt általában a lehető legsimább térbeli fluxuseloszlást jelenti.) Ezen túlmenően a szabályozó rudak mozgatási programjának olyannak kell lennie, hogy az üzemanyag ciklus élettartama egy év legyen. Erre azért van szükség, hogy a reaktornak az

üzemanyagátrakás miatt szükséges leállítása mindig a naptári évnek ugyanarra a szakaszára essen. Hasonló optimalizálási feladatot jelent az üzemanyagátrakás megtervezése is.

Az ilyen számítási feladatok megoldására alkalmas modellt az előbb ideálisnak neveztük. Ideális ez a modell azért, mert a reaktorfizikai kutatások végső célja ez, de azért is, mert még messze vagyunk ettől, nemcsak Magyarországon, hanem tulajdonképpen mindenhol.

A kritikus rendszerek szerepe

Az eddigiekben vázolt problémák megoldásában a kritikus rendszerekkel kapcsolatos kutatások alapvető szerepet játszanak. Lehetővé teszik egy sor részprobléma megoldását. Az alábbiakban azokat emeljük ki, amelyeket jelen pillanatban a legfontosabbnak tartunk.

A kritikussági probléma

A zérusteljesítményű reaktor lényeges tulajdonsága, hogy teljesítménye olyan kicsi, hogy az összetételváltozások elhanyagolhatók. Következésképpen a kiégési probléma tanulmányozására nem alkalmas. Mint a neve is mutatja, elsődleges rendeltetése a kritikussági probléma kutatása. Nézzük meg közelebbről mi az, amit ma még megoldatlan problémának tekintünk ezen a területen.

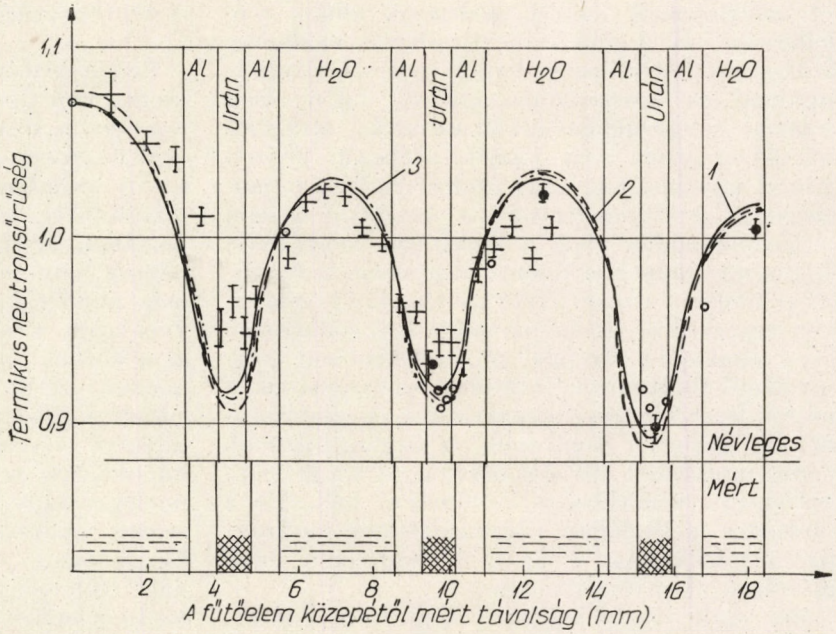
A neutronok diffúzióját leíró egyenlet, a transzport egyenlet régóta ismert, minden reaktorfizikával vagy neutron transzport elmélettel foglalkozó kézikönyv első oldalain megtalálható. Az alapegyenlet tehát ismert, elég sok fontos tulajdonságát tisztázták már, alkalmazásával mégis két alapvető nehézség van: néhány idealizált esettől eltekintve nem ismert a megoldása és csak pontatlanul ismerjük azokat a hatáskeresztmetszeteket, amelyek a megoldáshoz szükségesek lennének. Gyakorlati problémák megoldásában kivétel nélkül közelítő megoldásokra vagyunk utalva, mégpedig számítástechnikai okokból gyakran igen durva közelítésekre. Nyilvánvaló tehát, hogy a kritikus rendszerekkel kapcsolatos kutatásoktól közelítő módszereink és hatáskeresztmetszetszet-adataink pontosabbá tételét várjuk.

Az *1. ábrán* látható egy erőművi reaktor keresztmetszetének vázlatos rajza. A reaktorban váltakozva helyezkednek el szabályozó rudak és fűtőelem-kazetták. Egy fűtőelem-kazettának a részletes rajza a *2. ábrán* látható. A kazettán belül a fűtőelemek szabályos rácsban helyezkednek el. Egy ilyen, moderátorba ágyazott szabályos fűtőelemrács első közelítésben homogén közegnek tekinthető, ha a rácsot alkotó fűtőelemek száma elég nagy. (Egy kazettán belül levő fűtőelemek száma általában már ilyen.) Ennek a „homogén" közegnek mikrostruktúrája van (t.i. a fűtőelemrács) és ennek a mikrostruktúrának a figyelembevételével kell a közeg effektív, homogenizált hatáskeresztmetszeteit meghatározni. Ez már önmagában igen bonyolult feladat, de a szükséges közelítő módszerek nagy vonásaikban már kidolgozottnak tekinthetők, sőt a megfelelő számítógépi programok is rendelkezésünkre állnak. A kritikus rendszeren végzett méréseknek tehát elsőként ilyen homogén fűtőelem-rácsokra (kazettafalak nélkül) kell vonatkozniuk. A mérések és számítások közötti eltérések ezeknek a méréseknek az esetében a magfizikai hatáskeresztmetszet-adatok pontatlanságainak a rovására írandók, hiszen említettük, hogy a közelítő módszerek kielégítő pontosságúak. Ha a mért paraméterek száma elég nagy, és ezeket sok különböző tulajdonságú fűtőelemrácsban megmérjük, lehetőségünk van a hatáskeresztmetszet-adatok javítására. Egy ilyen mérés és számítás összehasonlításának a példáját látjuk a *3. ábrán.*

Teljesen más a helyzet olyan reaktorokban, amelyek szerkezete a viszonylag könnyen kezelhető szabályos fűtőelemrácstól eltér. A transzport egyenlet megoldásának legproblematikusabb része a határfeltételek figyelembevétele. Ezért rögtön nehézségek merülnek fel akkor, amikor a szabályos fűtőelemrácshoz képest valamilyen irregularitást kívánunk figyelembe venni. Ezek a nehézségek a transzport egyenlet közelítő megoldási módszereivel kapcsolatosak és függetlenek a magfizikai adatok pontos vagy pontatlan ismeretétől. A kritikus rendszereken folytatott kutatások logikus menete ezért az, hogy miután a szabályos rácsokkal kapcsolatban tisztáztuk a magfizikai adatokkal összefüggő kérdéseket, át kell térnünk a különböző irregularitások vizsgálatára. A mérési és számítási eredmények közötti eltéréseket ekkor már a számítási módszerek és nem a magfizikai adatok pontosabbá tételére kell felhasználnunk. Az itt szereplő számítási módszerek mindig a konkrét problémától függnek, a jelenlegi számítógépi lehetőségek mellett nehezen képzelhetők el általános érvényű eljárások. A következőkben sorra vesszük néhány fontos és egyáltalán nem, vagy csak részben megoldott problémát. (A problémák megoldottságát vagy meg nem oldottságát a továbbiakban csak hazai viszonyokra vonatkoztatjuk.)

A reaktor belsejében a teljesítménysűrűség eloszlásának egyenletessé tevése céljából az üzemanyag dúsítása általában belülről kifelé haladva nő. A különböző dúsítású tartományok határán átmenetei problémák lépnek fel, ugyanis a neutron spektrum alakja és így az effektív hatáskeresztmetszetek a két tartományban mások. Ezért nem világos, hogy az átmeneti tartománnyal mit kezdjünk.

Komoly perturbációt jelent a kazetták falának a jelenléte. Ez egyrészt elrontja a fűtőelemrács szabályosságát, másrészt az egymással érintkező kazetták között egy vízréteg van, aminek a következtében a kazetta szélén, de főleg a sarkaiban elhelyezkedő fűtőelemekben termelődő teljesítmény az átlagostól erősen eltérő lehet. Ennek az effektusnak a korrekt figyelembevétele nem meg-



3. ábra. Számított és mért termikus neutronsűrűségeloszlásának összehasonlítása a VVRSz-M reaktor fűtőelemében. A 2. ábrától eltérően ebben a reaktorban a fűtőelem három koaxiális urángyűrű. Az ábrán három számított görbe látható (1, 2, 3-mal jelölve): ezek egyike a fűtőelem névleges méreteinek a felhasználásával készült (1), a másik (2) a vizsgált fűtőelem tényleges méreteivel, a harmadik (3) a névleges méretekkel, de az előzőktől különböző magfizikai adatokkal. Az ábrára berajzolt pontok és keresztek két különböző mérési sorozat eredményei

oldott, pedig sok szempontból, elsősorban biztonsági szempontból nagyon fontos lenne.

A szabályozórudak anyagának rendszerint nagyon nagy az abszorpciós hatáskeresztmetszete. Ilyen tartományok belsejében és ezek közvetlen szomszédságában a transzport egyenlet szokásos közelítő megoldási módszerei felmondják a szolgálatot. Szerte a világon szép számmal dolgoztak ki módszereket a probléma megoldására, de egyikről sem mondható el, hogy minden szempontból kielégítő lenne.

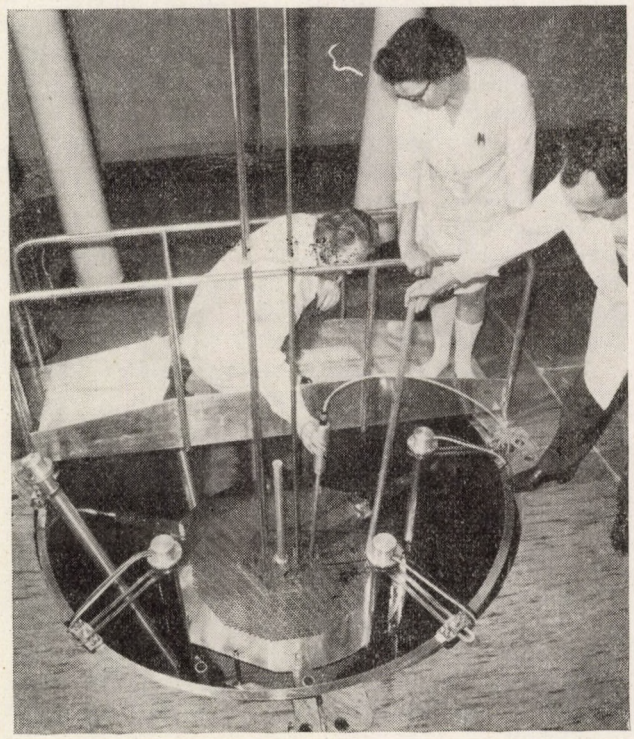
A felsorolt irregularitások természetesen gyakran együtt jelentkeznek. Jelenleg pl. semmit sem tudunk, mennyiben alkalmazhatók számítási módszereink egy szabályozórúd közelében érintkező különböző dúsítású kazetták leírására. Nem soroljuk tovább a problémákat, az eddigiekből is látszik, hogy részletes kutatásokra van még szükség, és ezeknek az eszköze a kritikus rendszer.

Reméljük, hogy a fentiek eléggé rávilágítanak arra is, hogy egy adott reaktortípusra vonatkozó ilyen jellegű kutatásokból levonható következtetések és eredmények nem vihetők át egy másik reaktortípusra. Legalábbis nem azzal a megbízhatósággal, amelyre atomerőművekkel kapcsolatban szükség van. Ez az oka annak, hogy kritikus rendszerek minden új reaktortípussal kapcsolatban elengedhetetlenek. Ez a helyzet belátható időn belül nem fog megváltozni.

A kísérleti technika fejlesztése

Már utaltunk arra, hogy atomerőművek üzemeltetéséhez számos mérés üzem közben való elvégzésére van szükség. A megfelelő mérési módszerek alapjainak a kidolgozása szintén a kritikus rendszereken lehetséges. Egy példát ragadunk ki.

A reaktoron végrehajtott minden változtatás (szabályozó rudak mozgatása, üzemanyagátrakás stb.) a reaktivitás megváltoztatásával jár. Biztonsági okokból nagyon fontos eközben a reaktivitás folyamatos ismerete. A reaktivitás mérése a reaktorok megjelenése óta intenzív kutatások tárgya volt, és jóformán csak a legutóbbi években jutottunk el oda, hogy megbízható és elméletileg



4. ábra. A ZR-6 kritikus rendszer aktív zárójának a tartószerkezete

jól megalapozott mérési módszerek állnak rendelkezésre, pl. a pulzált neutronforrás módszere. Ezeknek azonban az a bajuk, hogy bonyolultságuknál és hosszadalmasságuknál fogva csak kritikus rendszereken alkalmazhatók, atomerőművekben szóba sem jönnek. Nehezen képzelhető el ugyanis, hogy egy atomerőműben impulzusüzemű neutrongenerátort helyezzünk el és nem várhatunk addig, amíg a fáradságos kiértékelési eljárás végeredményeképpen megjelenik a reaktivitás keresett értéke. Nyilvánvaló, hogy valamilyen egyszerű és gyors módszert kell kidolgozni. Ilyen módszerek vannak, pl. az erőműben megfigyelhető fluktuációk frekvenciaspektrumának a mérése lehetővé teszi a reaktivitás meghatározását, de ezeket a pontosabb és körülményesebb mérési módszerek felhasználásával az adott reaktortípusora vonatkozóan hitelesíteni kell. Ez a hitelesítés és általában a legmegfelelőbb módszernek a kiválasztása a kritikus rendszeren folyó kutatások által történhet meg.

Még csak annyit jegyzünk meg, hogy egy országban rendelkezésre álló reaktorfizikai ismeretek tudományos színvonalát mind kísérleti, mind elméleti téren elsősorban az határozza meg, hány és főleg milyen kritikus rendszeren folytak kutatások a múltban. Hazánkban jelenleg a hatodik kritikus rendszeren (a ZR-6-on) folynak kutatások *(4. ábra)*. Minden korábbi rendszer mérföldkőnek tekinthető a tudományos fejlődés menetében.

A kritikus rendszertől az atomerőműig

Befejezésül vázoljuk, hogyan haladnak az új atomerőmű típus fejlesztési munkálatai a kritikus rendszeren végrehajtott kutatások után. A következő lépés egy olyan teljes léptékű rendszer, amely az új erőműnek mind méretek, mind felépítés tekintetében hű megfelelője. Leggyakrabban ez magában az épülő erőműben történik a névleges teljesítmény elérése előtt. Az ezen folyó mérések még mindig kis teljesítmények mellett folynak. Feladatuk annak tisztázása, mennyiben vihetők át a korábbi eredmények az erőművi reaktornak minden szerkezeti bonyolultságával együtt való leírására. Tulajdonképpen csak itt tisztázhatók teljesen az erőmű magas üzemi hőmérsékletével kapcsolatos problémák is. Ezután kerül sor a névleges teljesítményen üzemelő prototípus atomerőmű építésére, amely már a reaktorfizikai kutatásokkal párhuzamosan folyó termohidraulikai, technológiai és egyéb fejlesztési munkák eredményeinek a szintézise. Reaktorfizikai szempontból fő jelentősége az, hogy most válik először lehetővé a nagy teljesítménnyel összefüggő számítási és méréstechnikai problémák tisztázása.

A kritikus rendszerektől tehát még hosszú út vezet az új típusú erőműig, mégis a kritikus rendszereken kapott eredmények jelentik azt a nélkülözhetetlen alapot, amelyre a további emeletek támaszkodnak.

ISMERETLEN KEPLER KÉZIRAT

K. Smidt Erzsébet

Európa a XVI. sz.-ban több olyan zseniális elmét adott az emberiségnek akiknek nevét az évszázadok múlása sem feledtette, sőt még nagyobb megbecsülésben részesíti őket az utókor, mint saját századuk.

Ekkor élt Kopernikusz, Tycho de Brache, Giordano Bruno, ekkor alkotta meg az emberiség világszemléletét átformáló elméletét Galileo Galilei a nagy csillagász, William Harvey a biológus, René Descartes a filozófus és ez időben jutott el felfedezéséhez a világ egyik legnagyobb csillagásza JOHANNES KEPLER, az égbolt törvényeinek halhatatlan érdemű kutatója.

A csillagászati szakirodalom méltán illeti a ,,bolygómozgás törvényeinek felfedezője'' címmel, hiszen örökérvényűt alkotott. Közel 400 év[1] elteltével is helytállóak felfedezései, melyek mai csillagászati világképünk alapjául szolgálnak.

Ez a különös férfi[2], aki korát jóval megelőző lángelme volt, a XVI—XVII. sz. fordulóján élt, amikor a modern természettudományok kialakulóban voltak, s a csillagászat is kezdett fellendülni. Mindezek tudományos alapokra helyezése szükségessé vált. Kepler felismerte Kopernikusz napközéppontú világképének[3] igazságát, s felfedezései alapjaiban rendítették meg a földközéppontú[4] világképet.

Érdemét nem kisebbíti az a tény, hogy Tycho Brache a neves dán csillagász észlelési anyagát feldolgozva jutott el a bolygók mozgástörvényeinek megalkotásához.

Lángelmének kellett lennie ahhoz, hogy az akkori társadalmi és rendkívül zűrzavaros családi körülmények[5] között sem tört meg alkotóereje, munkakedve. Valójában tragikus, hogy a világ egyik legnagyobb szellemét a környezet arra késztette, hogy ,,mint a babonás udvari arisztokrácia horoszkópcsináló csillagjósa'' tengesse életét. Mert erre kényszerült, mivel tudományos tevékenységét nem értékelte kora, de még a minimális létfeltételeket sem biztosították számára.

Jelleme és emberi magatartása azért értékelhető pozitíven, mert soha sem volt képes kompromisszumra. Nézeteihez mindig hű maradt, vállalva az üldöztetést (vallásüldözés!) és a nyomort. Nyíltan állást foglalt Kopernikusz világképe mellett már akkor, amikor alá kellett volna írnia a ,,Formula concordiae''-t[6], s azáltal tanársegédi állást kapott volna az egyetemen. Szerinte az igazság egy és oszthatatlan. Ezt az álláspontját erősítette meg, mikor közzé tette első két törvényét az ,,Astronomia Nova''-ban.[7] Teológusnak készült a tübingeni egyetemen, s lett belőle a világ egyik nagyhírű csillagásza és matematikusa.

Amikor a grazi lutheránus gimnázium matematika tanárt kért az egyetemtől, Michael Maestlin professzor őt javasolta ezen állás betöltésére. 1594-ben ment Tübingenből Grazba és Stájer-

ország tartományi matematikusa lett. Majd 1600-ban ment Prágába Tycho Brachehoz. „Keplernek, ha nem is a legboldogabb, de mindenképpen a legtermékenyebb évei teltek Prágában, . . . itt dolgozta ki első két híres csillagászati törvényét."[8]

1612-ben költözött Linzbe és 1627-ig volt ott. Linzi tartózkodása azért érdekes számunkra, mert e városból keltezte bejegyzéseit Horler Szaniszló lőcsei származású strassburgi egyetemi tanár emlékkönyvébe, melyet a professzor, jó barátainak és kedves ismerőseinek a számára nyitott meg. Ez a bevezető sorokból is kitűnik:

„. . . . . .
AD AMICOS
Pra'sentes quoniam non semper habemus amicos
Signa júvat cara posse videre man(us)
Qivacat ergo tuúm mihi nomen amabile scribas,
Si quid et últeri(us) scribere forte velis.
. . . . . "
(Minthogy a barátaink nincsenek mindig jelen
Bejegyzésük segíti emlékezetünkbe idézni a távollévőket
Ezért írd ide nekem kedves nevedet
Továbbá mindazt, amit még ide kívánsz írni.)

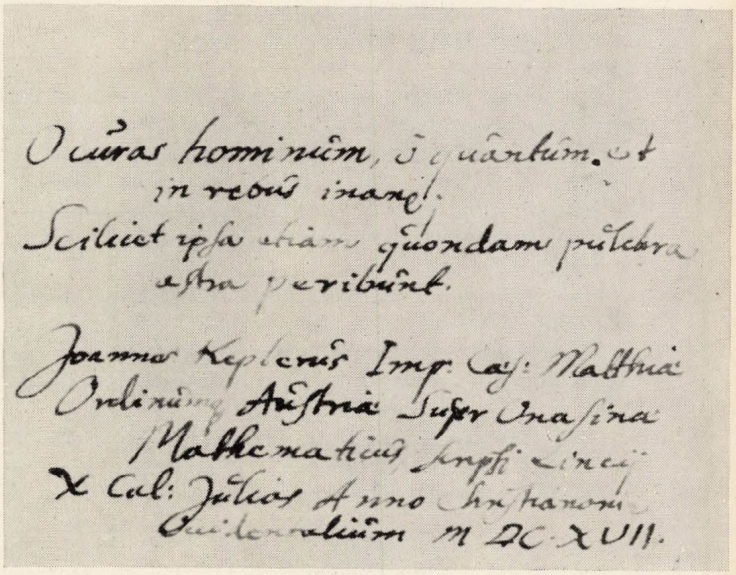
Majd a jól ismert jelmondattal folytatja:

„Estote prúdentes sicút Serpentes et simplices sicút columbae."
(Legyetek okosak, mint a kígyók és egyszerűek, mint a galambok.)
Alatta magyar nyelven írt szöveg a következő:
„Gyakran az jamborokat mier farasztattya az gonosz szörzetvel. Jó az Isten, meg söguli azokat."
(Aláírás:)
M. Stanislaús Horler. Senior Ungar(us)
Gepidarum J. V. Cand:
Anno Christi
per MVLtas trIbVLatIonis oportet Ingre
DI. In regna beata.

A szöveg között fellelhető évszám 1614-es esztendő. Ennél korábbi bejegyzés nem szerepel a könyvben. Az emléksorok és színes festmények nagy része az 1615 és 1617-es évekből való, a mintegy 320 lapból álló emlékkönyvben, mely komoly és részletes feldolgozást érdemel a későbbiek során, tekintettel arra, hogy több magyar névvel is találkozunk benne. Jelenleg Johannes Kepler és a tübingeni egyetem professzorainak bejegyzéseit mutatjuk be.

E becses emlékkönyvet Dr. Smidt Lajos kórházigazgató sebész főorvos kapta Szombathelyen orvosi honoráriumként, melyet a nagylelkű múzeumalapító az 1971. okt. 1-én megnyílt Smidt Múzeumnak ajándékozott többi anyagával együtt. Itt méltó helyet kapott az emeleti kiállítás csillagászati emlékeket bemutató vitrinjében.

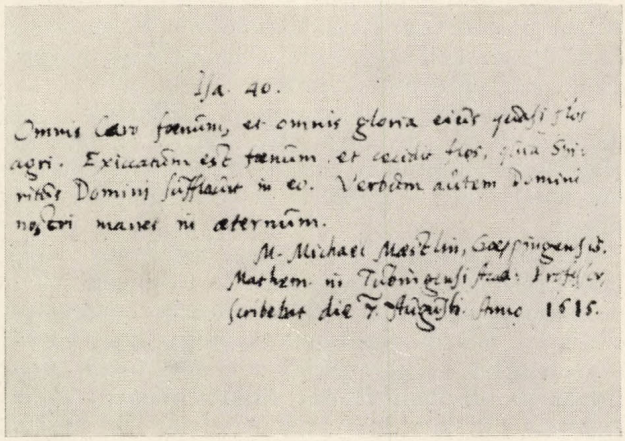
A véletlen szerencse és Kepler balszerencséje hozta úgy, hogy Magyarországon az egyetlen Kepler kézirat (eddigi tudomásunk szerint) éppen Vas megyében lelhető. Ez azért is érdekes, mert a nagy csillagász Vas megyében a Nádasdyak birtokán Petáncon (ma: Jugoszlávia területén) húzta meg magát egy ideig, amikor a vallásüldözések miatt Magyarországra volt kénytelen menekülni. S az a megye, mely egykor őt befogadta, most méltó kegyelettel őrzi nagybecsű emlékét, saját kezű bejegyzését.



„Ó emberi gondok, ó mennyi hiábavalóság van a dolgokban
Hiszen egykor maguk a szép csillagok is el fognak múlni"
Kepler János Mátyás császárnak
Onasina és felső Ausztria Rendjeinek
Matematikusa írtam Linzben
a nyugati keresztények 1617. évében július calendája előtti 10. napon (azaz jún. 22.én)

Kétség nem fér hozzá, hogy ezen emlékkönyv legértékesebb oldala az, amelyen Kepler örökítette meg nevét. Az ő bejegyzése fölött találjuk híres professzorának emlék-sorait 2 évvel korábbról keltezve a következő aláírással:

„M. Michael Maestlin, Göttingeni
Matematikus, a Tübingeni Akadémián Professzor,
Írtam Augusztus 7. napján 1615 évben.



Az Ószövetségből vett idézete Izaiás próféta 40. részéből való. Káldi György pap fordítását idézem:

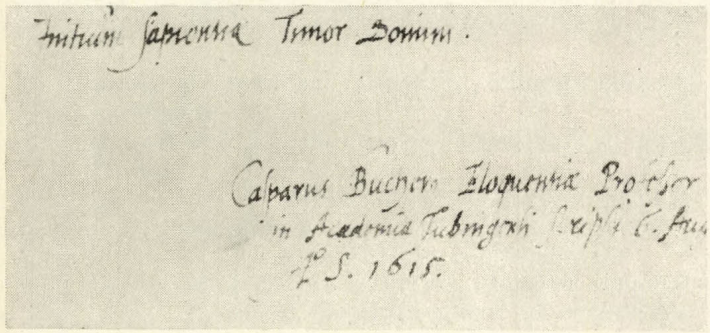
„Minden test széna, és minden dicsősége mint a'mezei virág. Megszáradott a széna, és elhullott a virág, mert az Ur szele fu(v)allott reá. . . . . (meg-száradott a széna, és el-hullott a'virág): a'mi Urunk igéje pedig örökké meg-marad."

Bizonyára Kepler szándékosan írta saját sorait a tübingeni egyetem híres matematika professzoráé alá 1617-ben. Maestlin írására Kepler bejegyzése hívja fel a figyelmet. Jólesik egyazon oldalon találkozni az egykori diáknak a professzorával, miután a tanítvány túlszárnyalva mesterét, világhírnévre tett szert.

Pontosan nem tudjuk, hogy milyen esemény színhelye volt 1615. év augusztus 6. és 7. napja Tübingenben, de rendkívül érdekes, hogy az egyetem több professzorának emléksorai e napokon íródtak ebbe az emlékkönyvbe.

Így Gáspár Bucher, az ékesszólás professzora is közöttük szerepel szerény jelmondatával:

„A bölcsesség kezdete az Úr félelme"



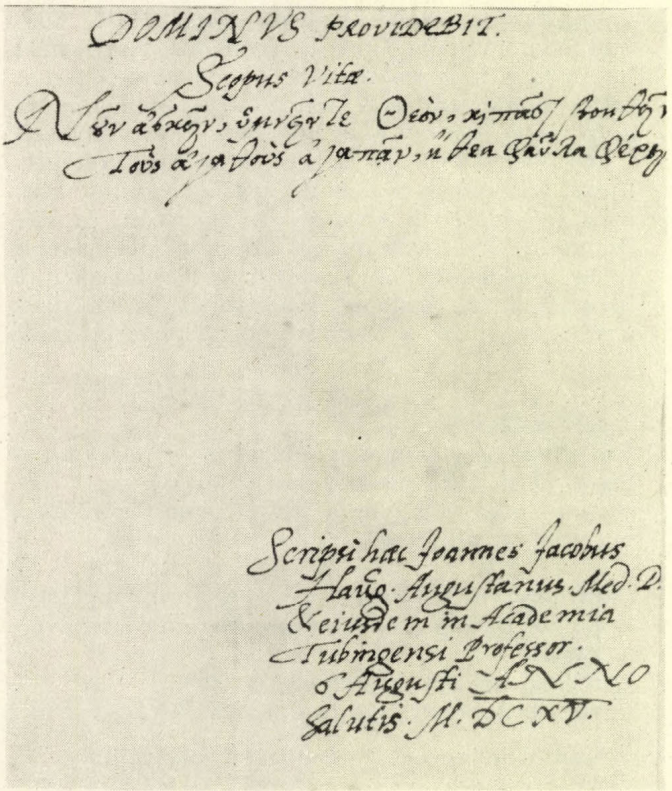
Ugyancsak augusztus 6-án örökítette meg nevét görögül írt bejegyzésével Joannes Jacobus Haug strassburgi orvos, aki a tübingeni egyetemen orvos-professzor volt.

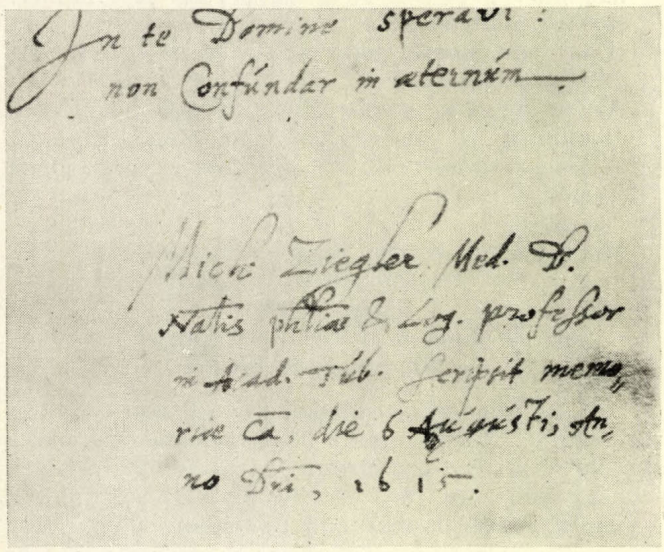
Továbbiakban találkozunk Mich(ael) Zieglernek a filozófia és logika professzorának soraival: „Benned reméltem Uram és nem szégyenülök meg örökké."

Zach(arias) Schaeferus a költészet és a történelem professzora ezt a jelmondatot választotta: „Imádkozni kell hogy ép testben ép lélek legyen" Emlékezzünk tehát ezekről.

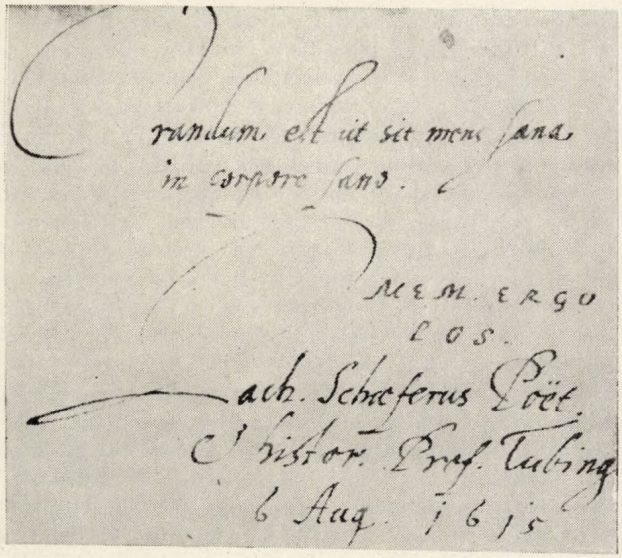
A tübingeni akadémia professzorainak sorát Andreas Boyor dr. zárja 1615. aug. 7.én tett bejegyzésével: „Minden, ami volt, azt Isten ítélete alá vonja, még a bujkálót is, akár jó volt, akár rossz."

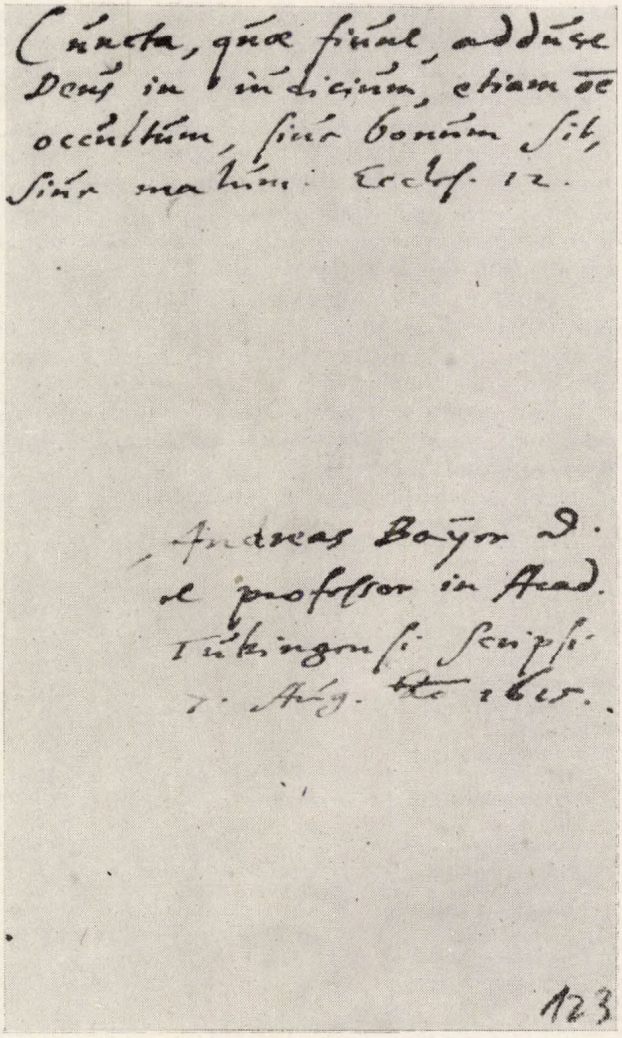
Horler Szaniszló strassburgi egyetemi tanár emlékkönyvének nagy részét a tübingeni és a strassburgi académia professzorainak bejegyzései töltik be, ez arra enged következtetni, hogy baráti köre ezekből az egyénekből tevődött össze. Megtalálható azonban Horler tanítványainak és az egyetem egy-két diákjának sorai is. Ők nagyon





kis számmal vannak képviselve. Magyar személyek nevei is fellelhetők az emlékkönyvben, ez azért nem késztet csodálkozásra, mert Horler Szaniszló lőcsei származású magyar ember volt. Sok felé utazhatott, emlékkönyvében levő bejegyzések is különböző városokban íródtak. Csak az 1617-es esztendőt tekintve: május hónap 5, 12, 13, 18, 29-én Strassburgban,
június 4-én Ulmban
június 21, 22-én Linzben
június 27-én Pozsonyban
augusztus 26-án Lőcsén írtak be emlék-sorokat e könyvbe. Nem tudjuk hogy milyen esemény során jutott Linzbe június 21—22-én Horler, de tény, hogy ezeken a napokon 5 személy örökítette





meg nevét itt, akik közül egyik Joannes Keplerus II. Rudolf császár udvari csillagásza és II. Ferdinánd császári matematikusa.

Kepler forradalmár volt a tudomány terén. „Törvényeinek az volt a legnagyobb jelentősége, hogy a bolygók mozgásának pontos matematikai leírását adta...egyike volt azoknak, akiknek tudományos munkásságából kinőtt az újabb kori csillagászat."[9]

Akkor még senki sem tudta, milyen óriás él közöttük.

[1] Kepler születésének 400. évfordulóját ünnepeltük 1971-ben, de felfedezéseit 1595-ben tette közzé.

[2] Külsejét tekintve: törékeny testű, sovány, himlőhelyes arcú, gyenge látású egyén, betegségekkel terhelve.

[3] Kopernikusz szerint a Föld kering a Nap körül; a Föld is egy bolygó „De revolutionibus orbium coelestium" (Nürnberg, 1543.) c. művében ismerteti az új világrendszert, melynek középpontjában a Nap áll.

[4] Az ellentétes nézet Ptolemaioszé; ezt vallotta az egyház is.

[5] Apja zsoldos katona volt, családjával nem törődött, mindig távol volt, anyja pletykás veszekedő asszony volt, kit később boszorkányság miatt perbe fogtak. Testvérei betegesek voltak; Henrik epilepsziás. A gyermekeket a nagyszülők nevelték.

A saját családi élete sem volt boldog. Két feleségétől született 11 gyermeke közül 6 meghalt. És sorolhatnánk még a családi tragédiát.

[6] Az „Egyetértés formulája" azt hirdeti, hogy minden katolikus, kálvinista, vagy más vallású, ördögi lény, akire a földön mélységes megvetés s a túlvilágon örök kárhozat vár. (Egyébként a tübingeni egyetem rektora szövegezte, s alá kellett írni minden evangélikus teológusnak.) Kepler ezt nyíltan megtagadta.

[7] „Astronomia nova seu Physica caelestis tradita commentariis de motibus Stellae Montis" (Prága 1609.) Kepler azon műve, melyben az első két törvényét nyilvánosságra hozta.

[8] Kepler törvényei:

a) 1. A bolygók a Nap körül olyan ellipszis-pályán keringenek, amelynek egyik gyújtópontjában a Nap van.

b) 2. A vezérsugár (a bolygót a Nappal összekötő egyenes) egyenlő idők alatt egyenlő területeket súrol. E törvény értelmében a bolygók pályamenti sebessége napközelben nagyobb, mint naptávolban.

c) 3. A bolygók keringési idejének négyzetei úgy aránylanak egymáshoz, mint a Naptól mért középtávolságuk köbei.

[9] Róka Gedeon: A világegyetem megismerésének útjai és tévútjai. Bp. 1964 (74, 81 p.)

TECHNIKAI FORRADALOM A RÉSZECSKEFIZIKÁBAN II

Kiss Dezső
Központi Fizikai Kutató Intézet

III.

Detektorok

Az előzőekben megismert módszerrel nagyenergiájú nyalábot állítottunk elő, ezt alkalmas céltárgyra ejtettük, fizikai kölcsönhatás ment végbe (ütközések, új részecskék keletkezése stb.) és nekünk detektálnunk kell a kölcsönhatás révén keletkezett végállapot lehetőség szerint valamennyi jellemzőjét. A tökéletes detektor tehát lehetővé teszi az összes kirepülő részecske típusának, tömegének, töltésének, impulzusának, sőt belső kvantumszámainak is a meghatározását. Ilyen detektor sajnos nincs, valamiről (gyakrabban valamikről)

mindig le kell mondanunk. A részecskefizikában manapság használt detektorok döntő többségének megtalálható az őse a magfizika vagy a kozmikus sugárzás kísérleti technikájának hőskorában. A detektorok azóta rengeteget fejlődtek és napjainkban szemtanúi lehetünk a detektálási technika reneszánszának. A II. táblázatban foglaltuk össze (a teljességre való törekvés nélkül) a legfontosabb részecskefizikai detektorokat, a detektálás alapját jelentő kölcsönhatás típusa szerint szétválogatva. Megadjuk az illető detektor érzékenységi idejét, holt idejét és felbontását, amely utóbbi a detektor típusától függően térbeli, időbeli, vagy energiafelbontást (E) jelent.

Lehetséges és szokásos a detektoroknak egy más szempont szerint való csoportosítása is: számlálós (elektronikus) detektorok és nyomdetektorok. Az előbbiek azt tudják megállapítani, hogy „itt" és

II. Táblázat

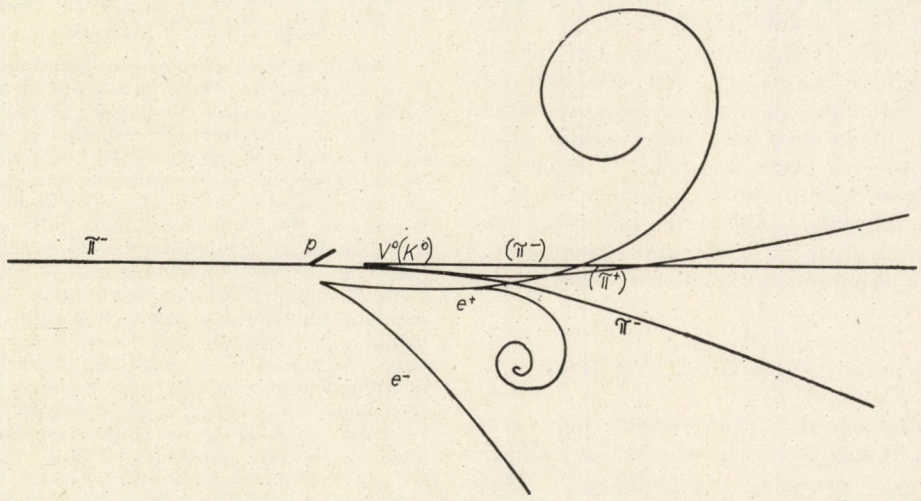
	$t_{érz}$	t_{holt}	Felbontás
I. IONIZÁCIÓ			
1. Kémiai			
csillám, plasztik	10^9 a	—	1 μ
Emulzió	$\sim$ a	—	1 μ
2. Elektronikus			
Félvezető	30 ns	1 μs	1% (E)
Proporcionális kamra	50 ns	—	300 μ
Szikrakamra	1 μs	10 ms	300 μ
Sztrimer kamra	1 μs	10—100 ms	300 μ
Drift detektor	5—15 ns	5 μs	100 μ
3. Termodinamikai			
Buborékkamra	1 ms	100 ms	20—200 μ
4. Fényemissziós			
Plasztik szcintillátor	5 ns	—	10% (E)
NaI	200 ns	1 μs	0,3—10% (E)
II. CSERENKOV EFFEKTUS			
Cserenkov-számláló	1 ns	—	10^{-4}—10^{-6}(E)
III. ÁTLÉPÉSI SUGÁRZÁS			
Átlépési detektor	5 ns	—	?

„ekkor" valamilyen töltött részecske áthaladt, vagy nem haladt át. Ilyen pl. az ionizációs kamra, proporcionális cső, GM-cső, szcintillációs számláló, félvezető detektor. A nyomdetektorok bizonyos értelemben fontosabb információkat szolgáltatnak: a részecske pályája is megjeleníthető, sőt, bizonyos fokú részecskeazonosítás és energiamérés is végezhető. Más oldalról viszont gyakran nem tudunk válaszolni arra a kérdésre, hogy mikor történt az esemény. Tipikus nyomdetektor pl. a magemulzió, ködkamra, buborékkamra. A legújabb fejlemény a két detektor típus sokoldalú kombinálása (hibrid detektorrendszerek). Az alábbiakban sorra vesszük az egyes fontosabb részecskefizikai detektorokat.

1. *Nyomdetektor óriások*

A Wilson-kamrának ma már lényegében csak történelmi érdekessége van. A nyomdetektorok másik ősi típusa a magemulzió. Ez még itt-ott speciálisan felhasználható (pl. az űrkutatásban, ahol a kis méret rendkívül fontos), azonban az első valódi, gyorsító mellett használható részecskefizikai detektornak az 50-es évek közepén feltalált buborékkamra bizonyult. A buborékkamra bizonyos mértékig olyan, mint egy kifordított Wilson-kamra: az utóbbi gáztérfogatában az ionizáló részek nyoma mentén folyadékcseppek keletkeznek; a buborékkamránál expandáláskor a folyadékot olyan nyomás alatt tartják, hogy az a legkisebb perturbációra (pl. a töltött részek ionizációjának hatására) forrásba kezdjen, ami által a töltött részecske pályája mentén a folyadékban buborékok alakulnak ki, melyeket ezután lefényképezünk. Ez a nyomdetektor az emulzióhoz és a ködkamrához képest számtalan előnnyel rendelkezik: kicsi a holt ideje (0,1—1 sec), véges az időbeli felbontóképessége, megfelelően sűrű és egyszerű összetételű a céltárgy anyaga, az általa szolgáltatott adatok számítógéppel könnyebben feldolgozhatók stb. Ezek olyan jelentős előnyöknek bizonyultak, hogy a buborékkamra csakhamar szinte uralkodóvá vált a részecskedetektorok között. A kamra megtölthető pl. „elemi részecskékkel" (hidrogén kamra), vagy nehezebb magokkal (neon, xenon, propán, freon stb.). A hidrogénkamra óriási előnye, hogy protonnyalábbal besugározva vele az egyik legelemibb kölcsönhatást, a proton—proton kölcsönhatás rendkívül tiszta körülmények között tanulmányozható. Az ún. „nehéz" kamrák (amelyek a hidrogénnál nehezebb töltőfolyadékot tartalmaznak), ilyen szempontból hátrányban vannak, hiszen egy adott kölcsönhatás észlelésénél nem könnyű kideríteni, hogy az összetevő nukleonok melyikén ment végbe. Ugyanakkor előnyösebbek olyan szempontból, hogy igen jó hatásfokkal lehet semleges részeket (pl. fotonokat, neutrinokat stb.) észlelni: a közeg nagyobb sűrűsége és nagyobb rendszáma miatt. Így ezek a kamrák az instabil semleges részek tanulmányozásának fontos eszközei.

Ha egy felgyorsított részecskenyaláb ráesik valamilyen buborékkamrára és kölcsönhat annak anyagával, a kölcsönhatás végtermékeit (és természetesen a bejövő primér nyalábot is) lefényképezhetjük, mivel pályájuk mentén buborékok képződnek. Ezt illusztrálja a 6. ábra, ahol 40 GeV/c impulzusú negatív pionok léptek kölcsönhatásba a Dubna által épített és a szerpuhovi gyorsítón besugárzott 2 m-es propánkamra propánmolekulájának egyik protonjával. A kölcsönhatásnál keletkezett két elsődleges töltött rész (p és π^-), 2 másodlagos töltött rész (p és π^-), valamint a 2 semleges rész (gammafoton és K°) által kiváltott szekundér töltött részek jól láthatók. Maguk a semleges részek természetesen nem hagynak nyomot, ezért az elektron-pozitron-pár, illetve a V nyom kezdete és a primér kölcsönhatás pontja között semmi sem látható. Az, hogy mindezek elmondhatók a fenti felvételről, természetesen nem egyszerű ránézés eredménye. Hasonló felvételek tíz és százezreit kellett átvizsgálni a kívánt típusú események kiszelektálása szempontjából (scanning), majd a kiszemelt kandidátusokat gondos,



6. ábra. Egy tipikus buborékkamrás felvétel leegyszerűsített sémája. A felvétel a szerpuhovi gyorsítónál besugárzott 2 m-es dubnai propánkamrával készült. A film kiértékelését a KFKI részecskefizikusai végezték

félig automatizált mérésnek kellett alávetni, hogy a különböző nyomok térbeli koordinátáit pontosan meghatározhassuk és a kezdeti irányukat, valamint pályájukat rekonstruáljuk. A kamra mágneses térbe van helyezve (ezért görbültek a töltött részek pályái) és a görbületi sugárból meghatározhatjuk a részecskék impulzusát. Az ionizációból, azaz a nyom menti buboréksűrűségből pedig kiszámítható sebességük. Az impulzus és sebesség ismeretében meghatározható a tömeg. Gondolom, az elmondottak némi ízelítőt adnak a buborékkamrás kiértékelés nehézségeiből. És ezek után jön még csak a fizika! Meg kell határoznunk a sok kiértékelt felvétel alapján a fizikailag érdekes paramétereket, eloszlásokat és ezeket kell összevetnünk az elméleti várakozásokkal.

Az évek során a buborékkamrák jelentős fejlődésen mentek át, melynek egyik, talán legfontosabb jellemzője a méretek drámai növekedése. Az első buborékkamrák még 10 cm nagyságúak voltak, a 60-as évek elején már 1 m-es kamra is működött. A 6. ábrán közölt felvételt szolgáltató kamra 2 m hosszú, az „ősökhöz" képest óriásnak tűnik (az is), de a fejlődés nem állt meg itt. A 70-es évek elejére már valóságos monstrumok is épültek, mint pl. a CERN-ben a neutrinokísérletekhez használt Gargamelle (4 m hosszú, 10 m^3 térfogatú) elnevezésű nehéz folyadékkal töltött kamra. Hasonló nagyságú az ugyancsak a CERN-ben működő BEBC (Big European Bubble Chamber) hidrogén kamra, továbbá a Szerpuhovban működő, hidrogén töltésű, MIRABELL francia kamra és a szerpuhovi nehéz folyadék töltésű SKAT. Ezeknek a kamráknak már olyan óriási a térfogatuk, hogy összeállításuknál a belső szerelést a kamra belsejében kényelmesen végezhetik a szerelők. Ha ehhez hozzávesszük, hogy a kamra teste tulajdonképpen csak kis része a kész berendezésnek, akkor el tudjuk képzelni, hogy manapság a buborékkamrák egész (és nem is akármilyen kis) termeket töltenek be. Külön probléma a folyadék cseppfolyós állapotban való tartása, amely különösen hidrogén esetében az abszolút 0 fokhoz egész közeli hőmérsékletnek 10 m^3 nagyságrendű térfogatban való előállítását és hónapokon át való fenntartását igényli. Ezek után el tudjuk képzelni, hogy egy-egy hidrogénkamra működtetéséhez egy külön „hideggyárra" van szükség.

Felvetődik a kérdés, hogy mi tette valójában szükségessé a méretek ilyen nagyarányú növekedését és ami ennél is izgalmasabb, hogy milyen lesz a holnap buborékkamrája. A buborékkamra nemcsak detektor, hanem egyúttal céltárgy is, hiszen a saját anyagában végbemenő kölcsönhatást regisztrálja. A megnövelt térfogatú céltárgy növeli a ritka kölcsönhatások bekövetkezésének valószínűségét, míg a nagyobb méretű detektorban ugyanakkor valószínűvé válik a semleges részecskék, továbbá a szekundér, tercier töltött részek regisztrálása és sokkal kevesebb lesz a kamrából kifutó nyom is. Ezek a szempontok diktálták a kamrák méretének növelését, ugyanakkor az is világos, hogy mind technikai, mind anyagi okokból a kamra méretének valahol egy értelmes határt kell szabni. Van ugyan néhány olyan alkalmazás, amelyekben ma még nem lehet az óriási buborékkamrát pótolni, mégis úgy tűnik, hogy ezek az óriás kamrák olyanok, mint a kihalóban lévő mammutok utolsó, esetleg utolsó előtti példányai.

Elképzelhető, hogy a jövőben nem a kamrák mérete fog ilyen értelemben növekedni, hanem egész más utat követve, az egyéb paramétereiket javítják. Egyik lehetőség pl. a viszonylag nagy holt idő csökkentése azáltal, hogy nem expandáltatják a kamrákat, hanem ultrahang segítségével teszik ionizációra érzékennyé. Ilyen esetben egy gyorsító impulzus alatt (a részecskefizikai óriásgyorsítók kb. 300 msec hosszúságú, egymást több sec-ra követő impulzusokat szolgáltatnak) nemcsak egy felvételt lehet készíteni, hanem 1, esetleg 2 nagyságrenddel többet, ami a hatékonyságot érthető módon nagyon megnövelné. Ilyen kamrák kidolgozása sikerrel folyik.

Egy másik lehetséges út, összeegyeztetni a hidrogén és a nehézkamrák előnyeit olyan módon, hogy egy nagy méretű nehéz folyadékkal megtöltött kamrában a primér nyaláb beérkezésének pontjához beépítünk egy kisebb méretű hidrogénkamrát. Ez utóbbi játssza a céltárgy szerepét, amelyben a primér kölcsönhatások rendkívül tiszta körülmények között mennek végbe, hiszen csak protonokat tartalmaz, ugyanakkor természetesen — buborékkamráról lévén szó — a primér és szekundér

töltött részek nyoma látható és lefényképezhető. A kis hidrogénkamrát körülölelő nagy nehézkamra pedig lehetővé teszi a keletkezett semleges részek jó hatásfokkal való regisztrálását. Az ötlet kitűnő: a két kamratípus előnyeit egyesítik. Ma már működnek ilyen kamrák, azonban komoly technikai nehézségeket kellett legyőzni, hogy idáig eljussanak, hogy elérjék azt, hogy a két egymásba skatulyázott kamra különböző, mindegyik a saját folyadékának megfelelő optimális hőmérsékleten legyen és termikusan ne zavarják egymást, továbbá hogy az expanzió egyszerre következzen be.

2. *Elektronikus (számlálós) detektorok*

A buborékkamrának, mint detektornak több hátrányos tulajdonsága van, amelyeket úgy lehetne összegezni, hogy nem elég „termelékeny". Elsősorban holt ideje viszonylag igen nagy, másrészt a felvételek áttekinthetősége érdekében a bejövő nyaláb intenzitásának csak kis részét használja fel. További hátránya, hogy nem szelektív, vagyis a tanulmányozni kívánt probléma szempontjából érdektelen eseményeket is regisztrálja. Meg kell azt is említeni, hogy miután sztereofelvételből kell a térbeli geometriát visszaállítani, igen bonyolult számítógépes problémákat kell megoldani és a felvételek kiértékelése sok számítógépidőt igényel.

Bizonyos szempontból kedvezőbb adottságokkal rendelkeznek a számlálós (elektronikus) detektorok, amelyek a fenti hátrányok nagy részét kiküszöbölték és a részecskefizika gyakorlatában a 60-as évek első felében jelentek meg a nemzetközi porondon. Az új technika első nagy sikerét a CP-sértés felfedezése hozta és fémjelezte, amelyet buborékkamrákkal aligha lehetett volna felfedezni a 10^{-3}—10^{-6} nagyságú jel/zaj viszony miatt.

Az elektronikus detektorok többsége vagy számlálós detektor, vagy gázkisülésen alapuló nyomdetektor, vagy ezek kombinációja. Az alkalmazott nyomdetektorok a szikrakamra, proporcionális kamra, sztrimer kamra, drift kamra stb. A reakció bekövetkezését a számlálókból álló hodoszkóp* jelzi, majd gyors logikai áramkörök eldöntik, szükséges-e az eseményt regisztrálni. Amennyiben igen, a nyomdetektor tartalma kiolvasásra kerül, majd az információ on-line betáplálódik a kísérletet vezérlő számítógépbe, amely ellenőrzi az adatokat, majd további feldolgozásra alkalmas formában rögzíti azokat. Ezzel az eljárással az értékes információ mennyisége megsokszorozódik, mert amíg egy buborékkamra másodpercenként kb. 1 felvételt képes rögzíteni, addig az elektronikus detektorok számlálási sebessége másodpercenként 10^3—10^4 esemény; sőt, proporcionális és drift kamrák esetén elérheti a 10^6—10^7-t is. Emellett időbeli felbontóképességük 10^{-6}—10^{-7} sec, tehát szinte állandóan érzékenyek, míg térbeli felbontóképességük a buborékkamrával vetekszik. Ezek a detektorok ma a részecskedetektálás legperspektivikusabb eszközei, elterjedésük a közeljövőben valószínűleg gyorsulni fog.

Próbáljuk meg és nem lesz tanulság nélküli, ha nyomon követjük az elektronikus detektorok fejlődésének néhány legfontosabb állomását. Manapság az egyik leggyakrabban használt részecskefizikai detektor a szikrakamra, amely hosszú történelmi múltra tekinthet vissza: őse az egyszerű szikraszámláló, amely nem más, mint egy kondenzátor lemezpár, megfelelő nagyfeszültségre kapcsolva. Ha a lemezek között erősen ionizáló, pl. alfarész haladt át, akkor átütés következett be szikra formájában. A mai szikrakamránál az egyik elektróda legtöbbször megmarad egy fémlapnak, amellyel szemben sok fémszál képezi a másik elektródot. A működési elv ugyanaz: ha ionizáló rész halad keresztül a detektoron, akkor szikra üt át a részecske útjába eső szálak és a szemközti lemez között. Így a részecske útja nyomon követhető vagy úgy, hogy optikailag lefényképezzük, vagy úgy, hogy az egyes szálakról levesszük az elektromos jelet. Egyébként lenyűgöző látvány egy szikra kamrákból álló mérőberendezés működésének vizuális megfigyelése. Pl., ha az ember a szerpuhovi gyorsító nagy kísérleti csarnokában a nyalábokat irányító mágnesen állva éjszaka letekint a mérőberendezésre, akkor kb. minden 7 sec-ben (ilyen sűrűn ad impulzusokat a szerpuhovi gyorsító) egy csattanást hall (jelezve, hogy expandált az egyik kísérleti csatornánál elhelyezett propánkamra) és ugyanakkor szikrák sorozatát látja kékesen világítva egy más kísérlet egyes szikra kamráiban és mintegy a szeme előtt rajzolódik ki a végbement kölcsönhatásban keletkezett termékek útja. A szikrakamrák idő és térbeli felbontóképessége viszonylag csekély, működési frekvenciája pedig elég alacsony, bár a buborékkamra sebességét 3—4 nagyságrenddel meghaladja.

A 60-as évek végén egy új detektor jelent meg a porondon, pontosabban nem is teljesen új, hanem egy régi ismerős, a proporcionális számláló továbbfejlesztett változata, az ún. sokszálas proporcionális kamra. Először Charpaknak sikerült közös gáztérben, többezer huzalból álló proporcionális kamrát építenie. Az érzékelő szálakat pozitív feszültségre kapcsolta, amivel szemben nem tömör lemez, hanem „átlátszó", kissé vastagabb szálakból álló elektróda állt néhány ezer Voltos negatív feszültségre kapcsolva. Az ionizáló részecske által kiváltott elektronok a legközelebbi érzékelő szál felé haladnak, majd annak közelében a proporcionális számlálókkal kapcsolatban jól ismert elektronlavinát indítanak meg, amely néhány mV-os negatív feszültség formájában jelenik meg a kérdéses érzékelő szálon. A proporcionális kamra mind gyorsaságban (a szikra kialakulása után keletkezett rengeteg ion eltávozása sok időt vesz igénybe), mind térbeli felbontóképességben jelentősen felülmúlja a szikrakamrát, ezen kívül mágneses térben is használható, ami a részecske tömegének meghatározását is lehetővé teszi. Ma már építenek méteres lineáris méretű proporcionális kamrákat is, amelyekben 1—2 mm-enként helyezkednek el a szálak. A rekordot egy mintegy 70 000 szálból álló kamra tartja. Talán egyetlen hátránya ennek a rendkívül szimpatikus detektornak, hogy az információt szálanként kell kiolvasni, így minden egyes szálhoz kell építeni egy külön kis elektronikus erősítőt és egyszerű logikai áramkört, ami egyrészt méretbeli problémákat hozhat (ezen az integrált áramkörök lényegesen segíthetnek), ré-

* Trajektória-regisztráló detektorrendszer.

szint a berendezést nagyon megdrágítja. Hadd említsem meg ezen a helyen, hogy a KFKI Részecske és Magfizikai Kutatási Területe készít proporcionális kamrákat Dubna részére, amelyeknek technológiáját mi dolgoztuk ki és amelyeket jelentős részben közös kollaborációs mérésekre használunk fel a szerpuhovi gyorsítónál.

Érdemes elgondolkozni azon, hogy nem lehetne-e az 1—2 mm-es térbeli felbontást valamilyen egyszerű, új gondolattal megjavítani. Megszületett egy ilyen gondolat: a szálak cm-re, sőt, néhányszor 10 cm-re lehetnének egymástól és nem az határozza meg a helyet, hogy melyik szál közelében ment át a részecske, hanem az, hogy a két szál közötti melyik térrészen. Ugyanis az áthaladás helyétől mindkét szál felé megindul egy elektronlavina és ha megmérjük a két szálon megjelenő jelek közti időkülönbséget, akkor ez világosan tükrözi az áthaladás helyét. (Azon a szálon jelenik meg előbb a jel, amelyhez közelebb haladt a részecske.) A helymeghatározást tehát nagyon pontosan keresztülvihető időkülönbségméréssé „játszottuk át". Ezen az új, szellemes elven alapuló kamrát drift kamrának nevezték el és azon kívül, hogy vele kb. 100 μ felbontás érhető el, ráadásul még a szükséges szálak száma is drasztikusan csökkent (hiszen nagyságrenddel ritkábban vannak), ez pedig a költségeket jelentősen csökkenti, elsősorban amiatt, hogy sokkal kevesebb számú elektronikus egység szükséges. Jó tér- és időbeli felbontása, egyszerű mechanikai felépítése és olcsósága miatt úgy tűnik, hogy ezen a területen a driftkamra a jövő detektora. Ma már működnek ilyen detektorok: a rekordot egy 4×4 m^2 felületű detektor tartja.

A tárológyűrűs kísérletekben elsősorban elektronikus detektorok alkalmazhatók, mivel itt a target is nagyenergiájú részecskenyaláb, nem pedig a kamra töltete, mint a buborékkamra esetén. Az elektronikus detektorok hagyományos típusú gyorsító mellett történő alkalmazásánál éppen az az egyik hátrány, hogy külön kell targetről gondoskodni. Ezen a problémán segít a sztrimer kamra, amely lényegében véve két nagyfeszültség-különbségű drótháló, amelyek között gáz helyezkedik el. Az ionizáló töltött részecskék itt is kisülést hoznak létre, azonban a feszültséget még a szikra kialakulása előtt lekapcsolják úgy, hogy a szikra helyett a részecskepálya mentén világító centrumok, „szikrakezdemények" (angolul streamer) alakulnak ki, amelyeket ezután lefényképeznek. Fényképezés helyett lehet speciális optikai-elektronikus, a TV felvevőkamerához hasonló berendezést is használni (pl. Plumbicon). A gáztöltés miatt azonban a kamra nem alkalmas nagyon ritka események detektálására (bár Dubna egy rekordméretű: 8 m-es ilyen kamrát épít), és ez újra felveti a megfelelő céltárgyválasztás szükségességét elektronikus kísérletek esetén. (Bár külön beépített targetet is lehet használni.) A jövő detektorában a céltárgyat valószínűleg olyan nagyfrekvenciájú (egy gyorsítóimpulzus alatt többször expandáltatható) buborékkamra fogja jelenteni, amelyet nagyrészt proporcionális és drift kamrákból álló számlálók sorozata vesz körül, a semleges részek detektálása pedig nagy sűrűségű konverterekkel lesz megoldva (hibridrendszer).

A jelenleg működő (pl. Cserenkov-detektor stb.), vagy kipróbálás alatt álló új típusú (pl. folyadékot vagy kristályt (!) tartalmazó proporcionális számlálók) egyéb detektorok egész sorának ismertetéséről le kell e helyen mondanunk, bár fontos szerepet játszanak a jelen, vagy ígéretesek a jövő szempontjából. Ha megkíséreljük elképzelni a jövő detektorát, előre látható a méretek további növekedése, mivel a részecskék azonosítása elsősorban a részecske impulzusának és sebességének meghatározásán keresztül történik, az impulzusmérés pontosságának fenntartásához nagyobb energiák esetén pedig további méretnövekedés szükséges. A sebesség meghatározásának legfőbb akadálya, hogy nagy energián a sebesség már csak lassan nő az energiával. Ezért „megnyúlnak" a Cserenkov számlálók, a repülési időmérő berendezések elemei is egyre távolabb kerülnek egymástól. Ma Szerpuhovban a részecskék impulzusának meghatározására szolgáló mágneses spektrométer elemeit már több méter távolságra kell elhelyezni egymástól. Úgy tűnik tehát, hogy a jelenlegi detektorok nem eléggé alkalmasak a nagyenergiájú kölcsönhatások vizsgálatára, ezért valószínű, hogy a jövő nagy gyorsítóival új elveken működő részecskedetektorok fognak párosulni.

3. *Új elv megvalósítása felé*

Mint láttuk a gyorsítók esetében kifejezetten az az érzése alakul ki az embernek, hogy új elveknek kell születnie, ha nagyságrenddel akarjuk növelni az energiát. Ugyanezt elmondhatjuk a detektorok vonalán is — bár nehéz túlbecsülni a jelenlegi és jelenleg kialakulóban levő detektorok további technikai, technológiai tökéletesítésének fontosságát. Valószínű, hogy a TeV-os tartományban használható detektorok kialakítása új elv vagy elvek felhasználását igényli. Egy ilyen elv tulajdonképpen már régebben megszületett. Szovjet fizikusok felfedeztek és tanulmányoztak egy új fizikai jelenséget, az ún. „átlépési sugárzást" (transition radiation). Ez a sugárzás akkor lép fel, ha egy nagyenergiájú töltött részecske valamilyen közegből átlép egy más törésmutatójú közegbe. A jelenség önmagában figyelemreméltó, finom polarizációs effektusokkal függ össze. A kibocsátott sugárzás részben az optikai, részben a röntgensugárzás tartományába esik.

Ami ezt a jelenséget perspektivikussá teszi a jövő nagyenergiájú detektálásának szempontjából az az, hogy a kibocsátott sugárzás intenzitása a részecske Lorentz-faktorával, γ-val arányos, tehát a fénysebességhez közel eső részeknél is jól megkülönböztethető effektust ad ott, ahol a sebességben a kis különbségek alig kimutathatók. A másik fontos tulajdonsága, hogy ennek a folyamatnak a hatáskeresztmetszete az energia növelésével nő. Tehát míg az átlépési sugárzás a mai energiákon egy finom effektus, addig várható, hogy a TeV-os tartományban detektálásra praktikusan felhasználható (sőt, talán versenytárs nélküli) effektussá növi ki magát.

A detektor egyik lehetséges formája két különböző típusú, egymást követő lemezek sorozatából összeállított „szendvics", amire azért van szükség, hogy a különböző törésmutatójú közegek átlépésének számát és így végeredményben a fellépő röntgensugárzás intenzitását megnöveljük. Jelenleg ilyen detektort még nem használnak fizikai mérésekre. Most van az a tapasztalt fizikusok által jól ismert periódus, amikor nagy kitartással és ötletességgel széleskörű technikai és technológiai kutatómunkát kell végezni az új, születő detektor paramétereinek optimalizálása érdekében.

IV.

Adatfeldolgozás

A részecskenyaláb gyorsítása, majd a nagyenergiájú kölcsönhatás során keletkezett részecskék regisztrálása után el kell végezni a kapott adatok fogadását és feldolgozását, a sok milliárd adatot néhány fizikai paraméterré kell sűríteni. Véleményem szerint pillanatnyilag ez a kérdés a nagyenergiájú fizika legsebezhetőbb pontjára tapint: a számítógépek problémájára.

Buborékkamrás felvételek kiértékelése a részecskepályák térbeli visszaállításával, az ún. geometriai programmal kezdődik. Ennek során az adott eseményről több különböző nézetből készített felvételek alapján állítják vissza a nyomok térbeli helyzetét és meghatározzák a legfontosabb kinematikai paramétereket. Ezzel a folyamattal analóg off-line adatfeldolgozás elektronikus kísérletek esetén is szükséges, csak ott a nagyobb eseményszám miatt komoly kapacitásproblémák adódnak. Egy proporcionális kamrákkal detektáló berendezés könnyen regisztrál 10^5-10^6 eseményt másodpercenként, ebből a detektort vezérlő számológép befogad 10^3-10^4-t. Ezek off-line feldolgozása a jelenlegi egyik legnagyobb kapacitású és leggyorsabb számítógépnek, a CDC 7600-nak központi egységét több, mint egy órára leköti. Látszik tehát, hogy a megkapható információmennyiséget a nagyenergiájú fizika jelenlegi helyzetében a számítógépek nagysága és gyorsasága limitálja.

A jelenlegi helyzetből többféle kiút lehetséges:

a) Nagyobb kapacitású, memóriájú és gyorsaságú számítógépek beállítása a részecskefizika céljaira. Ez a legegyszerűbb, de nyilván a legköltségesebb és ezért feltehetően a legkevésbé járható út.

b) Egy másik lehetőség, célgépek, ún. numerikus processzorok használata, amelyek miután csak egy-egy speciális feladat elvégzésére készülnek, nyilvánvalóan sokkal gyorsabbak és olcsóbbak a hagyományos számítógépeknél, bár természetesen kevésbé univerzálisak. Különösen ott használhatók fel jól (és ez a részecskefizikában elég gyakori eset), ahol az adatfeldolgozás során bizonyos műveletek sokszor ismétlődnek.

c) Csökkenthetjük a feldolgozandó információk számát, ha rendkívül szelektív mérőberendezést használunk, amely csak egy meghatározott eseménytípust választ ki és regisztrál és ily módon tehermentesítjük a számológépet és magunkat is azzal, hogy nem kell töméntelen sok adat közül kibogarásznunk azt a keveset, ami számunkra pillanatnyilag fizikailag érdekes.

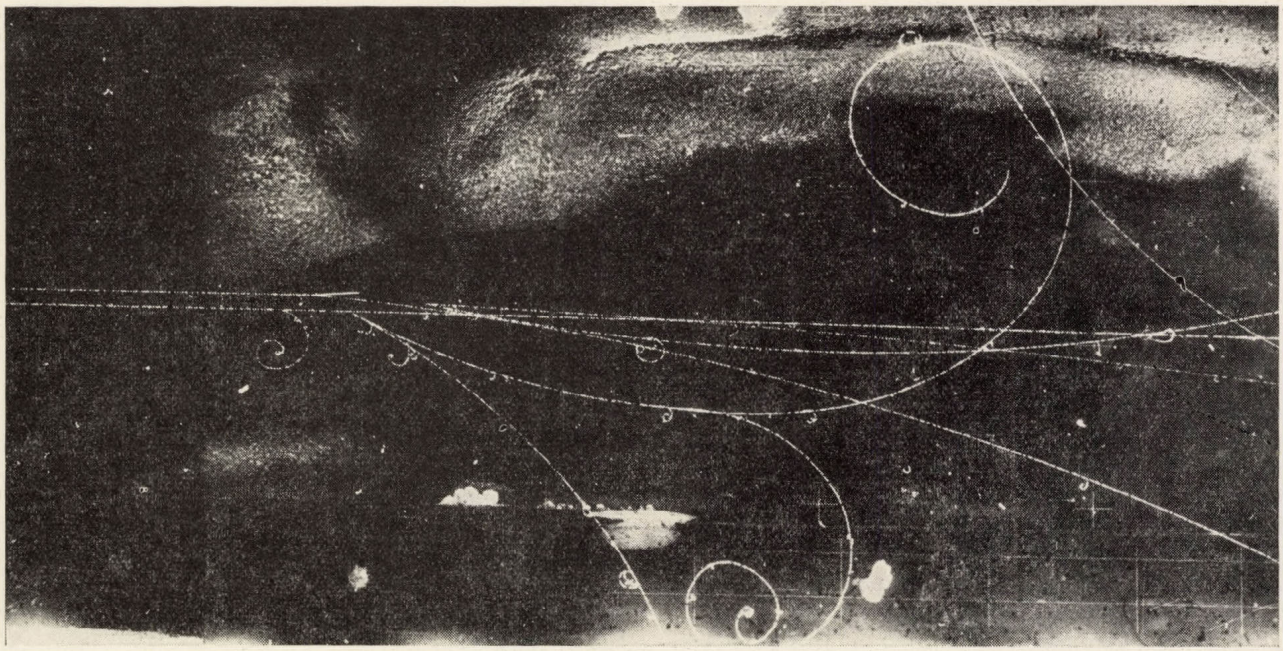
d) Paradox módon az ezzel homlokegyenest ellentétes lehetőség is megoldás: olyan mérőrendszert használunk, amely minden kölcsönhatást regisztrál. A regisztrátumokat elraktározzuk és utána az évek során nyugodtan feldolgozzuk az eseményeket különböző fizikai szempontok szerint. Tehát a gyorsítási, besugárzási, azaz mérési idő viszonylag rövid, — a kiértékelés a fizikai analízis hosszú, de termékeny, mert sokféle információ között válogathatunk sokféle szempont szerint.

e) Több jelenlegi szinten álló nagy gépet kellene az adatok feldolgozására igénybevenni. Ez a verzió különösen a kis országok számára vonzó, hiszen ilyen módon még a nem irreálisan drága nagy gépek beszerzése nélkül is lehetőséget kaphatnának a számukra egyébként elérhetetlen nagy gyorsítókon való munkára. Az óriásgyorsítók nagy detektorai és a legtöbbször hozzájuk on-line kapcsolt számítógépek által félig feldolgozott hatalmas adatmennyiség („félkésztermék") eljuttatható a legkisebb laboratóriumokba is, ahol viszonylag gyors és viszonylag nagy kapacitású számológépek segítségével megtörténhet a fizikailag érdekes reakció vizsgálata. Ez tulajdonképpen az ún. „konzervfizika" egyik formája, amivel a kísérleti részecskefizika területén már tradícióval rendelkeznek a kisebb laboratóriumok. A nagy buborékkamrák felvételeinek egy részét pl. megkapják scannelésre (eseménytípus felismerése), vagy kimérésre, vagy a számlálós kísérleteknél nyert információk egy részét mágneses szalagra felírt formában. A konzerv-fizika rendkívül előnyös kis országok számára, ha megfelelő scannelő, mérő és számítógép kapacitás áll rendelkezésre. Így viszonylag kis költséggel részesei lehetnének a legizgalmasabb, legélenjáróbb, frontvonalba eső méréseknek. Nem előnytelen ez a nagy gyorsítólaboratóriumok szempontjából sem, mert megszabadulnak az információfeldolgozás nagy részétől azzal, hogy azokat szétosztják sok kisebb laboratórium között.

V.

Nemzetközi tudományos együttműködés

Ez a problémakör nem a részecskefizika technikájához tartozik, azonban jellemző rá és annyira szerves része a részecskefizikai kutatásoknak, kísérleteknek (l. pl. a „konzervfizikát"), hogy elkerülhetetlen beszélni róla. A kultúra és a civilizáció egyik alapfeltétele és legfontosabb jellemzője az információk cseréje. Így volt ez a múlt évszázadokban, primitívebb körülmények között is, amikor mesterlegények, csizmadiák, pékek, szűrszabók stb., vándorlegényként bejárták a világot, hogy tapasztalatokra tegyenek szert, hogy ezzel is gazdagítsák honi viszonylatban (és egyúttal az egész emberiség viszonylatában) az ipart. Sokkal inkább így van ez ma, napjainkban és különösen a tudományos, a műszaki életben. Az intenzív nemzetközi tudományos kapcsolatokat nem nélkülözhetik még a bizonyos mértékű autarchiát megvalósítani képes nagyhatalmak sem. Mindenki előtt ismeretes pl. a Szovjetunió és az USA legfelsőbb szinten létrehívott információcseréje, együttműködése, közös munkája, pl. az atomenergetika, a részecskefizika vagy az űrkutatás területén. Százszor, ezerszer inkább kényszerítő szükség ez egy olyan kis ország számára, mint Magyarország, amely nem rendelkezik olyan nemzeti jövedelemmel, amely lehetővé tenné a tudományos technikai színvonal mai szintjének biztosításához szükséges anyagi hátteret. Hatványozottan így van ez a részecskefizikában, amelynek a helyzete annyira speciális,



7. ábra. A 6. ábrán közölt buborékkamrafelvétel eredetije.

hogy ha nincs kooperáció, akkor nem lehet kísérleti részecskefizika Magyarországon. Hatékony nemzetközi együttműködéssel, a nemzetközi központok munkájában való egyenrangú részvételünkkel viszont a részecskefizika olcsóbbá válhat, mint több más, „nemzeti" alapon szervezett kísérletes tudományág. Ez számunkra, magyar kísérleti részecskefizikusok számára egyenesen létkérdés. Józan ésszel fel sem merülhet és a leglelkesebb fizikusban sem merül fel egy mammutgyorsító magyarországi felépítésének vagy akár „csak" egy óriási detektor magyarországi létesítésének és szükségességének, illetve lehetőségének gondolata. Ugyanakkor tradícióval rendelkezünk ezen a területen és a jól szervezett nemzetközi kooperáció, a komolyan, nemcsak szólamként hangoztatott tudományos integráció páratlan lehetőségeket biztosít számunkra — még az anyagi korlátozottság ellenére is.

A nemzetközi kooperációt és tudományos információcserét a részecskefizika rendkívüli dinamizmusa, a koncepciók gyors alakulása szintén fontossá teszi elméleti és kísérleti kutatók számára egyaránt. Egy-egy kutatási lépcsőfok „aktív" szakasza nemegyszer rövidebb, mint egy könyv vagy folyóirat féléves-egyéves nyomdai átfutási ideje.

Kapcsolatainkat elsősorban a Szovjetunió felé kívántuk és kívánjuk kiépíteni; szép hagyományaink vannak ezen a területen. A teljességre való törekvés nélkül hadd említsem meg, hogy a rendszeres kölcsönös diszkusszió, információ- és publikációcsere mellett több tényleges közös mérés fémjelzi együttműködésünket. A dubnai intézetbe (EAI = Egyesített Atomkutató Intézet, Dubna, SZU) kiküldött előörsként dolgoznak hosszú éveken át kísérleti és elméleti munkatársaink, állandó kapcsolatban a jelenleg Magyarországon tevékenykedő kollégákkal. Bőven kivesszük részünket a „konzerv-fizikából" mind a buborékkamrás, mind az elektronikus kísérletek vonalán. Büszkeséggel beszélhetünk arról, hogy az utóbbi évek egyik legérdekesebb és legszebb mérése a K°-regenerációmérés volt, amelynek eredménye messzevezető elméleti következtetések levonására jogosít, és Dubna—Szerpuhov—Budapest kollaboráció néven vált ismertté a világon. Rendkívül aktívan működő kooperáció él és virul a 2 m-es propánkamrán végzett kísérletek területén — hogy csak a jelen és a közelmúlt méréseiről beszéljek. Maga az a tény, hogy néhány éven át Dubnán keresztül hozzájuthattunk a szerpuhovi gyorsító egyedülálló (a világ legnagyobb energiájú gyorsítója volt) lehetőségéhez, felbecsülhetetlen számunkra. Várjuk és reméljük, hogy a Szovjetunió pozitív elhatározásra jut egy újabb nagy gyorsító felépítésében és hiszszük, hogy munkatársaink emellett is ott lesznek. A Szovjetunióval való együttműködés nagyon sokszor, sőt, legtöbbször nem kétoldalú, hanem multilaterális: ugyanabban a mérésben velünk együtt részt vesznek a szocialista tábor más országai is.

Nem csökkentve, sőt erősítve a szovjet kapcsolatokat, szükséges és kívánatos volna a nyugateurópai országok közös részecskefizikai intézetével, a CERN-*nel is együttműködnünk. Eddig szívélyes és baráti kapcsolatok alakultak ki a CERN-nel, az információcsere területén nincs problémánk. A CERN meghívására az utóbbi években több magyar elméleti és kísérleti részecskefizikus 1—1 éves ösztöndíjjal részt vett vagy résztvesz a CERN-ben folyó munkában (van olyan magyar kolléga is, aki hosszú ideig Dubnában dolgozott és Dubna küldte ki a CERN-be). Úgy látszik azonban, hogy eljött az ideje és az aktualitása annak, hogy a

* CERN — Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire

kapcsolatokat még szorosabbá fűzzük, az együttműködést eggyel magasabb szintre emeljük: közös mérést kezdjünk a CERN-nel, esetleg Dubnán keresztül. Ez azért is indokolt, mert a következő években a CERN jelenleg építés alatt álló 400 GeV-os gyorsítója lesz Európában a legnagyobb gyorsító és kívánatos volna, ha lehetőséget kapnánk az ebben az eddiginél jóval nagyobb energiatartományban is — szerényen bár —, de a frontvonalban dolgozni.

Teljességre törekedni nehéz lenne a nemzetközi kapcsolatok ismertetése terén: sok laboratóriumot fel kellene és fel lehetne sorolni, amelyekkel kollaboráltunk, vagy kollaborálunk, mint pl. a strasbourgi, orsayi laboratóriumok. Feltétlenül szükségesnek tartom azonban kiemelni az ún. háromszög-kollaborációt. Sokak számára ismeretes, hogy a kezdeti gondolat a budapesti ELTE-n dolgozó elméleti kollégák kezdeményezése volt: a Bécs—Bratislava—Budapest együttműködés évek óta minden hónapban rendszeresen tartott és tart elméleti szemináriumokat felváltva a felsorolt városokban. Ez a regionális együttműködés az utóbbi időben örvendetes módon kiszélesedett: egyrészt a háromszögből sokszög lett: csatlakoztak az olaszok és jugoszlávok; másrészt kiszélesedett olyan vonatkozásban is, hogy résztvesznek benne a kísérleti fizikusok is, akik rendszeresen találkoznak évente kétszer. Ez számunkra rendkívül sokat jelent: a magyar részecskefizikusok intellektuálisan nem érzik a „kis országhoz" tartozás korlátait.

Ki kell emelnünk azt is, hogy a fizika egyetlen világméretű kutatóintézetével, az ENSZ által létesített trieszti Nemzetközi Elméleti Fizikai Központtal elméleti részecskefizikusaink alakították ki a szervezett rendszeres kapcsolatot. Ezt olyan jelentősnek ítéli a Központ is, hogy a részecskefizika területén a magyarokkal közösen rendeznek konferenciákat.

Összefoglalásul hadd hangsúlyozzam mégegyszer, hogy a kísérleti részecskefizika az emberi megismerés frontvonalában dolgozik, hallatlanul izgalmas problémákat ostromol imponáló technikai és technológiai eszközökkel. Pionír szerepet tölt be és sokszor provokálja a technika és technológia több ágát. Kezdeményező és meghatározó szerepet töltött és tölt be a számítástechnika felhasználásában is. Egyike, ha ugyan nem az első terület, amely leghamarabb felismerte és rákényszerült a nemzetközi kapcsolatok intenzív művelésére és kiépítésére és ezáltal közvetve bár, de szolgál és előkészít egy sokkal általánosabb célt, az egyetemes nemzetközi, emberi kapcsolatok megjavítását, kibontakozását.

A részecskefizika technikájának legújabb eredményeiről a legfrissebb beszámolót a CERN Courier Vol. 13. No. 6 (1973. június) 187. oldalán találhatja meg az olvasó egy összefoglaló cikk keretében, amely az 1973 tavaszán Frascatiban (Róma mellett) rendezett ún. instrumentális konferencia rövid összefoglalása. A konferencia anyaga Proceedings formájában is meg fog jelenni a közeljövőben és itt bőséges utalás lesz a részleteket érintő szakirodalomra.

A FIZIKA TANÍTÁSA

KOMPLEX KÉMIA- ÉS FIZIKAOKTATÁS A KÖZÉPISKOLÁBAN

Török Tivadarné
Budai Nagy Antal Gimnázium

1972. szeptember 1-én összehangolt tantervvel és tanmenettel kísérleti kémia-fizikatanítás kezdődött a Budai Nagy Antal Gimnáziumban.

A kísérlet a természettudományos tárgyak egységes oktatásának kialakítására indított törekvések keretében történik, amelynek szükségességéről, céljairól és megvalósításának terveiről néhány gondolat már megjelent a „Fizikai Szemle" 1973/1. számában „Komplex természettudományos oktatás a középiskolákban" címmel. Jelen cikkben a gyakorlati kivitelezés módjairól szeretnék rövid tájékoztatót adni, és néhány kiegészítést tennék az elképzelésekkel kapcsolatosan.

A reformtanterv készítésénél igen nagy előnyt jelentett, hogy a Fővárosi Pedagógiai Intézet véleménye alapján a Művelődésügyi Minisztérium engedélyezte a jelenlegi tantervek vertikális és horizontális változtatását is, és az iskola Igazgatósága lehetővé tette a kísérletek elvégzését. Az előlegezett bizalomért ezúton is szeretnék köszönetet mondani.

A fizika, kémia, biológia és földrajz tananyagait, igényeit és oktatási lehetőségeit tanulmányozva arra a következtetésre jutottam, hogy meg kell szüntetni a fizikatanítás 1 éves gimnáziumi kihagyását, a kémiaanyagot pedig modernizálni szükséges. A reformtantervben a kémia változatlan óraszámú maradt;a fizika I. osztályban heti 2 órával először a politechnikai foglalkozás, majd — az iskolánkban párhuzamosan folyó biológia-kémia kísérletek tapasztalatai alapján — a biológiatanítás terhére lépett, felsőbb évfolyamon pedig hagyományos óraszámmal halad.

A fizika és kémia együttes bevezetésénél az oktatás közös, természettudományos vázát az alábbi kiemelések alapján próbáltam megadni.

Alapvető és közös fogalmak:
- az anyag — általános meghatározással és megjelenési formákkal
- a mozgás — általános meghatározással és a mozgásformák különbségével
- a tömeg — tehetetlen és gravitáló jellege, mérése, mértékegységei, állandósága és változásai — a részecsketermészet
- a kölcsönhatás — általános meghatározással, alapvető formáival, az erő fogalmának és fajtáinak elkülönítésével
- az energia — állapothatározó jellege, szerepe a fizikai és a kémiai folyamatok irányánál, megmaradása és fajtáinak változása — fizikai mezők
- a struktúra — atom és molekulaszerkezet — kémiai tulajdonság; kristályrács — fizikai tulajdonság

Alapvető törvényszerűségek:
- az egyensúly feltételei — a mechanikában és a kémiai változásoknál
- megmaradási törvények — tömeg-, impulzus-, energia-, anyag-, töltés-megmaradás

Azonos rövidítések, kifejezések és eljárások szükségesek:
- a fizikai és kémiai mennyiségek jelöléseinél

— méréstechnikában — mértékegység, mértékrendszer, mérőeszköz használata
— függvények szabatos tárgyalásánál — fizikai és kémiai képletek, kémiai egyenletek leírása, ábrázolása és értelmezése
— számításoknál — hatványmennyiségekkel, törtekkel való műveletek (mértékegységek átszámítása) egyenletrendezés, másodfokú egyenletek megoldása, Pythagoras-tétel, százalékszámítás, vektorszámítás stb.

A közös témák mindkét szakon belüli egyidejű vagy megfelelő sorrendiség melletti, kis időkülönbséggel való tárgyalásának biztosítása igen sok fejtörést okozott. A tantárgyak fejezeteinek meglévő rendszerét, az eddigi tanítási gyakorlat alatt szükségszerűen kialakult szaktárgyi logikát a legtöbb helyen lehetetlen megbontani. Különösen akkor nehéz a helyzet, ha a tanulók érdekében, (az otthoni tanulás, az esetleges osztály- vagy iskolaváltoztatás miatt) a jelenleg érvényben levő tankönyveket is használni akarjuk.

Az I. évfolyam tananyagának összeállításánál különleges szempont még az általános iskolából a középiskolába való átmenet könnyítése, a régi ismeretek gyakorlásának lehetőségével és a magasabbszintű természettudományos tárgyalási mód fokozatos bevezetésével. A komplex kémia-és fizikaoktatás ezért a következő tematikával indul:

FIZIKA

I. A mozgás: A természet megismerése. Mechanikai alapmennyiségek. Egyenesvonalú egyenletes és egyenletesen változó mozgások kinetikája.
II. Az erő és tömeg: Az anyag kölcsönhatásai. Tehetetlen és gravitáló tömeg. Súlyerő és súrlódási erő. Mozgásmennyiség.
III. Munka és energia: A munka, mint folyamatjellemző. Az energia, mint állapothatározó. Gravitációs tér. Teljesítmény, hatásfok.
IV. Merev testek egyensúlya: Erők összegezései és felbontásai.

KÉMIA

I. Általános kémiai alapismeretek: A kémiai anyagismeret fejlődése a XIX. sz. végéig. Mengyelejev periódusos rendszere. Kémiai részecskék mozgásformái. Legfontosabb vegyületcsoportok és reakciótípusok.
II. Tömeg a kémiában: Atomok és molekulák tömege. Molnyi mennyiség (Avogadro). Reakcióegyenletek mennyiségi jelentései. Diszperz rendszerek, valódi oldatok koncentrációja.
III. Anyagszerkezet: Elektrosztatikus alapjelenségek, Coulomb-tér. Egyszerű atommodellek. Kvantumszámok, atomi- és molekulapályák, delokalizált kötések.
IV. Reakciómechanizmusok: Elektrolitos disszociáció.

A komplexitás tehát teljes, egyenletes és objektív tantárgyi koncentráció, amelynek kialakításával könnyebb lesz a tanárok és diákok munkája is. Ha a természettudományos tárgyak tananyagainak felépítése és a tankönyvek megfogalmazásai eleve egyértelműek, megfelelő utalásokat és továbbfejlesztési lehetőségeket tartalmaznak, akkor nem kell a tanároknak utólagos, erőltetettnek tűnő hivatkozásokat tenni, ellentmondások után nehezen érthető kapcsolatokat kialakítani, túlterhelésre vezető kiegészítésekkel magyarázni, külön tanulmányozni a társtudományok fejlődését és tanítását; akkor a tanulók többsége önállóan is felismerheti az „anyag" lényeges és általános tulajdonságait illetve változásait, a fogalmak alá és mellérendeltségi viszonyait, a szaktudományok anyagvizsgálatainak azonosságait és különbségeit. A fogalmak és törvények fontossági és időbeli sorrendjének megállapítása után könnyebben megfogalmazhatjuk az egyes évek követelményszintjeit, egyszerűbbé tehetjük a természettudományos érettségi vagy felvételi lebonyolítását.

A komplex oktatás tapasztalatai kedvezőek, amelyet az a természetesség mutat leginkább, ahogy a tananyagot a diákok fogadták. A tanár számára kritikusnak tűnő anyagrészeknél (alapvető kölcsönhatások, gravitációs tér, atommodellek) a legnagyobb az érdeklődés; az újszerűnek vélt, „képletek szerinti" kémiai számítások egyértelműnek, egyszerűnek bizonyultak. A gyerekek igénylik a „komoly" indoklásokat, és jó játéknak tartják a gyakorlati órákat, ahol precizitással vagy kézügyességgel azok is kitünhetnek, akik a logikai igénybevételnél lassabban kapcsolnak.

A kísérleti anyag kidolgozása közben számos olyan probléma is felvetődött, amelyek helyes megoldásához átfogó és alapvető természettudományos ill. pedagógiai ismeretekkel rendelkező szakemberek tanácsaira, és a hasonló oktatási kísérleteket végző kollégákkal való konzultációkra van szükség. Igen sokat segített ezért, hogy 1973. szeptember 1-től már az ELTE TTK Atomfizikai Tanszékének irányításával folyik a kísérlet, és Dr. Marx György tanszékvezető egyetemi tanár nagy körültekintéssel fogja össze az ilyen jellegű munkákat; továbbá, hogy az „Anyagszerkezet" fejezetét a kémiában Dr. Török Ferenc, az ELTE TTK Általános és Szervetlen Kémiai Tanszékének egyetemi tanára által készített tervezet szerint taníthatom. A II. és III. év tananyagának, a IV. osztályos szintézisnek és a részletesebb kiértékelésnek az ismertetésére később térnék vissza.

KIS IDŐTARTAMOK MÉRÉSÉRE SZOLGÁLÓ ELEKTRONIKUS ÓRA

Ronyecz József
Hódmezővásárhely
köz. isk. tanár, szakfelügyelő

Takács János
elektromérnök

Igen sok fizikai probléma elemzésénél fontos szerepet játszik az idő minél nagyobb pontosságú mérése. Így pl. a pillanatnyi sebességet definiáló

$$v = \frac{\Delta s}{\Delta t}$$

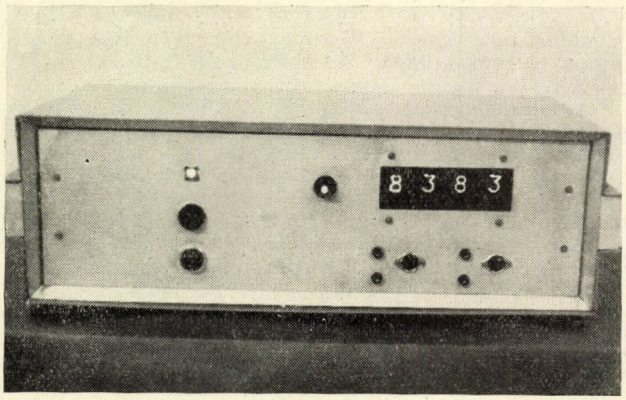
összefüggéssel minden középiskolai tankönyvben találkoznak tanulóink anélkül, hogy méréssel hozzáférhetővé válna számukra ez a fontos fizikai fogalom.

Minden fizikatanár tudja, hogy a mechanikai mozgások elemzése máig nem megoldott középiskoláinkban! A legnagyobb problémát éppen az okozza, hogy nincs kellő pontosságú, az idő méréséhez alkalmas berendezés, mely nem csupán méri a megfelelő kis időtartamokat, hanem a szerkezet indítása és megállítása egyrészt függetleníthető a kísérletező személytől, másrészt magát a jelenséget sem befolyásolja.

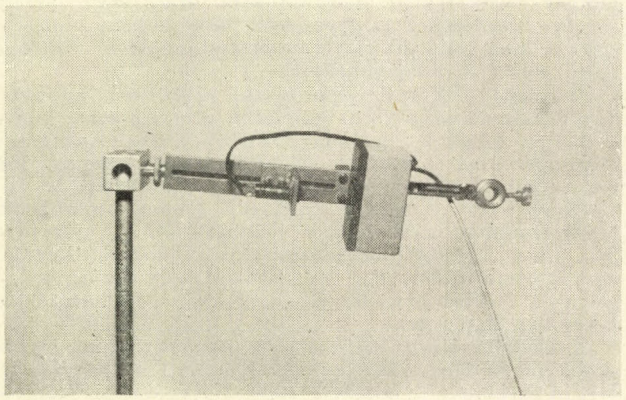
Éppen a legutóbbi olimpiai játékok alkalmával láthattuk, hogy a kellő pontosságú időméréssel szemben mily nagyok az igények és követelmények.

Ugyanilyen mértékben jelentkeznek az igények az időméréssel szemben a fizikai jelenségek kellő pontosságú elemzésével kapcsolatban is. Anakronizmus, hogy amíg a sportban ezt a problémát (mint láthattuk!) már kielégítően megoldották, addig a fizika szertárakban még manapság is a metronóm az egyedüli időjelző (nem mérő!) eszköz a fizikai kísérletekhez és már az is nagy eredményként könyvelhető el, ha valahol ezenkívül még stopper óra is van! (A TANÉRT árjegyzék sem tartalmaz ennél többet!) Minden gyakorló tanár tudja, hogy ma már a kézi indítású stopper óra sem elégíti ki a korszerű fizikatanítás igényeit. Vannak elszigetelt kezdeményezések ennek a problémának megnyugtató megoldására.

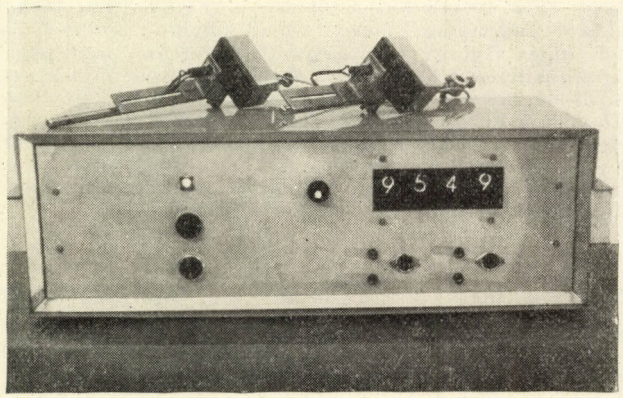
Egy lehetséges változatot szeretnénk felvázolni a



1. ábra

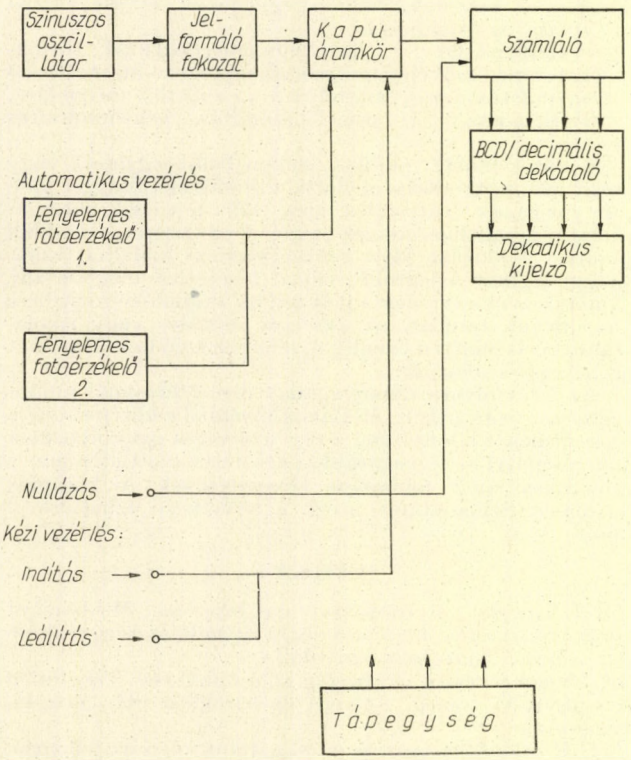


2. ábra



3. ábra

Az elektronikus digitális időmérő blokkvázlata



4. ábra

következőkben. Az általunk tervezett (s a fentiekben részletezett igényeket kielégítő) időmérő szerkezet működése az 4. sz. ábra szerinti blokkvázlaton követhető.

Időmérőnkhöz az időalapot stabilizált szinuszos oszcillátor szolgáltatja. A jelformáló kimenetén négyszögjelet kapunk. A négyszögjel a kapuáramkörön át kerül a számláló bemenetére. A kapu vezérlése vagy kézi (nyomógombos) megoldással, vagy *automatikus* (fotoérzékelővel) történhet. Esetünkben mindkét megoldás alkalmazható.

A számláló kimenetén módosított BCD kódban jelenik meg az indítás és leállítás közti időtartamra jellemző szám. A dekódoló fokozat ezt decimális számmá alakítja.

A nixie-csöves kijelzőn már *tízes számrendszerben* (tehát a nekünk megszokott módon) jelenik meg a mérendő időtartamra jellemző szám. (Esetünkben másodperc, vagy annál kisebb nagyságrendben!) Az 1. sz. képen a kész mérőóra látható, homlokzati részén a kézi, illetve fotocellás indító és leállító csatlakozókkal, a „törlő" gombbal, illetve a nixie-csöves számkijelző rendszerrel. A 2. sz. képen látható a fotoérzékelő (fénysorompó) az automatikus indításhoz, illetve állításhoz. A 3-ik képen mindez együtt látható.

Amint ezeken a képeken is láthatjuk, a kijelzés mindig négyszámjegyű. A tizedesvesszőt mindig az első számjegy után kell gondolatban kiírni.

Pl. 6345-ös kijelzés esetén *a mért időtartam 6,345s-ot* jelent! A tápegység szolgáltatja az egyes egységek működéséhez szükséges tápfeszültséget.

Ezek után rátérünk az egyes blokkok részletesebb leírására:

1. A szinuszos oszcillátor kettős T kapcsolású RC oszcillátor. Frekvenciája beállító potenciométerrel néhány %-os tartományban változtatható. A beállított frekvencia stabilitása kielégítő, mivel a frekvenciabizonytalanság egy ezreléken belüli. (Hosszú idejű stabilitás!)

2. A jelformáló fokozat a bemenetére jutó szinuszos jelet négyszögjellé alakítja. Ez a fokozat emittercsatolt multivibrátor. A meredek felfutású négyszögjel a számláló vezérléséhez szükséges.

3. A kapuáramkör logikai „ÉS" funkciót betöltő diódás egység. A kézi, illetve automatikus vezérlése egy bistabil multivibrátoron keresztül történik úgy, hogy a sztatikus vezérlést a kézi működtetés szolgáltatja, a dinamikus bemenetre pedig a fotoérzékelő jele jut. Együttes (kézi és automatikus!) vezérlés esetén a kézi vezérlés hatásos. A kapuáramkör az indítás és leállítás közti időtartam alatt a négyszögimpulzus sort a számláló bemenetére adja, egyébként a kapu zárt állapotban van.

4. A számláló bistabil multivibrátorokból épül fel. Megfelelő visszacsatolás biztosítja azt, hogy a számláló egy dekádja 10 állapotú. A számláló az alábbi módosított BCD) kódban számol:

A számlálóra jutó impulzusszám:	A számláló egy dekádjának állapota:
0	0000
1	0001
2	0010
3	0011
4	0100
5	0101
6	0110
7	0111
8	1110
9	1111

Látható, hogy 0-tól 7-ig BCD kódban számol a gép, a 8-as számnak a 14-es szám BCD kódja felel meg, a 9-es számnak pedig a 15-ös szám BCD kódja. Ilymódon ez a számláló 16 helyett csak 10 állapotú, azaz „10-ig tud számolni". Mivel számlálónk 4 teljesen azonos felépítésű dekádból áll, ezért pontosabban 9,999s-ig képes időtartamot mérni, a 10-ik (lényegében a 10 000-ik!) impulzus nullázza a számlálót és a ciklus elölről kezdődik. (Az oszcillátor frekvenciája 1kHz!)

5. *A dekódoló fokozat* a fent vázolt kódot decimális számmá alakítja. A dekódoló hálózat diódás kapuáramkörökből épül fel. Kimenetére csatlakoznak a nixiecsöveket vezérlő tranzisztoros kapcsoló áramkörök.

6. *A fényérzékelők* („fénysorompók") működését a 5. sz. ábrán felvázolt blokksémán követhetjük.

Ezek lényegében fényelemekkel működtetett billenőkörök. Akkor adnak ki egy impulzust, (indító, illetve leállító jelet!) amikor a folytonos megvilágítást valami (esetünkben pl. a „fénysorompón" áthaladó *légpárnás kiskocsi*, amit a Fizikai Szemle 1972. évi 3-ik számában részletesen leírtunk!) megszakítja.

A fényelem által keltett jel egy erősítőn át jut az emittercsatolt multivibrátorra, mely által létrehozott „tűimpulzusok" kábelcsatlakozón jutnak a számláló bemenetére.

A fényérzékelő érzékenysége a megvilágítást szolgáltató égő megfelelő távolságra állításával változtatható.

Mivel — mint láttuk — az időmérő indítását és állítását „fénysorompóval" oldottuk meg, ezért az időmérő szerkezet a vizsgált fizikai jelenséget (pl. a már említett légpárnás kiskocsi mozgását!) semmiképpen nem befolyásolja mérés közben, ezáltal a vizsgált jelenséggel kapcsolatos törvényszerűséget nagy pontossággal állapíthatjuk meg.

Ezúttal csupán utalni szeretnék arra, hogy időmérőnk a fizikai jelenségek elemzésén túlmenően sok más területen (pl. a kémiában reakcióidő, vagy a biológiában reflexidő mérésére) eredményesen használható fel.

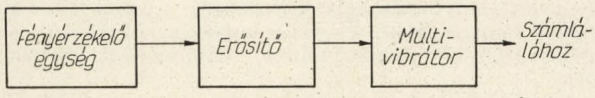
A tápegység 220V-os hálózatról működtethető. Áramkörileg átteresztő tranzisztoros, hibajel erősítővel felépített stabilizátor, 12V-, —12V-, 170V-kimenetekkel. Az óra tranzisztoros logikai áramkörökből (ún. TERTA-kockákból) készült. Aránylag nagy a zavarérzékenysége, ami laboratóriumi körülmények között nem okoz különösebb problémát.

A szerkezet térfogata jelentősen csökkenthető lenne ha ezt korszerűbb, integrált áramkörből építenénk meg. Ez azonban az önköltséget a jelenleginek többszörösére emelné.

Mivel a TERTA-kockákhoz, mint inkurrens anyaghoz a METRIPOND (Mérleggyár) jóvoltából díjmentesen jutottunk hozzá, így iskolánknak ez az óra egyetlen fillérjébe sem került.

Ezúton is köszönetünket fejezzük ki az üzem igazgatójának, hogy a műszer elkészítéséhez szükséges valamennyi anyagot díjmentesen biztosította számunkra, ezáltal is jó példát szolgáltatva arra, hogy tudja egy üzem hatékonyan segíteni az oktatás ügyét.

A fényelemes fotoérzékelő blokkvázlata
(Fénysorompó az automatikus vezérléshez)



5. ábra

EREDMÉNYEK

BRÓDY IMRE DÍJASAINK

A Társulat Bródy Imre, az egyik legkiválóbb hazai elméleti és alkalmazott fizikus emlékére 1950-ben alapította a Bródy díjat. Azóta is minden évben azon legsikeresebb fizikusainkat jutalmazzák ezzel a díjjal, akik az elméleti fizikai ismeretek és eredmények virtuóz alkalmazásáról tesznek tanúbizonyságot.

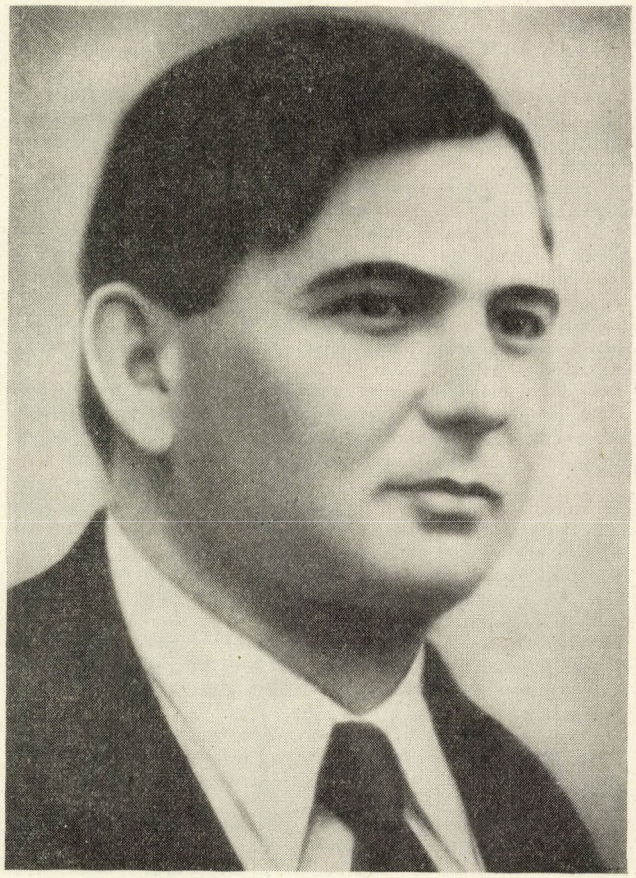
Bródy Imre tehetsége Max Born mellett töltött évei alatt bontakozott ki, amikoris kvantumstatisztikai problémákkal foglalkozott. Hazatérve Magyarországra az Egyesült Izzólámpa és Villamossági Rt. kutató laboratóriumában helyezkedett el. Jelentős része volt a hazai fényforrás kutatásban, nevéhez fűződik a kriptonizzólámpa felfedezése és a kriptonnak a levegőből való gazdaságos kinyerésének megoldása. Bródy Imre 1944-ben a fasizmus áldozata lett.

Az 1950-es évek elején a Bródy díjjal kitüntetett fizikusok között olyan nevekkel találkozunk, mint **Nagy Elemér**, az Eötvös Loránd Tudományegyetem fizika professzora, az MTA lev. tagja, aki annak idején lumineszkáló anyagok tulajdonságaival foglalkozott és **Bodó Zalán**, a fizikai tudományok doktora, a Műszaki Fizikai Kutató Intézet tudományos tanácsadója, aki a szilárdtestek optikai tulajdonságai vizsgálata területén nyújtott munkásságáért kapta a Bródy díjat.

Az alábbiakban közöljük az 1950—73 évek között Bródy díjjal kitüntetett kutatók névjegyzékét, feltüntetve azt is hogy az egyes személyek munkásságáról a Szemlében hol olvashatunk. Az elmúlt néhány évben Bródy díjjal kitüntetett kollegáink munkásságáról az alábbiakban adunk rövid beszámolót.

Bródy Imre díj

Alapítva: 1950.
1950. Nagy Elemér
1951. Bodó Zalán
1952. Gergely György
Pauncz Rezső
1953. Medveczky László
Szimán Oszkár
1954. Pál Lénárd (5. évf. 2—3. sz. 78. lap)
1955. Náray Zsolt (6. évf. 3. sz. 103. lap)
1956. Nagy Kázmér (7. évf. 4. sz. 129. lap)
1957. Csikai Gyula (8. évf. 2. sz. 66. lap)
1958. Erő János (8. évf. 10. sz. 326. lap)
Keszthelyi Lajos (8. évf. 10. sz. 327. lap)
1959. Jeszenszky Béla (10. évf. 5. sz. 157. lap)
1960. Nagy László (11. évf. 6. sz. 189. lap)
1961. Jeges Károly (12. évf. 3. sz. 90. lap)
1962. Zimányi József (13. évf. 5. sz. 150. lap)
Károlyházy Frigyes (13. évf. 5. sz. 147. lap)
1963. Somogyi Antal (16. évf. 7. sz. 222. lap)
Koltay Ede (16. évf. 7. sz. 222. lap)
1964. Fényes Tibor (16. évf. 7. sz. 223. lap)
Szilágyi Miklós (16. évf. 7. sz. 224. lap)
1965. Bartha László (16. évf. 7. sz. 225. lap)



1966. Máthé György
Kovács István
1967. Bitó János
Zsoldos Lehel
1968. Gyarmati Borbála
Sólyom Jenő
1969. Beleznay Ferenc
1970. Demeter Károly
1971. Perjés Zoltán
1972. Bujdosó Ernő
1973. Kondor Imre

Az 1966. évi Bródy díjat **Máthé György** kapta meg, aki jelenleg az ATOMKI elektronikus osztályának vezetője.

1930. november 8-án született Debrecenben, ahol elemi és középiskolai tanulmányait is végezte. A Kossuth Lajos Tudományegyetemen majd az Eötvös Loránd Tudományegyetemen fizikus szakos hallgató volt. 1953-ban fizikusi oklevelet nyert és a Kossuth Lajos Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézetében mint tudományos segédmunkatárs kezdte el munkáját. 1954-től az ATOMKI megalakulásával átkerült az új intézménybe, ahol jelenleg is dolgozik.

Tudományos érdeklődésének középpontjában a magfizikai detektorok és a magfizikai elektronika áll. Kezdetben szcintillációs számlálókkal, ezen belül szcintillációs detektorok készítésével, ezek tulajdonságainak vizsgálatával foglalkozott. Ennek eredményeként 1967-ben „Kiváló Feltatáló" arany fokozata kitüntetést nyert el.

Vizsgálatainak tárgyát képezték később a félvezető detektorok, valamint általában a magfizikai detektorok impulzusalakjaiban hordozott információk vizsgálata. Impulzusalak diszkriminációs vizsgálatainak eredményeként sikeresen oldotta meg különböző részecskék azonosítását mind szcintillációs, mind félvezető detektoroknál. Lehetővé tette, hogy impulzussűrűségeknél szuperponálódó impulzusok kiszűrését. Kifejlesztett impulzusalak diszkriminációs rendszere ma már világszerte a leghasználatosabb.

Nevéhez fűződik az ATOMKI-ban készült számos magfizikai elektronikus berendezés kifejlesztése.

Kifejlesztő munkáját összekapcsolta magspektroszkópiai kutatásokban való aktív részvéttel is, mely bizonyította konstrukcióinak használhatóságát és egyben új megoldásokra inspirálta.

1966-ban szerezte meg az egyetemi doktori címet. Eddig mintegy 30 tudományos közleménye jelent meg többségében nemzetközi folyóiratokban, és számos kézikönyv, tudományos közlemény idézi munkáit.

Gyarmati Borbála 1968-ban nyerte el az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Bródy-díját.

Gyarmati Borbála 1954-ben fejezte be egyetemi tanulmányait a debreceni Kossuth Lajos Tudományegyetemen a fizika-matematika szakon. 1954—1958-ig a Kossuth Lajos Tudományegyetem Elméleti Fizikai Intézetének tanársegédeként az elméleti fizika különféle tárgyait adta elő és részt vett az intézetben folyó kvantumkémiai kutató munkában. Az oktatással az egyetemről történt távozása után is kapcsolatban maradt: többször hívták meg az Elméleti Magfizika kollégium megtartására és rendszeresen vezet diplomamunkás hallgatókat.

1958-ban a Magyar Tudományos Akadémia Atommag Kutató Intézetének munkatársai közé lépett azzal a feladattal, hogy segítse a magreakciók kísérleti vizsgálatával foglalkozó fizikusok munkáját. Kisebb-nagyobb mértékben a mai napig részt vesz az intézetben folyó magreakciómérések kiértékelésében, de kutatásainak fő iránya a magreakciók elmélet vizsgálata.

1965-ben nyújtotta be a statisztikus magmodell alkalmazásaival kapcsolatos egyetemi doktori értekezését és nyerte el a természettudományi doktori címet.

1966—67-ben hosszabb időt töltött ösztöndíjjal a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség trieszti Elméleti Fizikai Centrumában. Itt a két nukleont átadó reakciók spektroszkópiai amplitúdóinak számításával foglalkozott.

Az e területen elért eredményeiért részesült a Bródy-díjban. Az utóbbi években a rezonanciajelenségek néhány kérdését vizsgálta, elért eredményeire a nemzetközi irodalomban gyakran hivatkoznak. 1971-ben készítette el a Gamow-állapotokkal foglalkozó kandidátusi értekezését.

Összesen 30 tudományos közleménye jelent meg, ebből 18 nemzetközi folyóiratban.

Beleznay Ferenc (szül.: 1936.) fizika és matematika iránti érdeklődése már középiskolás korában megmutatkozott, ekkor matematikai versenyt nyert. ELTE fizikus hallgatóként diákköri pályázaton nyert díjat.

Tanulmányainak befejeztével az MTA Műszaki Fizikai Kutató Intézetéhez került tudományos gyakornokként, ahol később segédmunkatársi, munkatársi, majd tudományos osztályvezetői kinevezést kapott. Érdeklődése a szilárdtest fizika minden ágára kiterjed. Kedvenc területe félvezetők sávszerkezetének számítása. 1969-ben ezen tématerületen elért eredményeiért tüntette ki Társulatunk a Bródy díjjal. De aktívan foglalkozik számítógépek problémájával és kvantumkémiával is. Ezen két utóbbi témában az Akadémia vonatkozó bizottságának munkájában is résztvesz.

1967—68-as akadémiai évet Angliában Zimon prof. laboratóriumában töltötte. Ez idő alatt dolgozta ki kandidátusi értekezésének egyes fejezeteit. Disszertációját 1972-ben védte meg félvezető vegyületek elektron szerkezetének elméleti vizsgálata tárgykörben.

Az elmúlt években a Műszaki Fizikai Kutató Intézet félvezető kutatásainak sikeres viteléhez osztályvezetői minőségben is hozzájárul. Vezetésével nagyobb kollektíva foglalkozik félvezetők tömbjelenségeinek vizsgálatával. Kutatásaik homlokterében a Gunn-oszcillációk tanulmányozása áll.

Beleznay Ferenc évek óta aktívan résztvesz a szakember képzésben is. Az ELTE fizikus szakán félvezetőkkel kapcsolatos speciál kollégiumokat tart; a Budapesti Műszaki Egyetem keretében pedig szakmérnököknek oktatott félvezető fizikát.

Számos hazai és nemzetközi szeminárium előadója és aktív résztvevője.

Demeter Károly (szül.: 1933) 1970-ben kapott Bródy díjat a halogén izzólámpa fejlesztés területén kifejtett úttörő munkássága elismeréseként.

A Könyves Kálmán Gimnázium elvégzése után az ELTE Fizika Karán folytatott tanulmányokat. Első munkahelye a Hőterv volt, ahol azonban csak mintegy 1 évet töltött és igazi érdeklődési területét ezután az Egyesült Izzólámpa és Villamossági RT fejlesztő laboratóriumaiban találta meg, ahol 1957 eleje óta dolgozik. Első nagyhorderejű önálló munkája az aszimmetrikus duolux lámpa fejlesztése volt. Az ezen a területen elért eredményeire főnökei már az 1950-es évek végén felfigyeltek. Pályája ettől kezdve meredeken felfelé ívelő. 1963-ban fényforrás főkonstruktőri kinevezést, 1965-ben gyáregységvezetői megbízást kap. Jelenleg az Egyesült Izzólámpa és Villamossági RT Ágazati Fényforrás Fejlesztés főosztályvezetője. 1973-ban a Vállalat másik három dolgozójával együtt (dr. Molnár, Oldal és Ortó et-ak) a hazai izzólámpa fejlesztése és gyártása világszintnek megfelelő megszervezéséért Állami Díjat kap. Demeter Károly igen jól egyesíteni tudja magában az alkalmazott fizikus, a gyári vezető és közéleti személyiség funkcióit. Szakmai munkássága az egyes fényforrások fejlesztése során felmerülő fizikai problémák megoldásán kívül elsősorban különböző nemzetközi bizottságok munkájában nyilvánul meg. Így ő képviseli hazánkat a Nemzetközi Elektrotechnikai Bizottság (IEC) 34-es technikai bizottságában és a Nemzetközi Világítástechnikai Bizottság (CIE) TC—2.1 bizottságában. Ezen bizottságok foglalkoznak a fényforrások fejlesztésével kapcsolatos kérdésekkel.

Demeter Károly figyelme kiterjed a hazai fizikus képzés problémáira is, így többször szerepelt a problémával foglalkozó különböző rendezvényeken, rendszeresen közreműködik az ELTE Természettudományi Kara fizikus szakon a hallgatók figyelmének az alkalmazott fizika irányába történő irányításában. A kérdéskörrel foglalkozó egyik legújabb cikke a Fizikai Szemle 1973. évi 9. számában jelent meg.

Perjés Zoltán (szül.: 1943.) a fiatal fizikus nemzedék kiemelkedően tehetséges tagja, a Központi Fizikai Kutató Intézet Nagyenergiájú Főosztálya munkatársa. Első dolgozatát még egyetemi hallgató korában írta. Ebben ellenálláshálózat vizsgálatára hipermátrixokat alkalmazott. Egyetemi tanulmányait elvégezve Perjés érdeklődésének legfőbb irányát a gravitációs terek elméleti vizsgálata képezte. Már nemzetközileg is elismerő visszhangot váltott ki az a munkája, melyben megmutatta, hogy a gravitációs térhez csatolt elektromágneses tér struktúrájára az Einstein-egyenletek igen erős megszorítást rónak ki, amelynek következtében a sztatikus világban megvalósuló elektromos és mágneses potenciálok bizonyos értelemben lineáris kapcsolatban vannak.

Perjés 1969-ben a Società Italiana di Fisica ösztöndíjával résztvett az Enrico Fermi Iskola gravitációs és kozmológiai kurzusán s megismerkedett a gravitációelmélet sok modern módszerével és problémájával. A következő évben a gravitációs terek Killing-vektorelméletének spinoralakján dolgozott. Eredményeit a Journal of Mathematical Physics című folyóiratban 1970 decemberében megjelent dolgozatában ismertette. Az általa kidolgozott spinor módszer a gravitációs egyenletek új egzakt megoldását szolgáltatta.

A társulat Perjés Zoltánt a gravitációs probléma általános relativitás elméleten alapuló tárgyalásáért 1971-ben Bródy díjjal tüntette ki. Ugyanezen témában védte meg kandidátusi disszertációját Perjés Zoltán 1972-ben. Perjés neve a Fizikai Szemle olvasótábora előtt sem ismeretlen. 1971-ben háromrészes dolgozata jelent meg a mai gravitációs elméletről.

Dr. Bujdosó Ernő (szül.: 1932) középiskolai tanulmányai után a Debreceni Kossuth Lajos Tudományegyetem fizika szakán végezte tanulmányait. Diploma munkáját 1955-ben védte meg. Három évvel később termikus neutronokkal létrehozott atommag folyamat vizsgálata bóron címmel doktori disszertációt készített és védett meg eredményesen.

Fő munkássága radioizotópok ipari alkalmazásával, nyomjelzéses technika vegyiparban történő felhasználásával kapcsolatos.

Folyamatos üzemű berendezésekben — ahol a konverzió mértéke az áramló anyag átlagos tartózkodási idejétől, keveredésétől is függ — mérte a kiválasztott fázishoz kötött indikátor eloszlásfüggvényeit. Ezek segítségével meghatározta az egyes fázisok áramlásának a vizsgált rendszerre jellemző paramétereit (átlagos tartózkodási idő, anyagvisszatartás, holt tér, eloszlásfüggvények szórása stb.) és megalkotta a rendszer matematikai modelljét.

Bevezette a szilárd és a folyadék fázisok áramlásának egyidejű vizsgálatára alkalmas dupla nyomjelzést.

Kidolgozta tökéletes keveredéstől eltérő tartálysorokban a tartózkodási időeloszlás matematikai megfogalmazását.

Dr. Bujdosó Ernő 1969-ben védte meg kandidátusi disszertációját, mely folyamatos üzemű timföldgyári berendezések radioaktív izotópos nyomjelzéssel történő vizsgálatával foglalkozott.

Bujdosó Ernő a Fémipari Kutató Intézet Izotóp Laboratóriumát vezeti. Az izotóptechnika fejlesztése és alkalmazása területén kifejtett munkásságát nagyszámú közleményben ismertette, melyek közül több mint 20 idegennyelvű; dolgozataira külföldi kutatók is hivatkoznak.

Kondor Imre (szül.: 1943, Debrecen) egyetemi tanulmányait az ELTE fizikus szakán végezte kitüntetéses oklevéllel. Első munkahelye az ELTE Atomfizikai Tanszéke volt, majd 1969-ben az MTA Elméleti Fizika Tanszéki kutató csoporthoz került. Tudományos érdeklődése a II. rendű fázisátalakulások vizsgálata felé vonzotta. 1973-ban ezen téma, pontosabban a Bose rendszer II. rendű fázisátalakulásainak tanulmányozása Green függvényes módszerrel, területén kifejtett munkáiért kapott Bródy díjat. A témában elért eredményeit az alábbiakban foglalhatjuk össze.

1. Bebizonyította, hogy az egy-részecske Green függvény és a sűrűség korrelációs függvény majdnem mindenütt azonos gerjesztési spektrummal rendelkezik.

2. Következetes leírását tudta adni a gerjesztési ágak viselkedésének a fázisátalakulás hőmérsékletének környezetében. Kimutatta, hogy a kritikus módus elég közel a kritikus hőmérséklethez eleget tesz a dinamikai skálatörvényeknek.

Kondor Imre kutató munkáján kívül résztvesz az Egyetem oktató, nevelő munkájában is; speciál kollégiumokat tart, egyéni és csoportos konzultációkon foglalkozik a fizikus hallgatókkal. 1972-ben ösztöndíjjal a Triesti Nemzetközi Elméleti Fizikai Központban dolgozott, ahol kiemelkedő munkája alapján ott-tartózkodását 3 hónappal meghosszabbították. Kondor Imre tudományos eredményei rangos nemzetközi folyóiratokban jelennek meg s ezekre számos szerző hivatkozik.

AZ 1973. ÉVI SELÉNYI PÁL DÍJ

Nemrégiben jelent meg egy részletes cikk a Selényi Pál díjról és azok munkásságáról, akiket megalapítása óta ezzel a társulati díjjal tüntettek ki (Fizikai Szemle *23* 1973, 9. szám, 287 lap).

Az 1973. évben két Selényi Pál díj került kiosztásra a Szegedi Fizikus Vándorgyűlés keretében. Az egyiket **Mezei Ferenc** (Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest), a másikat megosztva **Major János** és **Tichy Géza** (ELTE, Szilárdtestfizikai Tanszék) kapták.

Mezei Ferenc 1941-ben született. Munkáját a fizikus társadalomban már középiskolás korában kezdte, amikor megszervezte az ELFT Ifjúsági Fizikai Körét. Ennek a középiskola elvégzéséig titkára volt. Először a fém — szigetelő — fém diódák vizsgálatában szerzett nemzetközileg elismert érdemeket. Az itt elért eredményei a zérus feszültség körüli anomáliákkal kapcsolatban nevét ismertté tették a nemzetközi irodalomban.

Jelenleg Mezei Ferenc az általa feltalált neutron spin visszhang elv alapján működő spektrométert épít. Ez lehetővé fogja tenni a szilárdtestekben lezajló lassú folyamatok spektrális vizsgálatát.

Eredményei elismeréséül többek között meghívták az Egyesült Államokba, ahol nemzetközi konferencián egyik ülésszak elnöki tisztét is betöltötte.

Major János (1945) és *Tichy Géza* (1945) hőtágulás mérése a nikkelre vonatkozólag a Curie pont környezetében az első ilyen mérés a világon. Sikerült kísérletileg igazolniok a fajhő és a hőtágulási együttható közötti skálatörvényt.

A fenti munka iránt — amelyik a Physics Lettersben került közlésre — világszerte nagy érdeklődés nyilvánult meg. C. S. Fadley és E. P. Wohlfarth például a ferromágneses átalakulás vizsgálatával kapcsolatos lényeges mérések között sorolja fel.

A kitüntetettek ezen kívül több más eredményt is elértek, amelyeket külföldi és hazai folyóiratokban publikáltak.

Mindketten diák koruk óta résztvesznek a társulati életben. Major János két évig az Ifjúsági Fizikai Kör titkára volt. Mindketten közreműködtek a Fizikai Diákolimpia magyar résztvevőinek felkészítésében. Háromszor szerkesztették a Fizikus Diákkör problémamegoldó versenyének kiadványát, valamint a Statisztikus Fizika nyári iskola oktatási segédletét. Mindketten tagjai jelenleg az ELFT vezetőségének, Major János az Ifjúsági szakcsoport egyik megalapítója.

Mekkora egy neutroncsillag? Elvileg régóta szerepelt az elméleti fizikusok írásaiban égitest-tömegű, atommagsűrűségű, tehát néhány km átmérőjű neutronokból álló képződmény: a neutroncsillag. A Pauli-elvből adódó Fermi-nyomás csak addig képes ellensúlyozni a sűrű anyag gravitációját, amíg a neutroncsillag mérete nem nagyobb egy Nap-tömegnél. Ezért neutroncsillag óriáscsillagok összeroppanásakor keletkezhet úgy, hogy a csillag eredeti tömegének nagy részét kiveti (szupernovarobbanás). — Az elméleti koncepció első tapasztalati támasza a pulzárok felfedezése volt. Ezek az égitestek csillagokét megközelítő intenzitással sugároznak a rádiótartományban. A kibocsátott pulzáló jel élessége azt bizonyítja, hogy a pulzár mérete bolygóhoz hasonló vagy annál kisebb. Így felmerült az észlelt pulzárnak a feltételezett neutroncsillaggal való azonosítása. — Pontosabb információ nyerését 1972-ben a Hercules X—1 röntgencsillag tette lehetővé. Kitűnt, hogy a HZ Herculis változócsillag körül kering a Hercules X—1 röntgencsillag, amely egyben pulzár is. A keringési idő 1,7 nap. A pulzár periódusa lassan csökken, ellentétben a többi pulzár viselkedésével. Feltételezhető, hogy a többinek a neutroncsillag forgó mágneses momentuma és a környező plazma kölcsönhatása okozza a pulzálást, itt viszont a másik csillagról leváló anyag játszik szerepet. A nagyobb csillag színképéből megkapható annak tömege, ezután a relatív keringés adataiból a pulzár tömege is kiszámítható. Ez megfelel az elméleti várakozásnak. *M. Gy.*

ESEMÉNYEK

EÖTVÖS LORÁND EMLÉKMÚZEUM TIHANYBAN

A Magyar Tudományos Akadémia múzeumot létesít a Geofizikai Intézet tihanyi Obszervatóriumában volt elnöke, a budapesti Egyetem névadója, nagynevű fizikusunk Eötvös Loránd emlékének megőrzésére.

Az obszervatórium működésének megindulása óta (1954) őrzi Eötvös Loránd kísérleti eszközeit, első torziós ingáit, bútorait és különféle emléktárgyait. Sajnos azonban itt a hely nem elegendő ezeknek kiállításszerű bemutatására, ezért a Geofizikai Intézet tulajdonát képező értékes tudománytörténeti anyagot ládákba csomagolva, illetve egy szobába összezsúfolva tárolják, amíg lehetőség nem nyílik a nyilvános bemutatásra.

Eötvös Loránd szakmai működése is kapcsolódik a környékhez, hiszen ingájának első nagyszabású, rendszeres terepi kipróbálását 1902—3 telén Tihany és Balatonfüred között a Balaton jegén végezte. Híres mérésének célja az volt, hogy a — nívófelületnek feltételezett — befagyott Balaton felszínén a tihanyi dombok felé közeledve azok gravitációs hatását kimutassa.

Az MTA elnökségének elhatározása az anyagi akadályokat elhárította és a múzeum épülete jelenleg tervezés alatt áll; építése és berendezése 1974—75-re várható. A létesítendő épületben a kiállítótermen kívül szobák állnak majd rendelkezésre a ki nem állított emlékanyag szakszerű tárolására és további gyűjtésére.

Ezenkívül helyet kap benne Eötvös szakmai tevékenységét folytató gravitációs (árapály) és paleomágneses laboratóriuma is az obszervatóriumnak, az emlékanyag tárolására eddig használt szobák pedig felszabadulnak az ionoszféra-magnetoszféra kutatások számára. A létesítendő múzeum tehát az obszervatórium különböző irányú szakmai működését is lényegesen elősegíti; az obszervatórium pedig folyamatosan fenntartja, gondozza és üzemelteti a vele szakmailag szorosan kapcsolatban álló múzeumot. Az értékes emlékanyag megőrzése és bemutatása így emberileg előrelátható ideig biztosított.

A múzeum építésének megindulásával egyidőben Eötvös Loránd emlékeinek rendszeres gyűjtését is megkezdjük, hogy minél teljesebb anyagot őrizhessünk meg az utókor számára illetve mutathassunk be a mai nyilvánosságnak. A magyar és az egyetemes tudománytörténet nevében ezért kérjük mindazokat, akiknek birtokában Eötvös Loránd életével és működésével kapcsolatos bármilyen anyag van, vagy ilyenről tud, küldjön értesítést lapunk szerkesztőségének.

Barta György

A NEMZETKÖZI GEODINAMIKAI PROGRAM (IGP) 6. MUNKACSOPORTJÁNAK ÜLÉSE BUDAPESTEN

Barta György
ELTE Geofizikai Tanszék

Évtizedünk nagy nemzetközi földtudományi vállalkozása a geodinamikai program. Méreteire jellemző, hogy csak az USA a költségeire jelenleg évente 59 millió dollárt fordít. Nem érdektelen tehát nagyon röviden ismertetni a szervezet létrejöttét, felépítését és célját.

1970. október 1-én V. A. Ambarcumjan örmény csillagász az ICSU (International Council of Scientific Unions) akkori elnöke felhívással fordult a tudományos uniókhoz és az ICSU munkájában résztvevő országokhoz, melyben a Föld dinamikai jelenségeinek egységes vizsgálatára egy unióközi szervezet létrehozását javasolja. A kedvező válaszok után, egy unióközi bizottságot hoztak létre a geodinamikai program tervének és szervezetének kidolgozására. A bizottság

elnöke: C. L. Drake, USA
tagjai: V. V. Ez, USSR
D. H. Green, Ausztrália
D. P. McKenzie, Anglia
V. A. Magnitzky, USSR
X. Le Pichon, Franciaország (titkár)
E. Den Tex, Hollandia

A szervezőbizottság körvonalazta az elvégzendő munkát és azt az IUGG (International Union of Geodesy and Geophysics) 1971. évi moszkvai közgyűlésén 10, egyenként átlagosan 15 tagú munkacsoportra bízta. Ezek a következők:

1. Nyugat Csendes óceáni területek dinamikája
elnök: T. Rikitake, japán
2. Kelet Csendes óceáni területek dinamikája
elnök: C. Allen, USA
3. Alp Himalaya öv dinamikája
elnök: H. Berckhemer, DBR
4. A kontinentális és óceáni árkok dinamikája
elnök: G. Palmason, Izland
5. A Föld belsejének fizikai sajátságai
elnök: O. L. Anderson, USA
6. Folyamatok a Föld belsejében és kapcsolatuk a jelenkori felszíni tektonikával és fizikai terekkel
elnök: G. Barta, Magyarország
7. Regionális kiterjedésű epirogenetikus mozgások
elnök: I. T. Wilson, Kanada
8. Óceánikus és kontinentális szerkezetek kapcsolata
elnök: E. S. W. Simpson, Délafrika
9. Tektonikus, metamorfikus és magmatikus folyamatok története és kölcsönhatása
elnök: V. V. Beloussov, USSR
10. Általános szintézisek és bizonyítékok a kontinensek és óceánok időbeli rekonstrukciójához
elnök: D. A. Valencio, Argentína.

A geodinamikai program 1979. december 31-ig tart, tehát kitölti egész évtizedünket.

A 6. munkacsoport 1973. szeptember 17—22. között Budapesten tartotta első ülését, amelyen 15 országból 30 külföldi és kb. ugyanannyi belföldi kutató vett részt. A külföldiek 17, a belföldiek 9 előadást tartottak. Az előadások a geodinamikai program hivatalos kiadványaként meg fognak jelenni.

A munkacsoport tagok a hivatalos üléseken a következő évek munkájának körvonalazására néhány határozatot hoztak.

I. A csoport tagok aktivizálása érdekében a munkacsoport keretében szakmai csoportokat képeznek és meghatározták a felkért elnökök feladatait.

1. Hőkezelés és áramlás (E. Lubimova, USSR).
2. Reológiai és folyadékdinamikai folyamatok (W. M. Kaula, USA).
3. Elektromágneses tér keletkezése (S. I. Braginsky, USSR).
4. Szeizmológia és a Föld belseje (B. A. Bolt, USA).
5. Planetáris gravitációs (A. H. Cook, Anglia) és forgási effektusok (M. G. Rochester, Kanada).
6. Lemezdinamika (D. P. McKenzie, Anglia).

II. Az értekezlet az Alpok és Kárpátok hegyvidékét és környékét — azért, mert ez a vidék az egyik legrégebben felmért és kutatott, valamint legjobban ismert területe a Földnek; egységes további kutatására a területén fekvő általában kisterületű országok tudósainak szoros együttműködése szükséges — kutatási mintaterületnek választotta és felkérte K. Rinner osztrák geodéta professzort az alcsoport megszervezésére.

III. A konferencia elhatározta továbbá egy gravitációs és mágneses kísérleti szelvénynek a létesítését Kelet-Ausztráliától az Indonéz szigeteken és Indián át a Perzsa öbölig. A vonal állandósított pontjain a különböző gravitációs, mágneses, elektromos, hőáram és szeizmikus mérésekkel a lehető legpontosabban meghatározzák a geodéziai-geofizikai paramétereket és az esetleges időbeli változások kimutatására a méréseket időnként megismétlik. Ezen vonal mentén a legnagyobb ugyanis a geoid alakjának a térbeli változása, itt várható tehát a gravitációs tér erősségének és irányának legnagyobb időbeli változása is.

A mérések megszervezésére és kivitelezésére az értekezlet felkérte a területileg illetékes nemzeti bizottságokat és kéréssel fordult a nemzetközi geodéziai asszociáció által Sydneyben 1973. november 26—30. között rendezett gravitációs térrel és annak évszázados változásával foglalkozó szimpóziumhoz is, hogy a tervet támogassa.

IV. A munkacsoport megtárgyalta a következő években rendezendő különböző földtudományi szimpóziumokon való egységes bekapcsolódás módját és mértékét; kapcsolatainak szükséges fejlesztését, főleg az IGP 3. és 5. munkacsoportja irányában; javaslatot tett az ICSU-nak a nemzetközi csillagászati és geofizikai szolgálatok további pénzügyi támogatására, mert ezeknek a szolgálatoknak az adatait a munkacsoport a kutatásai során állandóan felhasználja.

Az egy hetes ülésszak a Halászbástya étteremben rendezett hangulatos vacsorával ért véget.

KÖNYVEK

DR. SZALAY BÉLA:

FIZIKAI ÖSSZEFOGLALÓ

Dr. Szalay Béla könyve nagy hiányt pótolna a magyar könyvkiadás területén, ha maga is nem okozna hiányérzetet a fizika fogalomköre tisztaságában, szemléletében, bizonyos didaktikai szempontok érvényesítésében, többek között, egyes, a lényeget érintő ténykérdésbeli téves állításával. Valóban hiányzik egy jó fizikai kisenciklopédia a középiskolai tanulók kezéből, amely a fizika áttekinthető vázlatát adja a fundamentális alaptörvények kiemelésével, ugyanakkor a sok formula, egység, a fővonaltól eltérő, távolabb eső fogalom memorizálásának terhétől a fejet fontosabb funkciójának teljesítésére felszabadítja. Ezt a feladatot csak részben tölti be a „Fizikai összefoglaló".

A kiadói előszóban foglalt célkitűzés szerint e rövidre fogott, de tartalmas középfokú összefoglaló legyen „alkalmas arra, hogy az érdeklődők viszonylag könnyen felfrissítsék ismereteiket, áttekinthessék a fizika legfontosabb összefüggéseit, alaptörvényeit, képleteit, a különböző mértékegységek közötti átszámításokat stb.

Kézbe véve ezt a csinos kis könyvecskét, rövidsége, áttekinthető szedése, szép ábrái és a gimnáziumi normál tankönyvsorozat keretbe foglalt formulái igen jó benyomást tesznek az olvasóra, aki sietősen lapozza át e könyvet, hogy megkeresse magának azt a részt, amely problémamegoldásában eligazítja, vagy hogy érettségire, vagy felvételire felelevenítse ismeretanyagát, vagy áttekintést szerezzen a fizikáról, s emlékezetbe rögzítse a legfontosabb alaptörvényeket a fizika tanulása közben. Sajnos a tárgyi tévedéseket is, a félrevezető megfogalmazásokat is, a szemléletbeli torzulásokat is.

Nagyon sok gimnáziumi tanuló kezében látni ezt a könyvecskét, ugyan úgy, mint a Szerző hasonló tartalmú, de sokkal bővebb, részletesebb „Fizika" című munkáját, amely már túlhaladta a 100 000-ik példányszámot. Fokozottan nagy felelősség terheli a Kiadót a hibáknak az újabb és újabb kiadásokban való kijavíttatása tekintetében. Az ügy megérdemelné.

A könyv 7 fő fejezetre oszlik:

I. Fizikai mennyiségek. Mértékrendszerek.
II. Mechanika.
III. Hullámok, hangtan.
IV. Hőtan.
V. Fénytan.
VI. Elektromosságtan
VII. Atomfizika.

Nem világos — és az olvasót is félrevezeti —, hogy a hullámtan és a hangtan miért kapott önálló fejezetet, amikor kizárólag mechanikai hullámokról van szó benne. Az elektromágneses rezgések és hullámok viszont sehol sem szerepelnek ebben a könyvben. Így nem áll össze sehol a kép az anyagról, hiányzik az anyag egy jellegzetes megjelenési formája, az elektromágneses (sugárzási) mező.

Ugyancsak hiánynak tartjuk az Univerzum szerkezetéről, fejlődéséről, anyagairól elmondható legalapvetőbb információkat is. Teljesen hiányzik az ún. „csillagászat" c. fejezet. Ez pedig a fizikának alfája és omegája.

A szemléleti jellegű torzulások közé tartozik a lényeges és lényegtelen közötti tipográfiai és szövegbeli (tartalmi) különbségtétel hiánya. A dinamika második törvénye ugyanolyan betűtípussal szerepel, mint az állásszilárdság, csak az utóbbi hatszoros terjedelemben (a dinamika második törvénye 2 sor, 1 ábra, az állásszilárdság 12 sor, 2 ábra). Az erőátviteli eszközök (csiga, ék, emelő stb.) 8 oldalon részletes definíciókkal és elnevezésekkel szerepelnek, míg a Generátorok. Motorok. Transzformátorok c. fejezet 1 oldalon. Ezek közül a generátorokról és a motorokról összesen ennyi:

„*A generátorok* mechanikai munka árán elektromos energiát állítanak elő. *A motorok* az elektromos energiát mechanikai energiává alakítják át." Ha beleolvasunk az egyes fejezetekbe, bizony itt-ott zavarba jövünk. A mechanikában külön fejezetként szerepel a *Mozgástan* és az *Erőtan*. A *mozgástanba* lapozgatva viszont lépten-nyomon *erőkről* olvashatunk. Így a körmozgásnál centripetális erő, kerületi erő, nyomaték, rezgéseknél direkciós erő, tömeg, fonálingánál „mozgatóerő", „feszítőerő" stb.

Didaktikailag határozottan hibásnak tartjuk annak a rossz szokásnak a követését, hogy egy egyszerű formulát annak minden mennyiségére explicit alakban felírjon a lényeget tartalmazó „keretekben". Ettől erősen szakácskönyv jellegűvé válik e gyűjtemény, amely annyit sem tételez fel a középiskolai tanulókról, hogy egy osztással, vagy szorzással járó egyenletrendezést végre tudjanak hajtani. Túl sokat kíván „levenni a tanuló válláról". Bosszantó, hogy lépten-nyomon ilyenféle kiemelt formulaegyütteseket találunk:

$$F = ma \qquad m = \frac{F}{a} \qquad a = \frac{F}{m}$$

$$G = mg \qquad m = \frac{G}{g} \qquad g = \frac{G}{m}$$

$$p = \frac{F}{A} \qquad F = pA \quad A = \frac{F}{p}$$

stb. stb. még vagy harmincszor.

Hasonló jellegű értelemzavaró és egyben didaktikai hiba, hogy az általánosabb után újból lemásolja (keretbe foglalva) a speciálisat. Sosem tanul meg a gyerek gondolkodni, ha azt látja, hogy az állandó gyorsulásra vonatkozó formulákat a könyv a szabadesésre pontosan lemásolva, újra írja a gyorsulás helyébe g betűt helyettesítve egy „második" táblázaton. Hasonló a helyzet a kezdősebesség nélküli esetek újraírásával az előzőleg felsorolt esetek formuláiba $v_0 = 0$ értéket beírva. (Helypazarlás és áttekintést rontó!) Ezen minimális értelmező- és tájékozódóképesség igénye alól nem szabad a tanulókat felmentenünk. Nevelési kérdés is!

További zavaró tényező a skalárok és vektorok teljesen lazán való kezelése. Többek között azonos betűvel, megkülönböztetés nélküli jelölése. Feloldhatatlan ellentmondást okoz a figyelmesebb olvasónak pl. a 21. oldal és a 29. oldal ellentmondása: „$a = \frac{\Delta v}{\Delta t} = \frac{v_2 - v_1}{t_2 - t_1}$ A gyorsulás vektormennyiség." Majd: „Egyenletesen változó körmozgás: a = áll., β = áll." (Itt „a" kerületi gyorsulás.)

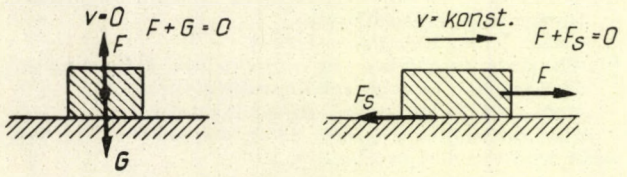
A „kerületi gyorsulás" és a „centripetális gyorsulás" egymástól végig függetlenek, ugyanúgy az erők is. A valóságos gyorsulás és erő sehol sem szerepel. Ismeretlen marad az $a = \sqrt{a_é^2 + a_n^2}$ összefüggés. Itt sem a, sem $a_é$ sem a_n nem állandó (vektorok!).

Végül felhívjuk a figyelmet néhány lényegi hibára. Gondos lektorálás esetén ilyenek nem kerülhettek volna a könyvbe:

Fonálingánál: „mozgató erő $F_1 = mg \sin\alpha$
feszítőerő $F_2 = mg \cos\alpha$"

(Helyesen: eredő erő $F = \sqrt{m^2g^2\sin^2\alpha + m^2v^4/l^2}$ (a testre hat)
feszítőerő $F_2 = mg\cos\alpha + mv^2/l$ (a fonálra hat)
érintőleges erő $F_1 = mg\sin\alpha$ (a testre hat).)

Teljesen elhibázott a 37. oldal ábrája és aláírása: „14. ábra. A tehetetlenség törvényéhez."



Tehetetlenségi törvényhez

A tehetetlenség törvénye ugyanis nem az erőhatások alatt álló testekre vonatkozik.

Mit lehet kezdeni a következő definícióval:

„Súly (G) az az erő, amellyel a Föld vonzza az m tömegű testet (ill. az az erő, amellyel a test nyomja az alátámasztási felületet)." Ebben a mondatban három lényeges hiba van. 1. Az az erő, amivel a Föld vonzza a testet, a tömegvonzási (gravitációs) erő, ami sem nem a nehézségi erő (mg), sem nem az alátámasztást nyomó erő. 2. A nehézségi erő is, a gravitációs erő is és az alátámasztást nyomó erő is különböző, már csak azért is, mert ez utóbbi kettő közül az egyik a vizsgált testre hat, a másik pedig az alátámasztásra, vagyis egy másik testre! 3. A nehézségi erő tömegerő, az alátámasztást nyomó pedig felületi (kényszer) erő, s így nem lehetnek azonosak.

Összezavarja az olvasót a következő mondat: „Ha a zárt rendszerre külső erő nem hat, a rendszer mozgásmennyisége nem változik meg. (Ha $F = 0$, $I - I_0 = 0$, ill. $I = I_0$).

Mi a zárt rendszer? (Ennek definíciója nem szerepel a műben.) Milyen az a zárt rendszer, amire külső erő hat? Mi az, hogy *rendszer* mozgásmennyisége? A (könyv egyetlen tömegpontra vonatkozó) egyenletből „magyarázza meg" előbbi állítását.) Mit jelent a mínusz jel a zárójeles magyarázatban? Egyetlen test mozgásmennyiségének megváltozását? Akkor túlzás „rendszernek" nevezni. A mintapélda azonban nem ezt mutatja: „ . . . A csónak és az ember zárt rendszert alkot, tehát $m_1 v_1 = m_2 v_2$; . . ."

Elgondolkoztató: „Tehetetlenségi nyomaték (Θ) a *forgó* (?) testnek az erővel (?) (F) ill. a forgatónyomatékkal (M) szemben kifejtett ellenállása". Eszerint nyugvó testnek nincs tehetetlenségi nyomatéka? Akkor a forgás sebességétől is függ? Erővel szemben kifejtett ellenállás? Akkor a súlypontjának gyorsulása függ tőle?? Egyáltalán ellenállás? Akkor talán erő jellegű, vagy forgatónyomaték jellegű?

Így nem igaz: „Súrlódás: a testek érintkező felületei között fellépő, *mozgást akadályozó* erő." Miféle mozgást akadályoz? Járműveink mozgásának egyenesen *feltétele*.

Az általános tömegvonzás együtthatójáról a következőket tudjuk meg:

$$f = \frac{2}{3}\,10^{-10}\,\frac{\mathrm{Nm^2}}{\mathrm{kg^2}} \approx 6{,}67 \cdot 10^{-22}\,\frac{\mathrm{m^3}}{\mathrm{kg\ s^2}}.$$

Ezek szerint az a *tapasztalat*, hogy pontosan két természetes szám hányadosa a *mérési eredmény*, amit kerekítve 6,67-nek is „szoktak írni". Az egyenlet fordított sorrendje megengedhető. Súlyos logikai és szemléleti hiba!

Ismét ellentmondásba jutunk egy korábbi definícióval: „A testek súlya (G) a gravitációs erő (F) és a centrifugális (?) erő (F_c) vektori eredője $G = mg = F + F_c$" Szegény olvasó keresheti a centrifugális erő fogalmát, e könyvben nem találja. (Nem is szerencsés a newtoni mechanika tárgyalása közben emlegetni.) Mindezen felül szöges ellentétben van a súly korábbi mindkét „definíciójával".

Nehéz ecsetelni, hogy mennyire káros egy ilyen felsorolás: Nehézségi erő munkája $W = Gh$, Súrlódási munka $W = \mu F_n s$, Feszítési munka $W = \frac{1}{2} D s^2$, Gravitációs erő munkája $W = fmM\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$, Gyorsítási munka $W = \frac{1}{2} m(v^2 - v_0^2)$ . . .

Az első négy valóban speciális munkavégzés. Az utolsó azonban nem „a gyorsítóerő munkája", hanem az ún. „*munkatétel*". A „gyorsítási munka" az első négy munkavégzés *eredménye* lehet, bármelyiké, nem külön munkafajta (pl. $\mu F_n s = \frac{1}{2}(v^2 - v_0^2)$).

Az egyik legfontosabb természeti törvényről a következő ködös és értelmetlen bekezdés szól:

„Energia a semmiből nem keletkezhet, nem vész el, csak átalakul másfajta energiává. Zárt (?) rendszerben az átalakulások folyamán az összes energiamennyiség (energiakészlet) változatlan marad.

W = áll.

Mechanikai energiákra: $W_h + W_m$ = áll."

Mit jelent ez az odavetett megjegyzés: „Mechanikai energiákra"?. Külön a mechanikai energiákra igaz a megmaradás? Vagy minden energiafajtára külön egy megmaradási tétel? Lehetne pl. „Elektromos energiákra" is felírni egyet? Nem egy olyan speciális esetről van szó, amelynek igen erős feltételei vannak? Hol szerepelnek ezek a feltételek? És mindezt tetézi a bekezdés folytatása, éppen olyan példával, ahol *nem érvényes* a *mechanikai energia megmaradás tétele!* Érdemes a teljes feladatot megmutatni.

„A 3 m magasból *szabadon eső* 500 kg-os cölöpverő kos *a)* milyen végsebességgel ér talajt, ha a kosvezeték *súrlódási tényezője* (?!) 0,15? *b)* Mekkora a mozgási energia?

A kedves olvasó elgondolkodhat, hogy ugyan milyen szabadesés az, amelyiknek súrlódási tényezője van? És milyen erő nyomja oda a szabadon eső kost a kosvezetékhez, ami feltehetően függőleges felületű. Ezt megtudjuk a feladat kidolgozásából:

„*a)* A helyzeti energia egyenlő a súrlódási munka és a mozgási energia összegével;" Álljunk meg. Ez mi? Energiamegmaradás tétele? Nem. Munkatétel? Nem. Akkor miért *itt* szerepel példaként? Nem konzervatív a folyamat, a mechanikai energiák nem maradnak meg. Zagyvaság. Menjünk tovább:

„$W_h = W_s + W_m$ ($W_s = \mu mgh$); Itt a munka és energia még betűjelzésben is összekeveredik. A megoldás egyenlete pedig végképp abszurdum!

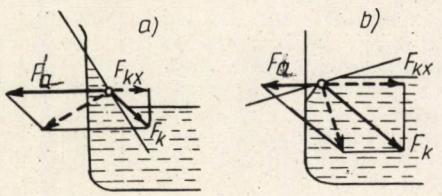
$$\text{„}mgh = \mu mgh + \frac{1}{2} mv^2;\text{"}$$

Az olvasó törheti a fejét, hogy milyen irányú a kosvezeték felülete. A feladatszövegből függőlegesre következtet („szabadesés"), az egyenletből vízszintesre ($W_s = \mu mgh$). Hiszen a megtett út h, a merőleges nyomóerő mg, ami függőleges. Így a felület vízszintes. És mégis szabadon esik a kos! Az elvi hibákon túl a formális behelyettesítés, a jelenségelemzés elemi ismeretének hiányára utal. Ettől igyekszünk óvni tanítványainkat.

A zűrzavar csak fokozódik a következő lapon: „(2) *Rugalmatlan ütközésre* csak (?) a mozgásmennyiség megmaradásának törvénye érvényes;" Aki ezt megtanulja, nem nyerhet felvételt semmiféle egyetemre, ha történetesen ezt kérdezik tőle. Csak ennyit ér az energiamegmaradás tétel? (Nem beszélve a tömeg stb. megmaradásról.)

Módszer az eredő erő meghatározására: „*Algebrailag* az eredő erő meghatározásakor az erők vízszintes (?) és függőleges (?) összetevőivel számolunk." A vízszintesnek és a függőlegesnek már úgyis túlértékelt szerepe van az emberek tudatában!

A súlypontot a tömegközépponttal azonosnak veszi definíciószerűen is. A felületi feszültségnél tárgyalja a folyadéknak az edény fala közelében mutatott viselkedését. Itt két olyan ábra szerepel, amely első látásra a józan észnek ellentmond:



Folyadékfelszín

Ezen az ábrán a „kohéziós erő" (F_k) nemhogy nem a folyadék hatásgömbjének belseje felé mutat, de egyenesen ki az érintősík levegőben levő partja felé! Ez természetesen azért van, mert a rajz szerkesztője az *edény* közepe felé igyekezett irányítani a kohéziós erő vektorát, nem gondolva arra, hogy a kb. 10^{-6} cm átmérőjű hatásgömb belseje (ott, ahova rajzolta a folyadékelemet) éppen a felületre merőlegesen befelé van. Persze csak így jöhetett ki a „megfelelő" eredő. Az adhéziós erő pedig az edény falától kb. 1–2 mm-re „támad" (a lejtő derekánál!), vagyis kb. 100 000-szeres távolságban hat saját hatásgömbjénél! Azok a tanulók, akik naiv lelkesedéssel böngészik ezeknek az ábráknak az értelmét, meglehetősen hátráltatva vannak a jelenség megértésében, esetleg hosszú időre beidegezhetnek valamit, amiről többszöri kudarc után derül ki, hogy rossz kép volt.

A Hőtan egyik legfontosabb fogalmáról a következő áll (összesen) az összefoglalóban: „*Hőmérséklet:* a testek hőállapotát határozza meg." A hőmennyiség fogalmánál nem figyelmeztet a lényeges feltételekre, és a $cm\Delta t$ szorzattal definiálja azt. Mi van halmazállapotváltozáskor, vagy munkavégzés esetén?

A termodinamika főtételei is félrevezető megfogalmazásúak:

„*I. főtétel* az energia megmaradásának tétele a hőjelenségekre is kiterjesztve. Pl. az ideális gázzal (?) közölt hő

(Q) és munka (W) a gáz belső energiáját változtatja meg ($\Delta U = U_2 - U_1$). $\Delta U = Q + W$." Ennyi. Az első mondat nem tartalmazza az első főtételt. A második mondat egy példa, ami azért rossz, mert úgy tesz, mintha csak az ideális gázra lenne érvényes az első főtétel. (A belső energia fogalma ezen kívül sehol sem szerepel a könyvben. Definíciója itt sem.)

„*II. főtétel.* Nem lehet olyan gépet szerkeszteni, amely minden más változás nélkül a hőt mechanikai energiává alakítaná." Ennyi. Semmi kikötés a hőtartályok hőmérsékletére, a gép periodikusságára.

Egymás után két mondat: „*Teljes visszaverődés:* a fénysugár *nem jut* át a másik közegbe, hanem a határfelületről teljesen (veszteség nélkül) visszaverődik. Feltétele: 1. a fénysugár fénytanilag sűrűbb közegből *jut* ritkább közegbe . . . " (Végül is jut, vagy nem jut?)

Érdekes definíció: „*Vezetőanyagok* mozgásképes töltéshordozót tartalmaznak;" majd: „*Szigetelőanyagok* nem tartalmaznak mozgásképes (?) töltéshordozókat."

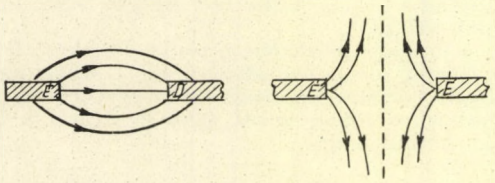
Definíció: „a potenciál azzal a munkával mérhető, amelyet *a térerősség irányában* (?) az elektromos erő végez, ha az egységnyi pozitív töltést a tér adott pontjából a zérus térerősségű pontba (?) juttatja." Hogyan juttathatja a térerősség irányában a zérus térerősségű pontba az elektromos erő a pozitív töltést, ha pl. az erő forrása egy negatív töltés? És miért a zérus térerősségű, miért nem a zérus potenciálú helyre kell juttatni? Pl. egy fémes vezető belsejében zérus a térerősség, de általában nem zérus a potenciál, s így értelmetlen az idézett „definíció".

Definíció: „*Elektromos áram:* a töltéshordozók mozgása feszültség hatására (?)" A konvektív áram ebből bizony kiszorult. Nem beszélve a szupravezetés esetéről.

„Elektromos áram hőhatása (Joule—Lenz törvény). $Q = \frac{1}{A} W = \frac{1}{A} IUt$ . . . (Q = hőmennyiség, W: munka, . . . A: hőegyenérték.)"

Az olvasó úgy értheti ebből, hogy az áram hőhatását akkor kapjuk meg, ha az áram által végzett munkát kalóriaegységekben fejezzük ki. Az, hogy a tisztán ohmikus fogyasztóban az áram teljes munkája annak belső energiáját növeli nem derül ki, mint ahogy az sem, hogy bizonyos esetekben a munkát hiába számolja át kalóriákba, nem kapja meg a „hőhatást", pl. elektromotoroknál. Abban az esetben pedig, amikor a $W = IUt$ mennyiség teljes egészében a fogyasztó belső energiáját növeli („hővé alakul"), akkor is az áram „hőhatását" számoltuk ki, ha éppen méterkilopondban, vagy joule egységben kapjuk a mértékét. Úgy tűnik, mintha attól lenne hőhatás, hogy átszámítjuk.

Egy mondaton belül kirívó (és a gyanútlan olvasó számára sok töprengést okozó) ellentmondás: „Minden mágnes körül erőtér van, amelyeket erővonalakkal szemléltetünk (?). Ezek a görbék mindig zártak; irányuk — megállapodás szerint — az északi pólustól a déli felé mutat." Nem derül ki, hogy mi az erővonal definíciója. A B vonalak tényleg mindig zártak, a H vonalak azonban nem mindig. A könyv a H vonalakról beszél a továbbiakban. Ha pólusból indulnak és póluson végződnek (az irányításból következik), a H tér forrásos, akkor viszont nem lehetnek zártak az erővonalak. Ha a rajz szerinti görbéket zártaknak nevezi, akkor ugyanezt kell kapnia az elektrosztatikus mezőre is, vagyis kiderül róla, hogy örvényes!



Mágneses erőterek

Kár, hogy a Biot—Savart törvénynél a térerősség skaláris formuláján kívül semmit nem mond a térerősség irányáról. Ezt a mellékelt ábra sem tartalmazza!

Értelemzavaró: „A mágneses *indukciót* az erővonalakra merőleges felületegységen (1 m²) áthaladó *erővonalak* száma, irányát az erővonal megfelelő pontjában az érintő adja."

Az indukció a könyv szerint: „A vezetőben (?) feszültség indukálódik, ha a vezető által körülzárt mágneses fluxus ($\Delta\Phi$) (?) megváltozik . . . " Ha az indukcióhoz vezetőre lenne szükség, akkor nem is lenne indukció. Hogyan jutna el ugyanis a nagyobb átmérőjű tekercs vezetékéig a belső tekercsből, ha nem a tekercs jelenlététől függetlenül *keletkező elektromos mezőn* keresztül. És *ez* az indukció lényege. A keletkező elektromos mező. Általános jellemzés helyett ezekkel a konkrét példákkal igyekeztünk megvilágítani a „Fizika összefoglaló" hiányosságait, amelyek kijavítása sürgős feladata lenne a felelősségteljes könyvkiadásunknak, a lelkiismeretes Szerzőnek, és az átdolgozás leendő lektorának.

Holics László

KOPERNIKUSZ, GALILEI, KEPLER

Az 1973-as Kopernikusz év tiszteletére a Móra könyvkiadó a fizika-, csillagászat-, általában a természettudomány története e három szellemóriás tiszteletére három életrajzi regényt jelentetett meg. A Galileiről (A hiúz a Napba néz, első kiadás 1961) és a Keplerről (Az ég törvénye, első kiadás 1965) szóló könyvek Száva Istvánnak 1972-ben, második kiadásban megjelent írásai, míg Michal Rusinek lengyel szerző könyve 1973-ban került először a magyar olvasó elé.

A három azonos műfajú könyv egybevetése a Kopernikusz év lezárása után azért érdekes, mert a legkorábban élt Kopernikusz mellett a többé-kevésbé kortárs Kepler és Galilei Európának nemcsak földrajzilag eltérő, hanem a történelem mozgatói erőit tekintve is merőben más más világot tárnak az olvasó elé, de mindháromból levonható az azonos tanulság: milyen hallatlanul nehéz harcot kellett vívniuk az újkori tudomány megteremtőinek belső és külső ellenségekkel egyaránt. Le kellett győzni saját kételkedésüket és bizonytalanságukat, mint Kopernikusznak, meg kellett küzdeniük az „ortodox" luteránusoknak a skolasztikusokéhoz hasonló merev dogmákkal, a nyomorral és pénztelenséggel, mint Keplernek, vagy a világi hatalmát a feltörekvő protestánsoktól féltő VIII. Orbán pápa hiúságával és a „Szent Hivatal" minden újítástól visszarettenő szigorával, mint Galileinek.

Első pillanatra Kepler szenvedései és Galilei drámája mellett Kopernikusz élete látszik a legeseménytelenebbnek. Mindmáig alakja úgy élt a köztudatban, mint a fromborki vár csillagvizsgálójában békésen dolgozó tudósnak, akivel később olyan nagy felforgatást okozó műve csak halálakor jelent meg. Ami élete utolsó szakaszát illeti ez részben így is van. Rusinek könyvének azonban éppen az az igen nagy érdeme, hogy emberközelbe hozza a legendás ködbe burkolt kanonokot. Feltárul az olvasó előtt Kopernikusz ifjúságának ismertetésével a reneszánsz Lengyelországának és Itáliájának színes, gazdag világa. A Krakkói Egyetem, ahol Kopernikusz első lépéseit tette a tudomány megújítása felé. Megismerjük családját, szorgalmas, korán elhunyt édesapját, nála lényegesen komolytalanabb testvérét, végül — és ez a legfontosabb — nagybátyját, a szigorú, de Kopernikusz iránt mindig jóakarattal viseltető nagyhatalmú Watzelrode püspököt. Ő küldi Kopernikuszt Bolognába, Rómába, Páduába és Ferrarába, így ismeri meg az olasz humanistákat, így lesz belőle orvos és megismeri, a XVI. században még szabadon szárnyaló tudományos gondolkodást. Hazatérve Kopernikusz azonban távolról sem szentelheti minden idejét a vágyvavágyott csillagászati kérdés megoldásának. Zavaros politikai kérdések közé kerül: a porosz lovagrend fenyeget szűkebb hazáját, Warmiát és a tudósnak nemcsak fontosi diplomáciai feladatokat kell megoldania, hanem gondos-

kodnia kell az állandó háborúság okozta gazdasági bajok megoldásáról. A „világtól elvonult remete" értekezést ad ki a jó pénzről, amely nemcsak közvetlen hazája gazdasági bajainak megoldásán segített, hanem minden későbbi közgazdasági értekezés mintájául is szolgálhat. Azután, éppen már azokban a nyugalmas években, amikor a háborúk miatt elhagyott Fromborkba visszaköltözhet és ott zavartalanul dolgozhatna, honfitársai között is akadnak kicsinyes irigyei, akik közül a nagyhatalmú püspök Dantyszek, durván beleavatkozik magánügyeibe, arra kényszeríti, hogy háztartásából eltávolítsa azt a nőt, aki öreg napjainak támasza és vigasztalója volt. (Kopernikusz kanonok létére talán nem is volt felszentelt pap.)

Mindennek ellenére, hála Joachim Rheticusnak, Erasmus Reinholdnak és másoknak, a „négyszer kilenc évig" érő mű mégis nyomdafestéket lát, hogy a méltó utódokat elindítsa saját tragikus sorsuk felé.

A nagyon színes és hű korrajzot nyújtó könyvek érdeme — mint erre már rámutattunk —, hogy Kopernikusz életének kevéssé ismert mozzanataival is megismerteti az olvasót, ugyanakkor azonban a szerző aránylag kevés teret szentel a kopernikuszi felfedezésnek, nyilván arra gondolva, hogy a Kopernikusz-év bővelkedik úgyis a heliocentrikus elmélet népszerű és kevésbé népszerű ismertetéseiben. Ebben igaza is van, hiszen csak Magyarországon, a Szemle hasábjain is, számos cikk, fordítás, hosszabb-rövidebb ismertetés látott napvilágot, mégis úgy gondoljuk, ez a szép könyv teljesebb lett volna, ha nem szorítkozik csupán a „De revolutionibus. —" rövid tartalmi ismertetésére.

Kopernikusz 1543-ban halt meg, 1564-ben született Galilei, 1571-ben a nála 12 évvel korábban elhunyt Kepler (1630). Kettőjük élete, sorsa, párhuzamosan fut, kevés érintkezési ponttal, de ezek igen fontosak: a kopernikuszi elmélet népszerűsítése, igazolása, a csillagászat és a fizika megújhodása. Míg csillagászati téren Galilei megfigyelései a maga alkotta (bár nem általa feltalált) távcsővel, valamint hírhedtté vált és elítélt könyve tette ismerté a kopernikuszi elméletet, Kepler, aki Galilei pere idején már nem élt, ma is élő törvényeivel egyengette az utat a newtoni szintézis felé. A fizikában Galilei az új dinamika előfutára, míg Kepler az ókorban szinte lezártnak tekintett optika tudományos alapjait rakta le, egybe utat nyitva a látás helyes fiziológiai magyarázatának.

A két tudós teljesítményének párhuzambaállítása kortárs voltukból következik, de lényeges, hogy merőben különböző környezetben alkottak. Száva István könyveiben valóban gondos korrajzot kapunk a két színhely elütő voltáról és a két tudós eltérő sorsáról, bár a fenti szoros tudományos kapcsolat mellett másképpen is hasonlított sorsuk: anyagi gondokkal kellett állandóan küzdeniük, könyvkiadási nehézségekkel és az értetlenek bírálatával.

Száva István Galilei életrajza pontos, a legjobb forrásokra támaszkodó megalapozással mutatja be Galilei életútját. Pályakezdésének nehézségeit: apja féltette a kevés anyagi eredménnyel kecsegtető „matematikus" pályától. Mikor mégis sikerült Pisában matematikai katedrához jutnia, forradalmi és önálló gondolkodása máris kihívta maga ellen a maradiak, a tradíciókhoz ragaszkodó skolasztikus kollégák ellenszenvét, amely azután egész életútján kísérője maradt, akkor is, amikor távcsövével halomra döntötte Aristotelesnek az égboltról tanított tételeit. Mire pedig kutatásaiban addig jutott, hogy tudományos igénnyel kiállhatott volna a heliocentrikus világkép mellett, a „szent" inkvizíció megtiltotta, hogy Kopernikusz elméletét igaznak fogadja el. A lázadó szellemű, csak az igazságban hívő Galilei ebbe nem tudott belenyugodni. Megpróbálta némi átlátszó ravaszsággal megkerülni a tilalmat. A baj azonban nem is az volt, hanem sokkal inkább az, hogy a XVII. század 30-as éveiben a 30 éves háború nagyon rosszul állt a római császár és a pápa számára, hiszen még a katolikus Franciaország is a Habsburgok — és evvel a pápa — ellen fordult és támogatta az eretnekeket. A pápa nem tűrhette, hogy Itáliában igaza legyen egy eretneknek nyilvánított tanításnak. Ezért Galileinek meg kellett tagadnia meggyőződését egy lényegében hamis esküvel és élete végéig az inkvizíció felügyelete alatt kellett élnie. És még így is: vakon, betegen, elkeseredve, meg tudta írni, sőt ki tudta adatni a „Beszélgetések . . ." című könyvet, amely egyszer s mindenkorra véget vet Aristoteles téves mechanikai tételeinek és megnyitja az utat Newtonnak.

Száva István e könyvének érdeme, hogy világosan megmutatja, felsorakoztatja azokat a politikai, társadalmi erőket, amelyek következtében Galileinek szükségképpen el kellett buknia. Megmutatja, hogy a „Szent Hivatal" képviselői nem egyszerűen ostobák és makacsok voltak, hanem a messzelátó, politikailag tájékozott pápa parancsára cselekedtek, aki 1616 előtt még Galilei barátja volt és verseket írt hozzá. Amit hiányolni lehet, az Galilei utolsó éveinek, a Discorsi tartalmának részletesebb ismertetése, hiszen bármilyen érdekes és izgalmas is a Galilei per, a fizika története szempontjából a szabadesés, a tehetetlenség törvényeinek felismerése a legfontosabb Galilei életművében.

A protestáns Keplernek nem kellett az inkvizíciótól félnie. De a luteránus egyház a katolikus dogmatikára még szigorúbb dogmatikával felelt. Az ifjú Kepler, mint a tübingeni egyetem hallgatója máris szembekerül egyháza hatóságaival és ez az ellenszegülés őt is élete végéig kíséri: nem hajlandó aláírni a „formula concordiae"-t, azaz egy olyan kötelezvényt, amely szerint a jövőben minden más vallásút „sátánfajzatnak" kell tartania. Ezért nem is lehet lelkész, bár hajlamai nem is vonzzák erre a pályára, dehát abban az időben ez jelentette a legbiztosabb megélhetést. Ebben aztán nem is lett része soha Keplernek. Először Grazban tanít matematikát, de mert elfogadja az ésszerű gregoriánus naptárt, itt is ellenségeket szerez. Majd az ellenreformáció növekvő nyomása miatt kell 6 év után távoznia. A tübingeni tanszék, álmainak netovábbja örökre elérhetetlen marad számára. Prágában mint Tycho Brahe asszisztense, majd mint „császári matematikus" tölt 16 évet, többnyire fizetés nélkül. Innen is távoznia kell. A következő állomás Linz, ahol a gimnáziumban tanít. Rövid időre Wallenstein hercegtől reméli anyagi helyzete javulását, de Wallenstein bukása ezt a reményt is meghiúsítja. Végül elindul, hogy Regensburgban a birodalmi gyűléstől kérje anyagi helyzetének rendezését, de erre már nem kerül sor, sok-sok szenvedés és kínlódás után ott meghal. Mindezen vándorlásai alatt fizetés úgyszólván sehol, első felesége, három első gyereke meghal, második feleségétől származó gyermekei közül is sokat el kell temetnie, anyját boszorkánysággal vádolják: utazás, menekülés, nyomor jelzik életének útját. Szinte csodával határos, hogy emellett a röviden leírt, a valóságban még sokkal keservesebb élet mellett nem szűnik meg a „világ harmóniáját" keresni, sőt sikerül is megtalálnia.

Száva István könyvében Kepler életének egyes állomásait és az azokon születő legkülönbözőbb tartalmú és színvonalú műveket látjuk. Betekintést nyerünk a nagy tudós alkotó műhelyébe, bár lényegében nem nyerünk választ arra a kérdésre, mert nem is nyerhetünk, hogy lehetett ilyen körülmények között feltalálnia a Kepler törvényeket, emberfeletti munkával befejezni a Rudolf-féle táblázatokat, amelyek oly sok segítséget adtak a kor és az utókor csillagászainak. Hiányolni lehet itt Kepler fénytani munkáinak részletesebb ismertetését és méltatását.

Úgy gondoljuk, hogy a fentismertetett három könyv egymásutáni elolvasása nemcsak az ifjúságnak nyújt élvezetes és érdekes szórakozást, nemcsak a pedagógusok kezébe ad nélkülözhetetlen segédeszközt a fizika tanításához, hanem mindenkinek, akit érdekelnek az emberi alkotások műhelytitkai, ajánlhatók.

Z. J.

NAGY MIHÁLY:

TAPASZTALATOK A SZILÁRDTEST NYOMDETEKTOROK KÖZÉPISKOLAI ALKALMAZÁSÁBAN

Mindig örömmel vesz az ember a kezébe olyan művet, amely a középiskolai fizikatanítás számára demonstrációs kísérleteket ajánl. Még fokozódik ez az öröm, amikor olyan eszközről van szó, amelyeket a középiskolai tanárok könnyen beszerezhetnek, s olyan jelenségek szemléltetéséről, amelyekre kevés az ismert kísérlet.

Nagy Mihály: „Tapasztalatok a szilárdtest nyomdetektorok középiskolai alkalmazásában" című könyve, amely a Hajdú-Bihar Megyei Pedagógus Továbbképző Központ kiadásában jelent meg, minden ilyen irányú várakozást kielégít.

A szerző négy fejezetben mutat lehetőséget arra, hogy hogyan lehet magfizikai jelenségeket szemléltetni középiskolában. Az első fejezet röviden az ajánlott szilárdtest nyomdetektorokat ismerteti. A második fejezet a nyomdetektorokban kialakuló primér nyomok mechanizmusáról, a negyedik a középiskolai felhasználás lehetőségeiről szól. A harmadik fejezet mutatja meg a kísérleti technikát és a bemutatható kísérleteket. Ezek két csoportra oszthatók. Egyik az alfa-részecskék sajátságainak a bemutatása. Ehhez sugárforrásként radioaktív anyagot tartalmazó világító óraszámlapot, tóriumoxidot tartalmazó gázharisnyát és az MTA Izotóp Intézetéből beszerezhető Pu és U_3O_8 alfa forrást, nyomdetektorként pedig cellulóz-nitrátot, cellulóz-acetátot tartalmazó fotofilmet vagy írásvetítőkben használatos műanyagfóliát ajánl. A másik csoport a maghasadással kapcsolatos demonstrációkat mutatja. Itt az uránt tartalmazó ásványi anyagok spontán hasadásából származó hasadási termékeket, a hazánkban is található alkáli csillámokat (muszkovit, biotit) használja.

A könyv Medveczky L.—Somogyi Gy.—Nagy M. a Fizikai Szemle XXI. évfolyam 11. számában megjelent „Szilárdtest nyomdetektorok az oktatásban" című cikkének didaktikai szempontok szerinti feldolgozása. Praktikus tanácsokat ad az anyagok beszerzéséhez. Jól rendszerezi a tanórai bemutatásra kerülő és a tanulókísérleti órákra, szakkörökre szánt kísérleteket. Kár, hogy az alkáli csillámok részletesebb leírása kimaradt a könyvből.

Valószínű, hogy ez a füzet jól fogja szolgálni a középiskolai fizikaoktatás ügyét. Magfizikai jelenségekre mutat demonstrációs lehetőséget és közben felhívja a figyelmet a szilárdtestfizikára, mint a fizikának olyan fejezetére, amely több helyet érdemelne a középiskolai oktatásban.

P. I.

VÉLEMÉNYEK

ÉRETLEN ÉRETTSÉGI — FIZIKÁBÓL

Holics László

A gimnáziumok szakosított tantervű osztályainak minden tanulója számára a választott „tagozatos tárgyból" kötelező érettségi vizsgát tenni. Hogy állunk ezzel a fizika-tagozatos osztályokban?

Az elmúlt tanévben a magyar nyelv- és irodalomból írásbeli és szóbeli, a történelemből szóbeli, a matematikából írásbeli (összevont felvételi) és szóbeli, a fizikából pedig „szóbeli" vizsgát kellett tenni a matematika—fizika tagozatos osztályoknak. Vajon mit tükröznek a „szóbelik" a három—négyéves munkából, van-e lehetőség szintézisre és milyen fokra jut el a természettudományos gondolkodás, mennyire érnek meg a fogalmak, a szemlélet, a látásmód az érettségiig?

Nem minden tárgy részesül abban a lehetőségben, hogy az érettséget valamilyen szintézisben megnyugtatóan kimutatná az érettségi vizsga, s már évek óta úgy van, hogy éppen a szakosított tantervű fizika tárgya nem. Milyen képet is mutat a szóbeli érettségi egy matematika—fizika tagozatos osztályban?

Egy konkrét iskola konkrét osztályának érettségijén vagyunk. Az átlagosnál érdeklődőbb gyerekek, és — azt mondják — lelkiismeretes szaktanárok vizsgáznak. Halljuk a magyar és történelem feleleteket. Nem is egyszerű „feleletek", valóságos kis tanulmányok szerkezettel, felépítéssel, gondolati tartalommal, állításokkal, következtetésekkel, idézve és megidézve költőket, műveket, korokat, nézeteket, álláspontokat, tényeket és összefüggéseket a tények között, állításokat és azok igazságát, vagy cáfolatát, hozzáadva valamit önmagukból, saját véleményük, meglátásaik és indulataik formálta mondatokban, saját olvasottságuk hátterét, szókincsük és kifejező készségük eszközeit tudatosan alkalmazva. Egy órán át készülhettek a kihúzott tétel formába öntéséhez, gondolataik összeszedéséhez, amelyek a vizsgáló feszültségében is — ennyi idő alatt — megformálódtak, és az elkészített vázlat biztonsága alapján rákérdezésre, akár vitatkozásra kész állapotba kerültek. És valóban, a magyar és a történelem szóbeli érettségi vizsgák a legtöbb tanulónál széles látókörről, nagy tárgyi tudásról és az összefüggések „tagozatos szintű" ismeretéről árulkodtak. És — kevés kivételtől eltekintve — éppen azoknál kaptunk feltűnően érett feleleteket, akik a négy év alatt matematikából és fizikából a legjobbak közé tartoztak: szépen, okosan, megformáltan fejtették ki gondolataikat, magasszintű beszélge-

A szerkesztésért felel: Túriné Frank Zsuzsa
Szerkesztőség: Budapest V., Anker köz 1. Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Távbeszélő: 227—040
A kiadásért felelős: Siklósi Norbert igazgató
Kiadja a Lapkiadó Vállalat, Budapest VII., Lenin körút 9—11. Levélcím: 1906. postafiók 223 Távbeszélő: 221—293
74.75794 Akadémiai Nyomda Budapest V., Gerlóczy utca 2. — Felelős vezető: Bernát György
Terjeszti a Magyar Posta, Előfizethető bármely postahivatalnál, a kézbesítőknél, a Posta hírlapüzleteiben és a Posta Központi Hírlap Irodánál (KHI, 1900 Budapest V., József nádor tér 1.) közvetlenül vagy postautalványon, valamint átutalással a KHI 215-96162 pénzforgalmi jelzőszámlára
Előfizetés egy évre 72,— Ft: egyes szám ára 6,— Ft. Megjelenik havonta
Index: 25.289

tést folytatva az elnökkel, vagy a szaktanárral, érett komolysággal tekintették át a világ történelmét és a világ irodalmát, mármint ami ebből a tantervi anyagba belefér. Néhány esetben még ezen felül is.

Lehangolóvá vált azonban a kép, amikor a választott tagozatos tárgy, a fizika került sorra. Nagy hallgatások. Hosszú hallgatások. A kollégák türelmetlenül várakoznak: a szaktanár írásbeli dolgozatot javít. *Ott. A „szóbeli" érettségin. Mert hiszen burkolt írásbelit készíttet a jelöltekkel a „10.422/1967. I. sz. utasítás, mely értelmében 'minden fizika tétel A-, B- és C altételből áll.* Mind az A-, mind a B-altétel számítással megoldható feladat. *A C altétel egyszerűbb mérő jellegű kísérleti apparátus összeállítása és a mérés elvének ismertetése. „És ezt a kétfeladatos írásbeli dolgozatot kb 3/4 óra alatt írják meg a jelöltek. A két feladat nem lehet egyszerű, behelyettesítéssel megoldható feladat, ugyanis ezekkel nem mérhetnénk a jelölt „szilárd fizikai ismereteit".* „Amennyiben a feladat megoldása helyes, a jelöltnek nem szükséges a megoldás menetét részleteznie."

Amíg a feladatok megoldásának helyessége kiderül — vagyis egy kétfeladatos dolgozat javításának ideje alatt — a jelölt feszengve ül, mindenki a szaktanárt figyeli lélekzet-visszafojtva. A szaktanár pedig — aki lelkiismeretesen akarja értékelni a munkát — izgatottan keresi, hogy mi a jó, mi a rossz a rendszerint nem áttekinthetően, hanem születésében rögzített, át- meg áthúzott, javítgatott tétellapra leírt hieroglifákban (mert más, ha a gondolat rossz, esetleg egyáltalán nincs gondolat, és más, ha a számítás nincs pontosan elvégezve, nem beszélve arról, hogy egy feladatnak sokféle megoldása lehet . . .). És ezalatt csönd és csönd.

Végre kiderül, hogy mi jó, mi rossz. Az ezutáni tennivalóhoz idézzük az Útmutatót: „Amennyiben a feladat megoldása helyes, a jelöltnek nem szükséges a megoldások menetét részleteznie. A szaktanár azonban az egyik feladatra *(!) vonatkozóan ekkor is fel kell, hogy tegyen — a másikra vonatkozóan feltehet —* olyan kérdést, *amelyre válaszolva a jelölt megindokolhatja, milyen összefüggések, törvények felhasználásával oldotta meg (!) a feladatot."*

Mert ugye ez nem derül ki a feladat leírt és gondosan tanulmányozott megoldásából. A jelölt tehát nem gondolkodik, nem szintetizál, nem a természet megismeréséről, vagy magáról a természetről beszél, hanem közli a szaktanárral, hogy milyen összefüggést használt fel. A félreértések elkerülése kedvéért.

Tehát a szaktanár kérdéseket tesz fel. A feladatokra vonatkozóan. Igaz, hogy okos kérdésekkel alapvető összefüggésekre, a tudás mélységét firtató beszélgetés felé lehet terelni a szót a rendszerint steril feladatok megoldása felől, azonban mindez improvizálás jellegű, ideges, váratlan szituációban. Egy bizonyos, olyanféle szintézisre igen kevéssé alkalmas, mint a magyar és a történelem szóbeli érettségi vizsga. Ha valaki nem szedheti össze gondolatait, ismereteit a természet alapvető törvényeinek, jelenségeinek, a fizikai megismerés módszereinek, a világnézeti problémáknak szintetizáló összefoglalásához nyugodt felkészülési időben, teljesítőképességének csak töredékét képes nyújtani. (Mennyivel egyszerűbb lett volna, ha kérdéseit már a felkészülési idő elején megkapja!)

Mi szól az ellen, hogy a szakosított tantervű osztályok érettségi vizsgája fizikából ugyan olyan szintézisre törekvés jegyében folyjék le, mint a magyar és történelem, vagy a matematika szóbeli érettségi vizsga? Egyesek szerint a „tétel-elmondás" elhagyásának oka a „küzdelem a verbalizmus ellen". **Ez a vélemény azonban összetéveszti a verbalitást a verbalizmussal.** *Az ember legelementárisabb kifejező eszköze a nyelv, az élő szó. Ezt ápolni kell és nem megfosztani jogaitól. Szintézisre törekedni nem lehet mozaikszerű feladatocskák ismertetésével, hanem átfogó gondolatok közlésére alkalmas nyelv, a beszéd eszközével és erejével. A jelenlegi fizika érettségi a tagozatos osztályokban nem a szintézis felé, tehát nem az integrált természettudomány-oktatás felé közelít! Ugyanakkor megkérdőjelezi a szaktanárok és elnökök hozzáértését, amennyiben nem tételezi fel róluk, hogy el tudják dönteni, hogy mi a csak „jó sváda" és mi mögött van is valami.*

Mások szerint a fizikai dolgozók gyermekei nagy hátrányba kerülnek, ha ismét a jó verbális készségekkel rendelkező gyerekek erős oldalával kell felvenniök a versenyt. Ez a tétel sem áll. Nem a sváda, hanem a gondolati tartalom kerül a mérlegre. Végül pedig ne úgy küzdjünk a hátrányos helyzetű tanulók felzárkóztatásáért, hogy nem tanítjuk meg őket beszélni, és nem követeljük meg tőlük gondolataik szabatos kifejezését. Nagyon gyanússá teszi a példamegoldósdi mellett felhangzott érveket az a tény, hogy az **általános tantervű osztályokban** *mind az A-, mind a B-tétel a fizika egy-egy területéről szóló, összefüggő feleletet igénylő kérdés, a C-tétel pedig számítással megoldható feladat. Ezekben az osztályokban szabad összefüggően beszélni? Ott nem veszélyeztet a jó svádájúak „lehengerlő" szereplése? Lássuk az általános tantervű osztályok fizika érettségi útmutatójának részletét:*

„A GÉV 36. paragrafusa értelmében egy-egy A altételnek nagyobb tananyagrészt kell felölelnie.

a) *E nagyobb tananyagrész megmaradhat egy tantervi témakörön belül.* Például: *A testek mozgásának dinamikai leírása. Newton mozgástörvényei . . .*

b) *Az altétel megkövetelheti a fizika több részterületén tanultak összehasonlítását, szintetizálását is.* Például: *Rezonancia a mechanikában és az elektromosságban. Hullámok találkozása a fizikában. Az energia megmaradásának törvénye a mechanikában és az atomfizikában.*

A B- altételek

a) *Természeti jelenség, illetve gyakorlati, technikai folyamat, szerkezet értelmezése a tanult ismeretek alapján.*

b) *A gimnáziumi tananyagban előírt eszköz működésének ismertetése.*

c) *A tanulói gyakorlatok során elvégzett egyszerűbb, rövid időt igénylő fizikai mérés.*

A B- altételek olyan alapvető anyagrészekre is vonatkozhatnak, amelyek az elméleti jellegű A-altételekben nem szerepelnek ugyan, de azok megértésének feltételei, vagy azok gyakorlati alkalmazásával kapcsolatosak.

A B- altételek készítésekor a szaktanár elsősorban

arra törekedjék, hogy a kérdés megválaszolásakor a jelöltnek módja legyen önálló gondolkodásról, a tanultak alkalmazásának készségéről tanúságot tenni."

Hol marad ettől a fizika tagozatú osztály érettségije!

Olyan szomorú képet nyújtott azoknak a nyögdécselése, zavartsága, akik közül egyébként kettőről még az érettségi hetében kiderült, hogy az országos verseny első öt helyezettje között van fizikából, és akik közül huszonhatot első nekifutásra felvettek a különböző egyetemekre, többségükben fizika felvételi vizsgával, maximális pontszámmal.

Szomorú ellentmondás feszül az érettségi célkitűzése és a megvalósulás között. A közeljövő változásai — amennyiben meghagyják a szóbeli vizsgát a fizikából — kell, hogy ezt az ellentmondást feloldják.

PÁLYÁZAT

A TIT Természettudományi Stúdiója pályázatot hirdet fizikai jelenségeket bemutató eszközök készítésére.

A pályázaton résztvehet minden olyan eszköz, amelyik alapvető fizikai jelenséget, legújabb kutatási eredményt, vagy technikai újdonságot mutat be és széleskörű érdeklődésre tarthat igényt.

A pályázat feltételei

— Pályázni csak kész eszközzel lehet
— A pályázatnak tartalmaznia kell az eszköz részletes leírását fényképpel, esetleg rajzzal kiegészítve, valamint az eszköz által bemutatott jelenségnek a rövid leírását.
— A pályamunkát kérjük 4 példányban beküldeni.

A pályázat jeligés, a jeligével ellátott, lezárt borítékban mellékelni kell a pályázó nevét, munkahelyének és lakásának címét.

A leírás alapján kiválasztott eszközökből a Természettudományi Stúdió kiállítást rendez.

A zsűri által elvetett pályamunkákat megsemmisítjük.

A pályaművek beküldésének határideje: 1974. május 15.

Pályadíjak: I. díj 1500,— Ft
II. díj 1000,— Ft
III. díj 500,— Ft

fizikai szemle

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat lapja



1974/4

A szerkesztőbizottság elnöke:

Marx György

A szerkesztésért felelős:

Túriné Frank Zsuzsa

Szerkesztőbizottság:

Balázs Béla, Barlai Katalin, Barta György, Berényi Dénes *szerkesztőbizottsági titkár,* **Bozóky László, Csekő Árpád, Dede Miklós, Fehér István, Flórián Endre, Gaal István, Garay András, Groma Géza, Haiman Ottó, Hoffmann Tibor, Holics László, Károlyházy Frigyes, Keszthelyi Lajos, Kovács István, Mátrainé Zemplén Jolán, Mihály László, Schanda János, Soós Károly, Szigeti György, Tóth Eszter, Valkó I. Péter, Vermes Miklós**

Címképünk:

Az 1973. f. jelű Kohoutek-üstökös. A felvétel a Piszkéstetői obszervatórium 14 cm átmérőjű asztrográfjával 1974. január 14-én Kodak 103a-0 lemezre 20 perces expozíciós idővel készült. A felvételen jól látható az üstökös magját körülvevő kómából kiáramló kb. 10 fok hosszúságú csóva. Megfigyelhető a csóva kettős szerkezete; a hosszú vékony gázcsóva, és a rövidebb, szétterülő, a gázcsóvától elhajló porcsóva. A felvételt Lovas Miklós készítette. (Lásd még Szimán Oszkár cikkét.)

TARTALOMJEGYZÉK

Gánti Tibor: A chemoton elmélet alapjai
Bay Zoltán: A fénysebesség és az új méter
Szimán Oszkár: Az üstökösök szerkezete

A FIZIKA TANÍTÁSA

J. Piaget: A gyermek fizikai világa

ESEMÉNYEK

EREDMÉNYEK

Kunfalvi Rezső: Beszélgetés Bay Zoltánnal

KÖNYVEK

VÉLEMÉNYEK

Kovács László: Hogyan költünk el 125 milliót

СОДЕРЖАНИЕ

Т. Ганти: Основы теории «химотон»
З. Бай: Скорость света и новый метр
О. Симан: Структура комет

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

Ж. Пиажэ: Физический мир ребенка

СОБЫТИЯ

РЕЗУЛЬТАТЫ

КНИГИ

ОТЗЫВЫ И ВЫРАЖЕНИЯ МНЕНИЙ

INHALT

T. Gánti: Die Grundlagen der Chemoton-Theorie
Z. Bay: Die Lichtgeschwindigkeit und das neue Meter
O. Szimán: Die Struktur der Kometen

UNTERRICHT DER PHYSIK

J. Piaget: Die physikalische Welt des Kindes

EREIGNISSE

ERGEBNISSE

BÜCHER

STELLUNGNAHMEN UND MEINUNGSÄUSSERUNGEN

CONTENTS

T. Gánti: The bases of the chemoton theory
Z. Bay: The velocity of light and the new metre
O. Szimán: The structure of the comets

THE TEACHING OF PHYSICS

J. Piaget: The child's physical world

EVENTS

RESULTS

BOOKS

OPINIONS

fizikai szemle

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

Alapította Eötvös Loránd 1891-ben Mathematikai és Physikai Lapok néven

XXIV. évfolyam 4. szám 1974. április

A CHEMOTON-ELMÉLET ALAPJAI

Gánti Tibor

Reanal, Budapes

A chemoton-elmélet célja azoknak az alapvető összefüggéseknek a feltárása, amelyek az élő rendszereket az élettelentől megkülönböztetik, amelyekből az élő rendszerek legáltalánosabb tulajdonságai levezethetők. A mai élővilág egyedei három és fél milliárd éves evolúció során érték el mai bonyolultsági fokukat, és túlságosan is bonyolultak ahhoz, hogy közvetlen, részletekbe menő tanulmányozásuk révén ismerhessük fel működésük legáltalánosabb törvényszerűségeit. Az élő rendszereket mindenekelőtt két nagy csoportba kell osztani, a soksejtűekre és az egysejtűekre. Minden sejt önmagában is külön önálló élőlény, így a soksejtűek olyan rendszerek, amelyek maguk is élő rendszerekből, mint elemekből szerveződtek magasabbrendű élő rendszerré. A soksejtű szervezet tehát kétszeresen él, mert egyszer él maga a sejtekből felépülő összetett rendszer és élnek e rendszernek az elemei, az egyes sejtek is. A chemoton-elmélet jelen fejlettségi fokán csak az egyszerű élő rendszerekkel foglalkozik és azoknak is a legáltalánosabb tulajdonságait figyelembe véve keresi az élő rendszerek szerveződésének a törvényeit.

Az elmélet alapjait többféle gondolati úton lehet megközelíteni. Első nyilvánosságra hozott formája biológiai úton, az életjelenségek tárgyalásán keresztül közelítette meg az élő rendszerek általános sajátosságait (1). Azóta az elmélet komoly fejlődésen ment át és ez vonatkozik a megközelítési módokra is. A biológiai megközelítésen kívül eljuthatunk a chemotonhoz a biogenezissel kapcsolatos megfontolások révén (2), termodinamikai megfontolások révén vagy rendszerelméleti megfontolások útján is. E helyen rendszerelméleti analógiák segítségével közelítjük meg az elméletet, levezetjük annak legegyszerűbb változatát az egyszerű szeparatív chemotont. Ebből az alapmodellből elméleti úton levezethető az öröklődő változások mutációszerű mechanizmusa, tanulmányozható az adaptáció jelensége (3), levezethető a genetikai anyagnak a kémiai minőségtől független legvalószínűbb molekulaszerkezete, ami teljes mértékben megegyezik a DNS molekulaszerkezetével (4) és plauzíbilis magyarázat adható a kémiai evolúció során keletkezett biológiai jellegű vegyületekből az önszaporító rendszerek kialakulására és ezek továbbfejlődésére az első sejtekig (2). Ezekkel e helyen nem foglalkozunk.

A sejt és alrendszerei

A halmazokat — szempontjaink szerint — két nagy csoportra oszthatjuk, úgymint rendszertelen halmazokra és rendszer-halmazokra vagy egyszerűen rendszerekre. Ez utóbbiak számos tulajdonságukban különböznek az előzőktől, például abban is, hogy a rendszer mint egész tulajdonságai nem tehetők össze additíve elemeinek tulajdonságaiból, a rendszer tulajdonságai nem egyenlők elemei tulajdonságainak az uniójával. Ez abból ered, hogy a rendszer elemei között jól definiálható kölcsönhatás-hálózat alakul ki, a rendszer elemei e hálózat csomópontjaiban foglalnak helyet, és így a rendszernek nincs olyan eleme, amely legalább egy másik elemmel ne állna közvetlen kölcsönhatásban és az összes többivel pedig közvetett kölcsönhatásban.

A sejtek is rendszerek, méghozzá igen bonyolult, az evolúció több mint hárommilliárd éve alatt kifejlődött rendszerek. Belső kölcsönhatás-hálózatuk tanulmányozásánál, a sejtre vonatkozó rendszertörvények leírásánál nem indulhatunk ki az egyedi sejtből, hiszen többmilliófféle egymástól különböző sejtféleség létezik. Mindegyik sejtnek, mint rendszernek, elemei az őket felépítő biokémiai jellegű vegyületek molekulái, a köztük levő kölcsönhatások pedig kémiai kölcsönhatások. Az élő rendszerek dinamikus rendszerek, azaz bennük átalakulások bonyolult sorozata illetve hálózata zajlik meghatározott rendszer szerint. Ha az élő rendszerek működésének alaptörvényeit kívánjuk megismerni, ezt a működés-hálózatot kell vizsgálat tárgyává tenni.

A bonyolult rendszerek vizsgálatát célszerű egyszerűsítéssel kezdeni és a rendszert alrendszerekre bontani. Az alrendszer sajátossága, hogy a rendszer elemeinek egy részéből épül fel és olyan

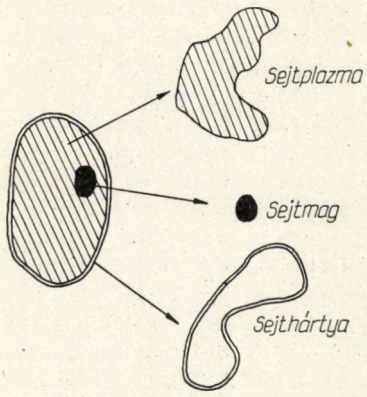
Az „Anyagszerkezet és anyagfejlődés" témakörében Tatán 1973 júniusában megrendezett társulati konferencián elhangzott előadás nyomán

sajátosságokat, tulajdonságokat mutat, illetve olyan funkciók ellátására képes, amelyek már közvetlenül megtalálhatók a rendszer egészének tulajdonságai, funkciói között. Ily módon az alrendszer maga is rendszer jellegű, vagyis tulajdonságai minőségileg eltérnek a rendszer őt alkotó elemeinek tulajdonság-uniójától. Az alrendszer mégis része a nagy rendszernek, mert vagy önállóan funkcióra képtelen, vagy funkciója értelmetlen. Például egy gépkocsi alrendszereinek tekintjük a motort, a futóművet, a sebességváltó művet stb. amelyek egy-egy olyan tulajdonsággal bírnak, ami a teljes rendszernek, jelen esetben az autónak is tulajdonsága. A teljes rendszert ezen alrendszerek közötti kapcsolatok módja határozza meg.

A teljes rendszer tulajdonságai nem alrendszerének felépítési módjától, hanem csak annak tulajdonságaitól, funkcióitól függnek. A rádióban mint rendszerben közömbös, hogy valamelyik alrendszere — például az erősítő egység — rádiócsövekből vagy tranzisztorokból, huzalozással, vagy integrált áramkörrel van-e felépítve. Ha az alegység kifelé menő adatai azonosak egy másik ugyanilyen alegység adataival, a kettő egy rendszeren belül egymással kicserélhető. Ez lehetőséget ad arra, hogy egy bonyolult rendszer alrendszereit fekete doboznak tekintsük, és nem törődve az alrendszerek felépítésével, csak a kifelé megnyilvánuló tulajdonságaik, funkcióik kapcsolódásának vizsgálatával vázoljuk fel egy rendszer organizációját.

Első közelítésben egy sejtet három, mikroszkóposan is észlelhető, morfológiailag is megkülönböztethető alrendszerre bonthatunk fel *(1. ábra)*. Fő tömegét a citoplazma alkotja, ebben helyezkedik el a sejtmag és az egészet körülveszi a sejtmembrán, vagy sejtfal. E három alrendszert fekete doboznak tekintve és belső felépítésükkel nem törődve vizsgáljuk meg a rendszer egészében betöltött szerepüket.

A sejtplazmában történik a tápanyagok lebontása, a lebontásnál felszabadult energia kémiai úton történő hasznosítása, ami mintegy kémiai motorként a rendszer működésének egészét energetikailag biztosítja, végül itt történik a sejtet alkotó anyagok szintézise, amely a sejt növekedéséhez, majd osztódásához vezet.



1. ábra. A sejt első közelítésben három alrendszerre: a sejtplazmára, a sejtmagra és a sejthártyára osztható fel

A sejtmagban tárolódnak a sejt működésére vonatkozó információk, és ez az információtárolás kémiai úton történik. A sejt növekedésével és osztódásával kapcsolatosan ezen információkat tartalmazó „kémiai iratnak" meg kell duplázódnia, az információnak át kell másolódnia, hogy az osztódásnál az új sejtbe is ugyanazok az információk kerüljenek, vagyis a „kémiai irat" „genetikai irattá" váljon.

A harmadik alrendszer a sejtet körülvevő membrán, amelynek elsődleges és alapvető funkciója, hogy a sejt, mint rendszer elemeit az elemek közötti kölcsönhatási távolságon belül tartsa. Egy rendszer ugyanis csak akkor létezhet, ha elemei térben (és időben) közelebb vannak egymáshoz, mint a közöttük ható kölcsönhatás hatótávolsága. A membránnak ez a funkciója azonban még önmagában nem elegendő, mialatt a rendszer belső anyagait nem engedi áthatolni magán, ugyanakkor a rendszer működéséhez szükséges tápanyagokat és a működés során keletkező salakanyagokat át kell engednie, azaz szelektív permeabilitással kell rendelkeznie.

Amikor a sejtet e három alrendszerre bontottuk, rendkívül sok jelenséget, tulajdonságot figyelmen kívül hagytunk. Mégis tételezzük fel azt, hogy ha bármilyen módon létrehozunk három ilyen alrendszert és azok működését kölcsönös funkcionális kapcsolatba hozzuk egymással, akkor a kapott rendszer olyan tulajdonságokat fog mutatni, mint az élő rendszerek. A következőkben ezt fogjuk elvégezni és az eredmény igazolja majd feltételezésünk helyességét.

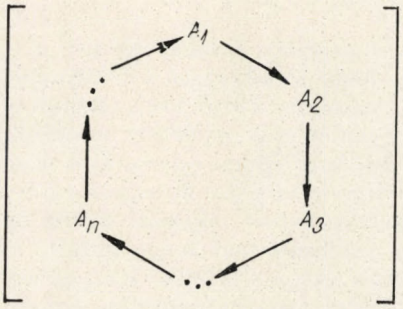
Energia- és anyagszolgáltató alrendszer

Az élő rendszerek működése kivétel nélkül a kémiai energia hasznosításán alapszik. Ez a fotoszintézist végző növények esetében is így van, de ott az energiadús alapanyagokat maga a növény állítja elő a fényenergia hasznosítása révén. A robbanómotorokban is a kémiai energiát hasznosítjuk, azonban egészen más módon. A robbanómotorban zajló energiahasznosítást két folyamatsorra bonthatjuk, a kémiai folyamatsorra, amelyek révén a vegyületekben kötött energia felszabadul és a mechanikai változások azon sorozatára, amelyek révén ez az energia hasznosul. Az élő rendszerekben nemcsak a kémiai energia felszabadítása, de annak hasznosítása is kémiai változások sorozatán keresztül történik. Az élő rendszerekben tehát kell léteznie olyan kémiai „motoroknak", amelyek az energiát kémiai állapotváltozások sorozatán keresztül képesek folyamatosan hasznosítani. E hasznosítás stabil, folyamatos működéséhez az szükséges, hogy — mint minden más technikai rendszerben is — a motor különböző állapotok ciklikus sorozatán menjen keresztül, amely ciklusok folyamatosan és állandóan ismétlődni képesek.

Ilyen ciklikus változásokon átmenő kémiai rendszerek ismeretesek, folyamataik a következő általános jelöléssel jellemezhetők:

$$A_1 \rightarrow A_2 \rightarrow A_3 \rightarrow \ldots \rightarrow A_n \rightarrow \ldots \rightarrow A_1 \qquad (1)$$

Ebben a sorozatban az A_1, A_2 stb. egymásba átalakulni képes molekulákat, vagy esetleg ugyanazon molekula különböző állapotait jelentik. Az előző esetben kémiai reakciókörfolyamatokról, az utóbbi esetben katalizátorokról beszélünk.



2. ábra. Egy kémiai körfolyamat. A_1, A_2, ... A_n vagy egymásba átalakuló molekulákat, vagy ugyanazon molekulák különböző állapotait jelenthetik

Ez az átalakulás sorozat a *2. ábrán* gráfba fejtve van feltüntetve. Jól látható, hogy egyrészt ez a rendszer egészében igen stabil, hiszen ily módon zárt rendszernek tekinthető. A rendszer komponenseinek eloszlása, a körbeforgás sebessége tetszőlegesen változhat, de ez a rendszer össz anyagmennyiségét nem változtatja meg és a rendszer egy körfordulás után pontosan ugyanabba a termodinamikai állapotba jut vissza. De ugyanakkor az is látható, hogy egy ilyen kémiai körfolyamat külső kapcsolat nélkül nem működhet, mert ez a perpetum mobile megvalósulását jelentené. Ahhoz, hogy egy ilyen körfolyamatot folyamatosan működtessünk, össze kell ezt kapcsolni egy olyan

$$X \rightarrow Y \qquad (2)$$

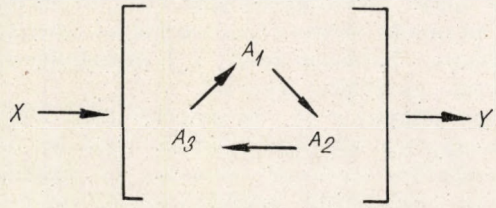
kémiai átalakulással, ahol az Y reakciótermék kisebb energiatartalmú, mint a kiindulási X anyag és így a reakció energiafelszabadulással jár.

Az összekapcsolás olyan reakción keresztül valósítható meg, amelynek mind az X, mind pedig a körfolyamat valamelyik komponense, például az A_1 is tagja:

$$\begin{gathered} X + A_1 \rightarrow A_2 \\ A_2 \rightarrow A_3 + Y \end{gathered} \qquad (3)$$

Ebben a reakcióban az X és Y közötti szabadenergia különbséget az A_3 molekula veszi át és ennek a szabadenergiának a rovására a körfolyamat most már tetszesszerint működtethető *(3. ábra)*.

A fenti műveletekkel egy nyílt és egy zárt rendszer működését kapcsoltuk össze és nyertünk egy olyan rendszert, amely az X tápanyagok energiájának a rovására folyamatos munkavégzésre képes,



3. ábra. Az $A_1 - \bigcirc \rightarrow A_1$ körfolyamat az $X \rightarrow Y$ átalakulásnál felszabaduló energia rovására működik

vagyis a sejt egyik alrendszerének az energiaszolgáltató motorikus funkcióját képes ellátni.

Ilyen kémiai körfolyamat különösen a biokémiában nagyon sok ismeretes, a valóságban is ezeken keresztül történik a tápanyag-molekulák lebontása során nyert energia hasznosítása. Legismertebb ezek közül az úgynevezett Szent-Györgyi—Krebs ciklus, vagy más néven citrát kör, amelyben a tápanyag-molekulák szénatomjai alakulnak át széndioxiddá, redukált állapotú vegyületek keletkezése közben.

Az ilyen egyszerű körfolyamatok azonban az energia- és anyagszolgáltató alrendszernek csak az energiaszolgáltató funkcióját képesek ellátni. A másik funkció ugyanis a citoplazmatikus alrendszerben annyit jelent, hogy az alrendszer folyamatosan és szabályozottan újratermeli a rendszer felépítésében résztvevő anyagokat oly módon, hogy ezáltal a rendszer belső anyagainak a mennyisége folyamatosan növekszik. A későbbiekben látni fogjuk, hogy ez az alrendszer nemcsak a saját növekedéséhez szükséges anyagokat termeli, hanem a többi alrendszer anyagait is. Jelenleg azonban elegendő, ha a kémiai körfolyamatot oly módon sikerül átalakítanunk, hogy az magának a körfolyamat anyagainak a többlettermelésére képes.

A kémiában ilyen öntermelő folyamatok ismeretesek, ezeket autokatalitikus folyamatoknak nevezik (5). Legegyszerűbb esetben működésük az alábbi anyagmérleggel jellemezhető:

$$A_1 + X \rightarrow 2\,A_1 + Y \qquad (4)$$

Az autokatalitikus folyamat azonban sohasem a fenti egyenlettel jellemzett egylépéses műveletben megy végbe, hanem mindig felbontható legalább egy körfolyamatra és egy lineáris átalakulásra, például legegyszerűbb esetben az alábbiak szerint:

$$\begin{gathered} A_1 + X \rightarrow A_1X \\ A_1X \rightarrow A_1A_1Y \\ A_1A_1Y \rightarrow 2\,A_1 + Y \end{gathered} \qquad (5)$$

Ha az A_1X komplexet A_2-vel az A_1A_1Y-t pedig A_3-mal jelöljük, akkor máris visszakaptuk a 3. ábrán feltüntetett egyszerű kémiai körfolyamatot azzal a különbséggel, hogy egy ciklus után a körfolyamat belső kiindulási anyaga (A_1) kétszeres mennyiségben van jelen. Ez egyben annyit is jelent, hogy az újabb ciklusba kétszeres anyagmennyiség léphet be és a ciklus végén négyszeres anyagmennyiség van jelen. A következő ciklusban

nyolc- majd tizenhatszorosra stb. szaporodik a belső anyagok mennyisége, vagyis az önszaporító körfolyamat hatására az $X \rightarrow Y$ átalakulás sebessége exponenciálisan gyorsul.

Természetesen a (4) egyenlettel leírt folyamat az önszaporító körfolyamatoknak csak az elvileg legegyszerűbb formáját mutatja, a valóságban ezek az önszaporító körfolyamatok rendszerint sokkal több reakciólépésen keresztül és sokkal több reakciópartner közbelépésével mennek végbe. A folyamat alapelvét azonban ezek az egyenletek már tisztán mutatják. Ugyanezen alapelvek szerint történik az élő rendszerek növekedése. A növényekben a széndioxid beépülése például különböző cukorfoszfát molekulák Calvin-ciklusnak nevezett átalakulássorozatán keresztül megy végbe oly módon, hogy a ciklus hatszoros körülfordulása eredményezi bonyolult hálózaton keresztül a belső anyagok mennyiségének a duplázódását. A tápanyagmolekulák két szénatomos egységeinek beépítése az almasav-ciklusnak nevezett autokatalítikus körfolyamaton keresztül, a foszfor beépülése a szervezetbe a cukorlebontáshoz kapcsolt autokatalítikus ATP-szintézis révén valósul meg (6).

Az autokatalítikus reakcióciklus tehát nemcsak a motorikus, az energiaszolgáltató funkciót, de a belső anyagok szintézisének funkcióját, az anyagellátó funkciót is képes ellátni. Felépítendő modellünkben a citoplazmatikus alrendszert tehát autokatalitikus reakcióciklussal fogjuk helyettesíteni, mert az mindkét, a citoplazmára jellemző fő funkciót képes ellátni.

Ahhoz, hogy ezt az alrendszert funkcionáló modellünkbe beépíthessük, meg kellene adni az autokatalitikus reakcióciklus működését leíró differenciálegyenleteket. Az adott rendszerben azonban ezek túl bonyolultak és megnehezítik a rendszer alapösszefüggéseinek az áttekintését. Ezért a továbbiakban egyszerűsítő feltételezést vezetünk be, amely lehetővé teszi, hogy a rendszer alapvető sajátosságait egyszerű anyagmérlegeken keresztül vizsgáljuk.

Eddig egyetlen molekula átalakulásairól volt szó. A kémiai reakciókban azonban nem egyetlen molekula vesz részt, a kémiai egyenletekben felírt képletek nem egy molekulára, hanem megállapodásszerűen egy molnyi, azaz Avogadro-számnyi molekulára vonatkoznak. Ha azonban egy ilyen hosszú, sok reakcióból álló reakciósorozat időbeni történéseit akarjuk e módon tárgyalni, az egyszerű kémiai reakcióegyenletek felmondják a szolgálatot, hiszen a körfolyamat mindegyik komponensének megfelelő molekulák egyidejűleg, egyszerre jelen vannak a reakciórendszerben, lévén a molekulák közötti átalakulások statisztikus eloszlásban mennek végbe.

A tárgyalás megkönnyítésére tételezzük fel, hogy módunkban van biztosítani, hogy minden egyes molekula mintegy vezényszóra egyszerre lép reakcióba partnerével, majd miután az átalakulás megtörtént a második reakciólépés ugyancsak egyszerre megy végbe, és így tovább. Az ilyen reakciósorozatot nevezhetnénk szinkronizált reakciók sorozatának. Ilyen a valóságban természetesen nem létezik, de kvázi-szinkron folyamatok megfigyelhetők az oszcilláló kémiai reakcióknál, és ilyent lehet mesterségesen előidézni a biokémiában is az élő sejtek osztódási folyamatainak szinkronizálásával. Az autokatalitikus körfolyamatban történteket szinkronizált reakcióra vonatkoztatva az alábbi egyenlettel tudnánk felírni:

$$nA_1 + nX \xrightarrow{A} 2\,nA_1 + nY \qquad (6)$$

ahol n a molekulák számát jelenti, a $\xrightarrow{A}$ jel arra utal, hogy a folyamat körfolyamaton megy keresztül, amelynek belső komponensei A_1, A_2, A_3 stb., az egyenlet csak azokban az esetekben igaz, amikor a rendszer éppen egészszámú ciklust futott be, a körfolyamat jelbe írt egyes szám pedig azt jelenti, hogy befutott ciklusok száma éppen egy.

Ezzel a jelölésmóddal bonyolultabb ciklusokat is egyszerűen tárgyalhatunk. Ha például a ciklus működtetéséhez nemcsak egyféle, hanem többféle X anyag szükséges, azaz

$$X_1 + X_2 + X_3 + \ldots + X_k = \sum_{i=1}^{k} X_i \qquad (7)$$

mindegyike szükséges, továbbá a reakciótermékek között nemcsak egyféle vegyület, hanem

$$Y_1 + Y_2 + Y_3 + \ldots + Y_k = \sum_{i=1}^{k} Y_i \qquad (8)$$

mindegyike keletkezik, továbbá még egy T-vel és egy V-vel jelzett anyag is, akkor egy ilyen, a *4. ábrán* látható autokatalitikus reakcióciklus működését az alábbi egyenlettel írhatjuk le:

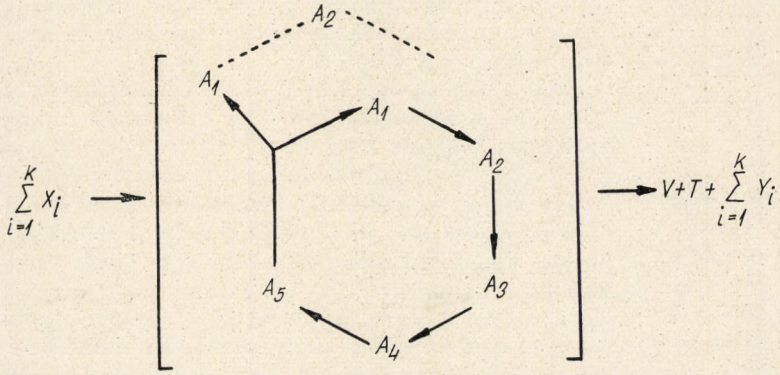
$$nA_1 + n\sum_{i=1}^{k} X_i \xrightarrow{A} 2nA_1 + nT + nV + n\sum_{i=1}^{k} Y_i \qquad (9)$$

Ezt az autokatalitikus reakcióciklust jól jegyezzük meg, mert ezt fogjuk felhasználni a többi rendszerekkel összekapcsolva a chemoton felépítéséhez.

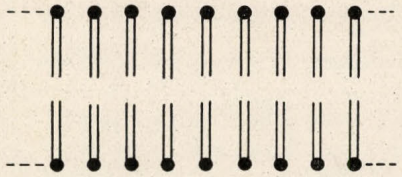
Térben osztódó rendszerek

Singer szerint a biológiai membránok kétdimenziós folyadékot alkotnak (7). E molekuláris vastagságú kétdimenziós folyadékréteg egységei olyan molekulák, amelyeknek egyik vége hidrofób, a másik vége hidrofil csoportot tartalmaz. A hidrofob molekulák apoláros, a hidrofilek poláros oldószerekben oldódnak jól. Ahhoz, hogy egy hidrofob molekulát apoláros oldószerből polárosba, vagy egy hidrofil molekulát poláros oldószerből apolárosba vigyünk, energiát kell vele közölnünk. Fordítva, a hidrofob molekula spontán megy át a poláros közegből az apolárosba és a hidrofil molekula az apolárosból poláros oldószerbe.

Az olyan molekulák, amelyek mind hidrofob, mind hidrofil csoportot tartalmaznak, egy poláros és apoláros közegből álló határfelületen úgy



4. ábra. A chemoton felépítésében szereplő autokatalitikus reakcióciklus



5. ábra. Az olyan molekulák, amelyek egyik vége hosszú apoláris lánc, a másik vége pedig poláris csoport, vizes fázisban kétdimenziós folyadék, azaz membránképzésre hajlamosak

helyezkednek el, hogy hidrofob végük az apoláros oldószerbe, hidrofil végük pedig a poláros oldószerbe, például vízbe lóg bele. Ha azonban e molekulák egynemű közegben, például vízben vannak jelen, igyekeznek úgy elhelyezkedni, hogy apoláris végeikkel egymáshoz tapadva belső apoláris környezetet teremtsenek maguknak, míg a vízzel csak a hidrofil részeik érintkeznek. Amennyiben ezek a molekulák egyik dimenziójukban megnyúltak, vagyis egy hosszú apoláris láncot tartalmaznak végén egy poláris csoporttal, akkor szívesen képeznek egy olyan két molekularétegből álló membránt, amelynek belsejét az apoláros oldalláncok, külső részét pedig a poláros csoportok alkotják *(5. ábra)*.

A már meglevő membránba a vizes közegben levő ilyen kettős tulajdonságú molekulák spontán épülnek be és ezzel a membrán felületét növelik. Ha a membránt alkotó molekulákat T-vel jelöljük, az n darab T molekulából felépülő F felületű membránt pedig $\boxed{T_n}$-nel, akkor a folyamatot az alábbi egyenlettel írhatjuk le;

$$\boxed{T_n} + nT \rightarrow \boxed{T_n}\boxed{T_n} \qquad (10)$$

amely egyenlet azt is jelzi, hogy az n darab T molekula beépülésével a felület kétszeresére nőtt.

A tapasztalat szerint az ilyen membránok a különböző oldott molekulák számára nem egyformán átjárhatók. Ez azt jelenti, hogy ha a membrán végtelenített, azaz önmagában záródó, akkor az általa körülzárt téren belül az oldat koncentrációviszonyai nem egyeznek meg a külső tér koncentrációviszonyaival. Ily módon a membrán megfelelő körülmények között két különböző tulajdonságú oldat között határfelületet képez és igyekszik gömb alakot felvenni. Minden más alak felületnöveléssel jár, ami energiabefektetést igényel.

Tételezzük fel, hogy az autokatalitikus reakcióciklusunkat úgy választjuk ki, hogy a (9) egyenlet szerint ott termelődő T jelű anyag egyben membránképző tulajdonságú is legyen és helyezzük azt be egy F felületű $\boxed{T_n}$ membránból álló gömböcske belsejébe. Ha a külső közegben a reakcióciklus működtetéséhez szükséges vegyületek jelen vannak és azok a membránon át is tudnak diffundálni, valamint a ciklus működése során keletkező Y_i salakanyagok a membránon keresztül eltávozhatnak, akkor a lezajló folyamatokat a (9) és (10) egyenlet összekapcsolása adja meg:

$$nA_1 + n\sum_{i=1}^{k} X_i + \boxed{T_n} \xrightarrow{A} 2\,nA_1 + \boxed{T_n}\boxed{T_n} + nV + n\sum_{i=1}^{k} Y_i. \qquad (11)$$

Az egyenlet azt mutatja, hogy a reakcióciklus során megduplázódott a membránon át nem hatoló A_i anyagok mennyisége, valamint megduplázódott a membrán felülete is.

A membránon keresztül azonban egyensúlyi állapot alakul ki a külső és a belső tér között, ebből következik, hogy ha a belső térben oldott anyagok mennyisége duplájára nőtt, akkor az egyensúlyi koncentrációnak megfelelően a belső térfogatnak is meg kell kétszereződnie. Az egyenlet szerint tehát a reakcióciklus és a membránszintézis összekapcsolásával egy olyan rendszerhez jutottunk, amelyik az adott feltételektől függő időtartam alatt mind térfogatát, mind pedig felületét megkétszerezi. Gömb esetében azonban ez nem lehetséges, mert a felület a gömb sugarával négyzetes, a térfogat pedig köbös összefüggés szerint változik. A rendszer energiaminimumának fenntartása, vagyis a gömbalak mellett a (11) egyenletnek egyetlen reális megoldása van: az, hogy a megduplázódott rendszer két egyforma gömbbé válik szét, vagyis térbelileg osztódik.

A két rendszer, az autokatalitikus reakcióciklus és a membránképző alrendszer egyetlen rendszerré való összekapcsolásával tehát olyan rendszerhez jutottunk, amelyik a külső térből anyagokat vesz fel, azokat kémiai úton átalakítja úgy, hogy ezáltal biztosítja a saját működéséhez szükséges energiaszükségletet, miközben saját anyagait szabályozott módon újra szintetizálja, ezáltal növekedik és minden anyagának megduplázása után térbelileg kettéosztódik.

Ez a rendszer már nagyon sok olyant tud, amit az élő rendszerek tudnak, mégsem tekinthető élő rendszernek, mert nem rendelkezik az információ-

hordozó alrendszerrel, amely egyrészt kivétel nélkül minden ma élő rendszernek sajátossága, másrészt az öröklődő változékonyság és ezen keresztül az evolúcióképesség alapja.

Kémiai információtárolás

Információk tárolása történhet jelek mennyiségével, két vagy többféle jel mennyiségi arányaival és különféle jelek sorrendjével. A jelek mennyiségének igen kicsi, a jelsorrendnek gyakorlatilag kimeríthetetlen az információtároló kapacitása. Az információtárolás előfeltétele a jelek mennyiségének illetve sorrendjének időbeli stabil módon való rögzítése.

Kémiai módszerekkel történő információtárolásnál a jelek szerepét a molekulák tölthetik be. Információtárolásra felhasználható a molekulák mennyisége, két vagy többféle molekulafajta mennyiségi arányai és a molekulák sorrendje. A jelek rögzítésére a molekulák kémiai kötésekkel történő egymáshoz kötése, a polimerizáció alkalmas. Ha a jelként szereplő molekulát V-vel jelöljük, úgy a jelek mennyiségével történő kémiai információrögzítést az alábbi polimerizációt jelentő egyenlettel fejezhetjük ki:

$$nV \rightarrow pV_n \tag{12}$$

ahol az n jelenti az információtárolásra felhasznált molekulák számát, a pV_n pedig az n darab V molekulából polimerizálódott polimermolekulát.

Ez a rendszer, bár kémiai módon történő információtárolásra alkalmas, nem kapcsolható össze az előző két alrendszerrel, mert azok autokatalitikus voltuknál fogva exponenciális kinetikájúak, azaz mennyiségük időegység alatt mindég duplázódik, e polimerizációs reakcióé viszont lineáris lefutású. Ez is autokatalitikussá tehető akkor, ha a reakciót úgy választjuk meg, hogy a polimerizáció csak akkor megy végbe, ha eleve van már jelen egy polimerizált mintamolekula, amelynek felületén és mintájára a polimerizáció végbemehet. Ebben az esetben megfelelő körülmények között a mintamolekulák száma szabja meg a polimerizációs folyamat sebességét és minthogy a folyamat eredményeképpen újabb mintamolekulák is képződnek, e folyamatban a mintamolekulák mennyisége és így a polimerizációs folyamat sebessége ugyancsak exponenciálisan növekedik. A folyamat anyagmérlegét az alábbi egyenlet írja le:

$$nV + pV_n = 2pV_n \tag{13}$$

Ha nem egyféle, hanem kétféle, V és Z molekula szerepel jelként és ezek egymással polimerizációs kötésre képesek egy mintamolekula felületén, akkor n darab V és m darab Z molekulából egy pV_nZ_m mintamolekula felületén egy ugyanolyan makromolekula készülhet:

$$nV + mZ + pV_nZ_m \rightarrow 2pV_nZ_m \tag{14}$$

Ugyanilyen elv szerint, csak négyféle építőkőből épül fel az élő sejtek genetikai anyaga a DNS, amely szintézisénél önmagának szolgál mintaképpen. De ugyanilyen módon szintetizálódik a vírusok egy részének genetikai információt hordozó anyaga az RNS is.

Ezek a kémiai információs rendszerek mind az információk tárolását, mind az információ reprodukálását képesek megoldani. A (14) egyenlettel jellemzett, két vagy többféle jelből felépülő makromolekulák másolódásánál nemcsak a jelek mennyisége és aránya, de azok sorrendje is meghatározott. Hogy információtárolásra egy adott rendszerben alkalmasak-e, az attól függ, hogy a rendszerben van-e olyan mechanizmus, amely a jelek mennyiségét, arányát vagy sorrendjét mint információt képes leolvasni. A fenti információs rendszerek tehát alkalmasak az előző két kémiai alrendszerrel való összekapcsolásra.

A chemoton

Könnyebbség kedvéért információs rendszerként a (13) egyenlettel jellemzett egyféle jelből álló kémiai rendszert választjuk. A hozzá kapcsolandó autokatalitikus alrendszert viszont választjuk meg úgy, hogy a (11) egyenletben keletkező V azonos legyen a mintamolekulán történő polimerizációhoz szükséges V-vel. Ebben az esetben egy pV_n mintamolekulát helyezve a (11) egyenlettel leírt térben osztódó kémiai rendszerbe, a kapott teljes rendszer működését egy ciklusra vonatkoztatva a (11) és (13) egyenletek összegezése révén az alábbi egyenlet írja le:

$$nA_1 + pV_n + \boxed{T_n} + n\sum_{i=1}^{k} X_i \xrightarrow{A} 2nA_1 + 2pV_n + \boxed{T_n}\boxed{T_n} + n\sum_{i=1}^{k} Y_i. \tag{15}$$

Minthogy azonban az egyenlet jobboldalának három első komponense a membrán által körülzárt térből nem távozhat el, továbbá az előzőekben kifejtett okok miatt a rendszer térben is kettéosztódik, a reakciót a következőképpen is felírhatjuk:

$$\left[nA_1 + pV_n + \boxed{T_n}\right] + n\sum_{i=1}^{k} X_i \xrightarrow{A} 2\left[nA_1 + pV_n + \boxed{T_n}\right] + n\sum_{i=1}^{k} Y_i. \tag{16}$$

Ebben az egyenletben a szögletes zárójelnek nem matematikai, hanem fizikai értelme van, mert a szögletes zárójelen belüli komponensek jelentik egyúttal a membrán által térbelileg összetartott, de ugyanakkor egymáshoz funkcionálisan is összekapcsolt, azaz egyetlen rendszerré alakított alrendszereket. Az egyenlet egyébként azt is mutatja, hogy a három egymással összekapcsolt alrendszer a sejttel analóg módon külső anyagok segítségével képes saját magát felépíteni, a benne levő információtartalmat átmásolni.

A (16) egyenlettel jellemzett rendszer a chemoton. Nemcsak ez az egyféle fajtája létezik, ez egyike a legegyszerűbbeknek, amelyben mindhá-

rom alrendszer a legegyszerűbb elképzelhető formában szerepel. Már erről a rendszerről is bizonyítható, hogy mindazokkal a kritériumokkal rendelkezik, amelyek alapján egy rendszert élőnek tekinthetünk; anyagcserét folytat, homeosztázisra képes, ingerlékeny, növekedik, szaporodik, információs rendszert alkot stb. E tulajdonságainak a bizonyítása más megjelent közleményekben található meg (1, 3, 4). Továbbfejlesztett formái közül a mutatív chemoton az információhordozó polimer felépítésében bekövetkezett véletlen hibák következtében öröklődő tulajdonságváltozásokra, azaz mutációra képes (3). Más továbbfejlesztett változatai szerint vizsgálhatók vele adaptációs jelenségek, levezethető segítségével az élő sejtek keletkezése az ősföld körülményei között felhalmozódott abiogén eredetű szerves anyagokból (2), továbbá az élő rendszerek számos egyéb tulajdonsága érthető meg a modell vizsgálatával és számítógépes szimulációjával. Az elmélet számos továbbfejlesztési lehetőséget kínál az enzimes szabályozással működő élő sejtek leírása felé és alapja lehet a soksejtű szervezetek működési leírását lehetővé tevő, a biológia magasabb organizációs szintjeinek leírására szolgáló modellek kifejlesztésének.

Az egyenletek itt leírt formái a valóságban ki nem vitelezhető szinkron rendszerekre vonatkoznak, de mind az aszinkron működést leíró anyagmérlegek (3, 4), mind pedig a reakciókinetikai differenciálegyenletek leírása is megtörtént már.

IRODALOM

1. *Gánti T.:* Az élet princíciuma. Gondolat, Budapest, 1971.
2. *Gánti T.:* Az élet eredete. In: A biológia aktuális problémái (szerk.: Csaba Gy.). Medicina, Budapest, nyomás alatt.
3. *Gánti T.:* Az élő rendszerek szerveződésének vizsgálata I. MTA Biol. Oszt. Közl. *15* 177—196 (1972).
4. *Gánti T.:* A Theory of Life and Synthesis of Artificial Living Systems. Akadémiai Kiadó, Budapest, Előkészületben.
5. *Bazsa Gy.—Beck M.:* Autokatalízis—autoinhibíció. MTA Kém. Közl. *36* 167—183 (1971).
6. *Gánti T.:* Önreprodukció a kémiában. Term. Világa *101* 555—558 (1970).
7. *Singer, S. J., G. L. Nicolson:* The Fluid Mosaic Model of the Structure of Cell Membranes. Science *175* 720—731 (1972).

A FÉNYSEBESSÉG ÉS AZ ÚJ MÉTER

Bay Zoltán
American University, Washington

A kísérleti és elméleti fizikában mélyreható fejlődést jelentett az a felismerés, hogy a fénysebesség a természet alapállandója, amely a fizikai tudományok valamennyi ágában univerzális szerepet játszik.

Napjainkban először történik, hogy fényrezgésszámok mérése révén ezt az állandót olyan nagy pontossággal tudjuk meghatározni, mint ahogy azt a magában a mértékrendszerünkben rejlő hibahatár, a métert definiáló hullámhossz standard bizonytalansága megengedi. Ugyancsak bebizonyították a legújabb kísérletek, hogy a fénysebesség e hibahatáron messze túlmenően állandó, a frekvenciától pedig bámulatos pontosságig független.

Ha a mérési technikában olyan helyzethez jutunk, melyben a pontosságot a mérés egységének reprodukálhatósága korlátozza, nyilván új egységdefinícióra van szükség. Ideiglenesen segíthetne egy új, az eddiginél jobb hullámhossz standard. A helyzet alábbi mérlegelése azonban azt mutatja, hogy a legjobb, végleges megoldás egy olyan egyesített tér—idő mértékrendszer megteremtése, melyben a méter és a másodperc a fénysebességnek egy definiált értékén át kapcsolódik. Ilyen rendszer bevezetése újkoncepciójú fejlődési szakaszt nyit meg a méréstudományban és egy, a kísérleti fizika legpontosabb egységével, a másodperccel azonos pontosságú új métert eredményez.

A fénysebesség, mint a természet univerzális állandója

Érdemes megmutatni néhány jólismert eredmény felidézésével, hogyan emelkedett ki a fénysebesség



Bay Zoltán előadása az Eötvös Loránd Fizikai Társulatban Budapesten, 1973 október 29-én. Az előadás közlésének külön időszerűséget kölcsönöz, hogy hazánk száz esztendeje 1874-ben tért át a metrikus rendszerre. Az előadásban ismertetett eredményekről beszámol Z. Bay és J. A. White tanulmánya is az Acta Physica Hungaricában.

az idők folyamán, mint a fizika univerzális állandója.

Miután Olaf Roemer bebizonyította (1675), hogy a fény véges sebességgel terjed, csaknem két évszázadon át a c fénysebesség csupán az optika egy állandójaként szerepelt. Számos földi mérésben (szaggatott fénysugarakkal) ez az állandó egyre pontosabb meghatározást nyert [1]. Közben egy, az előzőktől teljesen különböző típusú mérés a c-vel a kísérleti határok között egyező értéket adott. Először R. H. A. Kohlrausch és W. Weber (1856), később mások [1] mérték ezt az értéket, mint az elektromágneses és elektrosztatikus töltésegységek viszonyát. J. C. Maxwell ismerte fel, hogy ezek a mérések valójában a fény sebességét határozzák meg a „sötétben" és bevezette a c-t az elektrodinamika általa felállított alapegyenleteibe. Ettől kezdve a Maxwell-féle elektrodinamika sikerei révén nyilvánvalóvá lett, hogy a c kapcsolatot teremt a fizika eddig két függetlennek tartott ága, az optika és az elektrodinamika között.

A következő jelentős lépést A. A. Michelson és E. W. Morley tették az 1887-ben elvégzett híres kísérletükkel [2]. Maxwell ötletét követve Michelson megkísérelte, hogy egy „sebességmérőt" szerkesszen, amellyel megméri a Föld-bolygó sebességét annak alapján, hogy mozgását összehasonlítja a fényével, melyről akkoriban azt hitték, hogy egy nyugvó „éter"-ben terjed állandó sebességgel. Az ilyenfajta kísérletek [2] zérus eredménye egyike volt a legnagyobb talányoknak, melyet maga a természet adott fel az emberi értelemnek. Ma már tudjuk, hogy a vesztes fél az a fogalmi rendszer volt, melyet megelőzően alakított ki és tett magáévá az ember: maga a Newton által megfogalmazott klasszikus tér—idő rendszer. Az eredmények paradox jellegének feloldását Einstein speciális relativitáselmélete adta. Azzal, hogy a mechanika egyenleteit nem a Galilei-, hanem a Lorentz-féle transzformációnak vetette alá, ez az elmélet a fizikai jelenségek leírásába két alapvető változást hozott be.

Az első: c univerzális alapállandója lett a természetnek amennyiben semmiféle mozgásegyenlet (semmilyen fizikai jelenséget leíró egyenlet) nem fogalmazható meg elvileg helyesen anélkül, hogy a c benne ne szerepelne.

A másik: a c alapállandó révén a tér és idő fogalma kölcsönösen összekapcsolttá vált. Az Einstein—Minkowski-féle tér—idő minden inerciarendszerben úgy alakul, hogy egy ilyen rendszerbeli megfigyelő ugyanazt az invariáns fénysebességet méri, függetlenül a rendszer mozgásától. Ez az invariancia még az Einstein-féle általános relativitáselméletben is érvényes. Egy megfigyelő számára a tér különböző pontjaiban a fénysebesség függvénye ugyan a térben pontról-pontra változó gravitációs potenciálnak, mégis, minden megfigyelő a saját környezetében, a saját lokális koordinátáit használva, a fény sebességéül mindig az azonos, invariáns c értéket méri.

Ily módon a modern elmélet a c alapállandón keresztül összekapcsolja a tér és idő koordinátáit. Ez vezet ahhoz a gondolathoz, hogy a metrológiában is, az idő és a hosszúság *egységeit* össze lehet kapcsolni a c invariáns értékén keresztül.

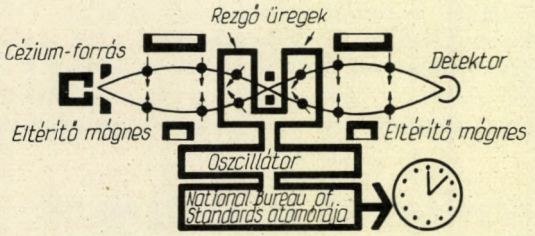
Az egyesített tér—idő mértékrendszer elve

Hogy lássuk, hogyan valósítható meg ez a gondolat, nézzük meg előbb, hogyan definiáljuk jelenleg az idő és a hosszúság egységét?

Az időtartam egysége, a másodperc, ma úgy van definiálva, hogy

$$1 \text{ secundum} = 9\,192\,631\,770\ \tau_0$$

ahol a τ_0 a ^{133}Cs atom egy meghatározott átmenetének megfelelő rezgés egy periódusának ideje *(1. ábra)*. Az eszközt, amely szolgáltatja ezt a rezgést (és így τ_0-t), idő standardnak, vagy frek-



1. ábra. Jelenlegi definíciója szerint a másodperc a ^{133}Cs atom egy saját frekvenciájához tartozó rezgésidőnek 9 192 631 770-szerese. Az eszköz (atomóra) mikrohullámú oszcillátort hangol az atomi frekvenciához, miközben a cesium atomok eltérítő mágneses tereknek egy rendszerén haladnak át. A másodperc, melynek reprodukálhatósága kb. 10^{-12}, a kísérleti fizika legpontosabb egysége [31].

vencia standardnak, a nyert frekvenciát ($1/\tau_0$-t) standard frekvenciának nevezzük. A Comité International des Poids et Mesures 1967-ben fogadta el [3] ezt az egységet; ez helyettesíti és teszi pontosabbá a másodperc régi, a Föld forgásidején alapuló definícióját. Elfogadása idején a standard frekvencia (így tehát a másodperc) reprodukálhatósága 10^{-12} körül volt, azóta is folyton javult. A másodperc jelenleg a kísérleti fizikának messze a legpontosabban reprodukálható egysége és a jelenlegi standard technikai javításával, vagy alkalmasabbal való helyettesítésével feltehetően a jövőben is az marad.

A hosszúság egysége ma úgy van definiálva, hogy

$$1 \text{ méter} = 1\,650\,763{,}73\ \lambda_0$$

ahol λ_0 a perturbálatlan ^{86}Kr atom egyik átmenetéhez tartozó rezgés vákuumban mért hullámhossza. Miután 1960-ban nemzetközileg elfogadták [4], ez a standard váltotta fel az 1889-es francia méterrudat. A gyakorlati metrológia számára egy ^{86}Kr-gázzal működő gázkisülési csövet (Engelhard-cső, meghatározott üzemi paraméterek mellett) javasoltak, mely lehetővé teszi, hogy a kísérletező kb. 10^{-8} pontossággal állítsa elő a standard hullámhosszat. A perturbálatlan hullámhosszra való extrapolálással talán egy nagy-

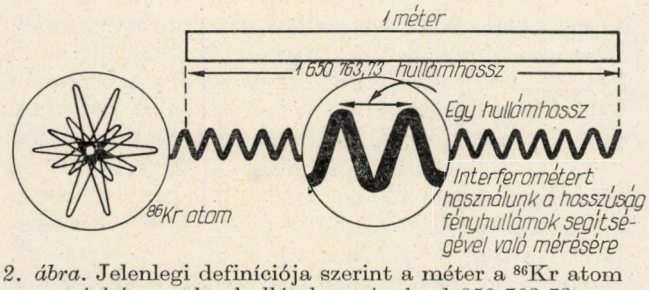
ságrenddel javítható ez a standard, de aligha függetlenül a kísérletező egyéni mérlegelésétől. Ilyen módon a hosszegység reprodukálhatósága 3—4 nagyságrenddel alatta marad az időegység reprodukálhatóságának. Elfogadása idején kétségtelenül a Kr^{86} volt a legalkalmasabb hosszúság standard, de már röviddel azután sejthető volt, hogy a koherens fénysugarakat szolgáltató lézerek megjelenése lehetővé fogja tenni a két egység pontossága közötti óriási távolság csökkentését, sőt megszüntetését.

A pontosabb méter megvalósítására két mód kínálkozik.

I. Új hullámhossz standardot kell létesíteni, melynek reprodukálhatósága felülmúlja a Kr^{86} standardét. Így, akárcsak a jelenlegi rendszerben (melyet itt I. rendszernek fogunk nevezni), az idő és a hosszúság egysége *két* különböző atomi átmenettel van definiálva. A spektrumvonalaknak megfelelő fényemissziók ebben a rendszerben a standard hullámhosszra vonatkoztatott *hullámhosszal* vannak jellemezve. A hullámhossznak, a hosszúságnak, a c értékének és a többi hosszúsággal kapcsolatos mennyiségeknek a mérési pontossága ebben a rendszerben nem lehet jobb, mint a standard hullámhossz reprodukálhatósága.

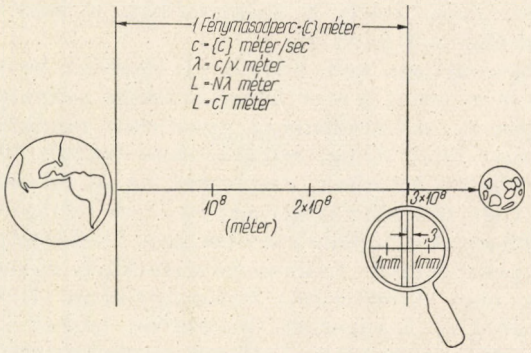
II. Egyesített tér—idő rendszert kell kialakítani. Ebben a II. rendszerben a másodperc, akárcsak előbb, frekvencia standarddal van definiálva. A métert úgy definiáljuk, hogy a fény által 1 másodperc alatt megtett út (távolság), — a „*fénymásodperc*" —, {c} méter legyen, ahol {c} egy dimenzió nélküli, megállapodás szerinti szám. Az egységek ilyen definíciójából következik, hogy a fény sebességének számszerű értéke ebben a rendszerben {c}. Így a II. rendszerben az alapszabványok a standard frekvencia és a fénysebesség. Újszerű jellemzője e rendszernek, hogy fizikai alapállandót választ standard gyanánt.

Első hallásra túl absztraktnak tűnik, hogy a métert a fénymásodperc törtrészeként definiáljuk. De igen lényeges jellemzője a fénymásodpercnek, hogy törtrészeit és sokszorosait meg tudjuk határozni a fényterjedés időtartamának másodpercekben való megmérésével. Bármilyen fény hullámhossza a fénymásodpercnek olyan törtrésze, amely megfelel a fényrezgés periódusának. Újabban kifejlesztett, alább ismertetendő módszerek lehetővé teszik, hogy fényrezgésszámokat mérjünk bárhol az infravörös és a látható spektrumban. Amint egy hullámhossz standard frekvenciáját a (frekvencia szabvánnyal kalibrált) frekvencia skálán pontosan meg tudjuk mérni, ez a standard elveszti elsődleges jellegét; másodlagos frekvencia standarddá lesz, melynek hullámhossza a fénymásodperc ismert törtrészeként adódik. A távolság és hullámhossz mérése a II. rendszerben idő és frekvencia mérésekre van visszavezetve, melyek számára a kísérleti fizika legpontosabb egysége áll rendelkezésre.



2. ábra. Jelenlegi definíciója szerint a méter a ^{86}Kr atom egy színképvonala hullámhosszának 1 650 763,73-szorosa. A méter reprodukálhatósága kb. 10^{-8} [31]

Lehetetlen nem vonni párhuzamot a francia fizikusok azon igyekezetével, hogy a métert természetadta hosszúsággal fejezzék ki. Ideális céljukat két ok miatt nem érték el. Először, mert a meridián kvadráns hossza a Föld szabálytalan alakja következtében nem jól definiált érték. Másodszor, mert megmérése és 10 millió részre osztása nehéz fel-



3. ábra. Az egyesített tér—idő mértékrendszer szemléltetése. Ebben a rendszerben a másodpercet atomóra definiálja, mint jelenleg *(1. ábra)*. A méter úgy van definiálva, hogy 1 fénymásodperc = {c} méter, hol {c} dimenzió nélküli szám, melyet internacionális megállapodás jelöl ki, miután a fénysebesség a mai méter *(2. ábra)* teljes pontosságáig ismeretes lesz. A fénymásodperc 3/4 Föld—Hold távolságnyi hosszúság, de bizonytalansága a másodperc rendkívüli pontosságának megfelelően mindössze $\pm 0{,}3$ milliméter. A hullámhossz ebben a rendszerben a méternek $\lambda = c/\nu$ törtrésze, melynek pontossága a ν rezgésszám mérési pontosságával egyenlő. A hosszúságmérés e rendszerben idő-, illetve rezgésszámmérésre van visszavezetve; a méter reprodukálhatósága ebben a rendszerben ugyanaz, mint a másodpercé

adat. A fénymásodperc egy 3/4 Föld—Hold távolságnyi hosszúság, de bizonytalansága a másodperc jelenlegi pontossága mellett mindössze $\pm 0{,}3$ mm. *(3. ábra)*. Aláosztása pedig bármely laboratóriumban függetlenül és pontosan elvégezhető.

Meg kell jegyezni, hogy mind az I., mind a II. rendszerben vákuumban tovaterjedő, állandó amplitúdójú, végtelen síkhullámra hivatkozunk. A fényhullám ilyen (extrapolált) specifikálásának szükségessége magyarázza meg, hogy miért előnyösebb az idő egységének és a c-nek független definiálása a hossz egységének és a c-nek független definiálásánál. Inercia rendszerekben, stacionárius állapotban a hullámterjedés időbeli periodicitása (frekvencia) minden pontban azonos, míg a fázissebesség és így a térbeli periodicitás (tényleges hullámhossz) függ a hullámterjedés geometriájától (diffrakciós hatások) és általában pontról-

pontra változik. Így, ellentétben a méterrel, a másodpercnek, mint alapegységnek a definíciója és fizikai reprodukálhatósága nem igényel a terjedés hullámformáját illetően specifikálást, sem semmiféle ideális esetre való extrapolálást.

Elméleti jelentősége mellett a II. rendszernek számos gyakorlati előnye is van. Azzal, hogy alapvető fizikai állandót viszünk be az idő—hosszúság mérőrendszerbe, csökken az egységek definiálásához szükséges standard eszközök száma. A technológia jövőbeli javulása esetén is csak egyetlen egységet kell majd újra definiálni. Ebben a rendszerben a méter reprodukálhatóságának korlátja megegyezik a másodpercével, az előzőleg említett nagy távolság a kettő között nem csak csökken, hanem megszűnik. Ez a rendszer elkerüli azt a gyakran nehézkes feladatot, hogy távoli hullámhosszakat kelljen viszonyítanunk ahhoz a fényemisszióhoz, amely a spektrumban a standard hullámhosszat jelöli ki.

Hangsúlyozni kell, hogy a II. rendszer bevezetése nem jelent a kísérletező számára semmilyen kényszert. A mindennapi gyakorlati munkában éppúgy, mint eddig, rendelkezésre fognak állani másodlagos etalonok, amelyeket az új rendszerben vagy frekvenciával, vagy egy már kalibrálttal összehasonlító hullámhosszméréssel hitelesítettek. A spektrumnak frekvenciamérésekkel egyelőre meg nem közelíthető tartományaiban (távoli ultraibolya, X-sugarak) feltehetően hosszú időn keresztül a jelenlegi hullámhossz-összehasonlító módszereket kell alkalmazni.

Azt a gondolatot, hogy a fizikai mérések egységeinek definiálásához a fizika alapállandóit kellene felhasználni, M. Planck már 1906-ban javasolta [5]. A négy állandónak: c-nek, h-nak, G-nek és k-nak egységnyi értéket tulajdonítva az idő, a hosszúság, a tömeg és a hőmérséklet „természetes" egységeit lehetne definiálni. Jelentős elméleti érdeme ellenére 1906-ban ez a javaslat nem válhatott gyakorlattá, mert az állandók akkor ismert értékeiben meglevő nagyfokú bizonytalanságok magukba az egységek értékeibe is átkerültek volna. Még ma sem lehetne ezt a javaslatot megvalósítani, kivéve az idő és a hosszúság esetét. Szerencsére a c dimenziójában csak az idő és a hosszúság szerepel, így c ezek egységeit összekapcsolhatja.

A lézerek megjelenése után C. H. Townes [6] hívta fel a figyelmet arra, hogy ha az elkövetkezőkben az optikai frekvenciák közvetlenül mérhetők lesznek, az idő és hosszúság egysége a fénysebességen keresztül összekapcsolható lesz.

A közeli infravörös és a látható spektrum optikai frekvenciái 10^{14}—10^{15} Hz körül vannak, tehát kb. 10 000-szeresei a mikrohullámú technikával kezelhető frekvenciáknak. Mind a legújabb időkig optikai frekvenciákat csak indirekt módon, a fénysebesség és a hullámhossz ismeretén keresztül volt lehetséges, persze korlátolt pontossággal, számítani. Az első kísérleti módszert fényrezgésszámoknak a hullámhossztól és c-től független mérésére, mely általánosan alkalmazható s mely a II. rendszer megvalósítására irányult, 1965-ben Bay Zoltán fogalmazta meg [7], majd részleteiben kidolgozta munkatársaival [10], [11]. A látható spektrumban az első fényrezgésszám mérést ($\sim$ 473 THz, mely a He-Ne lézer 0,633 μm vörös vonalának rezgésszáma), a közelmúltban tették közzé Bay és munkatársai [12]. Az alábbiakban ezt a módszert a „frekvencia-áthelyezés módszere oldalsávok generálásával" néven fogjuk ismertetni.

Egy másik módszer a „direkt frekvenciamérés", vagy „frekvencia szintézis" módszere, melyet A. Javan és csoportja 1967-ben kezdeményezett [13] és melyet nemrégiben K. M. Evenson és munkatársai $\sim$ 88 THz-ig (a He-Ne lézer 3,39 μm infravörös vonalának rezgésszáma) terjesztettek ki [14].

Az elmúlt évtizedben a szabványügyi laboratóriumok figyelme főként az I. rendszer felé irányult. A National Bureau of Standards egy Boulder-ben működő csoportja kifejlesztett egy 3,39 μm hullámhosszúságú infravörös He-Ne lézert, melynek frekvenciáját a methán molekula egy abszorpciós vonalához stabilizálták 10^{-11} reprodukálhatósággal [15]. A kanadai National Research Council kutatói a He-Ne lézer 0,633 μm vörös vonalát a I_2 molekula abszorpciójával 10^{-10} pontossággal stabilizálták [16]. Kétségtelenül mindkét stabilizált lézer alkalmas jelölt arra, hogy felváltsa a ^{86}Kr standardot. Mégis, jelenleg egyikük sem tudná kiküszöbölni az idő és hosszúság egységeinek pontossága közti nagy űrt. Ugyancsak, egyikük sem alkalmas a méter olyan definiálására, mely véglegesnek tekinthető. Definiáljuk újra a métert valamennyi jobban stabilizált lézer felbukkanása esetén? Egy világstandard elfogadtatása nem könnyű feladat. Bármely új szabványt a lehető leghosszabb élettartamra kell tervezni. Ugyanez okból, mielőtt a II. rendszer elfogadására sor kerülhetne, néhány kérdést beható vizsgálat alá kell vennünk. Ezek két csoportba oszthatók:

A) A fizika c-vel kapcsolatos általános kérdései. Bármilyen meggyőzőnek és következetesnek is tűnik a fizikai elmélet, a kísérleti fizikust nem hagyja nyugton a kérdés: milyen pontosságig van bizonyítva a c konstans volta? Elegendő ez a pontosság ahhoz, hogy egy új mértékrendszer alapjául szolgáljon?

B) Az új rendszer keresztülvihetőségére vonatkozó gyakorlati megfontolások és követelmények.

A *fény sebességének állandósága*

A legáltalánosabb értelemben ez a probléma négy kérdéskört vet fel: 1. időbeli állandóság; 2. a Földhöz rögzített koordináta-rendszer mozgásától való függetlenség; 3. a térbeli terjedés irányától való függetlenség; 4. függetlenség a frekvenciától.

1. G. S. Simkin foglalkozott e kérdéssel és a következő eredményre jutott [17]: *a)* eleddig semmilyen kísérleti bizonyítékunk nincs a c szekuláris változását illetően; *b)* jelenlegi ismereteink szerint alig várható nagyobb mértékű változás a jövőben, mint 3×10^{-14}/év.

2. Ezzel a kérdéssel Bay Z. foglalkozott [11]. A speciális relativitáselmélet körében folytatott, legmodernebb kísérletek (mézerek, lézerek, ultracentrifúgába helyzett Mössbauer-források, elektronok relativisztikus tömegváltozásának mérése) analízise azt mutatja, hogy c izotróp, és a Föld pályabeli mozgásától független a mérések 5×10^{-12} pontosságáig. (Ez mutatja, milyen nagy pontossággal van bizonyítva jelenleg a speciális relativitás elmélete!)

3. A 2. ellenőrzésére végzett kísérletek egyúttal felső határt szabnak a c térbeli anizotrópiáját illetően is. Ez az anizotrópia lehet a tér inherens tulajdonsága, melyet pl. az okoz, hogy környezetünkben a tömegeloszlás nem egyenletes. (Meg kell jegyezni, hogy a kísérletek a fénysebesség zárt útra vett középértékének izotrópiáját és állandóságát bizonyítják. További kísérletekre vár a feladat, hogy választ adjanak a fény egyirányú terjedésének esetleges anizotrópiájára. Ilyen kísérletek hiányában mind az I. mind a II. rendszerben a c-t, mint oda-vissza irányban mért fénysebességet tekintjük.)

A fénysebességnek az 1., 2. és 3. pontok alatt ismertetett állandó volta valóban látványos. Mégsem lehetnek a megismert felső határok teljesen megnyugtatók a metrológia szempontjából. Ezek az értékek ugyanabban a nagyságrendben vannak, mint a jelenlegi frekvencia standard reprodukálhatósága. Másrészt Bay Z. rámutatott [11] (és itt ezt újra hangsúlyoznunk kell), hogy a fénysebesség ezen lehetséges változásai az I. és II. rendszereket azonos módon befolyásolnák, mivel mindkettő a fény térbeli terjedésén alapul. Így irrelevánsak a két rendszer közti választás szempontjából. A c időbeli (szekuláris, vagy a Föld mozgásából adódó) változása, vagy bármilyen okból származó irányfüggése azt jelentené, hogy a hosszmérések, melyeket merev rúdra (méterrúd), vagy a fény terjedési sebességére (I. és II. rendszer) alapozunk, nem lennének ekvivalensek, eltérnének egymástól, még akkor is, ha eredetileg egymáshoz hitelesítettük őket. A jelenlegi hullámhossz standard elfogadása (I. rendszer) azt a meggyőződést implikálja, hogy c-nek ilyen változásai nincsenek, vagy ha az derülne ki, hogy vannak, akkor azokat megfelelően korrekcióba tudnánk majd venni. Ugyanez a meggyőződés érvényes a II. rendszerre is.

Az I. és II. rendszerek közti választás szempontjából nagyon jelentős a fennmaradt 4. kérdés. Éppen ezért Bay és White külön dolgozatban foglalkozott ezzel a problémával [18]. Az általános diszperzió elmélet minimális felhasználásával analizálták a modern kísérletekből nyert adatokat és arra a következtetésre jutottak, hogy a mikrohullámú frekvenciáktól egészen az ultraibolyáig a teljes spektrumon keresztül a fény sebessége 10^{-20} hibahatáron belül független a frekvenciától. (A látható spektrumban a diszperzió 5×10^{-17}-es korlátja közvetlen kísérleti eredmény [19]). Ezek az értékek sokkal lenyűgözőbbek, mint az 1., 2. és 3.-ra nyert határok és 4—8 nagyságrenddel vannak a legpontosabb frekvencia standardok bizonytalansága alatt. Bárhol a fent említett széles spektrumban a frekvenciára való hivatkozás nélkül jelölhetünk ki tehát a c-nek egy megállapodás szerinti értéket. A belátható jövőben nem lesz szükség arra, hogy a választott értéket egy spektrális tartományra korlátozzuk és más tartományokra korrekciókat vegyünk.

Összefoglalva: nem látunk semmiféle olyan ellenérvet, amely tiszta fizikai alapon a II. rendszer elfogadása ellen szólna.

Gyakorlati megfontolások és követelmények

Az új rendszerre való áttérés folytonossága megköveteli, hogy az új méter kompatibilis legyen a régivel. Mivel a II. rendszerben a c standardként szerepel, az első gyakorlati követelmény a rendszer elfogadását illetően az, hogy:

α) a fény sebessége legyen ismeretes a ^{86}Kr-méter teljes pontossági határáig.

Az egyes államok szabványügyi intézeteiben jelenleg többféle c mérés folyik. A már közzétett eredményeket az I. Táblázatban foglaltuk össze. Az újabb mérések mindegyike fényrezgés ν frekvenciájának és hullámhosszának egyidejű mérésén alapul és a $c = \nu\lambda$ képlettel számol. Azonos mérési elvet használt K. D. Froome 1958-ban [20], alkalmazva egy 72 GHz-es (4 mm hullámhosszúságú) mikrohullámra. Egészen napjainkig Froome eredménye, $c = (299\,792{,}5 \pm 0{,}1)$ km/sec, volt a

I. Táblázat

	Szerzők	c m/sec	Bizonytalanság		Irodalom
			m/sec	relatív	
1	Froome	299 792 500	100	3×10^{-7}	[20]
2	Bay és munkatársai	299 792 462	18	6×10^{-8}	[12]
3	Evenson és munkatársai	299 792 456,2	1,1	$3{,}5 \times 10^{-9}$	[14], [29]
4	Baird és munkatársai	299 792 460	6	2×10^{-8}	[21]
5	Baird és munkatársai	299 792 458	2	6×10^{-9}	[22]
6	Deslattes és munkatársai	299 792 459	2,7	9×10^{-9}	[28]

A fénysebességnek legújabb, a fényrezgésszám és hullámhossz egyidejű méréséből nyert értékei. A 4., 5. és 6. sz. kísérletek csak a hullámhosszat mérték, rezgésszám gyanánt a 3. kísérlet eredményét használták. Az 1. kísérlet mikrohullám, a 2. vörös fény, a 3. infravörös fény sebességét mérte.

fénysebesség általánosan elfogadott értéke. Az újabb értékek Froome hibahatárán belül vannak és megegyeznek egymással a saját hibahatáraikon belül.

Minden kétséget kizáróan, a közeljövőben végzendő ilyen, vagy más [23], gondosan analizált és egyeztetett mérések olyan c értékre fognak vezetni, melynek hibahatára teljes mértékben a jelenlegi méter bizonytalanságának lesz tulajdonítható. Egy nemzetközi megegyezés alapján e hibahatáron belül kiválasztott olyan érték, amely minimális számú nullától különböző jegyet tartalmaz, tekinthető majd a továbbiakban a c *definiált, bizonytalanság nélküli* értékének, ha a II. rendszer elfogadásra kerül.

Ezekkel a mérésekkel, eredményeik internacionális egyeztetése után, lezárul a kísérleti fizika egyik fejezete: a fénysebesség mérésének háromszáz évre visszamenő története. A továbbiakban a fénysebesség a kísérleti fizikának nem tárgya, hanem eszköze lesz, mint az időmérésekből hosszúságokat leszármaztató, konvención alapuló váltószám.

A c ezen megállapodás szerinti értékét azonnal fel lehet használni a repülési időtartamon (földi és bolygóközi radar) és a fény modulációján alapuló (geodiméter, mekométer stb.) távolságmérésekben [1]. (Valójában a Froome-féle c érték már használatban van a planetáris radar méréseiben, mint elfogadott, bizonytalanság nélküli érték.) Mint azt Bay Z. megmutatta [9], oldalsáv technika és interferométer üregek használatával távolságmérések végezhetők optikai pontossággal, pusztán a c értékére és mért mikrohullámú rezgésszámokra alapítva. Az ilyen típusú távolságmérések egyikében sincs szükség arra, hogy a használt fénysugárzás akár hullámhosszúság, akár frekvencia által legyen jellemezve.

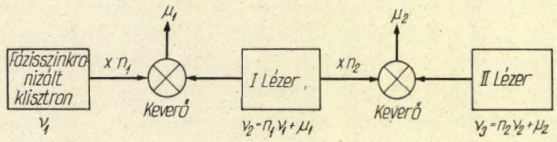
Megmarad azonban a kísérleti fizikának két jelentős területe, a spektroszkópia és a hullámhosszon alapuló távolságmérés, ahol ilyen jellemzés szükséges.

A II. rendszerben a fénysugárzást elsődlegesen az optikai frekvencia jellemzi. A megfelelő hullámhossz az új méter egységében a $\lambda = c/\nu$ összefüggésen keresztül adódik. A λ mérési precíziója és pontossága azonos a ν-éval. A spektroszkópia, amely napjainkig erősen rá volt utalva a hullámhosszmérés technikájára, valójában rezgésszámokra kíváncsi, mert a kvantumállandón keresztül azok határozzák meg az energiát. A frekvenciamérés és az optikai keverés jövőbeli fejlődése meg fogja engedni a spektroszkópiai mennyiségek közvetlen és igen pontos meghatározását, a hullámhosszmérés technikájának korlátozásai nélkül.

Ezek után megfogalmazhatjuk a II. rendszer bevezetésének második gyakorlati követelményét:

β) Meg kell teremteni a lehetőségét annak, hogy bárhol a spektrumban optikai frekvenciákat a standard frekvenciára vonatkoztatva tudjunk mérni.

Az ilyen mérés az időegységen kívül minden más egység használatától (és a c értékének ismeretétől



4. ábra. A „frekvencia szintézis" két fokozatának diagramja. Az első fokozat klisztronja a frekvencia standardhoz van szinkronizálva. A további fokozatok lézerfrekvenciái kiszámíthatók a keverő diódákon mért lebegések μ rezgésszámaiból és a felharmonikusok n szórzószámaiból

is) legyen független. E rezgésszámmérések ideális célkitűzése az, hogy pontosságuk elérje a standard frekvencia pontosságát. A gyakorlati követelmény, hogy a II. rendszer az I. rendszerrel szemben versenyképes legyen, csupán annyit kíván meg, hogy a frekvenciamérések pontossága ne maradjon alatta a hullámhosszmérések pontosságának.

Mint említettük, az optikai frekvenciák mérésére eddig két módszer került javaslásra és kivitelezésre.

1. a „*direkt*" módszer, vagy „*frekvencia szintézis*" módszere a mikrohullámú és optikai frekvenciákat egy frekvenciasokszorozó és heterodináló láncon keresztül (mint az a rádiótechnikában ismeretes) kapcsolja össze *(4. ábra)*, speciálisan kialakított nagysebességű diódák [13], vagy Josephson-rétegek [24], [30] használatával. Ez a technika jelenleg a He-Ne lézer 3,39 μm vonalának megfelelő 88 THz-ig van kiterjesztve [14]. A lánc közbenső szakaszaiban a 891 GHz-es HCN lézer, a 10,7 THz-es H_2O lézer és a 29, illetve 32 THz-es CO_2 R(30), illetve CO_2 R(10) lézerek nyernek alkalmazást. E mérés pontossága 6×10^{-10}. A berendezésben 5 klisztron és 8 lézer van, némelyikük 8 méter hosszú.

Elvileg az ilyen láncok valamilyen tagja fázisszinkronizálható, mely esetben a mérés „ciklus számlálás"-nak tekinthető. Kitartó munkával így elérhető, hogy az eljárás pontossága egyenlő lehet a frekvencia standardéval. További erőfeszítést igényel, hogy a módszer a teljes látható spektrumra (400-tól 800 THz-ig) kiterjesztést nyerjen. Akkor is, ha ez sikerül, a spektrum folytonos lefedése kérdéses, mert a megfelelő összegezendő és kivonandó atomi, vagy molekuláris rezgésszámok megtalálásán múlik.

2. A „*frekvencia-áthelyezés módszere oldalsávok generálásával*" (a továbbiakban a „*frekvencia-áthelyezés*" módszere) a mikrohullámú frekvenciákat egy lépésben köti az optikai frekvenciákhoz. A spektrumot folytonosan lefedő módszer. Mivel ez a módszer nem nyert kifejlesztést a nagyfrekvenciás rádiótechnikában, itt kissé részletesebben tárgyaljuk. A módszer alapötlete abban áll, hogy ha két optikai frekvencia különbsége és aránya ismert, akkor magukat a frekvenciákat kiszámíthatjuk [7]—[12].

A ν frekvenciájú lézersugarat a mikrohullámú ω frekvenciával (elektro-optikai úton) modulálva generáljuk a $\nu \pm \omega$ frekvenciájú oldalsávokat. A két rezgésszám *különbsége* (2ω) tehát közvet-

lenül ismeretes ω-nak a standard frekvenciára vonatkoztatásával. Úgyis mondhatjuk, hogy az alacsonyabb ω frekvenciát frekvenciakülönbségként „*áthelyezzük*" a magasabb optikai frekvencia tartományba.

A két oldalsávot bevisszük egy evakuált Fabry—Perot üregrezonátorba. Az üreg L hossza és ω egyidejűleg úgy vannak egymáshoz vezérelve, hogy az oldalsávok maximális intenzitással haladjanak át az üregen. Ha ez teljesül, akkor a két oldalsávi frekvencia *aránya* azonos lesz az üreg két megfelelő interferenciás rendszámának (N_+ illetve N_-) arányával.

Az optikai frekvencia így egyszerű számítás szerint

$$\nu = [(N_+ + N_-)/(N_+ - N_-)]\omega \qquad (1)$$

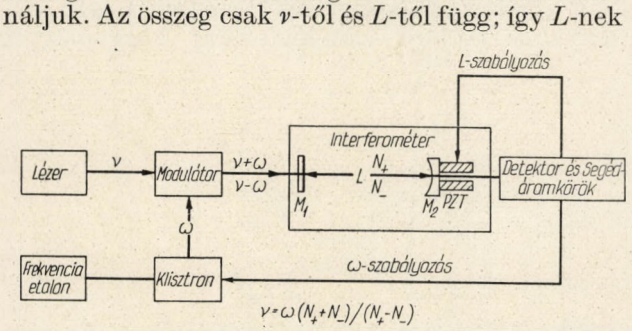
vagy

$$\nu = (N/n)2\omega \qquad (2)$$

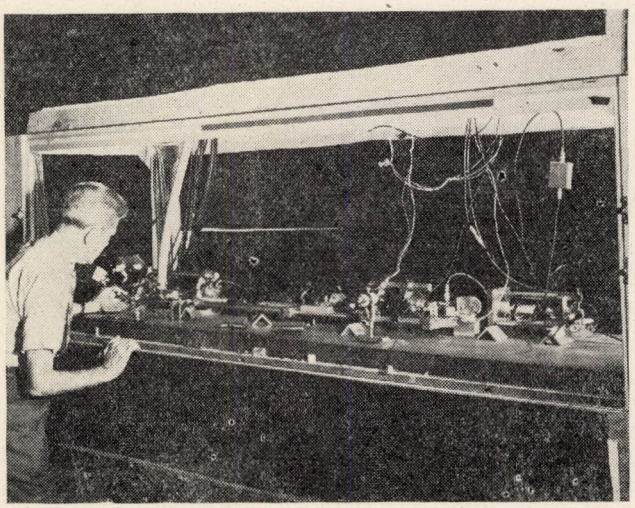
ahol $N = (N_+ + N_-)/2$ a ν rendszáma és $n = N_+ - N_-$ az oldalsávok különbségi frekvenciájához (2ω) tartozó rendszám. Az interferométer tehát kapcsolatot teremt az optikai és a mikrohullámú rezgésszámok között.

Ezek szerint az optikai frekvenciát úgy határozzuk meg, hogy megmérjük a frekvencia standardra vonatkoztatva az ω rezgésszámot és meghatározzuk [12] az n és N dimenzió nélküli rendszámokat. Vegyük észre, hogy a ν-nek ω segítségével történő mérésében csak az időegység szerepel. A mérés független a hosszegység bárminemű definíciójától. Így a frekvenciamérésünk „abszolút" (bár a „frekvencia szintézis" értelmében nem „direkt").

Az a hangolás, melynél az interferométer mindkét oldalsávot maximális mértékben engedi át, két szervo-hurokkal valósítható meg [12]. Konvencionális eljárással az interferométer hosszát kisfrekvenciásan moduláljuk; így első-harmonikus „hibajel"-eket kapunk, ha az üreg hangolása bármelyik oldalsávra tökéletlen. Hogy a kísérletben nagy precíziót érjünk el, a két oldalsáv hibajeleit összeg-, illetve különbség-kombinációban használjuk. Az összeg csak ν-től és L-től függ; így L-nek



5. ábra. A „frekvencia-áthelyezés" módszerének elve. A modulátor a mérendő lézerfrekvencia két oldalsávját állítja elő. A moduláció ω frekvenciáját és az interferométer L hosszát úgy vezéreljük egymáshoz, hogy mindkét oldalsáv maximális intenzitással haladjon át az interferométeren. Ha ez teljesül, a ν optikai frekvencia ω megmérése és az interferenciás rendszámok (N_+ illetve N_-) ismerete alapján kiszámítható. Az interferométer optikai üregét az M_1 és M_2 tükrök képezik, az L hosszúság vezérlésére a PZT piezoelektromos transzducer szolgál



6. ábra. Bay Z. és munkatársai kísérlete, melyben vörös fény rezgésszámát ($4{,}73 \cdot 10^{14}$ Hz) mérték. Jobb oldalon láthatók a lézer fényforrás és a modulátor, középen a mód-illesztő optikai elemek, baloldalon az interferométer és fotomultiplier detektorok. Szembeszökő a kicsiny mérete a berendezésnek, amely a mikrohullám és a fény rezgésszámai között egyetlen lépésben 47 300-szoros arány áthidalását engedi meg

ν-höz való vezérlésére szolgál. A különbség, mely L beállítása után már csak ω-tól függ, vezérli a mikrohullám ω rezgésszámát *(5. ábra)*. Ez a műveleti logika és az ω mérésében alkalmazott hosszú számlálási idő (10—100 sec) tette lehetővé, hogy viszonylag rövid, $\sim$ 25 cm-es interferométerrel néhányszor 10^{-8} pontosságot értünk el egy prototípus kísérletben [12]. Mivel ω kb. 10 GHz (X-sáv), ν pedig (a 0,633 μm vörös vonal frekvenciája) kb. 473 THz volt, ebben a kísérletben egy 47 300-szoros frekvencia arányt hidaltunk át egyetlen lépésben. A kísérlet a látható spektrumban az első abszolút rezgésszámmérést eredményezte. Ez a frekvencia 5-ször nagyobb, mint az eddig frekvencia szintetizáló lánccal mért [14] legnagyobb infravörös frekvencia. A kísérletben használt egyetlen lézer egy 0,633 μm-es Lamb-dip stabilizált lézer volt, melynek frekvenciáját mértük *(6. ábra)*.

A módszer alkalmas bármilyen lézer rezgésszámának mérésére. Sőt használható fordított irányban is: a lézer rezgésszámának a standard frekvenciához való zárására (szinkronizálására) [8]. (Ebben az esetben L-t kell ω-hoz vezérelni a különbségi, és ν-t L-hez az összeg jellel.) A látható spektrumban bárhová eső lézer frekvenciák ezzel a módszerrel stabilizálhatók; hangolható lézerekkel a spektrum folytonosan lefedhető. Így lehetővé válik, hogy a spektroszkópia és a hosszmérések számára referencia-vonalakat létesítsünk bárhol a spektrumban.

A frekvencia-áthelyező kísérletekben a *precízió* lineárisan nő az interferométer hosszával (felbontóképességével) és ω-val. Az L megnövelése a prototípus kísérlet 25 centiméteréről 2,5 méterre (miközben a precízió egy nagyságrenddel javul) még mindig nem igényel asztallapnál nagyobb területet. Joggal hihetjük, hogy a modulációs frekvenciát olyan nagyra választhatjuk, amilyenre szük-

ség van a kísérletben. Publikációk számolnak be a 0,633 μm-es lézersugárnak a 964 GHz frekvenciájú HCN lézerrel [25], a 30 THz-es CO_2 lézerrel [21], és [23], valamint a 88 THz-es He-Ne lézerrel [22] való modulálásáról. A modulációs technikában és a frekvencia áthelyezésben eddig elért jelentős eredmények alapján várható, hogy a fényrezgésszámok mérésének precíziója (az egész látható spektrumban) el fogja érni a közel jövőben a frekvencia standard reprodukálhatóságát. Még az is valószínű, hogy e cél eléréséhez nem lesz szükség néhány THz-nél magasabb modulációs frekvenciákra [27]. Az alacsonyabb moduláló frekvenciák jelentősége abban áll, hogy azokat egyszerűbben lehet szinkronizálni a frekvencia standardhoz, így a standard kitűnő minősége könnyebben vihető át a látható tartományba.

A frekvencia-áthelyezés módszerének *pontossági** lehetőségeiről a [9], [11] és [27] cikkek számolnak be.

Mivel a módszer csak hagyományos technológiát használ és az optikai üregek elméletéből a diffrakciós effektusokra következtetni lehet [26], a módszer pontossági korlátai számíthatók. Függetlenek a kisebb n modulációs rendszámtól [9] és csak a ν-höz tartozó N nagyobb rendszámtól függnek (fordított arányban). Ha $N \sim 10^7$ (L=2,5 m és $\lambda = 0{,}633$ μm, vörös vonal), akkor a jelenlegi frekvencia standard pontosságával (10^{-12}) azonos nagyságrendű pontossági korlátokat várhatunk [27].

Érdekes megjegyezni, hogy a frekvencia-áthelyezés módszere javulást jelent az interferometrikus hullámhossz-összehasonlítás hagyományos módszerével szemben, ha azt infravörös és látható vonalak, vagy általában a spektrum különböző tartományaiban levő vonalak esetére alkalmazzuk. Ilyen mérések folyamatban vannak jelenleg a stabilizált 3,39 μm és a 0,633 μm hullámhosszak arányának meghatározására.

A hullámhosszak konvencionális összehasonlításában egyszerre visszük be mind az infravörös, mind a látható fénynyalábot az interferométer üregbe [28]. Amellett, hogy kényelmetlen az infravörös és a látható fénynek megfelelően két különböző optikai technikát alkalmazni (különböző detektorok, mód-illesztő optikák; kompromisszum a tükör visszaverő képességében, ami alacsonyabb „finesz"-t eredményez), az ilyen típusú mérés pontossága az infravörös vonalhoz tartozó alacsonyabb N rendszám által van korlátozva.

A másik módszer [21], [22], [23] az infravörös rezgést a vörös vonal modulálására használja és az interferométerbe a vivő frekvenciát és az egyik oldalfrekvenciát (két látható sugár) viszi be. Következésképpen, csak a látható sugarak nagyobb rendszámai kerülnek be a pontosság kifejezésébe. Viszonyítva a közvetlen összehasonlító módszerhez, ennek az eljárásnak (frekvencia-áthelyezés) a pontossági lehetőségei jobbak egy 5—10-szeres faktorral, ha a látható sugarak hullámhosszát a 3,39 μm-es infravörös sugárhoz viszonyítva mérjük [22]. Röviden, a frekvencia-áthelyezés módszerének előnye abban áll, hogy az interferometriás mérésben nem használja közvetlenül a hosszú hullámot.

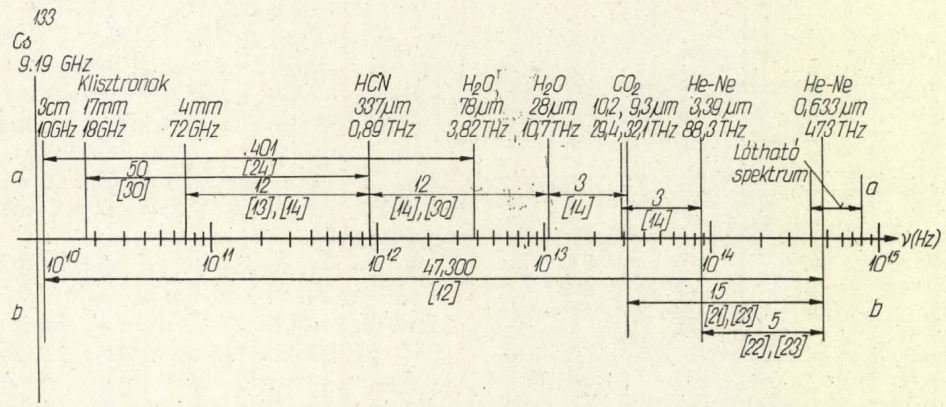
Összefoglalás és következtetések

Abban a szerencsés helyzetben vagyunk jelenleg, hogy két kifejlesztés alatt levő módszerünk is van, melyek alapján várhatjuk, hogy a közeli jövőben optikai frekvenciákat fogunk tudni mérni, az idő standard pontosságának teljes kihasználásával.

A „direkt" frekvenciamérő lánc berendezése lényegesen bonyolultabb; a látható tartományban még nem alkalmazható; a másodlagos frekvencia etalonok létrehozásában a módszer még ismeretlen frekvenciák összegezésétől és kivonásától függ; hogy a frekvencia standard pontosságát tartósan kihasználja, a teljes láncnak állandó szinkronizmusban kell maradnia. Ezeket az akadályokat hiba volna túlbecsülni. Általuk nincs kizárva, hogy ilyen műveletek az egész látható spektrumra kiterjeszthetők legyenek.

A „frekvencia-áthelyezés" módszere már működik a látható tartományban; hagyományos

* A mérés pontossága az elért precizión kívül attól is függ, mennyire lehet a szisztematikus hibákat leküzdeni, vagy korrekcióba venni.



7. ábra. A szövegben tárgyalt lézerrezgésszámok szemléltetése; *a)* a „frekvencia szintézis", *b)* a „frekvencia-áthelyezés" mérései. A ← fölötti számok az egy fokozatban mért rezgésszámarányokat, a zárójelben levő számok a referenciákat adják. A mérésekben használt klisztronok a standard frekvenciához vannak szinkronizálva

technológiát használ; a működés előrelátható finomításaival lehetővé válik a frekvencia szintézis aparátusánál sokkal egyszerűbb berendezéssel a frekvencia standard pontosságának teljes kihasználása; a módszer segítségével a látható spektrum folytonos lefedése lehetséges *(7. ábra)*.

E frekvenciamérő módszerek bármelyike, viszonylag rövid időt igénylő fejlesztés után, egyedül is kellő alapot tud nyújtani a II. rendszer bevezetésére. Ez volt az oka, hogy a [7]—[11] munkákban ismételten szorgalmaztuk és megjósoltuk a II. rendszer elfogadását.

Másrészt a javasolt legesélyesebb új hullámhossz szabványok [15], [16] minőségileg kétségtelenül felülmúlják a ^{86}Kr standardot. Ez a tény csábít az I. rendszer mellett való kitartásra. Mind ezideig ebben a kérdésben nem alakult ki általános nézet. Az I. és II. rendszerek alternatíváját röviden tárgyaló [14] és [29] dolgozatok nem foglalnak állást a választást illetően. Nekünk azonban az a meggyőződésünk, hogy a javasolt hullámhossz szabványok bármelyike nagyon rövid életű lenne, ami világstandardként való elfogadásuk ellen szól.

A metánnal stabilizált infravörös lézer frekvenciája jelenleg 6×10^{-10} pontossággal ismeretes. A [14] referencia egy vagy két éves távlaton belül véli ennek a frekvenciának a teljes (10^{-11}-es) reprodukálhatóságáig való megmérését. Ha ez bekövetkezik, akkor ez a vonal elveszti jelentőségét mint önálló standard. Automatikusan másodlagos frekvencia etalon lesz. Elsődleges *hullámhossz* standardként való használata a mérő és szinkronizáló technika fejlődésével elavulttá válik. Hasonló megfontolások érvényesek a jódhoz stabilizált vörös lézervonalra. Ezt a frekvenciát is meg fogjuk ismerni rövid időn belül, akár a 3,39 μm infravörös vonal frekvenciáján, akár egy másik ismert alacsonyabb frekvencián alapuló frekvenciaáthelyezési módszerrel.

Meg kell még említenünk a „közös standard" (egyetlen standard) gondolatát [29]. Ez egy kellően jól stabilizált lézer lenne (legalább ugyanolyan jó, vagy jobb, mint a jelenlegi frekvencia standard), amely a spektrumban úgy helyezkedik el, (mint pl. a 3,39 μm lézer vonal), hogy egyidejűleg szolgálhat a másodperc és a méter definiálására, mint frekvencia, illetve hullámhossz standard. Természetesen az egységek ilyen definíciójából a c értéke adódik (ha mind a méter, mind a másodperc 9 jegyet tartalmaz, akkor a c 18 jegyű lesz). Egy ilyen standard megvalósulása esetén az I. és II. rendszer koncepciója egybe esik. Ha azonban a fejlődés során más, jobb standardok válnak ismertté, akkor az új rendszerbe nyilván a c értékét kell invariánsan átvinni, mert a standardok hullámhosszainak összehasonlítása nem lesz elegendően pontos. Ilyen megvilágításban a II. rendszer koncepciója kerekedik felül; még ebben az esetben is előnyösebb, ha a rezgésszámhoz és c-hez rendelünk definiált értékeket (minimális számú zérustól különböző jegyet) és a hullámhosszat tekintjük származtatott értéknek, melynek számjegyeit az egyéni hosszmérések pontosságához mérten kerekítjük. Természetesen a II. rendszer bevezetésével nem kell várnunk egy ilyen standard bizonytalan idejű megvalósításáig, mert a c frekvencia-független lévén, numerikus értéke definiálható minden specifikus oszcillációra való hivatkozás nélkül, mihelyt a fénysebesség a jelenlegi mértékrendszer pontosságáig ismeretessé lesz.

Jogosan hihetjük, hogy az összes jól stabilizált lézerek rezgésszámait hamarosan meg fogjuk tudni határozni a stabilitásuk mértékéig és a már meglevő frekvenciamérő és szinkronizáló módszerek ki fognak fejlődni a frekvencia standardok pontossági határáig. Mindezek alapján bizton várhatjuk, hogy a jövő mértékrendszere a fénysebesség definiálásával egyesített tér—idő mértékrendszer lesz.

IRODALOM

1. A régebbi fénysebesség-mérések kitűnő összefoglalását adja *The Velocity of Light*, J. H. Sanders, Pergamon Press, London, New York (1965), és *The Velocity of Light and Radio Waves*, *K. D. Froome* and *L. Essen*, Academic Press, London, New York (1969).
2. A relativitás régebbi kísérleteiről áttekintést ad *Theory of Relativity*, *W. Pauli*, Second Edition, Pergamon Press, London, New York (1958).
3. Comité International des Poids et Mesure, Procès—Verbaux, 56e Session, 1967, *35*, 121.
4. Comité International des Poids et Mesures, Procès — Verbaux, 49e Session, 1960, *28*, 71.
5. *M. Planck*, *Theorie der Wärmestrahlung*, p. 163, J. A. Barth, Leipzig, 1906.
6. *C. H. Townes*, *Advances in Quantum Electronics*, p. 3, J. R. Singer, New York, Columbia University Press, 1961.
7. *Z. Bay*, Internal NBS Report, 1965 (nincs közzétéve).
8. *Z. Bay and G. G. Luther*, Appl. Phys. Lett. *13*, 303, 1968.
9. *Z. Bay*, Precision Measurements and Fundamental Constants, National Bureau of Standards Special Publication No. 343, edited by D. N. Langenberg and B. N. Taylor (U. S. GPO, Washington, D. C. 1971), p. 59.
10. *Z. Bay and G. G. Luther*, Precision Measurements and Fundamental Constants, National Bureau of Standards Special Publication No. 343, edited by D. N. Langenberg and B. N. Taylor (U. S. GPO, Washington, D. C. 1971), p. 63.
11. *Z. Bay*, Atomic Masses and Fundamental Constants 4, edited by J. H. Sanders and A. H. Wapstra, Plenum Press, London, New York, 1972. E dolgozat magyar fordítását l. Fiz. Szemle XXII, 5. szám 129, 1972.
12. *Z. Bay, G. G. Luther and J. A. White*, Phys. Rev. Lett., *29*, 189, 1972.
13. *L. O. Hocker, A. Javan, D. Ramachandra Rao, L. Frenkel, and T. Sullivan*, Appl. Phys. Lett. *10*, 147, 1967.
14. *K. M. Evenson, J. S. Wells, F. R. Petersen, B. L. Danielson, G. W. Day, R. L. Barger and J. L. Hall*, Phys. Rev. Lett. *29*, 1346, 1972.
15. *R. L. Barger and J. L. Hall*, Phys. Rev. Lett. *22*, 4, 1969.
16. *G. R. Hanes and K. M. Baird*, Metrologia *5*, 32, 1969.
17. *G. S. Simkin*, Measurement Techniques, *10*, 1308, 1968.
18. *Z. Bay and J. A. White*, *Phys.* Rev. D, *5*, 796, 1972. E dolgozat következtetéseit megerősíti egy újabb, 7 GeV γ-sugár mérés: *B. C. Brown, G. E. Masek, T. Maung, E. S. Millet, H. Ruderman*, and *W. Vernon*, Phys. Rev. Lett. *30*, 763, 1973.
19. *B. Warner and E. R. Nather*, Nature *222*, 157, 1969. A kitevőbe becsúszott hiba folytán ez a dolgozat

5×10^{-18} precízió értéket közöl; több dolgozat a hibás értéket idézi, köztük a [14] referencia.
20. *K. D. Froome*, Proc. Roy. Soc., A*247*, 109, 1958.
21. *K. M. Baird, H. D. Riccius and K. J. Siemsen*, Opt. Comm. *6*, 91, 1972.
22. *K. M. Baird, D. S. Smith and W. E. Berger*, Opt. Comm. *7*, 107, 1973.
23. *C. C. Bradley, J. Edwards, D. J. E. Knight, W. R. C. Rowley, P. T. Woods*, Atomic Masses and Fundamental Constants 4, edited by J. H. Sanders and A. H. Wapstra, Plenum Press, London, New York, 1972 p. 295, továbbá *W. R. C. Rowley* and *P. T. Woods* ugyanitt p. 311.
24. *D. G. McDonald, A. S. Risley, J. D. Cupp, K. M. Evenson, J. R. Ashley*, Appl. Phys. Lett., *20*, 296, 1972.
25. *I. P. Kaminow, T. J. Bridges and M. A. Pollack*, Appl. Phys. Lett. *16*, 416, 1970.
26. *H. Kogelnik and T. Li*, Proc. IEEE, *54*, 1312, 1966.
27. *Z. Bay and J. A. White*, előkészítés alatt.
28. *R. D. Deslattes, H. P. Layer, and W. G. Schweitzer* Beszámoló a Precision Electromagnetic Measurements, Boulder, Col. June 1972, konferencián.
29. *C. Audoin, F. Hartmann and P. Giacomo*, Bull Nat. Metr., *4*, No. 11, 4, 1973.
30. *T. G. Blaney, C. C. Bradley, G. J. Edwards and D. J. E. Knight*, Physics Letters *43A*, 471 1973.
31. Nat. Bur. Standards Special Publication 304 (Revised October 1972) U. S. GPO, Washington, D. C. SD Catalog No. C13.10:304.

AZ ÜSTÖKÖSÖK SZERKEZETE

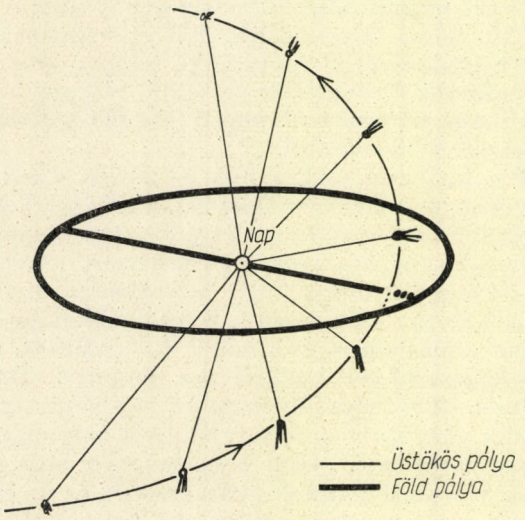
Szimán Oszkár
Forte, Vác

Az üstökösök kétségkívül az égbolt leglátványosabb jelenségei. Megjelenésüket a régi időkben rettegés és balsejtelem kísérte. A modern csillagfizika számos érdekességükről lebbentette fel a fátyolt, de ennek ellenére továbbra is a Naprendszer legtalányosabb égitestei közé tartoznak. Legújabban a Naprendszer keletkezésével és kezdeti korával foglalkozó elméletekkel kapcsolatban irányul a figyelem az üstökösökre. Ebben a cikkben az üstökösfizika legújabb eredményeiről szeretnénk beszámolni.

Az üstökösök eredetéről sokáig teljes bizonytalanság uralkodott. Az ó- és középkorban elterjedt nézet volt, hogy az üstökösök földi eredetűek; esetleg vulkáni kigőzölgések. Az újkorban *E. Halley* (1656—1742) angol csillagász a Newton-féle gravitációs elmélet alapján számolta ki az 1337 és 1698 közt feltűnt 24 üstökös pályáját, melyekre elegendően pontos megfigyelések állottak rendelkezésére. Ezek között az 1531. évi *Apianus*, az 1607. évi *Kepler* és 1682. évi *Flamsteed* féle üstökösök pályaelemei rendkívül hasonlóknak bizonyultak, úgy hogy *Halley* megkockáztatta azt a feltevést, hogy ugyanazon üstökösről van szó, mely 75—76 éves keringési idővel elliptikus pályán mozog a Naprendszerben. Később kiderült, hogy ugyanezt az üstököst *Toscanelli* 1456-ban is megfigyelte és 1758-ban a *Halley* által előre kiszámított időben újból megjelent. Ez volt a később Halley-ről elnevezett üstökös; az első amelynek a Naprendszerhez való tartozását és pályaelemeit meghatározták. Azóta számos üstökös pályáját számították ki és ma biztosan tudjuk, hogy valamennyien a Naprendszer tagjai. Fizikai felépítésükről azonban csak a jelen század eleje óta vannak pontosabb elképzeléseink.

Az első feltűnő fizikai adat az üstökösök rendkívül csekély tömege. A pályaháborgatásokból kiderült, hogy a nagybolygók az üstökösök pályáját igen jelentékenyen befolyásolják, míg az üstökösök dinamikus hatása a bolygókra mindig észrevehetetlen. Ebből kiderült hogy az üstökösök tömege nem lehet nagyobb, mint a Föld tömegének egy milliomod része. Ha ugyanakkor figyelembe vesszük, hogy a csóva hossza több tíz, sőt száz millió km is lehet, kiderül, hogy az üstökösök átlagos sűrűsége még a legjobb légszivattyúkkal előállítható vakuumnál is kisebb. Találóan nevezte *Babinet* az üstökösöket „látható semminek".

Ezenkívül jellegzetes az is, hogy az üstökösök tulajdonképpen csak pályájuk napközeli szakaszában figyelhetők meg. Először csak mint gyorsan mozgó csillagszerű fénypontok vonják magukra a figyelmet s csak a Nap közelében jelentkezik körülöttük ködszerű fényburok, a fej, amelyből a perihélium átmenet idején nő ki, a mindig a Nappal ellentétes irányba mutató csóva. A perihélium átmenet után a csóva lassan visszahúzódik, majd a fej is eltűnik és az üstökös ismét mint elhalványuló csillagszerű pont vonja ki magát a megfigyelés alól. Ebből következik, hogy az üstökös látványos jelenségének létrejöttében a Nap sugárzásának kétségtelenül döntő szerepe van.



1. ábra

A fizikai állapot felderítésénél először az üstökösök morfológiájából kell kiindulni. Szabad szemmel való, vagy távcsöves megfigyelésekből, valamint asztrofotogrammokból az üstökös három morfológiailag elkülönülő része vehető ki. A legfeltűnőbb rész a rendkívül változatos méretű és fényességű *csóva*, amely néha a fél égbolton is átnyúlik, máskor pedig csak távcsővel vehető ki; alakja gyakran görbült, hajlott.

A csóva Nap felőli végén találjuk a kisebb nagyobb, többnyire gömb alakú *fejet* (comát), melynek középpontjában található az üstökös harmadik morfológiailag elkülöníthető része a *mag*. A mag többnyire csillagszerűen világító, pontszerű képződmény, mely némely esetben nem is látható. Gyakorlatilag ebben koncentrálódik az üstökös egész tömege. A fejben és a farokban levő anyag mennyisége csupán száz, vagy ezer milliomod része az üstökös össztömegének.

Az üstökösök három részének jellemző adatait a táblázat foglalja össze:

	tömeg g	méret km	relatív méret
Farok			
Typ. III. durva por	—	$>10^8$	10 km
Typ. II. finom por	—	$>10^8$	10 km
Typ. I. ion plazma	—	$>10^7$	1 km
Fej			
ultra ibolya fényben	—	10^6—10^7	100 m
látható fényben	—	10^5—10^6	10 m
Mag	10^{16}—10^{19}	1—100	1 mm

Az üstökösök a megfigyelések alapján eléggé változó képződmények. Szóltunk már arról, hogy az üstökösök legjellemzőbb része a csóva nem állandó része az üstökösnek. A csóva még időszakos kifényesedéseket, hirtelen fénykitöréseket, sőt periodikus fényesség változásokat is mutat.

Ugyanilyen változékonyságot mutat az üstökösök pályája. A nagybolygók előre kiszámítható pályaháborgásain kívül, váratlan pályamódosulások, gyorsulások és lassulások lépnek fel. Az ilyen sebesség ingadozások gyakran az említett fénykitörésekkel együtt járnak. Végül olyan szélsőséges változásokat is megfigyeltek ,mint üstökösök ketté válása, sőt teljes megszűnése is. A megszűnt üstökösök nyomában meteorrajok figyelhetők meg és több meteorraj pályája esik egybe ismert üstökösök pályájával. Ez arra mutat, hogy az üstökösök anyagában szilárd, kőszerű tömegeknek is kell lenniök.

Az üstökösök kémiai összetételének vizsgálatára a színképelemzés szolgáltat lehetőséget. Már a múlt század második felében felderítették az üstökösök színképének fő jellegzetességeit. Széles vonalakból és sávokból álló emissziós spektrumot találtak, mely atomcsoportokra jellemző. Elsőnek a szénhidrogén (CH), cián (CN) és szénmonoxid (CO) vonalait majd a C_2, CH_2, NH, NH_2 és OH gyökök ill. ezek egyszeresen ionizált pozitív töltésű ionjainak vonalait találták meg.

Az üstökösök általános tulajdonságainak ismertetése után tekintsük át az üstökösök különböző részeinek fizikai és kémiai felépítését.

A *csóva* vagy *farok* az üstökös legfeltűnőbb része. Rendkívül ritka képződmény, a mögötte levő csillagok fényét gyengítetlenül átengedi. Összetételét bizonyos mértékig a csóva alakja is elárulja. Az *I. típusnál* a csóva egyenes és a Nap—üstökös közti vektor meghosszabbításába esik. Ionizált molekulákból álló plazmából: CO^+, N_2^+, CO^+, CH^+ ionokból áll. Az ionizáció a Napszélben néhány száz km/sec sebességgel rohanó *részecskékkel* való ütközéstől ered. Mivel a csóva sűrűsége igen kicsi, kb. 1 molekula cm^3-enként, az ütközéses rekombináció valószínűsége gyakorlatilag zérus. *A II. és III. típusú csóvák* görbültek, porszerű részeket tartalmaznak és fényük visszavert Napfény. A görbület a csóvában a magból kiáramló részek sebességétől és a fénynyomás kölcsönhatásától függ. A II. típusnál a részecskék igen finomak és a fénynyomás eltérítő hatása kicsi, a csóva kevéssé görbült, míg a III. típusnál a részecskék mérete nagyobb, az eltérítő hatás nagy és a csóva erősen görbült.

1951-ben *L. Biermann* számos üstökös-csóva hajlásszögének statisztikus elemzése alapján arra mutatott rá, hogy az üstökös-csóva kialakulásában a fénynyomáson kívül még nagy szerepet kell tulajdonítani egy, a Napból közel gömbszimmetrikusan állandóan kiáramló plazmának. Az I. típusú ion-csóvák elhajlását csak a Napból kiáramló részecskék áramával való ütközéssel lehet kielégítően megmagyarázni. Ez a feltevés akkor forradalmi volt, de 1959-től kezdve a Naprendszert végigtapogató ürszondák (Luna I., Explorer 10, Mariner 2) tökéletesen igazolták *Biermannnak* a „napszélről" való feltevését.

Ha v az üstökös pályamenti sebessége, w a napszél sebessége és γ az üstökös pályája és a Naphoz vont vezérsugár közti szög, a csóva ε elhajlását a vezérsugártól a következő egyenlet fejezi ki:

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{v \cdot \sin \gamma}{w - v \cdot \cos \gamma}$$

A periheliumban $\gamma = 90°$, s így

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{v}{w}$$

C. Hoffmeister még 1943-ban, majd *Belton* és *Brandt* 1966-ban szisztematikusan átvizsgálták az ismert üstökösök csóva-hajlásszögét. Azt találták, hogy az I. típusú üstökösöknél $\varepsilon \sim 5°$. Ebből a perihélium sebesség ismeretében a napszél sebességre $w \sim 450$ km/sec adódott, jó egyezésben az űrszondák méréseivel. Az üstökös-csóva megfigyelések bizonyítják, hogy a napszél minden heliográfikus szélességben fúj és hatása még 6 cs.e. távolságban is kimutatható.

Ezekből a megfigyelési adatokból nyilvánvaló, hogy a csóva anyaga a fejből származik, és a fénynyomás valamint a Nap-szél „fújja" ki a bolygóközti térbe. Por-csóva esetében színképi vizsgálatokból és a részecskék fényszórásából arra lehet következtetni, hogy a por elsősorban oxigént, nátriumot és különösen a Naphoz közeljáró üstökösök esetében vasat és más fémeket is tartalmaz. Ezeket az anyagokat a magból kiáramló gázáram ragadja magával a csóvába. A fénynyomás a csóvába került porrészecskéket tovább gyorsítja a csóva külső részei felé, miközben az apróbb szemcsék távolabbra kerülnek és így egy méret és optikai tulajdonságok szerinti elkülönülés megy végbe. A Giacobini—Zinner üstököstől eredő meteornak a Föld légkörével való kölcsönhatásaiból a részecskék sűrűségét 2—1 g/cm^3-re vagy még kevesebbre becsülték. Mivel a Naprendszer szilárd részeinek sűrűsége ennél jóval nagyobb, valószínű, hogy a csóva porkomponense apróbb szemcsék laza, vattaszerű összeállásából áll.

Mint *Liller* (1970-ben) megállapította a csóva által visszavert Nap-fényből a kék hullámok egy része hiányzik, Ez az elvörösödés attól származik, hogy a finom porrészek a kék sugarakat erősebben szórják, mint a hosszabb hullámokat. (Hasonló alkony-pírt okoznak a Föld légkörében levő lebegő szennyeződések.) Az olyan üstökös csóváknál, melyekből a Nap sugárzás a legfinomabb por frakciót már kifújta ez az elvörösödés nem lép fel.

Értékes felvilágosításokat szolgáltatnak a *polarizációs mérések*. *Martell, Oserov* és *Clark* mérései szerint az üstökös csóva fény 10—12%-ban poláros, ami arra mutat, hogy a csóva porkomponense inkább dielektromos anyagokból, (kőzetekből) mint fémekből áll. Ezt erősítik meg az infravörös mérések is, melyek szerint a visszaverőképesség kicsi és közelebb áll a kőzetekhez, mint fémekhez, vagy jég részecskékhez.

O'Dell (1970) szerint a por részek átlagos átmérője kb. 0,1 mikrométer. A fejből a csóvába áramló por mennyisége 10^7 és 10^{11} g között variál, ami az üstökös össz-tömegének csupán milliomod, vagy billiomod része. Ugyanakkor vannak üstökösök számottevő portartalom nélkül is.

A *fej* vagy *üstök* (kóma) gömb alakú, esetleg a farok irányába kissé megnyúlt képződmény. Méretei attól függnek, hogy látható, vagy ultra-ibolya fényben tekintjük-e az átmérőt. Az ultra-ibolya kóma kb. 10—100-szor nagyobbnak adódik, mint a látható, és alakja jobban megnyúlt.

A színképelemzés semleges molekulákat és gyököket mutat: CN, C_2, C_3, NH, NH_2, OH, CH. Ezek a gyökök a magban levő bonyolultabb vegyületek bomlási termékei. A látható tartományban rezonancia fluoreszcencia révén sugároznak.

Az üstökös fejében a gyökökön kívül még por komponens is található. Ennek összetétele és tulajdonságai megegyeznek a csóvában levő porral, ami nem meglepő, hiszen a csóva por komponense is a fejből származik.

Biermann 1969-ben kimutatta, hogy némely üstökös fejét kiterjedt hidrogén felhő veszi körül. Egybevetve ezt az OH gyökök kétségtelen előfordulásával valószínű, hogy a hidrogén a víz disszociációjából ered.

Különös problémát jelent a fejben levő szabad gyökök eredete. Nyilvánvalóan elsősorban fotodisszociációra kell gondolni. A Nap ultraibolya sugárzása szabadgyökökre bontja a magból a fejbe áramló molekulák egy részét. Az itt fellépő, esetleg több lépcsős kémiai bomlások nyomkövetése nem könnyű feladat, mert csak azok a bomlás lépcsők ismerhetők fel, melyek termékei emissziójukkal a színképben feltűnnek. Becslések azt mutatták, hogy a fotodisszociáció elégséges a szabad gyökök tovább bomlásának magyarázatára, de nem képes megmagyarázni a magból kiáramló semleges molekulák ionizációját. Ezért *Delsemme* és *Swings* 1954-ben azt a fiziko-kémiai szempontból érdekes lehetőséget vetették fel, hogy szabad gyökök már eleve jelen vannak a magból kiáramló anyagban. Felteszik, hogy a szabad gyökök gázai szilárd hidrát burokban, jégbe ágyazva ún. jeges gázzárványok *klatrátok* alakjában vannak jelen. A gáz molekulákat ilyenkor van der Waals erők kötik a jégkristály rácsába. A nap sugárzása ezeket a jégburkokat felbontja és a bezárt gyökök vagy ionok közvetlenül a fej térségébe jutnak.

Az üstökös fejének összfényessége elsősorban a magból a fejbe áramló molekulák mennyiségétől függ. *Levin* (1948) szerint az időegység alatt a fejből eltávozó molekulák száma a párolgás fizikai-kémiai törvényeivel analóg módon

$$N = \text{const.}\ e^{-\frac{L}{R \cdot T}}$$

ahol L a párolgási hővel, ill. esetünkben a deszorpciós hővel analóg mennyiség; pontosan az a munka, amit a mag szilárd felületén megkötött molekulákkal közölni kell, hogy onnan elszabadulhassanak. R a gázállandó; T pedig a hőmérséklet.

Annak figyelembevételével, hogy az üstökös fej fényessége arányos a deszorbeálódó részek számával, az üstökös fényessége kifejezhető, mint a Naptávolság és a deszorpciós hő függvénye. Már régebben ismeretes volt egy tapasztalati formula, mely az üstökös fényességét a Naptól való távolság (r)-függvényében egy r^{-n} alakú összefüggéssel fejezte ki. Az ebben szereplő n minden fizikai alap nélküli mennyiség volt és az összefüggés csupán interpolációs formula értékével bírt. A *Levin* féle deszorpciós elmélet segítségével lehetséges volt az n értékét fizikai mennyiségekre visszavezetni. Ezen az alapon

$$n = \text{const.}\ \frac{L\sqrt{r}}{T_0}.$$

A különböző üstökösökre vonatkozó megfigyelési adatok statisztikus elemzése alapján az adódott, hogy $T_0 = 350°$; és $L = 5000$ cal/mol.

Mint ahogy a sejtben végbemenő folyamatok végső oka a sejtmagban keresendő, úgy végeredményben az üstökös látványos jelenségeit is az üstökös *magra* lehet visszavezetni. Már láttuk, hogy ide koncentrálódik az üstökös egész tömege. (10^{16}—10^{19} g), amelyből perihélium átmenetekként 10^{12}—10^{14} g anyag távozik el. A látszó átmérő meghatározása nem könnyű. Némely esetben nincs is kivehető üstökös mag. Csillagfedésekből, a visszavert Napfény színképéből az üstökös mag méreteit 1000 és 10 km közé becsülték. Az újabb mérések inkább az alsó határ körüli értékeket valószínűsítik.

Mrs. Roemer a Flagstaff obszervatóriumban fotometriai méréseket végzett üstökös magokon. Attól függően, hogy mekkora fényvisszaverőképességet tételezett fel 100 m és 50 km közti értékeket kapott.

Az üstökös magok zöme 1 és 10 km körüli átmérővel rendelkezik. A tömeg és átmérő adatokból adódó sűrűségből következik, hogy az üstökös mag szilárd anyagokból áll. Valószínű azonban, hogy nem egy tömbből álló, monolitikus felépítésű, hanem kisebb részek, esetleg néhány száz méteres törmelékekből áll. *Voroncov—Veljaminov* az összes felületet kb. 200-szor nagyobbra becsülte, mint a látszólagost. Valószínű, hogy a kis bolygó méretektől hegy nagyságú tömbökön, sziklákon, köveken át egész a kavics és porszerű méretekig minden mérettartomány képviselve van.

A fizikai felépítéshez hasonlóan komplex képet mutat a kémiai összetétel. Elsősorban kell említeni azokat az „anya" molekulákat, melyeknek bomlásából, disszociációjából a fej ill. a csóva kémiai összetétele adódik. Ilyenek a metán: CH_4, széndioxid: CO_2, ammónia: NH_3, és a víz: H_2O. *Whipple* már 1950-ben rámutatott arra, hogy ezek a molekulák fagyott állapotban, *jég* alakban lehetnek jelen és fagyott zárványok, klatrátok alakjában más anyagokat, sőt ionokat, szabad gyököket kötnek magukba. *Donn* szerint az üstökös mag közelítő összetétele a következő:

1. Telített, könnyen illó vegyületek fagyott állapotban: H_2O, CH_4, NH_3, CO_2 40%
2. Telítetlen, reakcióképes vegyületek, melyek magasabb hőmérsékleten robbanóak: hidrogénperoxid H_2O_2, hidrazin N_2H_4 hidroxilamin NH_2OH 30%
3. Szilárd, nem illékony anyagok: szilikátok, fémoxidok, meteorikus por, szén 30%
4. Szabad gyökök: H, NH, OH, CH, CH_2 1%

Ez az összetétel egy átlagos üstökös-magnak felel meg; az egyes konkrét esetek ettől nagyon eltérőek lehetnek. Vannak például porban gazdag, ill. illó anyagokban bővelkedő üstökös-magok.

A robbanásszerű változások mindig a magból indulnak ki. A magból erednek azok a gázkiáramlások, kitörések, fényesség növekedések, melyek emberi időtartamokkal is követhetően, végzetük felé sodorják az üstökösöket. A vég vagy az hogy az ismétlődő perihélium átmenetek során az üstökös mag elveszti kibocsátható anyagát és egyre halványabban tér vissza, míg végül halvány, kisbolygószerű képződménnyé válik. A másik esetben az üstökös ketté, vagy még több részre hasad és végül teljesen feloszlik. Néhány kisbolygó pályája (Icarus, Apollo, Hermes, Hilda) rendkívül emlékeztet rövid periódusú üstökös pályára, támogatja az első feltevést.

Whipple rámutatott arra, hogy a hosszú periódusú üstökösöknél a Napközeltől való távozás után belső mozgások mennek végbe, melyek következtében az illékony anyagok a mag belsejéből a felületre diffundálnak, szublimálnak és kitöltik a Napközelben elvesztett anyag helyét. Ez a belső mozgás csökkenti a mag szilárdságát és így újabb perihélium átmenet esetén a beálló „hősokk" hatására az üstökös szétszakadhat. Rövid periódusú üstökösök esetében teljes dezaktiválódást, vagyis az anyag kiáramlás megszűnését, mintegy 10^4—10^5 évre teszik. Így pl. *Whipple* az *Encke* üstökös „halálát" ezen évszázad végére várja. A perihélium átmenetek után az üstökös halványodása nem mindig monoton, s éppen az *Encke* üstökös nem halványodott abban az ütemben, amint várták. A *Temple* 2 üstökös pedig, melynek fényessége 1925 óta folyton csökkent, 1967 óta ismét csekély fényesedést mutat.

Nyilvánvaló, hogy az üstökös perihéliumkori fényessége elsősorban a magban levő illékony anyagnak mennyiségétől függ, melyet a Nap sugárzása ki tud szabadítani a mag belsejéből. Láttuk, hogy az üstökös fényessége a Naptól való távolság függvényében az $I = I_0 r^{-n}$ formula szerint változik, ahol n az elpárolgási hővel arányos mennyiség, I_0 pedig a fényesség a perihéliumban. Hosszú periódusú, „új" üstökösök, még sok illékony anyagot tartalmaznak és így fényességük a Naptól való távolodással csak gyengén változik. Ilyenkor I_0 nagy, n kicsi közelítőleg 2, az illékony réteg a mag felületén van és a kitörések, kifényesedések gyakoriak. Ezzel szemben a rövid periódusú, „régi" üstökösök már csupán kevés illékony anyagot tartalmaznak, fényességük (I_0) kicsi és ez a Naptávolsággal magas hatvány szerint változik (n nagy). A még meglevő illékony anyag ilyenkor már csak a mag mély rétegeiben található és az időszakos gázkitörések és kifényesedések ritkák. Az ilyen kitörésekért elsősorban a magban levő telítetlen, igen reakcióképes vegyületek felelősek. Ezek közül pl. a hidrazin és hidrogénperoxid, mint rakéta hajtóanyagok ismeretesek. Ezek a Naptól távoli térségek alacsony hőmérsékletén stabilak, de Napközelben a Nap sugárzása, ill. hevesebb Napkitörések „begyújtják" őket.

A Napnak az üstökös-magokra gyakorolt hatása természetesen függ a Naptevékenység ciklusnak a perihélium átmenet idején éppen fennálló fázisától. Ezért statisztikai összefüggést találtak az üstökösök fényessége és a Nap-folt relatív-szám között.

Az üstökös kutatás legérdekesebb része az *üstökösök keletkezésének* felderítése. Várható, hogy ez értékes hozzájárulást szolgáltat a Naprendszer keletkezésével foglalkozó elméletekhez. Abból kell kiindulnunk, hogy az üstökös magok mikroszkopikus portól kisbolygó nagyságig mindenféle méretű szilárd anyagból, fagyott vízből meg gázokból álló konglomerátumok, melyek zárványok alakjában szabad gyököket és ionokat tartalmaznak. Valószínű, hogy az üstökös magok a Naprendszer fejlődésének korai szakaszából, a kezdeti szoláris köd állapotából valók. *Oort* és *Öpik* szerint az üstökösök főtömege, mintegy tíz millió üstökösből álló felhő, tíz- és százezer csillagászati egység távolságban kering a Naptól. Ez megfelel azon a kezdeti gázköd térfogatának, melyből a Naprendszer kialakult. Csak néhány üstökös jut megfigyelhető Napközelbe és az üstökös kutatás igazi problémája tulajdonképpen annak magyarázata, hogyan keletkeznek a rövid periódusú (öt évnél kisebb) és rövid élettartamú üstökösök.

Tetemes nehézségekbe ütközött az a magyarázat, hogy a *Jupiter* bolygó közvetlen perturbációja alakítja át a hosszú periódusú üstökös pályákat rövidekké. *L. Kresak* szlovák csillagász 1971-ben meggyőzően mutatott rá arra, hogy ez a probléma megoldható *Jupiteren* túli „parkoló pályák" feltételezésével.

Whipple (1972-ben) tovább finomította a bolygóknak az ős Nap körüli plazmából való képződésének elméletét. A Nap körüli ős ködben két elkülönülő hőmérséklet zóna alakult ki. Ezek közül a belsőben a hőmérséklet elég magas volt ahhoz, hogy az illó anyagokat a felforrósodó Nap sugárzása a külső térrészek felé fújja és csak a bolygószerű nem illó anyag maradjon vissza. A külső, üstökös övezet azonban sohasem lett elég meleg ahhoz, hogy az illó komponensek külön váljanak a nem illóktól. Ezért valószínű, hogy az üstökös magokban a Nap körüli ős-köd *eredeti anyaga* van megőrizve. Az ős köd szilárd szemcséi mint kondenzációs magok szerepeltek az üstökösök későbbi kondenzációjánál.

Larrimers és *Anders* (1967-ben) rámutattak

arra, hogy mivel a polarizációs mérések szerint az üstökös magok anyaga dielektromos jellegű, valószínű, hogy a kezdeti kondenzációs magok szilikátok, (pl.: $MgSiO_3$ vagy $MgSiO_4$), melyek az ős ködből magasabb hőmérsékleten is kiválhattak. Ezek a kozmoszban igen gyakori SiO-ból keletkezhettek az alábbi egyenlet szerint:

$$SiO + Mg + 2\,H_2O = MgSiO_3 + 2\,H_2$$

Az ilyen kémiai reakciók sűrű ködökben gyakoriak.

Ha a primér magokra széntartalmú vegyületek kondenzálódnak, szénchondritok keletkeznek, melyek a meteor kövek jellegzetes alkotó részei. Ilyen chondritoktól származik az üstökösök infravörös színképe. Érdekes, hogy a chondritok egyes hideg csillagok, mint pl. a μ Cep, légkörének infravörös színképben is kimutathatók.

A köd további lehűlése után a víz, ammónia és metán gázok is jéggé kondenzálódtak. A már meglevő szilárd fázissal együtt igen komplex konglomerátumok jöttek létre. Az ilyen jégköpenyes kondenzátumok azonban csak a sűrű és árnyékoló por szemcséket bőven tartalmazó, átlátszatlan térrészekben maradhattak meg, mert különben a Nap ultraibolya sugárzása szétoszlatta volna őket. A jég konglomerátumok ezért csak az üstökös magok belsejében, szilárd fázissal keverve és annak árnyékoló védelmében, találhatók. Valószínű, hogy környezetükkel való további kölcsönhatás révén még bonyolultabb és kevésbé illó képződményekké alakultak át. Amikor az üstökösök Napközelbe kerülnek a Nap sugárzása felfűti a mag belsejét és ilyenkor a bennük levő illó anyag a fénynyomás következtében a Nappal ellentétes irányban kiáramlik és mint csóva jelentkezik. A szétesö jég konglomerátumokból kiszabadulnak a bennük levő szilárd zárványok és ez okozza az üstökösök nyomában járó mikrometeor áramokat. Nyilvánvaló, hogy ezeket a kiáramlási jelenségeket elsősorban az új, „fiatal" üstökösök mutatják, míg az „öreg" üstökösök a sok perihélium átmenet következtében, illó anyagaik nagy részét elveszítették, és így az üstökös csóvával járó látványos jelenségeket nem mutatják. Ezzel szemben az ilyen üstökösök magjában egyre tisztábban marad vissza a *Naprendszer korai állapotára jellemző szilárd anyag*. Természetesen az illó komponens eltávozása következtében az üstökös mag egyre inkább összezsugorodik és a földi metamorf kőzetéhez hasonló fizikai változásokon megy át. Ez az anyag már csak akkor válik megfigyelhetővé, ha a külső, lazább rétegek darabjaival való összeütközés révén repesz darabok válnak le belőle és kerülnek világító állapotba az üstökös fejében.

Ezzel kapcsolatban különös érdekességre tarthat számot, hogy 1970-ben *Kvenvolden* és munkatársai a *Murichson-meteorban* bonyolultabb szerves vegyületeket, amino-savakat találtak. Ma a Földön aminosavak csak élő szervezetekkel kapcsolatban találhatók, és ezért feltűnő ezek előfordulása meteorokban, amelyek előtörténetében semmiféle élet nem játszhatott szerepet. Keletkezésük csak a Naprendszer ős ködében mehetett végbe épp úgy mint azokban a hideg csillagközti felhőkben, melyekből az aminosavak előfordulását a kozmikus rádióforrások elárulják. A földi élet kialakulásában az üstökösökkel való ütközések döntő szerepet játszhattak. Az ilyen ütközések nem olyan ritkák és már a történelmi időtartamok alatt is előfordult, hogy a Föld üstökös csóván haladt keresztül, vagy üstökös eredetű meteor zápor érte légkörünket. Elképzelhető, hogy a Föld fennállásának első évmilliárdjában egy nagy üstökössel ütközött és így nagymennyiségű szerves anyag került az ős-óceánokba. Az összeütközés keltette nyomáshullám további magasabbrendű (polimér) vegyület keletkezését segítette elő. Ez a hozzájárulás tetemesen megkönnyíthette az élő anyag felépülését az ős-óceánokban. Ez az elképzelés azt jelenti, hogy az élő anyag építőköveinek felépülése már a Naprendszer kialakulását megelőző időben a Nap körüli ős ködben megindult, de a kis sűrűség nem tette lehetővé, hogy maga az élet is kialakulhasson, vagy fenntartható legyen.

Rendkívül érdekes lenne ezzel kapcsolatban kiszállni egy üstökös magján. Ezért *Alfvén* és *Arrhenius* (1972-ben) felvetették egy ilyen űrutazás gondolatát. A nehézségek számottevőek. A rakéta-technikailag ma elérhető távolságokban az üstökösök pályasebessége igen nagy, úgy hogy a megközelítésre és kiszállásra még elképzelések sincsenek. Továbbá az üstökösök közelében levő sűrű meteoráramok miatt gyakori becsapódásokkal és összeütközésekkel lehetne számolni, úgy hogy az üstökösök megközelítése igen veszélyes. A várható eredmények azonban igen nagyok. Közvetlen betekintést lehetne nyerni a Naprendszer ősi anyagának szerkezetébe, és el lehetne dönteni, hogy a meteorok nagyobb testek repeszdarabjai-e vagy az ősi időkben keletkezett elsődleges összeállítási termékek. Esetleg az automatikus űrszondák továbbfejlesztése csökkenthetné a megközelítés veszélyét.

Ilyen szondázásra *Roberts* már 1965-ben felhívta a figyelmet. Az űr-randevú létesítésére a pályaelemeket igen pontosan kell ismerni, ezért csak rövid periódusú üstökösök jöhetnek számba. Az energetikailag megvalósítható lehetőségek határain belül, 1986-ig, öt eset kínálkozik, köztük a *Halley* üstökös is, bár kedvezőtlen pálya helyzete miatt a találkozás csak néhány óráig tartana. Amennyiben az *Apolló* típusú kisbolygók valóban „kiégett" üstökösök, amint azt több kutató a rövid periódusú üstökösökéhez hasonló pályaelemeik alapján állítja, célszerű lenne megkísérelni emberek kiszállását valamely kisbolygón. Ennek technikai előfeltételei máris megvannak és egy ilyen űrutazás nem jelent nagyobb nehézséget, mint a Hold kiszállások, vagy a Mars szondák repítése.

Lubos Kohoutek cseh származású kisbolygókutató egy kisbolygófelvételen, melyet 1973. márc. 7-én a hamburgi csillagda Schmidt reflektorával készítettek, egy 16 fényrendű új üstököst fedezett fel. Az új üstököst utólag egy januári felvételen is megtalálták, úgyhogy március végére *Marsden* már kiszámította a pályaelemeket. Kiderült, hogy a *Kohoutek-üstökös* dec. 29-én megy át a perihéliumon a méghozzá alig 0,14 cs.e. távolságban, vagyis majd tizedannyira közelíti meg a Napot, mint a Föld. Ez a csekély perihéliumtávolság nagy reményekre jogosított. Várható volt, hogy a Nap közvetlen közelsége rendkívül erős hatással lesz az üstökös magjára és igen fényes, látványos csóvát fejleszt ki belőle. Az előzetes becslések $-2{,}6$ és $-10{,}5$ fényrend közötti fényességet igértek, ami több mint százszorosan meghaladja a Vénusz legnagyobb fényességét. Természetesen ezek a becslések csak abban az esetben felelhettek meg a valóságnak, ha a *Kohoutek-üstökös* legalább az átlagos mennyiségben tartalmaz illó anyagot. Ezt azonban egy újonnan felfedezett üstökösnél előre megjósolni nem lehet. Az ismeretterjesztő újságírás kapott a szenzáción és telekürtölte a világot az „Évszázad üstökösének" várható látványosságaival. A feszült várakozást azonban az „évszázad csalódása" követte. A *Kohoutek-üstökös* ugyanis az átlagosnál sokkal kevesebb csóvaképző anyagot tartalmazott és olyan helyeken sem volt látványos, ahol a megfigyelést a perihélium idejében egész Európa felett uralkodó tartós felhőzet lehetővé tette. A világ szegényebb lett egy fényes üstökös élményével, a nagyközönség viszont gazdagabb egy sor az üstökösökre vonatkozó ismeretanyaggal, amit a napi és szaklapok, a rádió, a tv és az ismeretterjesztő előadások zúdítottak a világra.

A GYERMEK FIZIKAI VILÁGA

Jean Piaget
Université de Genève

A gyermek fizikai szemlélete korántsem annyira „gyerekes", vagy „gyermeteg", miként azt vélhetnénk. Ellenkezőleg, ez a szemléletmód a problémák olyan sokaságát veti fel, mely érdekelheti a tudománytörténészt, miként ezt T. S. *Kuhn* számos munkájában, többek között „*A tudomány forradalma*" c. neves művének [1.] néhány rövidebb részletében is kimutatta. Sőt érdekelheti magát a fizikust is, amikor a fizika jelenlegi állapotát a korábbiakkal egybevetve arra a kérdésre keres választ, vajon egyes fogalmak miért álltak ellen jobban másokhoz képest a század elején bekövetkezett „világképválság" óta?

Történelmi, vagy logikai fejlődésmenet?

Hadd jegyezzük meg mindenekelőtt, mennyire természetes, ami gyakran megesik, hogy a gyermekek által kitalált fogalmak — melyek nem állnak összefüggésben sem az iskolában tanultakkal, sem a nem-fizikus felnőttekével — a történelemből ismert és régóta túlhaladott fogalmaknak felelnek meg. Ennek szembetűnő példája az „antiperistasis", miáltal Arisztotelész a hajított testek mozgását magyarázta. (E szerint a testek az általuk kiszorított és mögöttük összecsapódó levegőtől taszíttatva haladnak előre, ahelyett, hogy nyomban lezuhannának.) A hatnyolcéves gyermekek a felhők mozgását gyakran ezek haladása közben keltett „szél" által magyarázzák, vagy a labda röppályáját azzal, hogy annak elhajításával kiszorítjuk a levegőt, s így magát a labdát mozgató légáramot hozunk létre. Sőt, gyakran ismét felismerhetők az *impetus*-ra, vagy egyéb, Galilei előtti idők mozgáselméleteire emlékeztető fogalmak.

Előfordul azonban — s ez sokkalta érdekesebb — hogy a fizikai, vagy fiziko-matematikai jellegű fogalmak egymásra következése nem a görögöktől napjainkig számított történelmi fejlődésmenetet követi, hanem éppen ellenkezőleg, azt a logikai sorrendet, amely az alapfogalmakat a differenciált fogalmakkal köti össze. Jó példa erre a térszemlélet, más szóval geometriai szemlélet, amely a fizikust éppúgy érdekli, mint a matematikust. Az ezekre vonatkozó fogalmak kialakulásának történelmi sorrendje, mint ismeretes, a következő: 1. Elsősorban — számos egyiptomi elődöt is beleértve — az euklidészi geometriára vonatkozó metrikus összefüggések alakultak ki. 2. Később, a reneszánsztól, Pascal korától kezdve (egy ó-görög előfutárt is beszámítva) kialakulnak a projektív geometria fogalmai. 3. Végül, azonban csak a 19. században a topológia fundamentális szerepét ismerik fel. Ha innen a fogalmak kialakulásának logikai sorrendjére térünk át, azt teljesen másnak találjuk. Az első helyre a topológiai képzetek és fogalmak kínálkoznak a homeomorfizmus, szomszédosság, zártság stb. fogalomkörével egyetemben. Ezekből származtathatók le egyfelől a projektív geometria csoportjai, másfelől az euklidészi metrikával, mint különleges esettel együtt az általános metrika.

Ha mármost megfigyeljük a négyéves, vagy annál fiatalabb gyermekek térszemléletét, megállapíthatjuk, hogy nekik nem sikerül a négyszögek, körök, háromszögek stb. idomok lerajzolása, hanem ezek mindegyikét egyszerűen zárt görbeként ábrázolják, de megkülönböztetik a „nyílt" alakzatokat, amilyen a kereszt vagy a körív. Ezen túlmenően azonban, ha másolás végett egy nagyobbik körbe rajzolt kisebb kör, a nagyobbikon kívül levő kisebb kör, s két egymást érintő kör ábráit tesszük elébük mintaként, három különböző és pontos rajzot készítenek, míg a négyzet stb. lemásolására képtelenek. A további életszakaszban, de csak sokkal később, s mintegy ugyanazon időben jut el a gyermek a távlat- és mértékszemlélethez, tehát a projektív és euklidészi geometria képzeteihez. Íme előttünk áll a történelmi sorrend egyik jelentős megfordítása, amely nagy vonalakban a logikai folyamatot követi.

Differenciált és differenciálatlan fogalmak

Az imént tett megállapítás sokkal általánosabb problémához vezet bennünket. A fizikára vonatkozó képzetek (ill. fogalmak) között léteznek olyanok, melyeket a pszichológia szakkifejezésével „differenciálatlan"-nak minősíthetünk, mivel ezek több egyszerű képzet (ill. fogalom) kombinációjának tűnnek, s másokat „differenciált"-nak nevezhetünk, mivel ezek az előbbiek kialakításában vesznek részt. A *sebesség* például „differenciálatlan" fogalom, az időtartam és a megtett út hossza viszont „differenciált". Vagy továbbá, a dinamikai *hatás* differenciálatlan fogalom, míg a mozgás mennyiség, a munka stb. differenciáltak. Itt tehát részben a történelmi fejlődéstől függetlenül a lélektani fejlődés szempontjából tárgyalhatjuk a problémát, mivel — mint látni fogjuk — a fogalmak kialakításának sorrendje nem azonos a két esetben. Vajon a fizikai gondolkodás az egyszerűbbnek tetsző differenciált fogalmak kialakulásával veszi-e kezdetét, azokkal, melyek csak a későbbiek folyamán kapcsolódnak egymáshoz, hogy létrehozzák az általunk differenciálatlannak nevezett, sokkalta összetettebb fogalmakat, avagy éppen ellenkezőleg, a differenciálatlan fogalmak alakulnak-e ki elsősorban, hogy a későbbiek folyamán bontakozzanak szét differenciált fogalmakká?

Ami a $v = s/t$ sebességet és két „összetevőjét", az s utat és a t időtartamot illeti, a válasz világos. Einstein már 1928-ban (egy Svájcban rendezett zárt körű ismeretelméleti kongresszuson) azt javasolta, vizsgáljuk meg, vajon a pszichológia szempontjából a sebesség fogalma megelőzi-e az idő fogalmát, vagy ez utóbbi feltételezi azt? Számos kísérlet alapján mutattuk ki, hogy a sebesség egyszerű képzete létezik távolságtól és időtartamtól függetlenül. E képzet mögött az „előzés" fogalma áll. Annak láttára, hogy valamilyen mozgásban levő „A" test előbb egy másik, „B" mögött volt, majd megelőzte azt, a gyermek már nagyon fiatal korban úgy vélekedik, hogy „A" „sokkal gyorsabban" ment, mint „B". Világos tehát, hogy az ilyen fogalom nem tételez fel mást, csak eseményeket („előbb" és „utóbb"), valamint helyzetek („előtt" és „mögött") sorrendjeinek ismeretét. Egyáltalában nem szükséges hozzá sem az időtartam, sem a távolság mennyiségi értékelése, mert ezek és s/t viszonyuk sokkal később kialakuló fogalmak. Igaz, a gyermek olykor tévesen használja a sebesség fogalmát. Például, amikor a hosszúságot ezzel akarja mérni, a távolságot gyakran összekeveri a megtett úttal.

A dinamikai fogalmakra áttérve, a gyermekek viszonylag korán ismerik fel kétféle „hatás" ekvivalenciáját, pl. amikor A-ból B pontba hajítanak egy nehéz tárgyat, vagy ezt — hosszabb idő alatt — egyik pontból a másikba tolják, noha az utóbbi esetben az erőt nem egyszerre kellett kifejteni. A „hatás" fogalom korai megjelenésének számos más bizonyítékával is találkozunk. Ezzel szemben az *erő* összetevését, vagy *munká*-ra vonatkozó egyszerű feladatokat — mint pl. azt, hogy n egységnyi súlyt m számú lépcsőfokon felvinni ugyanannyi, mint $2n$ súlyt $m/2$ számú lépcsőn — csak később tudják megoldani. Íme, a „differenciálatlan" fogalmak ismét elemibbnek tűnnek a „differenciált" fogalmakhoz viszonyítva.

Márpedig ezek az eredmények nem érdektelenek a fizikus szemszögéből nézve, amikor a fogalmaknak a tudományban magában érvényes aktuális jelentését ennek

La Physique de l'Enfant — Physical World of the Child. Megjelent: Physics Today, 1972. június. Fordította Gobbi István.

eredetével kívánjuk összefüggésbe hozni. Valóban, a relativitáselmélet és a kvantummechanika tudományos forradalmának következményeként egyes fogalmak ellenállóbbnak bizonyultak az újrafogalmazás zavaros időszakában, ugyanakkor más fogalmak gyökeres változást szenvedtek. Érdekes, hogy inkább azok álltak ellent a változásnak, melyeket itt „differenciálatlanoknak" neveztünk. A relativisztikus fizikában a fény *sebessége* abszolút jellegű fogalommá vált, míg a tér és az idő relatív fogalmakká alakultak. A kvantummechanikában a „hatás" vált alapfogalommá. Véletlen mindez, avagy feltehető, hogy a leginkább „fundamentális" és következésképpen legjobban ellentálló fogalmak éppen, melyek a pszichológiai fejlődés folyamán tudatunkban legmélyebben vertek gyökeret, amint azt az előzőekben már a topológiai fogalmak kapcsán is láttuk? Erre a kérdésre a fizikusoknak kell felelniök. Csupán azt jegyezzük meg, ha létezik ilyen kapcsolat, az kétségtelenül biológiai okokra vezethető vissza. Fogalomalkotásainkra kétségtelenül hat testi alkatunk, amely emberi cselekedeteink forrása, s amely éppúgy alá van vetve a fizika és kémia törvényeinek, mint bármely más anyagi test.

A gyermek és a fizikai kauzalitás

Térjünk át az okozati összefüggések lélektani fejlődésének kérdésére. Elképzelhető, hogy a gyermekekben végbemenő kialakulásának elemzése segítségünkre lehet annak pontosabb megértésénél. Erről először a Niels Bohr Intézet 50 éves fennállása alkalmából Koppenhágában rendezett szimpozium keretében tartottam előadást.

Hadd emlékeztessünk előbb arra, hogy a kauzalitás sokféle értelmezése lényegében három csoportba sorolható:

1. Az első csoportban az ok és a hatás között semmiféle „létrehozó tevékenységet", vagy más objektív kapcsolatot nem ismernek el, hanem csupán szabályos egymásrakövetkezéseket. A kapcsolat benyomását az ismétlődő folyamatok által kiváltott képzettársításaink származékának tekintik (Hume).

2. Mások feltételezik az ok és okozat között az észlelhető kapcsolatot, ahogyan ezt saját cselekedeteinkből ismerjük, s ennek analógiájára általánosítják egyik tárgynak a másikra kifejtett hatását. *(Maine de Biran).*

3. A harmadik csoport feltételezi ok és okozat objektív kapcsolatát, de ezt nem tartja megfigyelhetőnek, hanem mindig csak deduktív módon rekonstruálhatónak (mint általában a racionalisták *Descartes* és *Leibnitz* óta.)

Úgy véljük, csupán ez a háromféle értelmezés lehetséges. Sőt, *Michotte* pszichológus „perceptív kauzalitásra" [4] vonatkozó nézetei is e három módon értelmezhetőek. Michotte tanulmányaiban valójában sehol nem található utalás az „aktív" és „passzív" objektum között átmenő ágensre, csupán az látható, hogy „valami történt", és ezt a folyamatot már a *Helmholtz* által elemzett perceptív következtetés segítségével rekonstruáljuk. [5.] és [6.].[1]

A fizika kauzális összefüggéseit gyermekeknél tanulmányozva, fejlődésük minden szakaszában a racionalisták hipotézisét láttuk igazolva. Tény, hogy a szenzomotorikus életszakasz kezdetén (négy-öthónapos kor felé) olyan magatartással találkozunk, ami még nem jellemezhető így: a csecsemő bölcsőjének tetejéről alácsüngő tárgyak lengetése végett megrázza az odaerősített zsineget, majd ugyanezt teszi, hogy a tőle két méterrel távolabb felfüggesztett, és éppen nyugalomba került tárgyat ismét lengésbe hozza, vagy hogy a függönye mögött felhangzó fütyülést ismét felidézze.

Először úgy tűnik, hogy az ilyen magatartás éppen Hume feltevését igazolja — szabályos egymásrakövetkezés valami és valami más között — és ugyanekkor Main de Biran hipotézisét *is* — a zsineg öntevékeny megrántásának szerepe külső kauzalitás nélkül, — de sem kizárólagosan az egyiket, sem a másikat.

[1] Helmholtz előadásainak Eötvös Loránd által 1874-ben kiadott magyar nyelvű szövegében Jendrassik a „perceptív következtetést" „öntudaton kívüli következtetésnek" fordította. L. 6 258. old. (A fordító)

Különös figyelemmel kell kísérnünk azonban a hathónapos kortól 18 hónapos korig megnyilvánuló maga tartást. E korban a viselkedést egyrészt a kauzalitás térbeli kifejlődése jellemzi, a gyermek előbb saját cselekvésében ismeri fel a kauzalitást, ezt általánosítja az önmagán kívüleső világra. A tárgyak közötti kauzális összefüggéseket már állandónak tekinti, míg négy-öthónapos korukban a csecsemők úgy „vélik", hogy a tárgyak „felszívódnak", mikor látómezejükből éppen eltűnnek, s nagyon fiatal gyerekek nem is keresik azokat.

A fejlődés szenzomotoros szakaszában tehát a kauzalitás a gyermek térszemléletén keresztül bontakozik ki (a gyermek megértette az elmozdulások jelentőségét), továbbá az időérzéken keresztül (az elmozdulások sorrendjét is megfigyelte), valamint a tárgyak állandóságának tudatán keresztül stb. Röviden szólva a gyermek kauzalitásról alkotott fogalmai a tapasztalatból és értelmi következtetésekből alakulnak ki, azonban idővel egyre fontosabb és fontosabb szerephez jut a következtetés, s ez már a racionalisták interpretációja mellett szól.

A gyermek következő életszakasza folyamán (4—5 éves kortól 11—12 éves korig) olyan fejlődést tapasztalhatunk, melynek jelentőségét nyomban beláthatjuk. Amit a gyermekben kialakul az a logikai, matematikai tevékenység, ami jellemző az értelmes következtető gondolkodásra, ezt az eljárást nemcsak magára a fizikai tárgyakra „alkalmazzák", hanem a lehetőségekhez képest ezen objektumok „attributumai"-nak tekintik. Így szemükben az objektumok „operátorokká" válnak, természetesen a szó hétköznapi és nem kvantummechanikai értelmében: a gyermekek az objektumokról a mi cselekvéseinkhez és gondolkodásmódunkhoz többékevésbé hasonló cselekedetek, vagy műveletek végrehajtását tételezik fel, a kauzális szemléletük ezen az általánosításon alapul.

Ezt a folyamatot igen egyszerű példával tehetjük világossá, s ez a mozgás „közvetett" átvitele. Mutassuk be a gyermekeknek az egymással érintkező $A,B,C,D\ldots$ G golyók mozdulatlan sorsát. Egy lejtőről alágördülő X golyó meglöki a sor első A tagját. A kisgyermekek általában azt várják, hogy mindegyik $A\ldots G$ golyó elmozdul, s ugyancsak meglepődnek annak láttán, hogy csupán az utolsó, G golyó gurul el. 4—5 éves korban fantasztikus magyarázatokat adnak erre a jelenségre. Pl. az X golyó a többi mögött gurult el és az utolsót lökte meg. Az ötésfél-hatéves gyermek a látottakat már közvetlen hatások sorozataként magyarázza: X meglökte A-t, amely előre mozdulva B-nek ütközött, ez C irányában mozdult el stb. Ezzel szemben 7—8 éves kortól (természetesen ideértve a sokkal fiatalabbak és idősebbek kivételes eseteit) a hatásterjedés „közvetetté" válik: X „lökést" vagy „erőt" adott az A golyónak és ez a lökés „áthaladt" A-tól G-ig az összes golyón, és így a legutolsó elgurult. Noha a 7 és 11 éves kor között levő gyermekek számára a hatás terjedése nyilvánvalóan „közvetett", vagyis feltételezik, hogy a hatás közbenső tagokon „keresztül halad", részben mégis külsődleges maradt, azaz hallgatólagosan felteszik, hogy a szomszédos golyó parányi, láthatatlan lökése mozgásba hozza A-tól F-ig az összes egyes golyót. (A gyermek akkor is megmarad ebben a hiedelmében, ha golyókkal vagy pénzérmékkel végzett ellenőrző kísérletek során kezével érinti a sor közbenső tagjait és meggyőződik a fenti állítás helytelenségéről.) Csak a 11—12 évesek számára válik a hatásterjedés tisztán „intern" folyamattá, szűnik meg a félig-belső, félig-külső értelmezés, tehát sem a korpuszkuláris ütközés, sem a molekuláris terjedésmód gondolata nem merül fel. Ekkor fogadja el a molekuláris mozgás által átadott impulzus tényét és nem hisz többé a szomszédos golyók kis elmozdulása által keltett lökések szerepében.

Ami számunkra itt érdekes, az a „közvetített terjedés" fogalmának kezdeti időszaka és az, hogy miért a 7—8 éves gyermekeknél jelentkezik ez? Ennek magyarázata meglehetősen egyszerű; igazán csak ebben a korban alakulnak ki a matematikai logikai tranzitivitás fogalmai ($a = c$, ha $a = b$ és $c = b$). A gyermek e korszak előtt nem volt képes a és c egyenlőségére következ-

tetni, ha csupán *ab* és *bc* egymásrakövetkező párjait látta, de *a*-t és *c*-t együttesen nem. Ha egyszer már felismerte a tranzitív relációkat, képes arra, hogy a golyóknak is ilyen sajátságot tulajdonítson. Minden golyó a következőnek adja át azt a lökést, amit az előzőtől kapott, ugyanúgy, ahogyan *b* közvetíti az *a*-val való egyenlőségét *c*-nek.

Hogyan magyarázzuk a tisztán „intern" átvitel 11—12 éves korban jelentkező szemléletmódját? Eddig az életkorig a tranzitivitást csupán makroszkopikus (tehát fizikailag észlelhető) azonosságokra és különbségekre (azaz a fiziológiai ingerküszöb fölé eső hatásokra) vonatkoztatják, olyanokra azonban még nem, amelyek az ingerküszöb alatt, tehát a tapasztalat mögött maradnak. Ezt újabb kísérleteink igazolták.

Hogyan alakul ki az akció és reakció fogalma?

A logikai és matematikai műveletek és a kauzális gondolkodásmód fejlődése között fennálló kapcsolatok másik példáját az akció és a reakció fogalmainak kialakulása szolgáltatja. Amikor a gyermek látja, hogy a mozgásban levő *A* golyó a nyugalomban levő *B* golyónak ütközik, nagyon hamar rájön, hogy minél nehezebb *A*, annál nagyobb erővel ütközik *B*-nek és annál messzebbre löki azt. De ha *B*-t is nehezebbnek választjuk, a kisebb gyermekek úgy gondolják, hogy ez a golyó is messzebbre fog gurulni, mert „erősebb". Szerintük *B* „erőssége" vagy súlya hozzáadódik *A* súlyához, hogy ennek hatását növelje. Ugyanakkor az ötésfél-hatévesnél idősebb gyermekek többsége előre látja, hogy *B* nagyobb tömege majd „lefékezi" *A* hatását, ez az „ellenállás" fogalmának korai megsejtése. Ők ezt az ellenállást még távolról sem „reakció"-ként fogják fel, nem tekintik *A* által kifejtett erő irányával ellentétes hatású erőnek. Még csupán a lassulásra, sebességcsökkenésre gondolnak.

Néhány éve Bärbel Inhelderrel végzett kísérlet folyamán U alakú csövet 3/4 részéig folyadékkal töltöttünk meg, majd a jobb oldali folyadék-oszlopot dugattyúval lenyomtuk. A gyermekek — úgy 9—10 éves korig — azt jósolták: ha a bal oldali folyadékoszlop súlyát megnöveljük azáltal, hogy a bal oldali folyadék szárba nagyobb sűrűségű folyadékot töltünk, ebben a bal szárban növekedni fog a folyadék szintje. Íme, ismét úgy tűnt számukra, hogy a folyadék súlynövekedése a dugattyú nyomóerejéhez adódik, s így ennek hatását felerősíti. Csak a 11—12 évesek értették meg, hogy a folyadék súlyának növelése a dugattyú hatásával ellentétes értelmű reakciót idéz elő. Újabban Gilbert Voyat-tal végzett kísérleteim közben a gyermek elé játékgyurma tömböt tettünk, melynek egyik oldalát koronggal felszerelt fémrudacskával a kísérletet vezető felnőtt, másik oldalát a gyermek nyomta. Kérdésünk ez volt: „Lehetséges-e, hogy valamelyikünk mélyebbre nyomja majd a pálcikát a gyurmába, s melyikünk?" Mintegy 11—12 éves korig természetesen azt válaszolták, hogy a felnőtt erősebb lévén mélyebbre süllyesztheti a pálcikát, mint kisebb társa. A 11—12 éves korúak már szép feleleteket adtak: „Ha ön erősen nyomja, én jobban ellenállok és ha én nyomom gyengébben, ön áll ellene gyengén, tehát ezek egymást kiegyenlítik."

Mivel magyarázható, hogy a reakció fogalmát ilyen későn ismerik fel? A válasz az, hogy a reakció négy művelet kombinációja (Klein-csoport):

1. Egyenes művelet: a hatás növelése.
2. Megfordítottja: a hatás csökkentése.
3. Reciprok művelet: a reakció fokozódása.
4. A direkt művelet duálisa, a reciprok művelet megfordítottja: a reakció csökkenése.

Az inverziók és a reciprocitások ilyen rendszerezése csak 11—12 éves korban érlelődik meg a megfelelő logikai tevékenységek begyakorlása, az arányosságok felismerése után, ezzel magyarázható, hogy a gyermek viszonylag későn jut el a reakció fizikai kauzalitáson alapuló értelmezéséhez.

Számos más példát idézhetnénk. Az $n(x + y) = nx + ny$ disztributivitás későn kialakuló matematikai-logikai művelet, ennek megfelelően a kauzális értelmezése is késői. A rugalmas testek megnyúlásának értelmezésénél megfigyelhető, hogy a „nyúlás disztributivitása" a gyermekek számára sokáig érthetetlen, mivel soká összetévesztik a tárgyak, vagy részeik hosszát azok elmozdulásával. Ez a zavar nyilvánvalóvá lesz, ha a gyermeknek két vonalzót mutatunk, és egyiket a másikon elcsúsztatjuk. A gyermekek azt feltételezik, hogy a mozgó vonalzó meghosszabbodott. Ez mutatja, hogy nagyon sokáig a hosszúság meg nem maradó voltában hisznek.

Végső következtetésünk tehát az, hogy figyelemre méltó kapcsolat van a gyermek matematikai-logikai észjárása és a fizikai jelenségekre vonatkozó kauzális értelmezés kialakulása között. Ennek két szorosan összefüggő oka a következő: 1. Mindkét fogalomra bizonyos „folyamatszerűség" jellemző, mivel az elvont művelet éppúgy változásokat hoz létre a művelet objektumában, miként a hatást kiváltó ok. 2. Mindkettővel együttjár egy megmaradási törvény vagy invariancia-elv. A művelet saját tárgyának bizonyos tulajdonságait mindig változatlanul meghagyja, másokat pedig módosít. A kauzalitás is változatlanul hagy bizonyos mennyiségeket (impulzus, energia összege), másokat megváltoztat. E teljes párhuzam következtében természetes tehát, hogy ha az elvont műveletek különböző kombinációit és rendszerezéseit — a tranzitivitást, disztributivitást, transzformációk sokaságát — nem csupán „alkalmazzuk" a tárgyakra, hanem azokat a tárgyaknak tulajdonítjuk. Más szóval: itt nem egyszerűen valamiféle nyelvezet kialakításáról van szó, ahogy azt velünk a logikai pozitivisták elhitetni szeretnék, sem pedig egyszerű, kényelmes, de szubjektív modellek alkalmazásáról, hanem azon objektív struktúrának a szüntelen és kimeríthetetlen kutatásáról, amelyek az észlelhető tények mögött rejlenek. Értelmünk ezeket matematikai-logikai koordinációval akarja megérteni, következtetéseink eredményeit azután tapasztalatilag ellenőrizzük.

A kauzális kapcsolat sohasem látható közvetlenül, csak logikai módszerrel rekonstruálható s ezt az utat járjuk gyermekségünktől a tudományos gondolkodás legmagasabb fokáig. Így érthetővé válik tehát, hogy az egyetlen rendelkezésünkre álló értelmező eszközünk az lehet, hogy gondolkodásunkban azokhoz az analógiákhoz folyamodunk, amelyekről úgy véljük, hogy ismét elébünk kerültek a reális világban.

IRODALOM

1. *T. S. Kuhn: The Structure of Scientific Revolutions*, University of Chicago Press, 1970.
2. *J. Piaget, Scientific American*, November 1953, page 74; March 1957, page 46; J. Piaget and B. Inhelder, *Child's Concept of Space*, Routledge and Paul, London, 1956.
3. *J. Piaget, Proceeding* of the Symposium in Honor of the Fiftieth Anniversary of the Niels Bohr Institute, Copenhagen 1970; *The Child's Conception of Physical Causality*, Littlefield, Adams, Patterson, New York, 1970.
4. *A. Michotte*, Perception of Causality, Basic Books, New York, 1963.
5. *H. Helmholtz, Handbuch d. physiologischen Optik*, 2. Ausg. Leipzig 1886—96.
6. *H. Helmholtz, Népszerű tudományos előadások*, Természettudományi Társulat, 1874.

SCHMID REZSŐ DÍJASOK 1970—73

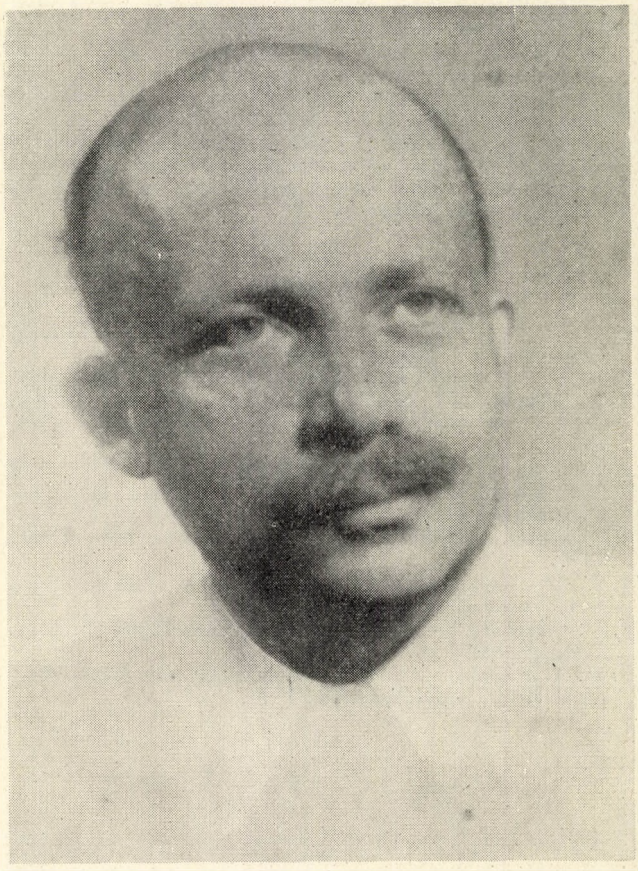
A Schmid Rezső díjat 1950-ben alapította a Fizikai Társulat fiatal fizikusok eredményes kutató munkájának az elismerésére.

Schmid Rezső 1904. január 10-én született Munkácson és fiatalon, 1943. október 2-án halt meg Budapesten. 1926-ban szerzett vegyészmérnöki oklevelet, doktori disszertációját 1927-ben nyújtotta be a Pázmány Péter Tudományegyetem Bölcsészettudományi karához „A kékszínű cobaltchlorid oldatokban foglalt complex összetételéről" címmel. A Műegyetemen Pogány Béla fizika professzor mellett volt adjunktus. Tudományos munkássága itt bontakozott ki, 15 éves szakadatlan működése során a molekula-spektroszkópia területén alkotott maradandót. Ez alatt az idő alatt mintegy 80 tudományos dolgozatot írt többnyire nála 6 évvel fiatalabb munkatársa, Gerő Loránd közreműködésével.

Schmid Rezső tudományos munkásságával Magyarországon meghonosította a molekuláris spektroszkópiát. Laboratóriuma világviszonylatban is jól felszerelt volt. Dolgozatait széles körben idézték. Gondos lelkiismeretes analíziseiből több olyan eredmény is született, amely mai ismereteinknek is pillére, vagy amelynél tovább még ma sem jutottak a spektroszkópusok. Eredményei elismeréseképpen a Physical Society of London is tagjai közé választotta.

Sokat és szeretettel foglalkozott az ifjabb fizikus generáció nevelésével. Laboratóriumában fáradhatatlanul nevelte tanítványait. Számos disszertáció készült a Műegyetem Fizikai intézetében vezetése alatt. Mindezek alapján igazán nagy kitüntetésnek tarthatjuk, ha egy fiatal fizikus Schmid Rezsőről elnevezett díjat kap.

1970-ben **Lovas Miklósné, Fodor Ilona** a Központi Fizikai Kutató Intézet tudományos munkatársa részesült a Schmid Rezső díjban az izobár analóg állapotok kutatása terén elért eredményeiért.



1935-ben született Budapesten. 1953-ban érettségizett a budapesti Zrínyi Ilona Gimnáziumban. 1953—58 között az Eötvös Loránd Tudományegyetem Természettudományi Karának fizikus hallgatója volt. 1958 óta a Központi Fizikai Kutató Intézetben dolgozik kísérleti magfizikusként.

Kezdetben könnyű magok spektroszkópiájával foglalkozott (p, γ) reakciók vizsgálatával. Számos magnívó jellemzőinek meghatározásában vett részt. Érdeklődése hamarosan a reakciómechanizmus-vizsgálatok felé fordult. Tanulmányozta a direkt- és compound folyamatok interferenciáját (p, γ) reakciókban. Ebből a témából írta egyetemi doktori disszertációját is 1964-ben. Részt vett az alacsonyenergiájú (d, p) reakciók vizsgálatában, amelyek a reakciómechanizmus tisztázására irányulnak.

1966-ban kezdett izobár analóg rezonanciák (IAR) vizsgálatával foglalkozni. Munkatársaival együtt számos $f-p$ héjbeli magon tanulmányozta az IAR-ek bomlását, különösen az analóg—antianalóg átmeneteket. Kiváltképpen érdekesnek bizonyult és nagy nemzetközi érdeklődést váltott ki annak kimutatása, hogy az $f-p$ héjban általában fékezett analóg—antianalóg M1-átmenetek az $f_{7/2}$ héj záródása után ismét felgyorsulnak.

1970—71-ben az NAÜ ösztöndíjával a Saclay-i Magfizikai Kutatóközpontban dolgozott, ahol a négyrészecske-transzfer reakciók vizsgálatával foglalkozó csoport munkájában vett részt.

1972-ben védte meg „Izobár analóg állapotok gammabomlásának vizsgálata az $A > 40$ tömegszám tartományban" c. kandidátusi disszertációját. Publikációinak száma 27.

Az IAR-ek vizsgálatában elért eredményeiért 1973-ban munkatársaival együtt a KFKI Intézeti Díjának I. fokozatát nyerte el.

1971-ben a Schmid Rezső díjat két kutató kapta. Az egyik díjat **Kozma László** a Szegedi József Attila Tudományegyetem docense a lumineszcencia jelenség kutatása terén elért eredményeiért kapta.

Kozma László egyetemi docens 1960 óta dolgozik a szegedi József Attila Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézetében. Intézeti munkásságának kezdetétől fogva intenzíven bekapcsolódott a molekuláris lumineszcencia tanulmányozásába, kutatásainak eredményeként 44 idegen nyelvű dolgozat szerzőjeként, illetve társszerzőjeként szerepelt. Vizsgálatai kiterjedtek a lumineszcencia hatásfok gerjesztő hullámhossztól való függésének, az abszorpciós és emissziós színképek közötti kapcsolatoknak, továbbá a foszforeszcencia relatív hatásfokának tanulmányozására. Kozma László az említett témakörökben nemzetközileg ismert nevű kutatóvá vált egy évtized alatt, és 1968-ban benyújtotta, majd eredményesen megvédte kandidátusi értekezését is.

1969-től kezdve Kozma László egyre intenzívebben foglalkozott a folyadékok lumineszcenciájának kutatásán kívül a tárgykörhöz szorosan kapcsolódó másik témával is, nevezetesen a folyadéklézerek vizsgálatával. Nem utolsó sorban az ő általa kiépített nemzetközi kapcsolatoknak köszönhető az, hogy a szegedi fizikai intézetben korszerűen felszerelt folyadéklézer laboratóriumot sikerült létrehozni. A laboratórium munkatársai Kozma László vezetésével már eddig is figyelemre méltó eredményeket értek el a szerves festékek oldatain alapuló folyadéklézerekben lejátszódó folyamatok kísérleti vizsgálata és elméleti értelmezése terén.

Kozma László neve nemcsak dolgozatai révén vált ismertté a molekuláris lumineszcencia kutatóinak körében, hanem azért is, mert részt vett több nemzetközi konferencián és e rendezvényeken előadásokkal is szerepelt. Így pl. előadást tartott a VII. Európai Molekulaspektroszkópiai Kongresszuson Budapesten, a VIII.

Kongresszuson Kopenhágában, a budapesti (1966) és Leningrádi (1972) Nemzetközi Lumineszcencia Kongresszuson, a Szovjetunió 1969. évi Össz-szövetségi Lumineszcencia Kongresszusán, valamint az 1970. évi Össz-szövetségi Molekulaspektroszkópiai Kongresszusán is.

Kozma László jelenleg a Lumineszcencia és Félvezető Akadémiai Tanszéki Kutató Csoport molekuláris lumineszcencia részlegének vezetője.

A másik díjat **Orient Ottó** a Műegyetem Atomfizikai Tanszékének munkatársa kapta a kisenergiájú atomfizika tárgykörében végzett munkásságáért.

Orient Ottó 1963 óta a Műegyetem Atomfizikai Tanszékén dolgozik. Elméleti számításokat végzett a kisenergiájú elektronok közepes energiájára, sebességére és szabad úthosszára vonatkozólag nemes gázokban. Kísérletileg megmérte a lassú neutronok átlagos szabad úthosszát hélium és argon gázban. A fenti eredményekből kandidátusi értekezést készített 1964-ben. Ezt követően a módosított effektív hatótávolság elmélete felhasználásával elméleti számításokat végzett az elektronok rugalmas szóródására vonatkozólag hélium gázban. Majd kiszámította az elektronok diffúziós együtthatója és mozgékonysága hányadosának elektromos erőtértől függését nemes gázokban. Mérőberendezést készített az ionok mozgékonyságának meghatározására és az ionok hőmérséklet függésének vizsgálatára. Méréseket végzett a hélium atom és molekula ionok mozgékonyságának hőmérséklet függésére vonatkozólag. A mérőberendezés továbbfejlesztésével meghatározta a hélium molekula ionok folyási sebességének függését az elektromos tértől. A gázban mozgó ionok sebességének, mozgékonyságának, diffúziójának pontosabb vizsgálatára mérőberendezést dolgozott ki, amely az ionok folyási idejének mérésén alapul. A berendezés tekintélyes mennyiségű elektronikus része integrált áramkörös megoldású. A megvalósított vákuumtechnikai berendezések lehetővé teszik a mérőberendezés leszívását 10^{-9} Torr nagyságrendű vákuumra, valamint igen nagy tisztaságú gázok előállítását és vizsgálatát. Az újabb nemzetközi kutatások előterébe került az idegen ionok (amikoris az ion nem azonos a gáz atomjaival, vagy molekuláival) mozgékonyságának, sebességének, diffúziójának vizsgálata, ezért 1970-ben kvadrupol tömegspektrométert készített, amely közvetlenül csatlakoztatható az ion folyási időmérő berendezéséhez. Így az ionok tömeg szerint is azonnal azonosíthatók. A fent leírt mérőberendezéssel méréseket végzett a proton és deuteron ionok mozgékonyságának és diffúziós együtthatójának meghatározására vonatkozólag hélium gázban. Ezenkívül megmérte a proton ionok mozgékonyságát és diffúzióját neon gázban. Jelenleg a mérőberendezések állandó tökéletesítése mellett méréseket végez a tömeg szerint azonosított deuteron ionok mozgékonyságára neon gázban.

Befejezés előtt áll egy komplex mérőberendezés kifejlesztése, amelynek segítségével plazma utókisülésekben a tömeg szerint azonosított ionok ambipoláris diffúziós együtthatója, rekombinációja, ion molekula reakciói vizsgálhatók.

1972-ben **Kluge Gyula** a Központi Fizikai Kutató Intézet tudományos munkatársa részesült a Schmid-díjban az atommaghasadás területén kifejtett eredményes tudományos munkásságáért.

Kluge Gyula 1940-ben született Budapesten, 1958-ban a kaposvári Táncsics Mihály Gimnáziumban érettségizett. 1959—64 között az Eötvös Loránd Tudományegyetem Természettudományi Karának fizikus hallgatója volt. 1962-től a Központi Fizikai Kutató Intézet társadalmi ösztöndíjasa. Egyetemi tanulmányait 1964-ben kitüntetéses oklevéllel fejezte be. Diplomamunkáját a KFKI Szilárdtestfizikai Osztályán „Lassú neutronok szóródása szerves molekulákon" címmel készítette.

1964 óta a KFKI Magfizikai Főosztályán a maghasadási kutatásokkal foglalkozó csoportban dolgozik.

Először a csoportnak a hasadási neutronokra és gamma sugarakra vonatkozó méréseihez kapcsolódó számolásokat végzett. Később az egyes hasadási termékmagokból kibocsátott neutronok átlagos számának fűrészfogalakú, átlagos energiájának pedig szimmetrikus tömegszámfüggését egy, a szétszakadás előtt fennálló statisztikus egyensúlyt feltételező modell alapján értelmezte.

Kidolgozta a hasadási prompt neutronok általános, az egyes termékmagokból történő neutronemissziókra épülő elméletét. A gerjesztett magokból emittált neutronkaszkádok energiaeloszlásának meghatározására olyan számolásokat végzett, amelyek mentesek a szokásos közelítésektől. Ezeket a számolásokat a hasadási termékmagokra és a 14 MeV-es neutronok hatására történő (n, n') és $(n, 2n)$ reakciókra is alkalmazta.

Foglalkozott a különböző hasadási modellek érvényességi körével. A hasadási prompt neutronok energia- és szögeloszlására végzett számolásai alapján kimutatta, hogy a közvetlenül a szétszakadásnál keletkező neutronok feltételezése indokolatlan.

Önálló kutatásai mellett részt vett a csoport egyéb, főleg a hasadási neutronok és gamma-sugarak vizsgálatára vonatkozó munkáiban is.

Több nemzetközi konferencián vett részt, többek között 1968-ban a dubnai Magszerkezet szimpóziumon. 1969-ben Bécsben a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség által rendezett, a maghasadás fizikájával foglalkozó szimpóziumon tartott előadást. 1971-ben a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség meghívására a hasadási prompt neutron spektrumok kérdéseiről rendezett szűkkörű szakértői megbeszélés egyik előadója volt.

1972-ben a Budapesten rendezett Magszerkezet vizsgálata neutronokkal című konferencián számolt be az (n, n') és $(n, 2n)$ reakciókban keletkező neutronok energiaeloszlására végzett számolások eredményeiről.

1973-ban a KFKI Intézeti Díját kapta meg.

Solt György a KFKI tudományos munkatársa kapta a Schmid-díjat 1973-ban.

Solt György a Központi Fizikai Kutató Intézet Szilárdtestelméleti Osztályának tudományos munkatársa 1962-ben védte meg az Eötvös Loránd Tudományegyetem Természettudományi Karán az indefinit metrika térelméleti alkalmazásainak kérdéseiről szóló diplomamunkáját. Még ebben az évben kezdett a KFKI Reaktorfizikai Osztályán dolgozni. Itt témaköre a lassú neutronok molekulákon, kristályokon és folyadékokon történő szóródásának elméleti vizsgálata lett. Kilenc rangos nemzetközi folyóiratban közzétett dolgozatában a molekulakristályok (szilárd metán, NH_4I) mért neutron szórási spektrumának értelmezésével foglalkozott. Szellemes, egyszerű kvantummechanikai modelleket dolgozott ki a molekula kristályok rácsspektrumában megjelenő forgási szabadsági fokok értelmezésére. Megmutatta, hogyan lehet a mért neutronszórási spektrumból ezeknek az egyszerű modelleknek az alapján a rezgési frekvenciákat és a molekulák forgásának akadályozottságát megbecsülni. 1967-ben fél évet töltött Moszkvában, a Kurcsatov Intézetben. Ezen tanulmányútja alatt kezdett, a fémek rácsdinamikájának kérdéseivel foglalkozni. Megmutatta, hogy a fémek dielektromos állandójának magasabb közelítései a fémionok közötti szokásosan feltételezett kéttest kölcsönhatások mellett háromtest erők megjelenéséhez is vezetnek, s ezeknek a háromtest erőknek az elhanyagolása súlyos hibákra vezethet. Így pl. megmutatta, hogy ón esetén a háromtest-erők a rugalmas állandókhoz a megfigyelt állandók nagyságrendjébe eső járulékot adnak. 1970-től kezdve az átmeneti és nemesfémek kötési energiájának, rugalmas tulajdonságainak elméleti vizsgálatára tért át. Sikerült a kötési energia, a fémes ionradius, az átmeneti fémsorozaton belül jelentkező jellegzetes rendszámfüggését megmagyarázni.

A réz kötési energiájának térfogat függését új modell keretében vizsgálta, s így értelmezni tudta kohéziós energiáját és állapot-egyenletét 6Mbar-ig. Jelenleg is a fémek kötési energiájának és rugalmas tulajdonságainak területén dolgozik.

Szentpétery Imre, Kecskeméti István, Láng László, Lajtai Albert, Hargitai Csaba és Keszthelyi Lajos.

BESZÉLGETÉS BAY ZOLTÁNNAL

Kunfalvi Rezső

Bay Zoltán, aki 1972-ig a National Bureau of Standards (Washington) osztályvezetője volt, néhány hetet töltött idehaza. Előadásokat tartott az Eötvös Loránd Fizikai Társulatban és több egyetemünkön. Ebben a beszélgetésben emlékeit idézi a húszas, harmincas és negyvenes évek hazai fizikájáról. [Bővebbet róla a Fizikai Szemle 1972/5. és 1973/1. számában.]

Professzor Úr a húszas években végezte tanulmányait Budapesten. Akkor itt a fizikában a lehetőségek igen korlátozottak voltak. Miért választotta mégis a fizikus pályát?

Az emberben nyilván van valami veleszületett érdeklődés. Mielőtt az egyetemre jöttem, én debreceni diák voltam. Már akkor sokat olvasgattam. Debrecenben még nem lehetett egyetemi szinten fizikát tanulni, Budapest volt az egyetlen hely az országban, így kerültem az Eötvös Kollégiumba.

Mennyiben volt az iskolának szerepe ebben a választásban?

Ez nagyon jó kérdés. Volt két igen kitűnő matematika-fizika tanárom, az egyik Nyáry Béla, a másik Jakucs István, mindkettő a debreceni Református Gimnáziumban. Jakucs Istvánnal volt nekem szorosabb kapcsolatom. Ő nagyon lelkiismeretes és — inkább így fogalmaznám — buzgó tanár volt, aki a diákban kifejlesztette az ambíciót. Az ottani szerény tanári könyvtárat a diákok rendelkezésére bocsátotta, így én ezekből sokat tanultam. Mindez eleinte csak a középiskolák anyagához kapcsolódott, később olvastam ezeken túlmenő könyveket is. Az egyetemre engem Eötvösnek a neve vonzott, akiről tudtam, hogy a gravitációs kísérletei milyen fontosak és lényegesek. Ebből a szempontból nem voltam szerencsés, mert amikor én gólya lettem, az egyetemen, akkor már Eötvös nem adott elő. Még az indexemben az ő neve szerepelt, de már a helyettese, Rybár István tartotta az előadásokat, úgyhogy Eötvöst nem láttam soha életemben. Én mindig igen nagyra becsültem, főként később, amikor láttam, hogy milyen alapvető méréseket végzett a gravitáló és a tehetetlen tömeg viszonyának meghatározására. Ezeket különben 50 évvel később a fizika újra felfedezte, és amit a princetoni egyetemen Dicke professzor mindvégig Eötvös-kísérletnek nevezett, fontos kísérlete lett a fizikának. Persze Eötvös technikáját Dicke módosította, kiegészítette a modern szervotechnikának az eszközeivel, de ő maga megállapítja, hogy nem sokkal jutott tovább pontosságban, mint Eötvös eredeti kísérletei. Most visszatérve arra a kérdésre, hogy a lehetőségek korlátozottak voltak, ez teljesen fennáll. Matematikában sokkal erősebb volt az egyetemi oktatás. Fejér Lipót adott elő akkor az egyetemen, akitől sokat tanultunk. Az Eötvös Kollégium nagyszerű intézmény volt. Azt hiszem, erősen hozzájárult ahhoz, hogy később a magyar fizikusok és más természettudománnyal foglalkozó magyarok olyan kitűnő nevet szereztek maguknak a nemzetközi tudományban. Említhető a sok Nobeldíj és így tovább, de ezeket más is tudja. Szóval az én egyik megállapításom az, hogy ebben az Eötvös Kollégiumnak nagyon nagy része volt, mert kitűnő tanárokat nevelve és azokat szerteküldve az országba, azok fölfedezték a jó diákot és így utánpótlást neveltek. Például az általam említett két tanár Debrecenben szintén Eötvös-kollégista volt.

Doktorátusom után Berlinbe kerültem részben, mint a Collegium Hungaricum, részben pedig, mint a Notgemeinschaft ösztöndíjasa. Dolgoztam a Physikalische Technische Reichsanstaltban, továbbá a berlini egyetem fizikai-kémiai tanszékén Bodenstein mellett. Itt azután nagyon érdekes problémák adódtak. Akkor nagy kérdés volt az aktív nitrogénnek az összetétele és ez egyik első munkám volt, amivel sikerült mintegy belépnem a fizika területére, megállapítva kísérleti úton azt, hogy az aktív nitrogéngáz szabad atomokat tartalmaz. Ez egy úttörő kísérlet volt, amivel azután lezárultak berlini éveim, és akkor a szegedi egyetemre kerültem Ortvay Rudolf utódaként. Ott dolgoztam hat éven keresztül, amikor az Egyesült Izzó fölszólított, hogy vegyem át a kutatólaboratórium vezetését. Ezt az ajánlatot elfogadtam, és ezért igen sok kritikában volt részem, hogy hogyan lehetséges az, hogy egy egyetemi professzor otthagyja a tanszéket, lemond és elmegy egy ipari kutatólaboratóriumba? Sokan azt hitték, hogy eladtam magam, mert az iparban valamivel nagyobb fizetést biztosítottak. A helyzet azonban igazában az volt, hogy akkor az Izzónak a kutatólaborja sokszorosan nagyobb lehetőségekkel rendelkezett, mint az egyetemi kutatóintézetek. Míg én Szegeden voltam, ismeretség révén sok mindenféle eszközt kaptam ajándékképpen az Izzó laboratóriumától. Ez teremtette meg a kapcsolatot. Végül is elfogadtam a meghívást. Ezt sohasem bántam meg. Akadtak sokan az egyetemeken olyanok, akik kritizálták ezt a lépésemet, de azután hozzám jöttek, hogy segítsem őket valamilyen probléma megoldásában. Az Izzónak sokkal kvalitásosabb felszerelése lehetővé tette, hogy nekik is segítsek egyetemi kutatásaikban.

Talán az Egyesült Izzó laboratóriuma volt az egyetlen hely, ahol komoly kutatómunkára nyílt lehetőség. Ennek valószínűleg nemcsak a felszerelés volt az oka, hanem az is, hogy ott olyan kiváló fizikusok dolgoztak, mint Bródy és Selényi.

Valóban mindketten kiváló fizikusok voltak. Bródy nagyon erősen hajlott a statisztika, a termodinamika felé. Ő nem volt nagyon közlékeny ember. A kriptonlámpának ő volt a megvalósítója. Selényi nagyon érdekes ember volt, ővele úgyszólván mindenféle fizikai problémáról jól el lehetett beszélgetni. Talán megemlíthetem azt is, hogy a ma annyira elterjedt xerox eljárás először a húszas években Selényinek a kísérleteiben látott napvilágot. Valamilyen felületet beírt elektromos töltéssel és azután likopódiumot vagy más port hintett rá, amivel mintegy előhívta az elektromos képet. Ennek a Selényi-féle kísérletnek akkor egyes tréfát szerető emberek azt a nevet adták, hogy pornográf — porral írt —, Selényi nem nagyon szerette a tréfát, azt hiszem, ez bosszantotta őt, ami nem változtat azon a tényen, hogy milyen úttörő volt ezen a téren is.

Most áttérnénk talán Ortvay Rudolf szerepére a magyar fizika történetében. Azt tartjuk, hogy vele kezdődött el nálunk az igazi elméleti fizika. Ortvay 1928-ban került Budapestre, itt a tanszéket teljesen újjászervezte. Különösen nagy érdeme a róla elnevezett kollokviumok megvalósítása. Milyen emlékei vannak Professzor Úrnak vele kapcsolatban?

Ortvayval tulajdonképpen nagyon keveset voltam együtt, mégpedig az említett váltások miatt. Én Fröhlich Izidor tanársegéde voltam, amikor az egyetemet elvégeztem. Nem sokkal később Berlinbe mentem. Miközben én Berlinben voltam, Ortvay lett a főnököm.

Ekkor kerültem én mint Professzor Úr utóda az Elméleti Fizikai Tanszékre!

Igen! Én ugyanis nem jöttem haza, csak két évvel később, amikor viszont én Ortvay utóda lettem a szegedi egyetemen. Ily módon geográfiailag és időben el voltunk választva egymástól. Később azután, amikor 1936-ban az Egyesült Izzóhoz kerültem, nagyon jó viszonyban voltam mindvégig Ortvayval, a kollokviumaira eljártam, ott többször előadtam. A kollokviumokon kívül Ortvay azt is igen lelkesen megszervezte, hogy külországbeli fizikusok, jónevű tudósok jöjjenek Budapestre.

Ortvay annak idején Sommerfeld tanítványa volt, és innen származtak tudományos kapcsolatai.

Igen. Külföldi kapcsolatai igen jók voltak. Az ő meghívása alapján járt itt pl. Heisenberg, Planck, Bothe stb. Beszéltek a kollokviumokon, a Társulatban, a Tudományos Akadémián, sőt Max Planckot arra is rá tudta venni, hogy egy általánosabb jellegű, szélesebb körnek szánt, népszerű előadást is tartson. Planck kétszer is megfordult Budapesten. Sommerfeld is eljött. Ortvay mint lelkes szervező arról is gondoskodott, hogy a neves vendégek ne csak előadásokat tartsanak, hanem velük pl. közös vacsorán is el lehessen beszélgetni. Az ilyen közvetlen kapcsolatok nagyon értékeseknek bizonyultak a tudományos szempontból.

Érdekes lenne valamit hallanunk személyes élményei alapján a berlini tudományos életről is.

Mint már említettem, először a Reichsanstaltban, Gehrcke professzor intézetében dolgoztam. Ott a hidrogénnek az ultraibolya kontinum spektrumával foglalkoztam. Később átkerültem a Bodenstein-intézetbe, ahol munkámban egy aránylag nagyon egyszerű, de végül nagyon hatásosnak bizonyult kis trükköt használtam fel. Ez abban állt, hogy az aktív nitrogént kiszívtam az aktiváló csőből, és ott kis térfogatban egy nagyfrekvenciás kisülést alkalmaztam, amely a gázt gerjesztette. Ennek a kisülésnek a spektrumában, tehát ezen segédkisülés spektrumában fel lehetett találni az atom spektrumát, ami azt mutatta, hogy atomok vannak jelen a gázban. Azt tudtuk, hogy ez a segédkisülés gyenge volt ahhoz, hogy ott keletkezzenek, ezeket nyilván mi szívtuk ki a gerjesztő csőből. Így tudtuk elsőként megállapítani, hogy az aktív nitrogénben szabad atomok vannak. Egyébként Berlinben nagyon élénk fizikai élet volt abban az időben. A híres Laue-kollokviumokat mindenki ismeri. Itt láttam először a fiatal Wigner Jenőt, aki akkor tűnt fel. Neumann Jánossal szintén kapcsolatba kerültem. Polányit és Szilárd Leót ott ismertem meg, akik akkoriban szintén nagyon élénken részt vettek a berlini fizikus életben.

Azt hiszem, Lánczos Kornél korábban dolgozott ott Einstein mellett.

Igen, Lánczos korábban volt Berlinben, én őt később Amerikában ismertem meg.

Ortvaynak az is igen nagy érdeme volt, hogy be tudta kapcsolni a kollokviumokba egyrészt az iparban működő fizikusokat — az ipar és az egyetem között volt egy bizonyos feszültség, amit Ortvay teljesen feloldott —, másrészt a külföldön dolgozó, Magyarországról származó fizikusok hazajöttek és előadásaikkal mintegy bekapcsolták a magyar fizikát a nemzetközi tudományos életbe.

Igen, Ortvaynak ebben nagy érdeme volt. Kollokviumaival tudományos életet teremtett. Elméleti fizikus volt ugyan, de nagyon szívesen meghívta a kísérleti embereket. Engem is többször meghívott, hogy tartsak egészen új kísérleti eredményekről és berendezésekről előadást.

Lehetne talán az emlékek közül kiemelni valamilyen különösen érdekes előadást vagy előadót, akivel eddig nem foglalkoztunk? Gondolok pl. Orowán Egonra, aki szintén egyike a külföldön élő neves magyar fizikusoknak.

Orowán 1938-ban — úgy tudom — az MTI-nél dolgozott. Előzőleg néhány évig ő is az Izzó kutató fizikusa volt. Emlékszem arra, hogy Ortvay őt kérte meg, amikor 1935 körül a híres Einstein, Podolsky, Rosen dolgozat megjelent, amelyben Einstein — ha így mondanám, hogy a bizonytalansági relációkat akarta megkerülni, akkor rosszul mondanám —, ellenben ő a dolgozatot arra akarta felhasználni, hogy megmutassa, hogy amit úgy nevezünk, hogy koppenhágai értelmezése a kvantummechanikának, az nem tekinthető teljes rendszernek. És akkor Orowán Egon erről előadást tartott. Élénk hozzászólások hangzottak el, és utána is sokat vitatkoztunk ezekről a kérdésekről. Ebben az időben én már az Egyesült Izzóban elkezdtem az elektronsokszorozónak a korpuszkula-számlálásra való felhasználását. Ez volt például az egyik kitűnő eredménye annak, hogy az egyetemi életből átléptem az Izzóba. Az ország egyik egyetemén sem lett volna lehetséges akkor elektronsokszorozókkal foglalkozni. Én akkor felvetettem azt a kérdést, hogy az elektronsokszorozókat használjuk fel egyes elektronoknak a felsokszorozására és egy elektronlavinának a megindítására, mondván hogy ez nyilván egy nagyon gyors jelenség lesz, tehát egy olyan korpuszkulaszámlálót kapunk, amely az akkor ismeretes Geiger vagy alfacsúcs számlálókkal szemben a nanoszekundum időket tudja megvalósítani. A többi számlálók akkor legfeljebb a mikroszekundumig tudtak eljutni. Emlékszem, hogy akkoriban itt járt nálunk Zworykin az Egyesült Államokból. Zworykin is az elektronsokszorozókkal foglalkozott, de nem korpuszkula-számlálás céljaira, hanem abban az időben az volt a nézet, hogy talán ezek valami nagyon kitűnő erősítőknek fognak bizonyulni. Az elektronsokszorozó erre a célra nem vált be. Amikor én említettem, hogy korpuszkula-számlálásra akarom felhasználni, legyintett, és azt mondta, hogy ebből sose lesz semmi, mert a belső zaj sokkal nagyobb, mint egyes korpuszkulák által megindított lavinák, ennélfogva a kísérlet nem fog sikerülni. Jóslása szerencsére nem vált be: az egyes lavinákat mi tisztán előállítottuk és számláltuk. Az első közlemény erről a Natureben valamikor 1938-ban látott napvilágot. Azután mi ezekkel tovább foglalkozva, végül is eljutottunk a gyors koincidenciáknak a technikájához, amit szintén az Izzó segítségével tudtunk megcsinálni.

Közben a Műegyetemen egy atomfizikai tanszék létesült. Ez abban az időben jelentős lépés volt. Érdekes lenne arról hallanunk, hogy milyen előzmények után valósult meg a tanszék, és hogyan indult el munkája.

A műegyetemi atomfizikai tanszék teljesen az Egyesült Izzó bőkezűsége alapján jött létre. Itt Aschner Lipótra kell visszaemlékeznem, akinek elég tág perspektívája volt ahhoz, hogy meglássa, legalább egy magyar egyetemen érdemes atomfizikát tanítani. Ez igen érdekes történet. Akkor ugyanis őt arra kérték, hogy az Izzó anyagilag járuljon hozzá egy rádiótechnikai tanszék létesítéséhez, a velem való beszélgetés közben említette, hogy erre hajlandó volna. Erre én azt mondtam, hogy a rádiótechnika tanítása a magyar állam feladata, ellenben, ha az Izzó mint iparvállalat ad hozzájárulást a magyar egyetemi oktatáshoz, akkor valami olyat kell tanitani, ami abban az időben még nem ment át a köztudatba, de ami a jövő tudománya. A rádiótechnika helyett létesítsünk atomfizikai tanszéket. Ez nagyon nagy ellenállásra talált a Műegyetem akkori vezetői körében. Volt egy ülés, amelyen előadtam javaslatomat, hogy az új tanszék atomfizikai tanszék legyen. Akkor a többiek felszólaltak, és mindenki ellenem beszélt, mondván, hogy a rádiótechnika kötelező tantárgy, tehát azt kell tanítani, és ebben a Műegyetem lehetőségei korlátozottak. Végül Aschner Lipót — ez most nagyon jellemző rá — azt mondta: „Kérem, az urak meggyőztek engem arról, hogy az új tanszék atomfizikai legyen." Tehát ilyen perspektívájú ember volt, aki meglátta az újat és elhitte a harmincas években, hogy nem telik bele egy-két évtized, és az atom lesz a fizika legfontosabb témája. A tanszék olyan módon indult el, hogy az Egyesült Izzó adott több százezer pengőt, most már nem merném a számot pontosan meghatározni. Volt egy másik tárgyalás is, ami már a minisztériumban folyt, Szily államtitkár szobájában. A megjelent műegyetemi képviselők, tanárok és a dékán kijelentették, hogy az az összeg, amelyet eredetileg a tanszék felállítására szántunk, nem lesz elegendő. Azt hiszem kétszázezer pengő volt az előirányzat, és ott kifejtették, hogy inkább háromszázezer lenne az az összeg, ami megfelelő volna. Erre Aschner azt mondta: „Akkor legyen háromszázezer."

Mit lehetett megvalósítani akkor?

Mi akkor elkezdtünk egy másfél millió voltos gyorsítót építeni. Ebben Simonyi Károly és Papp György vettek részt. Azokat a kondenzátorokat és egynéhány alkatrészt kivéve, amiket külföldről kellett megrendelni (és amik az alapösszegből teltek), minden úgy valósult meg, hogy megszámlálatlanul és olvasatlanul jogom volt az Izzó laboratóriumából a többit egyszerűen áttenni az atomfizikai tanszékre, tehát ezek nem kerültek külön pénzbe. A gyorsító elkészült, de éppen akkor, amikor Budapest ostroma elkezdődött. A gyorsító már nem tudott működni, de jelenleg is — éppen tegnap láttam — a KFKI-ben még megvannak azok a kondenzátorok, egy kaszkádgenerátorba beépítve. Persze a többi alkatrész, amiket mi akkor használtunk, ma már elavult, ezeket modern egyenirányítóval helyettesítik.

Milyen munka folyt a tanszéken közvetlenül a felszabadulás után? Nyilván erre az időre esnek a híres radarechó kísérletek.

A radarkísérletek tulajdonképpen nem a tanszék, hanem az Izzó kutatójához fűződnek de a tanszék fizikusainak bevonásával. Itt a következő történt. Amikor Magyarország belépett a háborúba, és az a probléma merült fel, hogy bombatámadásokat fogunk kapni, a Honvédelmi Minisztérium sebtében

elhatározta, hogy Magyarországon radareszközöket kell kifejleszteni. A Haditechnikai Tanács ezt a feladatot énrám rótta. Jobban mondva az Egyesült Izzóra. Az Egyesült Izzó vállalta a feladatot. Egy kis csoportot alakítottunk. Ebben egy tucatnyi kutató és két-három tucatnyi elektronikus műszerész volt, mindnyájan kitűnő szakemberek. Ezzel a csoporttal elkezdtük a magyar radar vagy rádiólokátor létesítését. Együttműködtünk a Standard laboratóriumával, ahol Istvánfy volt a rádiós szakemberek vezetője. A vele való együttműködés alapján azután már a háború vége felé magyar radarkészülékek ténylegesen készültek. Érdekes megemlíteni, hogy a „szövetséges" németek ebben a kérdésben semmi támogatást sem adtak, A Honvédelmi Minisztérium ki akart küldeni Berlinbe, hogy legalább az alapkísérletekben támogatást kapjunk. A német válasz az volt, hogy civil személyt nem lehet katonai titkokba beavatni. A magyar Minisztérium erre ki akart engem nevezni ezredesnek, de a németek visszautasították ezt a „trükköt" is. Végül is amit radarban csináltunk, mind a saját elméleti és kísérleti munkánk eredménye volt; sok már előzőleg felfedezett dolgot kellett újra felfedeznünk. Közben én azt mondtam a munkatársaimnak, hogy ha már ezt a feladatot rótták ránk, akkor csináljunk ebből is valami tudományos eredményt. Küldjünk jeleket a Holdra, és nézzük meg azok visszaérkezését. Ez persze nagyon vakmerő téma volt. Az első számítások azt mutatták, hogy a mi eszközeinkkel ezt a problémát nem lehet megoldani. Az energia nem volt elegendő. Ezért javasoltam, hogy több impulzusnak (végeredményben azután 1000 küldött impulzusnak) a visszajött jelét integráljuk, és így a jelet a zavarnívó fölé tudjuk emelni, annak ellenére, hogy a jel/zaj viszony egy impulzusnál mélyen alatta volt az egységnek. A kísérlet így sikerült is. Budincsevics Andor írt az Élet és Tudományban egy beszámolót ezekről a kísérletekről) 1941-ben a 25. évforduló alkalmából. Amikor Amerikába kerültem, nem folytattam ezeket a kísérleteket, de utánanéztem az irodalomban, és érdekes megállapítani, hogy a planetáris radar tankönyvek és egyéb összefoglaló tankönyvek ezt a magyar kísérletet mind megemlítik. Ezeknek a másolatát elküldtem Budincsevicsnek, rámutatva, hogy érdemes volt ezt a kísérletet megcsinálni, hiszen mi annakidején az amerikaiakkal egy időben kaptuk az eredményt. A világháború miatt akkor semmiféle kapcsolatunk nem volt az amerikai fizikusokkal és technikusokkal, tehát teljesen független a két kísérlet. Ezt az amerikaiak nagyon elismerik, a tankönyveik is megemlítik, hogy a planetáris radar egyszerre indult el Amerikában és Magyarországon. A magyar kísérletekről szólva kiemelik a jelintegráció gondolatát. Ez a gondolat ma már átment a köztudatba, de akkor új volt. Akkoriban az volt a nézet, hogy ha a jel/zaj viszony kisebb, mint az egység, azaz a jel kisebb, mint a zaj, a kísérlet sikertelen, nem vezet eredményre. Viszont — ez volt az új gondolat-, ha az ismétlődő jeleket összegezzük (integráljuk), az ismétlődő, de rendszertelen, zaj kisebb mértékben összegeződik, tehát az eredményben a jel nagyobb lesz, mint a zaj. Papp György és Simonyi Károly kollegáimmal annak idején ezt úgy fejeztük ki elméletileg, hogy a jelintegráció végül is megfelel egy „sávszűkítés"-nek és ez az az eredmény, ami ma köztudomású. Nemrégiben egyik amerikai kollegám azt mondta: „Örülök, hogy megismerkedtünk, mert én a jel/zaj elméletét tanítva, évek óta meg szoktam említeni a magyar Holdradar kísérletet". Kissé más formában alkalmazva, ugyanez a gondolat szerepel azokban a fénysebesség mérésekben, melyekről itt most Magyarországon előadásokat tartottam. Megmutattuk, hogy a fénysebességet nagy pontossággal tudjuk mérni kicsiny (néhány deciméter) távolságokon, ami megnyitja egy új, rendkívül pontos méterdefiníciónak a fénysebességre való alapozását.

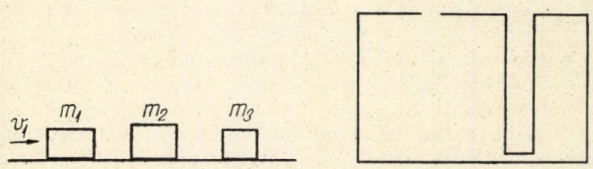
Visszatérnék egy pillanatra Ortvay Rudolfra. Azt hiszem, egyik legnagyobb érdeme az volt, hogy felfedezte és szóhoz juttatta Novobátzky Károlyt, aki a magyar elméleti fizikai iskola megalapítója és egy egész generáció nevelője volt. Talán az ő személyével kapcsolatban tudna Professzor Úr valamit mondani. Azután a beszélgetést azzal a kérdéssel zárjuk, hogy mi Professzor Úr benyomása a mai magyar fizikuséletről.

Novobátzky Károlyt én Ortvay révén ismertem meg. Ő az az elméleti fizikus volt, aki rengeteget olvasott, mindezt a saját rendszerében igen szépen, mondhatnám esztétikusan tudta átszűrni, és, mint kitűnő előadó hallgatóinak továbbadni. Sokat szerepelt az Ortvay-kollokviumokon, és mi mindnyájan nagyon becsültük. Ami a másik kérdést illeti, látogatásaim alkalmával óriási fejlődést láttam mindenütt. Élénk tudományos életet találtam az Egyetemen, a KFKI-ben, Szegeden, Debrecenben. Látni fogom még Szigeti György intézetét és a Műegyetemet. Mindezek engem igen kellemesen lepnek meg, és impozánsnak nevezem azt a fejlődést, ami 25 év alatt végbement.

AZ 1973. ÉVI EÖTVÖS-VERSENY

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 50-edik fizikai versenyét október 20-án tartotta Budapesten, Debrecenben, Szegeden, Miskolcon, Veszprémben, Egerben, Pécsett és Nyíregyházán. A versenyzők feladata volt három feladat megoldása 5 órai munkaidő alatt. Bármely segédeszköz használata meg volt engedve. A feladatok a következők voltak.

1. Súrlódásmentes, egyenes, vízszintes sínen két kocsi áll, m_2 és m_3 tömegekkel. Balról egy m_1 tömegű kocsi érkezik tetszőleges v_1 sebességgel. Legyen $m_1 = 8$ kg, $m_3 = 6$ kg. Elképzelhető-e olyan m_2 tömeg, hogy az összes ütközés lezajlása után a középső kocsi újra éppen nyugalomba kerül? Valamennyi ütközés tökéletesen rugalmas.



2. Egyenlőoldalú hengerből és ugyanakkora magasságú, egyharmad átmérőjű hengerből álló edényt alul elhanyagolható térfogatú cső köt össze. A vékonyabb henger zárt, a vastag henger felül nyitott. Az üres hengerbe addig töltünk higanyt, amíg a vastag henger négyötöd részig, a vékony henger háromtized részig telik meg. Hány cm^3 higany van most az edényben? A légköri levegő nyomása 1033 p/cm^2, a higany sűrűsége 13,6 g/cm^3.

3. Adott N darab egyformán E_0 elektromos erejű és r_0 belső ellenállású galvánelem, valamint egy R ellenállás. Hogyan kapcsoljuk össze az elemeket, hogy a keletkező telep a lehető legnagyobb teljesítményt szolgáltassa az R ellenálláson? Mekkora lesz ez a teljesítmény? Vizsgáljuk meg a problémát a következő numerikus értékek mellett: $E_0 = 1$ volt, $r_0 = 1$ ohm, $R = 5$ ohm, $N_1 = 4$, illetőleg $N_2 = 100$.

A versenyzők száma 329 volt, körülbelül annyi, mint tavaly. A versenyzők megoszlása városok szerint: Budapest, 134, a vidéki 185 versenyző megoszlása: Debrecen 25, Szeged 32, Miskolc 47, Veszprém 10, Eger 20, Pécs 21, Nyíregyháza 30. A versenyzők közül 48 volt idén érettségizett (közöttük 27 honvéd, 13 egyetemi hallgató és 8 állásban levő) és 281 középiskolai tanuló. Az érettségizettek közül 2, a gimnáziumi tanulók közül 26 volt leány. A budapesti ELTE-TTK-ról 3, a Műegyetemről 2 versenyző jelent meg.

A feladatok a szokásosaknál mintha egy kicsit könnyebbeknek bizonyultak volna, így az első, de különösen a második feladatra elég sok elfogadható megoldás

érkezett be. Ezek megoszlása nagyon egyenetlen volt, például Nyíregyházáról egyetlen, Egerből alig egy-két feladat sikeres megoldása sem futott be.

Az 1973. évi Eötvös-versenyen ugyanaz a helyzet mutatkozott meg, amit már az utóbbi években is sajnálattal kellett tapasztalni. Az érettségizettek közül nagyon kevesen vesznek részt a versenyen, különösen azok közül kevesen, akik gimnazista korukban, mint versenynyertesek szerepeltek. Pedig a Társulat a díjak összegét emelte a múltban. Nagyon örvendetes, hogy a Minisztérium megbecsüli az Eötvös-versenyt és az első 10 helyezett számára a szereplést elfogadja eredményes felvételi vizsgaként. De azt már nem lehet elfogadni, hogy az Eötvös-versenyt a közvélemény csak, mint az egyetemre való bejutás egyik módját értékeli és az első éves egyetemi hallgatók vagy azért, mert nem akarnak konkurálni az egyetemre még be nem jutottakkal, vagy most már érdektelenségből a versenytől távol tartják magukat. Sajnálattal kell megállapítani, hogy az utóbbi években egymagáért a verseny megnyerésének a dicsőségéért mindig kevesebben állnak ki a porondra. Így amellett, hogy a résztvevők száma örvendetesen magas, az Eötvös-verseny eredeti jellegét a megszokás szürke porrétege kezdi betakarni a közvélemény érdektelenségével együtt.

A december 1-én tartott középiskolai fizikai délutánon a feladatmegoldások megbeszélése után megtörtént a díjak kiosztása. Az 1973. évi Eötvös verseny díjait egyenlő arányban (800 Ft) megosztva kapták: *Kertész Gábor* a budapesti I. István gimnázium IV. osztályos tanulója (tanára Cseh Géza), *Koltai Ferenc* honvéd (aki a budapesti I. István gimnáziumban érettségizett, mint Moór Ágnes tanítványa), *Meszéna Géza* a budapesti Berzsenyi gimnázium IV. osztályos tanulója (tanára Apró Pál), *Simányi Nándor* a budapesti József A. gimnázium IV. osztályos tanulója (tanára Ujj János). Dicséretet kaptak könyvjutalommal: *Nuspl János* honvéd (aki a bajai III. Béla gimnáziumban érettségizett, mint Pécsi József tanítványa), *Pröhle Péter* a budapesti Fazekas gimnázium IV. osztályos tanulója (tanára Szücs Barna), *Vojtilla László* a miskolci Nehézipari Műszaki Egyetem hallgatója (aki a miskolci Földes Ferenc gimnáziumban érettségizett mint Pollák Gabriella tanítványa).

V. M.

XI. ELMÉLETI FIZIKAI ISKOLA, MÁTRAFÜRED

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1973. március 31. és április 10. között Mátrafüreden „Sokrészecske keltés" címmel rendezte meg a XI. Elméleti Fizikai Iskolát. Az iskola célja a részecskefizika egyik — jelenleg igen gyorsan fejlődő — fejezetének összefoglalása, feldolgozása volt. Mint ismeretes a gyorsítók energiájának növelésével sok (a legnagyobb ISR energián pl. maximálisan 420 pion) részecske keletkezése energetikailag lehetségessé vált. Bár az átlagos részecskeszám csupán a teljes energia logaritmusával arányosan növekszik (noha energetikailag lineáris növekedés is lehetséges volna), mégis a keletkező részecskék szokásos (ún. exkluzív) leírása teljesen lehetetlen. Előtérbe kerül tehát az átlagolt (ún. inkluzív) tárgyalási mód. Mivel átfogó elmélet nem áll rendelkezésre a fenomenologikus tárgyalási mód, a kísérleti adatok számontartása és rendszerezése különösen fontos szerepet kap. Legtöbb kísérleti adat a hadron ütközésekről van, ahol az egyrészecske spektrumon kívül már kétrészecske korrelációkat is mérnek. Kevesebb kísérleti adat áll rendelkezésre ep ill. e^-e^+ ütközésben keltett részecskékre vonatkozóan. A kísérleti helyzetnek megfelelően három fő témát dolgoztunk fel:

a) Sokrészecske keltés hadronos folyamatokban,
b) Sokrészecske keltés mélyen rugalmatlan ep ütközésben,
c) Ütköző nyaláb fizika.

Az egyes témakörökben a következők tartottak előadást.

a) Hadronos folyamatok: Csikor Ferenc, Farkas István, Gálfi László, Katona Zoltán, Krasznovszky Sándor, Montvay István, Szegő Károly, Tóth Kálmán, Patkós András.

b) ep ütközés: Gnädig Péter, Hasenfratz Péter, Kuti Gyula, Ladányi Károly, Nagy Tibor, Niedermayer Ferenc, Patkós András,

c) e^-e^+ ütközés: Hraskó Péter, Kunszt Zoltán, Pócsik György.

Célját tekintve az iskola inkább összefoglaló, mint tanuló jellegű volt. Ennek megfelelően viszonylag sok előadás hangzott el. Különösen örvendetes, hogy az iskola egyik része (a hadronos folyamatok témája) kísérleti fizikusok érdeklődését is felkeltette, így a résztvevők között ez alkalommal kísérleti részecskefizikusokat is üdvözölhettünk. Véleményem szerint az iskola sikeres volt, jelentősen elősegítette a témakörben való tájékozódást. Ismét bebizonyosodott, hogy a nemzetközi iskolákon való részvétel mellett szükség van a hazai iskolákra is. Ezeken a hallgatóság zöme előadóként is szerepel, ami jelentősen elősegíti az iskolán való aktív részvételt, az elhangzott anyag megértését. A szélesebb áttekintés megszerzésével lehetőség nyílik arra is, hogy a résztvevők egymás munkáját jobban megismerjék, eredményeit értékelni tudják. A résztvevők javasolták, hogy 1974-ben a Társulat újabb Elméleti Fizikai Iskolát szervezzen.

Az iskola az ELFT újonan alakult Részecskefizikai Szakcsoportjának első rendezvénye volt.

(Csikor Ferenc)

A KÖZÉPISKOLAI MATEMATIKAI LAPOK 1972/73. TANÉVI 14. FIZIKA PONTVERSENYÉNEK EREDMÉNYE

Az 1973. évi Eötvös verseny díjkiosztása után 1973. dec. 1-én volt a Középiskolai Matematikai Lapok fizika pontversenyének eredményhirdetése. Ez a nap a Lap életében évfordulót is jelent, ugyanis 80 évvel ezelőtt, 1893 dec. 1-én jelent meg első száma ugyanezzel a címmel. Az alapító, egy lelkes győri középiskolai tanár — Arany Dániel rövidesen átadta a szerkesztést Rátz Lászlónak, aki a lapot az első világháborúban bekövetkezett kényszerszünetig irányította. Ebben az ún. „első sorozatban" elszórtan fizika feladatok is szerepeltek. A „második sorozat" új címmel, mint Középiskolai Matematikai és Fizikai Lapok 1925-től 1939-ig élt. Újabb szünet után Szegeden kelt új életre 1947-ben. Önálló fizika rovat 1959 óta van, tehát 15 éve. Tudomásunk szerint a világon egyetlen régebbi matematikai-fizikai tanulólap létesült korábban: a francia „Journal des Mathematiques Élémentaires", mely Párizsban jelenik meg 1876 óta.

Az 1972/73. tanévben a fizika pontversenyen 132 iskola 942 tanulója vett részt. Ezek közül fiú 753, lány 189. Az iskolák közül 30 budapesti, a többi vidéki. Általános iskolai tanuló volt 10, a középiskola I. osztályát

végezte 218, a második osztályt 281, a harmadik osztályt 259, a negyedik osztályt 174.

A vidéki iskolák szereplése sokkal élénkebb, mint a budapestieké. Kiemelkedik az egri Gárdonyi Géza Gimnázium, melynek 58 tanulója 2037 pontot szerzett. A jászberényi Lehel Vezér Gimnázium 46 tanulója 858 ponttal, a budapesti Apáczai Csere János Gimnázium 17 tanulója 754 ponttal, a szolnoki Verseghy Ferenc Gimnázium 25 tanulója 748 ponttal, a csongrádi Batsányi János Gimnázium 15 tanulója 700 ponttal, a győri Révai Miklós Gimnázium 37 tanulója 696 ponttal, az aszódi Petőfi Sándor Gimnázium 11 tanulója 550 ponttal szerepel.

A versenyben a „Gyakorlatok"-ra általános iskolai tanulók és a középiskolák I. osztályának tanulói küldhetik be megoldásaikat. A II., III. és IV. osztályok tanulói részére A, B és C kategóriákban külön feladatok kerülnek kitűzésre és a nyerteseket külön rangsorolják. A különböző kategóriákban ebben a tanévben első díjat nyertek a következők: Gémesi Levente (Gödöllő, Petőfi Sándor Ált. Isk.), Füle György (Aszód, Petőfi Sándor Gimn.), Faragó Béla (Csongrád, Batsányi János Gimn.), Mandula Kálmán (Szeged, Radnóti Miklós Gimn.), Sparing László (Szombathely, Nagy Lajos Gimn.), Ábrahám Tibor (Eger, Gárdonyi Géza Gimn.), Meszéna Géza (Budapest, Berzsenyi Dániel Gimn.) és Bari Ferenc (Csongrád, Batsányi János Gimn.). A díjakat az Eötvös Loránd Fizikai Társulat és az Ifjúsági Lapkiadó Vállalat adományozta.

A feladatmegoldás mellett a Rovat olvasói kísérletező-kutató munkát is végeztek. Ebben a tanévben is több pályázatra érkeztek értékes dolgozatok. Az „Átmeneti jelenségek a fizikában" címmel hirdetett pályázaton egy első, két második díj és két dicséret került kiosztásra. A „Természetes és zenei hangok elemzése" címmel hirdetett pályázaton három első díjat, egy második díjat és egy dicsérő oklevelet adtunk ki. A díjakat az Eötvös Loránd Fizikai Társulat adományozta. 11 pályamunka érkezett a „Fizikai jelenségek fényképezése" címmel kitűzött pályázatra, közülük kettő első, öt második díjat érdemelt. A jutalmakat dr. Szalay Sándor akadémikus az MTA Atommagkutató Intézetének igazgatója adta. A pályázók nagyobb része vidéki. Első díjat nyertek a következők: Krasznahorkay Attila (Püspökladány, Karacs Ferenc Gimn.), Surján Péter és Gyimesi László (Budapest, Piarista Gimn.), Patkó József és Veres Tibor János (Eger, Gárdonyi Géza Gimn.), Bakos Tamás, Jambricska László, Molnár László és Varga József (Eger, Gárdonyi Géza Gimn.), Katona Gyula és Mikecz Pál (Debrecen, Református Gimn.) továbbá Szabó Balázs, Édes János és Fazekas Péter (Veszprém, Lovassy László Gimn.). A pályázatokat örvendetes módon mind gyakrabban több tanulóból álló munkaközösség készíti, ezzel elsajátítják a korszerű kutatás leggyakoribb alakját. A jelenleg folyamatban levő pályázat szabad témájú. A tanulók a kutatási témát is önállóan választják meg és a beküldött tervre kapott szakvélemény alapján hajtják végre. 41 terv érkezett 29 különböző témakörből, köztük több komplex fizika-kémiai, fizika-biológiai tárgyú, melyeken fizika, kémia és biológia iránt érdeklődő tanulók együtt dolgoznak. Sok pályázó választ környezetvédelemmel, környezet-szennyeződéssel kapcsolatos témát.

1973-ban Nemzetközi Fizikai Olimpia nem volt, mert a soron levő NDK a rendezést nem vállalta. Tehetséges tanulóink azért az egész éven át rendszeres kiképzést kaptak összejöveteleken és levelező oktatásban. Az 1974. évi Nemzetközi Fizikai Olimpia rendezését Lengyelország vállalta. Versenycsapatunk készül.

Kísérletező-kutató pályamunkákkal négy tanuló vett részt az „Ifjú Természettudósok 3. Európai Találkozóján" Mainzban 1973. nov. 3—10. között. Prőhle Péter (Budapest, Fazekas Mihály Gimn.) és Puszta Sándor (Budapest, Landler Jenő Szakközépiskola) „Mechanikai mozgások modellezése" c. fizikai, Bognár Attila és Kiss Éva (Budapest, I. László Gimn.) „Különféle peszticidek hatása kultúrnövényekre" c. biológiai dolgozatát mutatta be a kiállításon. Munkájukat nemzetközi összetételű szakbizottságok előtt megvédték, jutalomban és dicsérő oklevélben részesültek. A találkozón 15 országból vettek részt középiskolai tanulók biológia, kémia, fizika, földtudományok, matematika és technika köréből vett témákkal. Aránylag kevés volt a fizika és sok a biológia valamint a komplex témájú dolgozat a határtudományok területéről. A találkozó programjában több érdekes szakelőadás, vitaest és tanulmányi kirándulás szerepelt. A következő évi találkozó valószínűleg Franciaországban, Dijonban lesz.

K. R.

AZ IFJÚSÁGI FIZIKAI KÖR MUNKÁJA AZ 1972/73. TANÉVBEN

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Ifjúsági Fizikai Körének tagjai középiskolai tanulók, akik jó eredménnyel vesznek részt a Középiskolai Matematikai Lapok fizika feladatmegoldó pontversenyén és komolyabban érdeklődnek a fizika iránt. A Kör általában kéthetenként tartott előadó üléseket. Ezeken 50—60-an jelentek meg főként budapestiek, de néhányan vidékről pl. Egerből, Csongrádról jártak fel. Az elmúlt tanévben a következő előadások szerepeltek a programban: *Mihály György:* A hőtan főtételei, *Mihály György:* A második főtétel, entrópia, *Mihály László:* A főtételek alkalmazása, *Woynarovich Ferenc:* A klasszikus mechanika alapjai, *Major János:* A súrlódásról, *Tóth Eszter:* Kvantummechanika I., *Tóth Eszter:* Kvantummechanika II., *Skopál István:* Elektromos és mágneses terek számítása. *Skopál István:* Töltött részecskék mozgása elektromágneses térben, *Pócs Mihály:* A Nap, *Kovács Balázs:* A Poynting vektor, *Elek István:* A mechanika alapelvei, *Mihály László:* Történet a 10^{-4} másodperctől a 10 milliárd évig I. rész, *Mihály László:* Történet a 10^{-4} másodperctől a 10 milliárd évig II. rész. A téli és a tavaszi szünetben tartott 3—3 napos ankéton 200 tanuló vett részt. Ezekről külön beszámoltunk. A Kör munkáját *Mihály László* egyetemi hallgató patronálta, a titkári teendőket *Kovács Balázs*, majd *Kovács Margit* és *Elek István* látta el. Új otthonként a Társulat Budapest, VI. Anker köz 1/3. alatti előadóterme szolgált.

K. R.

AZ IFJÚSÁGI FIZIKAI KÖR TÉLI ANKÉTJA

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Ifjúsági Fizikai Köre és a Középiskolai Matematikai Lapok Fizika Rovata 1974. január 3—5. napokon tartotta a téli ankétot. A TTK Szilárdtestfizikai Tanszékének nagy tantermében megjelent 70 helység több mint 100 iskolájából 210 tanuló. Ezek egy része a KML fizika pontversenyén elért eredménye alapján nyert meghívást, a többiek olyan iskolák küldöttei voltak, melyek az utóbbi időben a pontversenyen nem vettek részt, feltehetően a Lapot nem is ismerik. Alkalmanként 50—50 iskola behívásával néhány éven belül el lehet majd érni, hogy az érdeklődő tanulók az ország összes iskoláiban a Középiskolai Matematikai Lapokkal megismerkednek. A kiválasztott iskolák nagyobb része most is örömmel küldött 2—2 tehetséges tanulót felhívásunkra. Ezek remélhetőleg a hallottakat tovább adják és iskoláikban fizika szakkörök megindítását szorgalmazzák.

Az ankét centrális témája ezúttal az anyag szerkezete volt. A következő előadások hangzottak el: Tóth Eszter: Kvantumfizika elemi fokon; Kovács Mihály: Atomfizikai kísérletek; Kiss Dezső: Az atomkutatás kísérleti eszközei; Marx György: Az anyag fejlődése. Minden előadás után hosszabb vita alakult ki, és az előadók szívesen válaszoltak a véget nem érő kérdésekre. A Brookhaven

laboratóriumot és a CERN kutató intézetet bemutató filmeket Kunszt Zoltán kísérte magyarázattal. A TTK Atomfizikai Tanszékén folyó laboratóriumi munka megtekintését Sükösd Csaba vezette. A Mössbauer laboratóriumban Korecz László, a IV. évesek laboratóriumában Mag Pál, az elektronikus laboratóriumban Ambrus Lajos, a neutronfizikai laboratóriumban Gueth Sándor, Deák Ferenc és Berényi Károly fogadták az egyes csoportokat.

Az ankét fontos része a szemináriumszerűen, kor és előismeret szerint csoportokban tartott feladatmegoldás. A foglalkozásokat Tichy Géza, Mihály László, Mihály György, Sasvári László, Szabó György, Szegedi Péter, Tél Tamás, Skopál István, Gács Lajos, Szabó Zoltán és Schwan Péter vezették. Az IFK és az Olimpiai keret tagjai az előzetesen kiküldött feladatok megoldását mutatták be, a kezdőknek Mihály László tartott bevezető előadást mechanikából.

A KML Fizika Rovatának pontversenyén kiemelkedő eredményt elért vidéki tanulók költségeit a Művelődésügyi Minisztérium és az Eötvös Loránd Fizikai Társulat fedezte. Minden vidéki tanuló ingyenes kollégiumi szállást kapott.

Társulatunk 1962-ben rendezte néhány vidéki tanuló meghívásával az első — egy napos — ifjúsági ankétot. Rövidesen rendszeressé vált évi két ankét, a program gazdagodott. A Művelődésügyi Minisztérium segítsége lehetővé tette nagyobb számú vidéki tanuló meghívását több napra, és így sikerült elérni a mai — az egész országot mozgosító — kereteket.

K. R.

EGYETEMI HALLGATÓK IV. PROBLÉMAMEGOLDÓ VERSENYE

(1973. okt. 13—22.)

Az Eötvös Loránd Tudományegyetem Fizikus Diákköre és az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Ifjúsági Csoportja a budapesti, debreceni és szegedi fizikus hallgatók számára problémamegoldó versenyt rendezett. A verseny célja a hallgatók önálló szakmai tevékenységének elmélyítése, az egyetemek közötti kapcsolatok javítása volt. II., III., IV. és V. éves hallgatók számára tűztünk ki feladatokat, melyeket az alábbiakban közlünk. A feladatok megoldását — az előző évek gyakorlatához hasonlóan — a Fizikus Diákkör jegyzet formájában megjelenteti.

A verseny díjait az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, a Központi Fizikai Kutató Intézet és az ELTE Természettudományi kara biztosította. A feladatokat fiatal egyetemi oktatókból és intézeti kutatókból álló bizottság állította össze, melynek vezetője Tichy Géza (ELTE Szilárdtest Fizika Tanszék) volt.

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat közgyűlésének határozata alapján a problémamegoldó verseny a jövő évtől kezdve „Ortvay Rudolf országos problémamegoldó verseny" néven a Társulat hivatalos rendezvénye lesz.

A verseny díjait az alábbi hallgatók kapták:

Iglói Ferenc (II. éves fizikus, JATE)	I. díj
Szlacsányi Kornél (I. éves fizikus, ELTE)	II. díj
Postásy Csaba (II. éves fizikus, ELTE)	II. díj
Hegyi György (III. éves fizikus, ELTE)	I. díj
Bajmóczy Ervin (III. éves matematikus, ELTE)	I. díj
Kertész János (III. éves fizikus, ELTE)	II. díj
Kósa István (III. éves fizikus, ELTE)	III. díj
Tichy-Rács Ádám (III. éves fizikus, ELTE)	III. díj
Sailer Kornél (III. éves fizikus, ELTE)	III. díj
Tél Tamás (IV. éves fizikus, ELTE)	I. díj
Mihály György (IV. éves fizikus, ELTE)	II. díj
Lendvai Endre (IV. éves fizikus, ELTE)	III. díj
Mihály László (V. éves fizikus, ELTE)	I. díj
Takács László (V. éves fizikus, ELTE)	I. díj
Szabó György (V. éves fizikus, ELTE)	I. díj
Csomor Rita (V. éves fizikus, ELTE)	II. díj

Verseny problémák
II. évfolyam

1. Egy súlypontján átmenő vízszintes tengely körül forgó labdát leejtünk a földre. Határozzuk meg a labda mozgását az ütközés után! (Az ütközés rugalmas, a súrlódást vegyük figylembe.)

2. Vízszintes üvegcsőben keltett hullámok hullámhosszát megmérhetjük úgy, hogy az üvegcső aljára finom homokot szórunk (Kundt cső). Ha hangot keltünk a csőben, a homokban sávok jelennek meg. Magyarázzuk meg ennek az okát, és számítással is igazoljuk a jelenséget!

3. Becsüljük meg, hogy egy homokórából mennyi idő alatt pereg le a homok!

4. Egy N állapotú rendszer véletlenszerűen átmehet egyik állapotából a másikba, mégpedig úgy, hogy az $i \to j$ és $j \to i$ átmenetek valószínűsége egyenlő. Mutassuk meg, hogy elég hosszú idő múlva mindegyik állapot egyformán valószínű lesz!

5. A szilárd anyagot a következő állapotegyenlettel írhatjuk le:

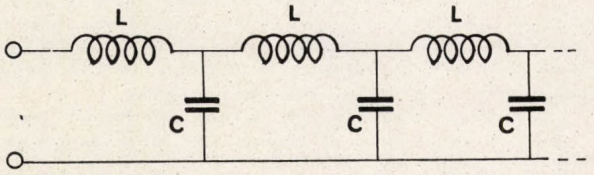
$$V = V_0 - \frac{p}{D} + B \cdot T$$

$$U = C \cdot T + \frac{D}{2}(V - V_0)^2.$$

Rajzoljuk fel a Carnot körfolyamatot a $p - V$ síkon, és mutassuk meg, hogy az állapotegyenletek teljesítik a második főtételt, azaz

$$\eta = \frac{T_2 - T_1}{T_2}$$

6. Vizsgáljuk meg a következő végtelen lánc áramköri tulajdonságait! *(1. ábra)*



7 A szóráskísérletek egy speciális esetében a lövedék nem nyugvó targeten szóródik, hanem két nyaláb csap össze. Vezessünk le erre az esetre összefüggést az időegységenkénti ütközésszám és a hatáskeresztmetszet között! A nyalábok szükséges adatait vegyük fel önállóan.

III. évfolyam

1. Egy fémrúd a $t = 0$ időben olyan, hogy egyik felének hőmérséklete T, a másik feléé $T + \Delta$ ($\Delta \ll T$). Számoljuk ki, hogy hogyan egyenlítődik ki a hőmérséklet, és adjuk meg az entrópiát, mint az idő függvényét!

2. Keressük meg azt a Lagrange függvényt, amelyből leszármaztatható a csillapított rezgőmozgás egyenlete! Mutassuk meg, hogy a kanonikus impulzus nem tűnik el, ha $t \to \infty$.

3. Van egy készülékünk, amely az elektron mágneses momentumának z tengely irányú vetületét méri. Mérjünk ezzel olyan elektronokat, amelyeket előzőleg a z tengellyel ϑ szöget bezáró irányba polarizáltunk. Mik lesznek az egyes mérések eredményei?

4. Vizsgáljuk egy anyagi görbe [$\mathbf{r} = \mathbf{r}(\sigma, t)$; $0 \leq \sigma \leq 1$; $-\infty < t < +\infty$] mechanikáját, ha hatásfüggvényét mozgása során a (t_1, t_2) intervallumban súrolt felülettel arányosnak választjuk. Mi a probléma Euler-egyenleteinek szemléletes fizikai jelentése a kétdimenziós paraméter-térben? Adjuk meg a görbén áramló összimpulzust a lehető legáltalánosabb formában.

5. Pattogó labdáról véletlenszerű időpontokban pillanatfelvételeket készítünk. Ezekről a felvételekről leolvashatjuk a labda pillanatnyi magasságát. Értékeljük ki a pattogás magasságát, és adjuk meg a becslés pontos-

ságát! (A pattogások egyforma magasak, az energiaveszteség elhanyagolható.)

6. Egyforma karácsonyfaizzókat kapcsolunk sorba. Az izzók ellenállása függ az izzószál hőmérsékletétől. Vizsgáljuk meg a rendszer stabilitását!

7. Tetszőleges alakú homogén izotróp testet két párhuzamos síkkal F erővel nyomunk össze. Az egyensúlyi állapotban a síkok egymástól való távolsága h. Határozzuk meg a térfogatváltozást!

IV. évfolyam

1. Idealizált esetben a csúszó csapágy nem áll másból, mint két hengerből (a belső henger tömör fém, a csapágy tengelye) és a közéjük helyezett zsírozó folyadékból. A belső henger sugara R, a külső hengeré $R + \varepsilon$. Általában $\varepsilon \ll R$ és $l > R$, ahol l a hengerek hossza. Ilyen esetben a hengerek jó közelítéssel végtelennek tekinthetők.

Terhelés hatására a hengerek excentrikussá válnak. A két henger tengelye közötti távolság legyen $\delta = \lambda \cdot \varepsilon$ $(0 \leq \lambda \leq 1)$, forogjon továbbá a belső henger Ω szögsebességgel.

Mutassuk meg, hogy ε/R szerint első rendben, olyan geometriai viszonyok mellett, amikor az $R_e = \varrho R \Omega \varepsilon/\eta$ Reynolds szám olyan kicsi, hogy a Navier—Stokes egyenletben a nemlineáris tag elhanyagolható (η a viszkozitás, ϱ a folyadék sűrűsége),

a) a p nyomás csak a φ polárszög függvénye,

b) $$\frac{dp}{d\varphi} = \frac{6R^2\eta\Omega}{\varepsilon^2} \cdot \frac{1+\lambda\cos\varphi - \lambda_0}{(1+\lambda\cos\varphi)^3}$$

$$\left(\lambda_0 = 2 \cdot \frac{1-\lambda^2}{2+\lambda^2}\right).$$

c) Számítsuk ki a belső hengerre ható forgatónyomatékot (M) és nyomóerőt (F),

d) diszkutáljuk az M/FR hányadost!

2. M tömegű test olyan térben mozog, amely $m \ll M$ tömegű, kezdetben nyugvó részecskékkel van tele (pl. makroszkópikus test gázban). Ismerjük az m tömegű részecskék szórási hatáskeresztmetszetét az M tömegű testen: $d\sigma = f(\varphi)d\Omega$. Az ütközés rugalmas.

a) Mekkora súrlódási erő hat az M tömegű testre?

b) Számítsuk ki az M tömegű test elhajlási szögének négyzetátlagát!

3. Molekulakristályban a molekula súlypontja körül merevtest mozgást végezhet (rotátor). Természetesen érzi a kristályteret, amit az egyszerűség kedvéért tengelyszimmetrikusnak tételezünk fel, melynek potenciálja:

$$V = V_0\,(1 - \cos 2\varphi).$$

írjuk le az alacsonyenergiás spektrumot az

$$\frac{IV^0}{\hbar^2} \ll 1 \text{ és az } \frac{IV_0}{\hbar^2} \gg 1$$

közelítésben! (I a rotátor tehetetlenségi nyomatéka.)

4. Egy M tömegű oszcillátort véletlenszerű impulzusokkal gerjesztünk úgy, hogy egy $m \ll M$ tömegű, kb. v sebességű részecskékből álló ritka „gázba" helyezzük. Newton egyenlet felhasználásával számítsuk ki az oszcillátor rezgéseinek átlagenergiáját! (Vizsgáljuk a feladatot egy dimenzióban.)

5. Egy kondenzátort ε dielektromos állandójú anyag tölt ki. Ha a dielektrikum helyébe σ vezetőképességű anyagot teszünk, a rendszer ellenállása R. Mennyi a kondenzátor kapacitása?

6. Egy elasztikusan izotrop bikristály szemcsehatárán rendezetlen eloszlásban gömb alakú gázbuborékok vannak p belső nyomással. A szemcsehatárral párhuzamos irányban tiszta húzásnak vetjük alá az anyagot. Milyen a szemcsehatárban a tangenciális és a normális feszültség eloszlása, ha a buborékok átlagos távolsága nagy az átmérőjükhöz képest?

7. Becsüljük meg a $V(r) = e^{-\alpha r}$ gömbszimmetrikus potenciálon való szórás teljes hatáskeresztmetszetét klasszikus mechanikában és kvantummechanikában!

V. évfolyam

1. Azonos a IV. évfolyam 1. feladatával

2. Azonos a IV. évfolyam 2. feladatával

3. Az elektron H anomális mágneses momentumát úgy vehetjük figyelembe, hogy az elektromágneses térrel való kölcsönhatás Lagrange-függvényét kiegészítjük egy

$$\frac{2ie\varkappa}{m}\,\bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}\psi\,F_{\mu\nu}$$

taggal, ahol

$$\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu];\; F_{\mu\nu} = \frac{\partial A_\nu}{\partial x^\mu} - \frac{\partial A_\mu}{\partial x^\nu}.$$

Határozzuk meg a Compton amplitúdót nemrelativisztikus közelítésben H-ban elsőrendben!

4. Hány MHz korrekciót kaphatunk a Lamb-féle eltolódáshoz, ha figyelembe vesszük, hogy a proton nem pontszerű, hanem kb. 1 fermi kiterjedésű objektum?

5. Egy hologram eredeti méretének 90%-a megsemmisült. Milyen veszteséggel állítható vissza a kép a megmaradt darabból? Igazoljuk állításunkat valamilyen egyszerű tárgy kiszámolható hologramján!

6. Zérus spinű részecskék relativisztikus mozgásegyenlete a Klein—Gordon egyenlet. Vezessünk be elektromágneses kölcsönhatást

$$\partial_\mu \to \partial_\mu - ie\,A_\mu$$

helyettesítéssel, és tekintsük a részecske és fotonteret egyaránt kvantáltnak. Milyen gráfszabályok érvényesek? Határozzuk meg a Compton-amplitúdót e^2 rendben!

7. Mutassuk meg, hogy a kétdimenziós ideális Bosegáz esetében

a) ha állandó térfogat mellett csökkentjük a hőmérsékletet, akkor nem lép fel;

b) ha viszont a nyomást tartjuk állandónak, akkor fellép fázisátalakulás!

M. L.

KÖNYVEK

RÉNYI ALFRÉD:

ARS MATHEMATICA

Magvető, 1973, 387 oldal

Az „Ars mathematica" című írás először a Fizikai Szemlében jelent meg (1960-ban), akárcsak Rényi Alfréd több olyan esszéje, amelyet — másokkal együtt — viszontlátunk a könyvben. Rényi Alfréd még életében örömmel vállalta a Magvető Könyvkiadó kezdeményezését: a matematikai műveltséggel foglalkozó írások kötetbe gyűjtését. Talán maga sem képzelte, hogy azok együtt ilyen gazdag és mély összképet adnak minden igényes olvasó számára arról, amit a tudományok királynője a matematikusok, a természettudósok és műszakiak, de

A szerkesztésért felel: Túriné Frank Zsuzsa
Szerkesztőség: Budapest V., Anker köz 1. Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Távbeszélő: 227—040
A kiadásért felelős: Siklósi Norbert igazgató
Kiadja a Lapkiadó Vállalat, Budapest VII., Lenin körút 9—11. Levélcím: 1906. postafiók 223 Távbeszélő: 221—293
74.0066 Akadémiai Nyomda Budapest V., Gerlóczy utca 2. — Felelős vezető: Bernát György
Terjeszti a Magyar Posta, Előfizethető bármely postahivatalnál, a kézbesítőknél, a Posta hírlapüzleteiben és a Posta Központi Hírlap Irodánál (KHI, 1900 Budapest V., József nádor tér 1.) közvetlenül vagy postautalványon, valamint átutalással a KHI 215-96162 pénzforgalmi jelzőszámlára
Előfizetés egy évre 72,— Ft: egyes szám ára 6,— Ft. Megjelenik havonta
Index: 25.289

az egész gondolkodó társadalom számára jelent. A mű végleges sajtó alá rendezését a szerző halála után már tanítványainak — elsősorban Katona Gyulának — kellett elvégeznie.

A kötet központját most is a Három Dialógus alkotja. Első Szokratész dialógusa a matematikáról, ez a magyar tudományterjesztő irodalom utolérhetetlen remeke. Ezt követi Archimédész beszélgetése a matematika műszaki alkalmazásairól és Galilei dialógusa a matematika természettudományokban játszott szerepéről. Mi, fizikusok kevésbé ismertük az időrendben legelsőt: a dialógust a matematika tanításáról. Pedig aligha fogalmazta meg valaki illetékesebben és találóbban az iskolai matematika szerepét, többi tárgyhoz fűződő kapcsolatát, mint Rényi Alfréd. Csak ízelítőül: „Véleményem szerint egyenesen nevetséges, hogy az analízis alapfogalmait, a valószínűségszámítás és a matematikai statisztika elemeit a középiskolában nem tanítják. Ez olyan, mintha az elektromosságról és az atomfizikáról az iskolában nem hallanának a diákok semmit, hanem fizika címén csak az emelőt, a mérleget, a csigát tanítanák . . . Nem értem, hogyan lehetséges, hogy egy olyan okos és jól képzett ember, mint Te, nem látja, hogy iskolai matematikaoktatásunk évszázadokkal maradt el az emberiség fejlődése mögött" (1961).

Ez az utolsónak említett dialógus már abba a tanulmány-csokorba tartozik, amely a „A matematikus és a társadalom" gyűjtőcímet viseli. Olvashatunk itt még a két kultúra egységéről, ismeretterjesztésről, szépirodalomról, még science fictionról is. A matematika nem csupán egy résztudománya a természettudományoknak, hanem saját problémafelvetését követő, saját törvényei szerint fejlődő szuverén struktúra. Ennek tiszteletére mégis csak az tud hatékonyan nevelni, aki ismeri és becsüli mások munkáját, és felhasználja azokat a lehetőségeket, amelyet más területek (köztük a fizika) problémafelvetése jelent. Goethe szavait oda-vissza igaznak érezzük: „Az ember gúnnyal — tudjuk — arra támad, amit meg nem ért." Rényi Alfréd igazi alkotó matematikus volt, értette a természettudományt és száz szállal kötődött saját társadalmához. Ezért izgalmas olvasmány nekünk az Ars Mathematica, és ezért kellene elolvastatnunk tanítványainkkal is.

A kötet utolsó írásai Rényi szűkebb munkaterületére vezetnek: a valószínűséggel találkozunk. A matematikának és fizikának egyik legnehezebb fogalma ez. „Arról, hogy egyszeri eseményeknek is van objektív valószínűsége, ugyanazért vagyok meggyőződve, mint arról, hogy oka van," — mondja Rényi-Pascal egy vita hevében.

A könyv nem közli a példányszámot, de pár nap alatt elfogyott. Új kiadás előkészületeiről nem tudunk, pedig ez a kiadó erkölcsi kötelessége volna. Az „Ars Mathematica" leckéjének még sokakhoz el kellene jutnia: „Miért hiszed, Szokratész, hogy ez a módszer, amellyel a matematikusok a számokat és formákat vizsgálják, csak erre használható? Miért nem próbálod az embereket rábírni, hogy ugyanolyan igényesek legyenek gondolkodásmódjukkal szemben, bármiről is gondolkodnak, a mindennapi életben meg a közéletben, mint a matematikusok a maguk területén?"

M. Gy.

GEORGE GAMOW—JOHN M. CLEVELAND:

FIZIKA

Gondolat, Bp. 1973. 599 oldal

J. Orear: Modern fizika c. könyve és a Feynman könyvek után ismét egy mű, amely modern, átfogó ismereteket nyújt fizikából (fordította Svékus Olivér). Matematikai apparátusa mindkettőnél egyszerűbb, a „Modern fizikánál" többet nyújt terjedelemben, a „Mai fizikánál" pedig lényegesen kevesebbet gondolati mélységben és pontosságban. Tartalmazza mindazt, amit előismeretek nélkül, alapfokú matematikai tudás birtokában a fizikából meg lehet tanulni, és az élvezetes stílus, a szemléletes és ötletes illusztráció minden segítséget megad ehhez. Fejezetei egymástól függetlenül is tanulmányozhatók, ezért az olvasó könnyen feleleventheti egy-egy speciális terület alapismereteit. Az egyes részeket követő példatár, a több megoldott mintafeladat lehetővé teszi, hogy a könyv az egyéni tanulás segédeszköze legyen.

Gamow neve garancia arra, hogy a közölt ismeretek egy olyan tudás alapjai is lehetnek, melyre támaszkodva komoly eredmények érhetők el. Meg kell azonban említeni, hogy a klasszikus mechanikával foglalkozó fejezetek — bár a könyv keretein belül ellentmondásmentes egészet alkotnak — több olyan gondolatot tartalmaznak, melyek magasabb szinten gátolják az egységes szemlélet kialakulását, és melyek ellen lapunk hasábjain is következetes harc folyik. Így pl. az erők felosztása gyorsító és kényszererőre meglehetősen mesterkélt, és többen tiltakoznak, ha azt hallják, hogy a centrifugális erő a centripetális erő reakcióereje. Hasonló kifogások hozhatók fel a termodinamikai rész ellen is, amely a gyanútlan olvasóban erősíti azt az érzést, hogy a hőtan az ideális gáz állapotváltozásaival foglalkozó tudományág, a hő pedig valami folyadék, ami egyik testből a másikba áramlik, és mechanikai munkából termelődik.

A kvantumfizikai rész gondolatmenete szintén ütközik a tárgy középiskolás tanítására hazánkban folyó kísérletekkel.

A könyv végén, a relativitáselmélettel, magfizikával, részecskefizikával foglalkozó fejezetek után, a határterületekről (biofizika, geofizika, asztrofizika) találhatunk ismertetést, amely újszerű volta miatt üdvözölhető.

Gamow és Cleveland művét, a fentiek figyelembevételével is nyugodtan ajánlhatjuk középiskolások számára bevezető tankönyvnek (feltétlenül felhíva a pontatlanságokra és hibákra a figyelmet), hiszen az egzakt tudás megszerzéséhez vezető út kerülőkkel van tele, melyek közül néhányat talán szükséges is végigjárni. A modern példatár és a bőséges lexikális fizikatörténeti anyag pedig sok segítséget nyújthat a könyvet kritikával forgató középiskolás tanárok számára.

M. L.

VÉLEMÉNYEK

HOGYAN KÖLTSÜK EL A 125 MILLIÓT?

Kovács László
Landler Gimnázium Nagykanizsa

A Népszabadság 1973. április 13-i számában olvastam, hogy az Országgyűlés szertárfejlesztési célokra 125 millió Ft céljellegű póthitelt bocsátott a Művelődésügyi Minisztérium rendelkezésére (Sarkadi László: Korszerű taneszközöket). Ezt a lépést a jelenlegi elszomorító helyzet tette szükségessé. Mint az említett cikk is írja: „Az általános iskolák alsó tagozatának ellátottsága 26,1%-os, a felső tagozaté 33,2%-os, a középiskoláké pedig 40,1%-os. Talán még ennél is súlyosabb a meglevő eszközök eloszlásának aránytalansága: vannak iskolák, ahol a legelemibb felszerelési eszközök is hiányoznak."

A fenti összegnek — illetve a jövőben az iskolák álló- és fogyóeszköz beszerzésére szánt összegek egy részének — közvetlen felhasználására teszek javaslatot.

A tantervi követelmények egységesek az ország minden azonos típusú iskolájában. A „Tanterv és Utasítás" megfelelő példányait, a követelményrendszereket egységesen szétküldik az ország valamennyi tanintézetébe. Az iskolák száma, pontos név- és címjegyzéke tehát ismert.

Jelöljük i-vel az érdekelt iskolák számát és k-ra teljesüljön a következő feltétel:

$$1 < k < 1{,}3 \; !$$

Ekkor csupán azt kell tenni, hogy az MM illetékes osztályának előadója bizonyos szemléltető eszközből közelítőleg ki számú darabot rendel a tanszergyártól vagy valamelyik vállalattól. A rendeléshez az MM címjegyzéket is mellékelhet, és ekkor az előállító üzem a kész eszközöket azonnal postázhatja az iskoláknak. Jó megoldás az is, ha a tantervek szétküldéséhez hasonló módon gondoskodnak a szállításról. A fennmaradó [0,3 i] számú eszköz a későbbi pótlást szolgálja.

Ha a 125 milliót szétosztják a tanácsokon keresztül az iskoláknak, akkor abban biztos vagyok, hogy csak oktatási segédeszközöket fognak a kapott pénzen vásárolni, abban azonban kételkedem, hogy ez a módszer lényegesen enyhíti a jelenlegi gondokat. Ugyanis:

— az iskolák rendelési joga miatt továbbra is fennmaradnának az aránytalanságok,
— az adott összegből a Tanért magas haszonkulcsa miatt a régi módon lényegesen kevesebb eszköz rendelhető annál a mennyiségnél, mint amennyit közvetlen eszközvásárlással juttathatunk a szertárakba.

Javaslatom alapján a korábbi évek helytelen elosztásából származó problémákat természetesen nem lehet megoldani. Az alacsonyszínvonalú szertári állományt az iskoláknak maguknak kell a részükre juttatott külön összegből kiegészíteniök. A közvetlen rendeléssel és szétosztással arról azonban gondoskodhatunk, hogy az aránytalanságok ne termelődjenek újra. A mai naptól kezdve biztosítani lehet az azonos színvonalú ellátást.

Az eszközkészítésre felkért vállalat biztosan belekezd a gyártásba, hisz pontosan tudja, hogy hány darabot kell összesen készítenie: az érdekelt iskolák nagy száma miatt elegendően sokat ahhoz, hogy vállalkozása kifizetődő legyen. Az MM illetékeseit fáradozásaikért kárpótolhatja a közvetlenül és eredményesen végzett munka öröme. További előny, hogy ezentúl pl. nem kell utólagosan a megyei jelentésekből kihámozni a szertárak fejlettségi szintjét, hisz pontos kép alakul ki arról, hogy az adott napig milyen eszközök kerültek szétosztásra.

A kivitelezésre kerülő eszközökre az ELFT Oktatási Szakcsoportja évenként tehetne javaslatot. Az Eszközkiállítók Klubjának vagy a Mikola-díjasok Klubjának működése alapján beindulhatna a tavaszi kiállításon díjazott korszerű szemléltető eszközök sorozatgyártása. Kialakult ugyanis az új eszközöket lelkesen tervezők és kivitelezők törzsgárdája: ez a tavaszi fizikatanári ankét és eszközkiállítások alkalmával jól látható. (Vermes Miklóst, Csekő Árpádot, Ronyec Józsefet csak eszközökkel teli táskákkal, bőröndökkel együtt tudom magam elé képzelni.)

A kiállító székhelyén működő középiskolák és üzemek vállalhatnák a sorozatgyártást. Ekkor a csomagolás és szállítás is az érintett iskola gondja volna, és így a kapott pénz és a címjegyzék alapján a tavasszal megcsodált szemléltető eszközök ősszel már ott lennének minden érdekelt iskola szertárában.

Fenti véleményemet megerősítették Gosztonyi János miniszterhelyettes elvtársnak az integrált oktatás problémáival foglalkozó tatai szemináriumon elhangzott alábbi szavai: „Szerintem a taneszközellátásnak központi állami feladatnak kellene lennie. Az alapvető eszközökből központi diszpozíciót kellene megvalósítani."

Egy konkrét példát is említek. Világnézeti szempontból is jelentős dolog az, hogy az anyagi világ egységéről kísérleti úton is meggyőződhessenek a tanulók. Az ELTE Atomfizikai Tanszéke által tervezett két alapvető kísérleti eszköz országos szétküldése után láthatóvá válhat az eddig csak elmesélt elektronhullám-modell, és bizonyítható a fény kvantumos jellege. Az egyik eszköz — a Tóth Eszter Kvantummechanika középiskolásoknak I. című cikkében (Fizikai Szemle 1973. 114. lap) leírt fotocellás berendezés középiskolai szinten is sorozatban gyártható. A komplementer kísérlethez már gyári példányok kellenek: átalakított televíziók. Az elektronsugár útjába beépített megfelelően vékony alumínium- vagy grafit-lemez hatására kirajzolódhat a képernyőn a sokat emlegetett — és csak fényképen bemutatott interferencia-mező. Mérhetővé válik az elektronhoz rendelt hullámhossz illetve az előző kísérletből a Planck-állandó.

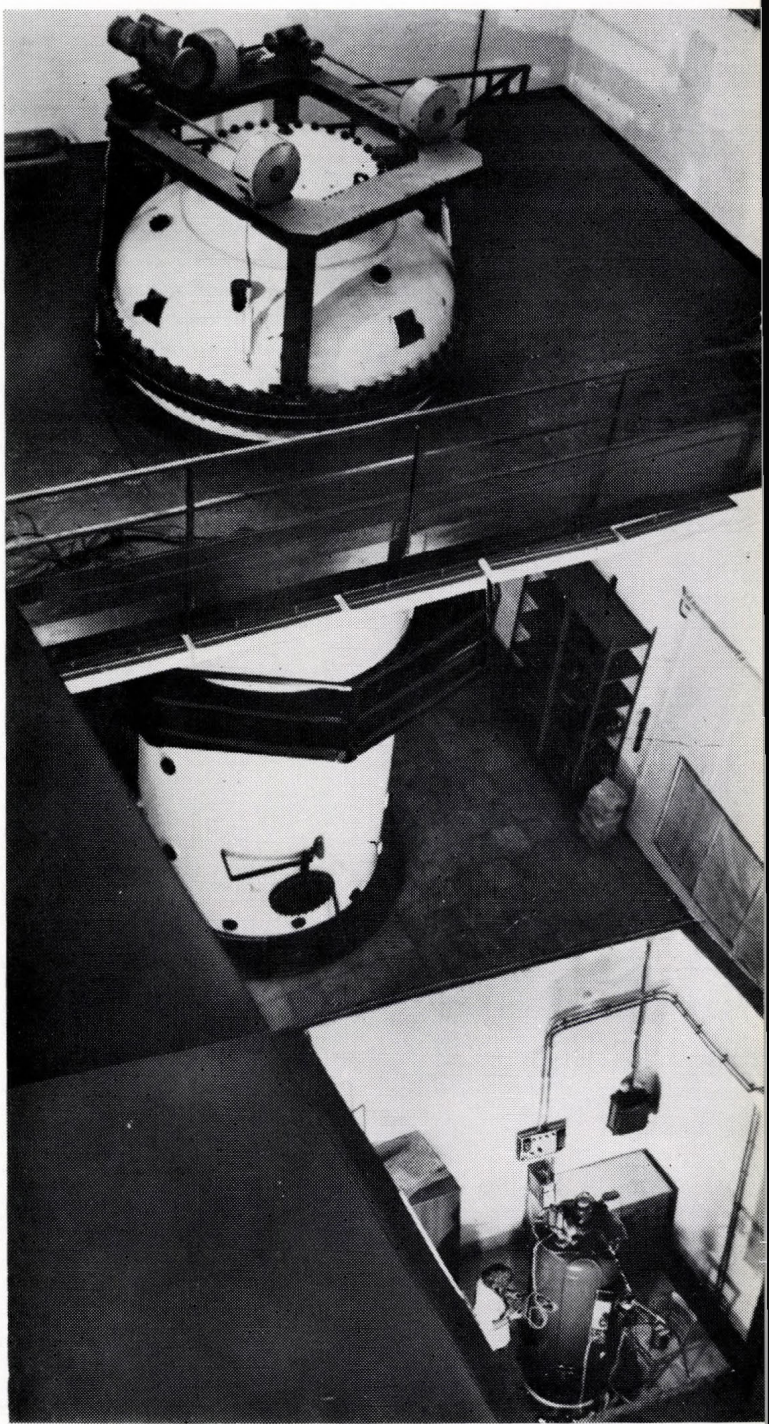
Biztos az, hogy javaslatommal kapcsolatosan komoly pénzügyi ellenvetések merülhetnek fel, azonban érdemes lenne ezeket elhárítani.

Ötletem életrevalóságának alátámasztására még megemlítem azt, hogy az iskolákban tartott megyei és országos rendezvényeken, illetve azok előkészítése során gördülékenyen peregnek az események, ugyanis az adott körülmények között feltétlenül szükséges pénzt mindig közvetlenül és azonnal annak adjuk, akinek amikor szükséges.

Ugyanígy a szemléltető eszközök egy-egy országos szétosztása után is bőven jut majd idő a formális dolgok adminisztratív elintézésére.

fizikai szemle

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat lapja



1974/5

A szerkesztőbizottság elnöke:

Marx György

A szerkesztésért felelős:

Túriné Frank Zsuzsa

A szerkesztőbizottság titkára:

Berényi Dénes

Szerkesztő bizottság:

Balázs Béla, Barlai Katalin, Barta György, Bozóky László, Csekő Árpád, Dede Miklós, Fehér István, Flórián Endre, Gaal István, Garay András, Groma Géza, Haiman Ottó, Hoffmann Tibor, Holics László, Károlyházy Frigyes, Keszthelyi Lajos, Kovács István, Mátrainé Zemplén Jolán, Mihály László, Schanda János, Soós Károly, Szigeti György, Tóth Eszter, Valkó I. Péter, Vermes Miklós

Címkép:

5 millió Voltos és 1 millió Voltos Van de Graaff típusú elektrosztatikus gyorsító berendezés az *ATOMKI új gyorsító laboratóriumában*
(Koltay Ede cikkéhez)

TARTALOMJEGYZÉK

Berényi Dénes: Távlatok és tendenciák a magfizikai kutatásban

Koltay Ede: Az ATOMKI új gyorsító laboratóriuma

Németh Judit: Sűrűségfüggő erők alkalmazása magszerkezeti számításoknál I.

Novák Dezső: Új eredmények a szupravezető mágnesekkel kapcsolatban

ESEMÉNYEK

Húsz éves az ATOMKI

VÉLEMÉNYEK

Zimányi József: Magfizikai aktualitások

СОДЕРЖАНИЕ

Д. Береньи: Перспективы и тенденции в исследованиях ядерной физики

Е. Кольтаи: Новая лаборатория при ускорителе Исследовательского Института по Ядерной Физике АТОМКИ Венгерской Академии Наук в г. Дебрецен

Ю. Немет: Учитывание зависящих от плотности сил в вычислениях структур атомных ядер I.

Д. Новак: Новые результаты, полученные с сверхпроводящими магнитами

СОБЫТИЯ

ОТЗЫВЫ И ВЫРАЖЕНИЯ МНЕНИЙ

INHALT

D. Berényi: Perspektiven und Tendenzen der kernphysikalischen Forschung

E. Koltay: Das neue Beschleuniger-Laboratorium des Forschungsinstitutes für Atomkernphysik der Ungarischen Akademie der Wissenschaften ATOMKI in Debrecen

J. Németh: Die Berücksichtigung dichteabhängiger Kräfte bei Berechnungen der Kernstruktur I.

D. Novák: Neue Ergebnisse mit supraleitenden Magneten

EREIGNISSE

STELLUNGNAHMEN UND MEINUNGSAUSSERUNGEN

CONTENTS

D. Berényi: Horizons and trends in nuclear physics research

E. Koltay: The new accelerator laboratory of the Nuclear Physics Research Institute ATOMKI of the Hungarian Academy of Sciences, Debrecen

J. Németh: Density dependent forces in calculations concerning the structure of nuclei I.

D. Novák: New results with supraconductive magnets

EVENTS

OPINIONS

fizikai szemle

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

Alapította Eötvös Loránd 1891-ben Mathematikai és Physikai Lapok néven

XXIV. évfolyam 5. szám 1974. május

TÁVLATOK ÉS TENDENCIÁK A MAGFIZIKAI KUTATÁSBAN

Berényi Dénes

MTA Atommag Kutató Intézete, Debrecen

1. Bevezetés

Az emberiség és az egyes ember minden korban szerette volna tudni a jövendőt. A különféle jósoknak és jóslatoknak se szeri, se száma az emberiség története folyamán.

A mai embert is foglalkoztatja a jövendő. Manapság azonban nem elégedhetünk meg megalapozatlan jóslásokkal vagy megérzésekkel. A tudomány korában a jövőt is tudományos módszerekkel kell kutatnunk. Erre a kiindulási alap mindig a jelen helyzet gondos analízise és erre épül bizonyos fejlődési törvényszerűségek feltételezésével a tudományos előrejelzés, az extrapoláció.

Nagyjából ugyanez a séma, akár az emberi társadalom egészének, vagy egy-egy tudományág továbbfejlődésének tendenciáit kutatjuk. Bármennyi a bizonytalan faktor, bármennyi meglepetésre kell elkészülnünk, mégsem tekinthetjük hiábavaló időtöltésnek a tudomány vagy egyes tudományágak fejlődési tendenciáinak kutatását, mert ennek eredményétől függően gazdálkodhatunk a rendelkezésre álló erőkkel és eszközökkel. Hiszen a tudomány és társadalom fejlődése között a kapcsolat nagyon szoros, gondoljunk csak pl. a híradástechnika fejlődésére az elmúlt félévszázadban (rádió, TV, műholdak), vagy az energiaellátás új lehetőségeinek előretörésére (nukleáris energia).

Világos, hogy az emberiség égető anyagi problémáit az energiaellátástól az élelmiszerellátásig és a környezetvédelemtől a rák elleni küzdelemig nem lehet megoldani a tudomány gyors és megfelelő irányú és arányú fejlődése nélkül. Ugyanakkor nagyon nehéz objektíve meghatározni azt a mértéket, amely a tudomány optimális fejlődését jelenti.

Éppen ezért érthető, hogy számos terület és konferencia kifejezetten ezekkel a problémákkal foglalkozik, akár a tudomány egészére, akár egy-egy tudományágra, pl. a magfizikára vonatkozólag. Hadd utaljak csak néhány ilyen egymástól független vállalkozásra a legutóbbi időből.

1969. közepén az Egyesült Államok Tudományos Akadémiája egy külön bizottságot hozott létre a fizika fejlődésének és távlatainak a tanulmányozására. A munkában közvetlenül és közvetve mintegy 200 vezető fizikus vett részt a fizika legkülönbözőbb ágaiból. Az 1000 oldalas beszámoló 1972 közepére készült el közel 3 éves munkával és „Physics in Perspective" címmel jelent meg.

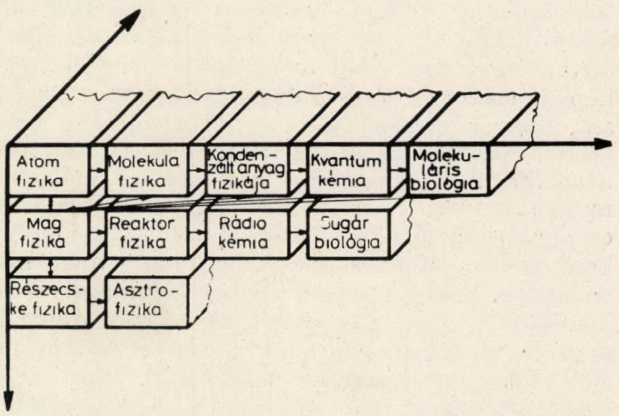
1972 áprilisában egy külön szimpóziumot tartottak Washingtonban, vezető fizikusok, ipari szakemberek és politikusok bevonásával a nukleáris tudományok jelenéről és jövőjéről.

1973 májusában viszont a szocialista országok vezető fizikusai jöttek össze Dubnában egy konferenciára, hogy a részecske fizika és magfizika fejlődésének távlatait megvitassák. Lényegében ugyanez volt a tárgya — csak egy kis ország viszonyaira alkalmazva — az 1973-as Finn Nyári Iskolának (Liperi, 1972. június) is.

2. Szempontok a fejlődési tendenciák megítéléséhez a magfizikában

Ahogy a fizika fejlődését és távlatait nem lehet és nem szabad a természettudomány egészének a problematikájától mereven elválasztva tárgyalni, még kevésbé lehet ezt megtenni a fizika egyik ága, a magfizika esetében. A magfizika fejlődése része a természettudományok, elsősorban a fizika fejlődésének, abba teljesen bele van ágyazva.

Leghelyesebb, ha a jó ismert Weisskopf-diagramm továbbfejlesztett változatából indulunk ki *(1. ábra)*. E szerint a fizika haladása három független koordinátarendszer irányában halad. Elsősorban is mélyülnek a természetre vonatkozó ismereteink az atomtól a részecske fizika irányában. Másrészt az atomra és a magra vonatkozó ismereteink gyarapodása megnyitja az utat részben a köztük levő határjelenségek (mag-atomi effektusok) kutatására, részben pedig az atomi társulások fizikájának irányában a molekulán és a szilárdtesteken keresztül egészen a kémiáig és a molekuláris biológiáig (itt tehát az is látható,



1. ábra. Módosított három dimenziós Weisskopf-diagram a fizika fejlődéséről

Előadás az ELFT szegedi vándorgyűlésén, 1973. aug. 23-án.

hogy a fizika fejlődése hogy kapcsolódik más természettudományok fejlődéséhez is). Végül a fizika egyes tudományterületein mélyülnek ismereteink, pl. az atomfizikában a mult századi kémiai atommodellektől a gáz kinetikai modellig, majd a Bohr-modelltől a kvantummechanikáig és az atomi hullámfüggvények napjainkban is folyó pontosításáig (elektron árnyékolás, átfedés és kicserélődés figyelembevétele).

Egy másik nézőpont, amivel egy tudományos eredményt vagy egy tudományterületet értékelhetünk, az röviden „mélysége" és „általánossága". Mennyire ad és képes újat adni a természet megismeréséhez, illetve mennyire széles területen fejti ki hatását, milyen (és hány) más tudomány területre hat és képes hatni. Nyilvánvaló, hogy egy tudományterület jelentősége annál nagyobb, eredményei minél alapvetőbben átalakítják ill. távlatilag átalakíthatják a természetre vonatkozó ismereteiket és/vagy minél szélesebb körben tudnak hozzájárulni ezen ismeretek gazdagításához, minél több más tudományterületen is tudnak eddig hozzá nem férhető jelenségeket tisztázni.

Weinberg szerint viszont a tudomány fejlődésének, illetve egy tudományterület fontossága eldöntésének vannak külső és belső kritériumai. A belsők jelentik a terület fundamentális érdekességét a természet megismerése szempontjából, a külsők az alkalmazások, a gyakorlat, a társadalom igényeit képviselik.

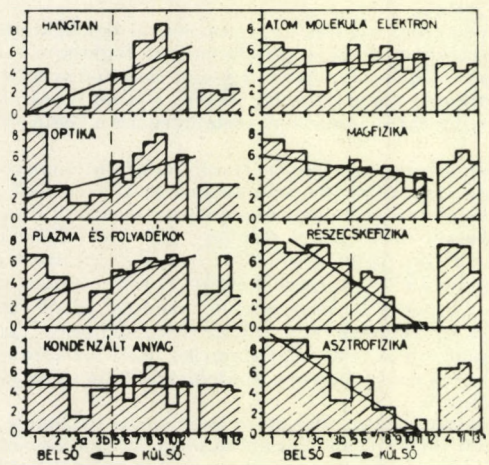
Mindezek alapján a magfizika jelenét és jövő távlatait úgy fogjuk végigtekinteni, hogy először is megnézzük, hogy melyek ma a kurrens magfizikai témák és ezek milyen alapvető ismereteket adnak és adhatnak az emberiségnek a természetről. Ezután azt nézzük meg röviden, hogy a magfizika és fejlődése mit jelent más tudományágak és az emberi társadalom igényeinek kielégítése szempontjából.

3. A magfizika a természet mélyebb megismerésében

Kétségtelen, hogy ma már a magfizika olyan fejlettségi fokra jutott, hogy alkalmazásai kiterjednek a kémiai szerkezet vizsgálattól az asztrofizikáig és az energiatermeléstől az ipari anyagvizsgálatig (lásd részletesebben a következő fejezetben). Ez azonban távolról sem jelenti azt, hogy a magfizika, mint alaptudomány már lezárt, problémái megoldottak és kutatásától nem remélhetünk semmit a természet mélyebb megismerésében. Az atommag ugyanis erős kölcsönhatásban levő sokrészecske rendszer, amelyben elektromágneses és gyenge kölcsönhatások is hatnak. Ennek a rendszernek a tanulmányozása kétségkívül más információt ad a részecskékről és kölcsönhatásaikról, mint a nagyenergiájú fizika főleg két-részecske folyamatai. Egy más aspektusa kerül itt előtérbe a legalapvetőbb természeti folyamatoknak. Triviális példaként arra, hogy a részecskék más tulajdonságokat mutatnak a magon belül, mint kivül, hadd említsük meg, hogy a neutron a magon belül stabil, rajta kívül pedig néhány perces felezési idővel elbomlik.

Köztudomású, hogy a magerőket nem ismerjük kielégítően, az atommagot leíró hullámfüggvényeket pedig csak speciális esetekben, Nem pontosan ismert a mag egésze és a nukleonok, pionok, valamint elektronok kölcsönhatása az energia függvényében. Még inkább így van ez más részecskék esetében. Bizonytalanok ismereteink a nukleonok impulzus és térbeli eloszlására a magon belül (lásd pl. a vitákat a mag neutron és proton sugarára, illetve annak különbözőségére vonatkozólag), még kevesebbet tudunk ezek változásáról a különböző magállapotokban, hogy csak egy néhány alapvető kérdést említsünk.

Nagyon érdekes megnézni azokat a diagramokat, amelyeket a már említett széleskörű amerikai akadémiai bizottság készített a fizika nyolc főágában arra vonatkozólag, hogy az illető területen a kutatásokat milyen indítékok sugallják, milyen szempontok indokolják. A diagramokon levő szaggatott vonaltól (lásd a 2. *ábrát)* balra a fundamentális indítékok szerepelnek (pl. menynyire lényegesek a terület problémái a természet mélyebb megismerése szempontjából, várható-e alapvető törvények felfedezése, kutatási érettség, stb.) a vonaltól jobbra a gyakorlati szempontok (pl. alkalmazhatóság más tudományágakban, a technológiában és az orvosi gyakorlatban, a haditechnikában stb.). Az egyes diagramokon a jobb oldalon elkülönítve álló hisztogramcsoport a terület intellektuális hatását, jelentőségét jellemzi, továbbá vonzását a tehetségekre, szerepét a közművelődésben, a nemzetközi együttműködésben és presztizsben. Az előbbi két csoport hisztogramszerű ábrázolása alapján azután meg lehetett húzni a tendencia egyeneseket, amelyek mutatják, hogy a fizika egyes ágaiban mi az, ami megszabja és indítja a kutatásokat.



2. ábra. Milyen indítékok alapján folyik a kutatás a fizika főágaiban (magyarázatot lásd a szövegben). A diagram a „Physics in Perspective" kiadványából került közlésre (53. lap)

Látható, hogy míg az akusztikában, optikában, plazma- és folyadékfizikában elsősorban a külső (alkalmazási, gyakorlati) tényezők a döntők, a részecske- és asztrofizikában a fundamentális érdekesség, addig a kondenzált anyagok, az atom és molekula, valamint az atommagfizikában a külső és belső indítékok kb. egyensúlyban vannak, bár az utóbbi három tudományág közül a magfizikában a legnagyobb az alapvető szempontok súlya. Ugyanakkor a fizika nyolc főága közül az intellektuális vonzása, közművelődési és nemzetközi együttműködési szerepe a részecske- az asztro- és a magfizikának a legnagyobb.

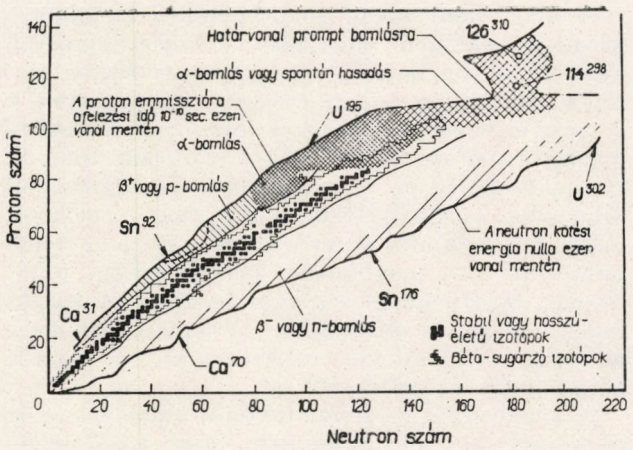
A közelmultat, a jelent és a jövőt tekintve a legaktuálisabb, az alapvető szempontok szerint a legigéretesebb kutatás területei a magfizikának a következők:

1. nehéz ion reakciók
2. a stabilitási vonaltól távoleső magok
3. nagyenergiájú gyorsítók a magfizikában (egészen néhány GeV-ig)
4. kutatás alapvető kölcsönhatási effektusok után a magban
5. magasabban fekvő magnívók, mélyebb betekintést nyujtó paraméterek (pl. keveredési koefficiensek, különböző magmomentumok) és kis valószínűségű átmenetek.

A felsorolás sem nem teljes, sem az egyes pontok nem határolhatók el mereven egymástól, hiszen pl. a nehéz ion reakciók létrehozása az egyik módszer a stabilitási vonaltól távol eső magok tanulmányozására (a távoli transzurán magoknál szinte az egyetlen). Arra sincs lehetőség, hogy a felsorolt témákat e helyen részletesen elemezzük. A továbbiakban csak néhány jellemző eredményt szeretnénk velük kapcsolatban bemutatni, illetve néhány megjegyzést tenni.

A stabilitási vonaltól távoleső magok vizsgálatának jelentőségét önmagában is jól szemlélteti a *3. ábra*, amelyik mutatja, hogy az ismert magok tartományának a határvonala milyen távol van még azoktól a határvonalaktól, amelyeken belül magok létezhetnek.

Arról van szó, hogy a jelenleg ismert mintegy 1600 izotópon kívül, mintegy 5000—10 000 vár még felfedezésre. Ebben a hatalmas tartományban a radioaktivitás új formáinak felfedezése várható (pl. proton radioaktivitás), magszerkezetre, a magmodellek érvényességére (pl. a mágikus számok hatása a transzurán tartományban), a magbomlás törvényszerűségeire vonatkozó új információk. Máris sok új, meglepő eredmény született ezen a kutatási területen, pl. adott tömegszámnál a rendszám függvényében egészen más magtömeg-változást találtak, mint az a különböző tömegszám-formulákból várható volt. Hasonlóan a magsugár változása is nagymértékben eltér az elméletileg várttól. Így érthető Bromley szellemes megjegyzése, hogy jelenleg a magfizikában úgy járunk el, mintha a Grand Canyon fenekének a vizsgálatából akarnánk Észak-Amerika földrajzát megismerni.



3. ábra. Az ismert és ismeretlen atommagok térképe a neutron-szám függvényében a megfelelő stabilitási határokkal (Bromley, Proc. Symp. Nucl. Sci., 27. oldal.)

Ugyanakkor őszintén meg kell itt mondani, hogy egy olyan nagy ismeretlen területről van itt szó, hogy vizsgálatának igazi jelentősége utólag, felderítése után fog valójában kiderülni, mint általában a fizika és természettudomány más nagy felfedezései esetében. Röntgen nem tudhatta előre, hogy a röntgensugárzást fogja felfedezni, amikor a katódsugárzás viselkedésének még felderítetlen részletkérdéseit akarta vizsgálni. Ki lett volna képes megjósolni, hogy a fekete-test sugárzással kapcsolatos kérdések tisztázása a kvantummechanikához fog vezetni és i. t.

Hasonlóképpen nagyenergiájú gyorsítók (egészen néhány GeV-ig) alkalmazása a magfizikában elektron, proton és mezon bombázással egy új tartományt nyit meg számunkra: a magnak lényegében a felületein lejátszódó reakcióktól a mag belseje felé. A nukleon magon belüli töltés-, hely- és impulzus eloszlására (pl. a mag neutron és proton sugarára), a magfelület minőségére (élesen definiált vagy diffúz) kaphatunk itt és részben már kaptunk is rendkívül érdekes adatokat. Ideszámíthatjuk azokat a magától érthetődően igen izgalmas kutatásokat, amelyek a hipermagokkal (egyik nukleon helyett valamilyen más barion foglal helyet a magban) és az ún. exotikus atomokkal folynak. Ez utóbbiakban az atom elektron burkában egy negatív töltésű müon vagy mezon van (ezek belső pályái nagyobb tömegük miatt már részben a magon belül foglalnak helyet).

A nehéz, sokszorosan töltött ionok reakcióiban a maganyag nagyobb darabjai kerülnek kölcsönhatásba. A mag dinamikai viselkedésének új módjai, új impulzus momentum tartományok, stb., merülnek itt fel. A kutatások ezen a területen máris olyan érdekes eredményre vezettek, mint a kvázi-atomok és kvázi-molekulák felfedezése (rövid időre kialakuló elektron burok, anélkül, hogy az atommagok ténylegesen összeolvadnának). Ennek a kutatási ágnak nagy a jelentősége a jövő alkalmazások szempontjából is (főleg a nehéz ion bombázással megvalósítható nagy érzékenységű felület vizsgálatról van itt szó).

A mag, mint olyan sok-részecskét tartalmazó kvantum-rendszer, amelyben az összes alapvető kölcsönhatások hatnak, a multban is fontos szerepet játszott (pl. a paritássértés kimutatásában). A mag és a magfizika ilyen irányú alkalmazásai a jelenben és a jövőben még inkább fokozódnak. Gondoljunk itt pl. a mag gamma átmeneteiben kimutatott paritássértésre, a gyenge és az elektromágneses, valamint az erős kölcsönhatás egymásrahatásaira a magbomlás jelenségekben (CVC elmélet, belső fékezési sugárzás), a magerők töltésfüggetlenségének effektusaira, a leptonszám-megmaradásra vonatkozó információkra a kettős béta-bomlás vizsgálatából stb.

A lehetőségek azonban távolról sincsenek még itt kimerítve. Csak utalok arra, hogy béta-bomlás elméletünk nem renormalizálható, a másodfokú gyenge áramok jelenlétének eldöntésére a mérések nem elég pontosak stb. (úgy zárójelben megjegyezzük itt azt, hogy ugyancsak nincs elfogadható, egyéb magstruktúrára vonatkozó ismereteinkkel összeegyeztethető alfa-bomlás vagy maghasadási elméletünk se).

Az atommagokra, az atommag-nivókra hihetetlen tömegű adat összegyűlt az elmúlt évtizedekben. Ezek legnagyobb része azonban általában az alacsonyabban fekvő nívókra, az egyszerűbben mérhető paraméterekre korlátozódik. De még itt is az egyik legújabb, 1972-es magadat összefoglalás (Nuclear Data Sheets, 8B 1972. No. 1.) szerint pl. a Mo-95 *stabil* magra mintegy 60 nívó ismeretes, megbízható spin hozzárendeléssel ezek közül csak egy néhánynál rendelkezünk és azok is szinte kivétel nélkül 1,5 MeV alatt vannak. Még inkább ez a helyzet a nem stabil 95-ös tömegszámú magoknál.

Ha a komplikáltabb, nehezebben mérhető, de érdekesebb magnívó paramétereket (parciális élettartamok, multipól hozzátekeredési hányadosok, elektromos és mágneses nyomatékok stb.) vagy a kisvalószínűségű átmeneteket tekintjük, a helyzet még sokkal rosszabb. Feltétlenül igen nagy jövője van itt a komplex méréseknek, a radioaktív bomlás különböző típusaival és különböző oldalakról, valamint a különböző típusú magreakciókkal történő együttes megközelítésnek. De talán még többet jelent új mérési módszerek,; új megközelítési módok bevezetése. Tudjuk, hogy mit jelentett pl. a közelmúltban a belső mágneses terek kihasználása a gerjesztett nívók mag mágneses nyomatékának meghatározásában vagy a csatorna (channeling) technika alkalmazása a magnívók élettartamának meghatározásában (10^{-14}—10^{-17} sec tartomány). Ezen a téren is kétségkívül sok még a lehetőség és a feladat.

4. A magfizika alkalmazásai napjainkban és a jövőben

Ez év júniusában Debrecenben, a II. Magyar Magfizikus Találkozó alkalmával több tréfás faliújság is megjelent a konferencia-hírdető táblán névtelen szerzők tollából. Az egyik ilyen humorizálva azt írta, hogy jelenleg folynak a kutatások, hogy van-e egyáltalán olyan tudomány terület, ahol a magfizikát *nem* lehet alkalmazni. A viccben nagyon sok az igazság. Az előbbiekben már idézett amerikai jelentésben a fizikai kutatás távlatairól 15 kutatási terület ki van emelve, mint kiemelkedő fontosságú a következő években. Ezek közül kettő kifejezetten magfizikai, további hét pedig vagy kapcsolatos a magfizikával, vagy annak módszereit alkalmazza kisebb-nagyobb mértékben. Ugyanebben a jelentésben a fizikát nyolc főágra (lásd a *2. ábrát)* és két fő határterületre (a fizika a kémiában és fizika a biológiában) osztják. Ezek közül egy maga a magfizika és további hétben játszanak szerepet a magfizikai módszerek és ismeretek.

Mint már korábban is utaltunk rá, a magfizika fejlődésének olyan periódusába jutott, a magfizikai ismeretek és technika olyan színvonalat ért el, amelyben egyre nagyobb lehetőség nyílik a legkülönbözőbb alkalmazásokra. Nincs arra e helyen lehetőség, hogy ezekre a szerteágazó alkalmazásokra akárcsak felsorolásszerűen is a teljesség igényével térjünk ki. Az alkalmazásokat általában mindenesetre két nagy csoportba lehet osztani: a más tudományokban és a gyakorlatban (iparban, mindennapi életben) történő alkalmazásokra. A továbbiakban inkább csak jelzésszerűen, jellemző példákkal szeretnénk a két nagy alkalmazási területet bemutatni.

A szilárdtest fizikában és általában a kondenzált anyagok fizikájában számos magfizikai módszer igen nagyfontosságú. Így: neutronszórás, pozitron-szétsugárzás, mag mágneses rezonancia, Müssbauer-spektroszkópia, csatorna-effektus, ion-implantáció, az elektron-spektroszkópia (ESCA) és i. t.

Az utóbbi, t. i. az elektron-spektroszkópia legújabban szinte egyedülálló alkalmazást talál a kémiai, biokémiai molekulaszerkezet-kutatásban is, ami a biológia további fejlődése szempontjából igen nagy fontosságú. Ugyancsak fontos a kémiaiszerkezet-kutatásban a Mössbauer-spektroszkópia és a tömegspektroszkópia is. A kémiai műszeres analitikában, különösen a nyom-analitikában, szintén nagy szerepük van a magfizikai módszereknek: aktivációs analízis különböző változatai, a rádioizotópokkal gerjesztett röntgen fluoreszcencia-analízis és itt is a tömegspektrometria és az ESCA. Az ún. nyaláb-fólia spektroszkópia (nukleáris gyorsítókban a bombázó nyaláb a célanyagon áthaladás után világít; ennek a fénynek optikai spektroszkópiájáról van szó) pedig az atom ill. az ion-fizikában nyit új fejezetet.

Más oldalról az asztrofizikában egyre nagyobb jelentőségre tesznek szert a magfizikai ismeretek és jól ismeretesek a magfizikai módszerek alkalmazásai a geológiában, régészetben, művészettörténetben.

A kifejezetten gyakorlati alkalmazásokra térve először is az izotópok széleskörű felhasználására utalunk az ipari folyamatok szabályozásánál. Talán még fontosabbak a részben már említett anyagvizsgálati módok (rádioizotópos röntgen fluo-

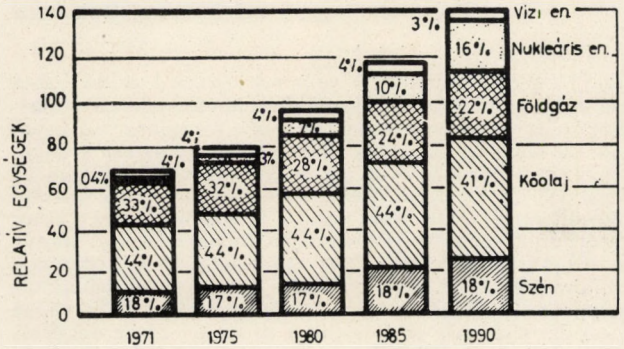
reszcencia-analízis; béta-, gamma- abszorpciós és visszaverődési analízis; aktivációs analízis neutton forrással és egyszerű, hordozható neutron generátorral), amelyek a nedves analízissel szemben lehetővé teszik az ipari folyamatok automatikus szabályozását és ezzel végső soron a termelés olcsóbbá tételét a gyártott cikk minőségének javítása mellett. Említsük még meg a magsugárzások alkalmazását az ipari sterilizálásban, konzerválásban, műanyagok kívánt tulajdonságainak elérésében. Mindezekhez hasonló módszereket alkalmazunk a mezőgazdaságban és a nyersanyagkutatásban is.

A következőkben az orvosi alkalmazásokat említjük. Az izotóp-diagnosztikáról, és az izotópok más orvosi alkalmazásairól köteteket írtak már. Egy ilyen kisebb kézikönyvből idézünk: „A vér betegségeinek és rendellenességeinek diagnosztikájában, kezelésében elengedhetetlenek a rádionuklidok és magfizikai módszerek" („Kerntechnik in Medizin", Vlg. Thiemig, München, 1968. 28. lap). A sugárkezelés helyileg izotópokkal, illetve távoli izotópoktól vagy gyorsítótól eredő besugárzással szintén jól ismert. Legújabban a ciklotronok orvosi alkalmazásai kerültek határozottan előtérbe.

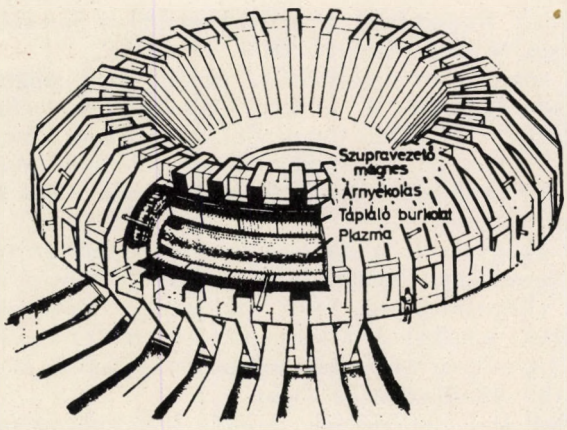
Végére hagytam a magfizika alkalmazásait az emberiség energiaellátásának megoldásában. Ismeretes, hogy már ma is energia gondokkal küzd az emberiség. Az Egyesült Államok egyes területein bevezetik még ebben az évben a benzin fejadagot, a villamosenergiában pedig korlátozásokra, áramszolgáltatás-kimaradásokra készítik elő a lakosságot. A helyzetet nehezítik a környezetvédelmi szempontok.

Az energiagondok reális megoldását ebben az évszázadban lényegében csak a nukleáris hasadási reaktorok oldhatják meg, amelyek ráadásul még sokkal jobbak környezetvédelmi szempontból, mint a fossszilis energiahordozók. A *4. ábra* egy ez év áprilisában közölt diagramot mutat, amely jól szemlélteti a nukleáris energiatermelés előretörtését a jelenben és a közeljövőben az Egyesült Államokban (Science, *180* 4973 p. 156).

Az energiaellátás problémájának távlati megoldási lehetőségei közül az egyik legígéretesebb a szabályozott fúziós reaktor megvalósítása. Az



4. ábra. Az energiafogyasztás alakulása az Egyesült Államokban az energiafajták megjelölésével (Lincoln, Science *180* 1973, 156. oldal)



5. ábra. 2500 MW-os fúziós reaktor elvi vázlata (Atom 1973 No. 196, p. 57).

elmúlt másfél-két évtizedben igen jelentős haladást sikerült elérni ezzel kapcsolatban. Meg tudták szüntetni a plazma instabilitásait és elérni az 1 sec-os kisülési időtartamot, valamint a 10^7 K° elektron hőmérsékleti tartományt. Napjainkban kialakulóban van a fúziós reaktor-technológia. *5. ábránk* egy 2500 MW-os fúziós reaktor elvi vázlatát mutatja.

A bécsi Nemzetközi Atomenergia Ügynökség bizottságokban, speciális konferenciákon kritikai analízisnek vetette alá a rendelkezésre álló magadatokat az alkalmazások szempontjából az utóbbi években. Az a meglepő dolog derült ki, hogy egész egyszerű radioaktív bomlási séma, hatáskeresztmetszet adatok nem elég pontosak az alkalmazási területek igényeihez képest. Máshol ellentmondásosak, hiányosak a rendelkezésre álló adatok.

Mindezek fényében érthető, hogy az ez év márciusában Párizsban tartott nemzetközi konferencia (Symposium on Aplication of Nuclear Data in Science and Technology) bevezető előadásában Weinberg professzor úgy fogalmazta meg a fejlődés útját, hogy az ezredforduló egy olyan világot fog itt a Földön találni, amelyben a radioaktív anyagok, a nukleáris módszerek már egyáltalán nem tudományos kuriózumot fognak jelenteni, hanem mindennapi életünk részét fogják képezni.

5. *A teendő itthon*

A tudományos fejlődés tendenciái nálunk éppúgy érvényesek, mint a nukleáris kor követelményei.

Korunkban a határterületi kutatások, a több tudományág közös erőfeszítésével végzett multidiszciplináris vizsgálatok egyre jobban előtérbe kerülnek. Az egyes tudományágak elért eredmények behatolása más tudományágakba és a technológiába meggyorsult.

Az MTA Szilárdtestfizikai Komplex Bizottsága legújabb felmérésében többszörösen hangsúlyozza a modern analitikai, magfizikai módszerek (neutron szórás, Mössbauer-spektroszkópia, stb.) alkalma-

zásának fontosságát a szilárdtestfizikai kutatásokban (Fizikai Szemle, 1973. 1. szám).

A magyar orvostudomány mindig igen magas színvonalon állt. A modern gyorsítók által előállított rövidéletű izotópok alkalmazásában, a legújabb ciklotron therápiában se maradhat le (lásd Bozóky professzor cikkét, Fizikai Szemle, 1974. 3. szám. 65 lap).

A gyógyászati nukleáris műszerek és módszerek kidolgozásának hazánk a témavezetője a KGST-ben (Népszabadság, 1973. május 23.). Megfelelő kísérleti magfizikai háttér nélkül több mint merészség bármilyen nukleáris műszer gyártásába, még inkább kifejlesztésébe fogni.

Erőteljes fejlődésnek induló, lemaradásunkat behozni akaró nukleáris energiatermelésünk szempontjából nem mindegy, hogy milyen a mag- és reaktorfizikai háttér.

Közvetlenül életszínvonalunkba szól bele, hogy ipari termelési folyamatainkat mennyire tudjuk automatizálni és ennek keretében a megfelelő nukleáris módszereket alkalmazni.

Mindezek kiragadott hazai példák, de nagyon jól illeszkednek az általános tendenciáknak abba a világviszonylatban kialakult képébe, amelyet az előzőekben igyekeztünk felvázolni. A végkövetkeztetés is nagyon világos: **a fizika alapvető tudományágainak egyikét se — így pl. a szilárdtestfizikát se, a magfizikát se — lehet úgy elhanyaggolni, hogy ennek az elhanyagolásnak ne az esetleg kezdeményezett másik tudományág és végső soron az összes természettudományok és technológia lássa kárát.**

Hazánkban az elmúlt közel 30 év széles látókörű szocialista tudomány fejlesztésének eredményeképpen komoly bázissal rendelkezünk a fizika minden alapvető ágában, így a magfizikában is. Ezt a bázist megbecsülni, arányosan tovább fejleszteni kötelességünk és jól felfogott érdekünk.

A magfizika és szilárdtestfizika, kémia, biológia interdiszciplináris kutatásait erősíteni, szélesíteni kell. Ennek megfelelő alapját egy közepes méretű *ciklotron* képezné hazánkban. Ugyanez szükséges az orvosi gyakorlat és a moldern ipari anyagvizsgálat igényei szempontjából is.

Ez teremtene megfelelő alapot azokhoz a magfizikai vizsgálatokhoz is, amelyeket külföldi együttműködésben (pl. Dubna) lehet megoldani. Egy megfelelő hazai bázist azonban nem tesz feleslegessé semmiféle külföldi együttműködés, ellenkezőleg: feltételezi azt.

Végül nem szabad elfelejteni, hogy egy ilyen bázis alapot teremt olyan új felfedezéseknek is, amelyek előre viszik a magfizika és határterületeinek fejlődését. Ezekhez nem kell feltétlenül nagy vagy szupergyorsító. A Mössbauer effektus, az izotóp-analóg rezonanciák, az ESCA, a nyalábfólia spektroszkópia stb. felfedezéséhez egyáltalán nem volt szükséges szupergyorsító és hatásuk mégis kiemelkedő a tudomány haladása szempontjából.

Befejezésül: a magfizika távlatait igyekeztünk objektíven megnézni és belehelyezni a tudományos és technikai fejlődés általános tendenciáiba. Igyekeztünk nem foglalkozni tudományellenes hóbortokkal, amelyek a fizika különböző ágait egymással, az embereket a természettudománynyal állítják szembe és így mélységesen haladásellenesek. Ezzel szemben a fizika távlataival találkozó bizottság munkájáról beszámoló jelentés egy részletét idézzük: „Munkája folyamán a bizottság ismételten emlékeztetett nemcsak a fizikának magának, de a természettudomány egészének is szerves egységére. Ezt az egységet túl gyakran elfelejtik, vagy ignorálják".

IRODALOM

1. Proc. Symp. Nuclear Sci., April 28—29, 1972. Am. Phys. Society.
2. Phys. in Perspective. Recomendations and Program Emphares. Phys. Survey Committee. National Academy of Sciencex, Washington, D. S., 1972.
3. *S. A. Hjorth:* What can be done with a small accelerator? Finnish Summer School in Nuclear Physics, Liperi, June 11—16, 1973.

AZ ATOMKI ÚJ GYORSÍTÓ LABORATÓRIUMA. EREDMÉNYEK ÉS PERSPEKTÍVÁK

Koltay Ede

MTA Atommag Kutató Intézete, Debrecen

Bevezetés

Az ATOMKI-ban az elmúlt ötéves terv során jelentős anyagi és szellemi erőket koncentráltunk arra, hogy az Intézetben a töltött részecskékkel létrehozott magfolyamatok tanulmányozására irányuló kutatások apparatív bázisát, illetve a kutatások energiatartományát kibővítsük.

Egy ilyen céllal létesítendő laboratórium építésének előkészítésére a hatvanas évek közepén tettük meg a szükséges első lépéseket. 1964-ben fogalmaztuk meg a felépítendő laboratórium távlati tudományos célkitűzéseit s összefoglaltuk azokat a technikai és fizikai elveket, amelyek alapján a laboratórium alapfelszerelését képező 5 millió Voltos Van de Graaff generátor saját tervezésben és mintegy 90%-ban a hazai iparra támaszkodva felépülhet [1]. Megkezdtük egy kisebb, névlegesen 1 millió Voltos berendezés felépítését technikai-technológiai tapasztalatszerzés és az építendő nagy generátor energiatartományának az alacsony energiák felé való kiterjesztése érdekében [2]. A beruházással kapcsolatos terveink elfogadása után 1967 júliusában Elektrosztatikus Gyorsító Osztály létesült az ATOMKI-ban azzal a feladattal, hogy a laboratóriumot felépítse, felkészüljön kihasználására, illetve a próbaüzemek lefolytatása után magfizikai kutatások céljaira vegye át. Az építkezés 1968 májusában indult meg, s a beruházás a tervezett időpontban, 1971 végén lezárult. Ekkorra az 1 millió Voltos generátor analizált nyalábbal, az 5 millió Voltos direkt nyalábbal működött. Az 1972-es próbaüzemekkel párhuzamosan előbbinél egy mérőcsatorna kiépült, utóbbinál egy mérőcsatorna véglegesen, két további részben kiépült, megtörtént a detek-

táló rendszernek az adott kiépítettségi foknak megfelelő használatbavétele, kalibrációs és a kutatási irányok kitűzéséhez szükséges tájékozódó mérések folytak. E munkák alapján az 1 millió Voltos generátoron 0,3—1,5 MeV, az 5 millió Voltoson 0,8—5 MeV bombázó energiatartományban megindult a kutatás a gyorsító laboratóriumban.

Megállapíthatjuk, hogy a laboratórium felépítésével a kitűzött célt sikerült elérnünk. Lényegesen bővült az Intézetben a magreakciós kutatásokra rendelkezésre álló bombázó energiatartomány. A kilenc évvel ezelőtt megfogalmazott előrejelzések pontról-pontra teljesültek; szervezett munkát folytattunk annak érdekében, hogy az ott felsorolt lehetőségek mindegyikét megteremtsük a laboratóriumban meginduló eredményes intenzív kutató munka feltételeként. Fiatal kutatóinkat jól előkészített külföldi tanulmányutak során képeztük ki a speciális kutatási feladatok ellátására.

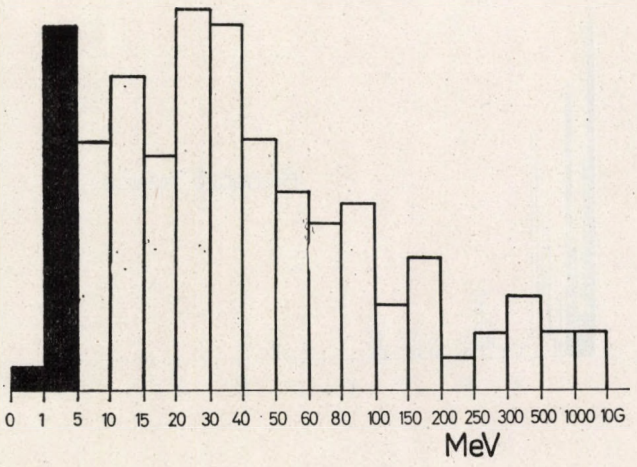
Az 5 millió Voltos generátor és a Központi Fizikai Kutató Intézetben felépített hasonló nagyságrendű berendezés [3], [4] szolgáltatja ma Magyarországon a legnagyobb bombázó energiát töltött részekkel végzett atommagátalakítási kísérletekhez.

Helyzetünk felmérése érdekében el kell mondani, hogy napjainkban a magreakció-kutatások felső energiatartománya három nagyságrenddel magasabb energiákig tolódott ki. A világ néhány nagy laboratóriumában GeV-os (10^9 elektronVoltos) bombázó részecskékkel létrehozott atommag-folyamatokat is tanulmányoznak óriás gyorsítókon. A szerényebb energiájú elektrosztatikus gyorsítók területén is születtek óriások: egy 16 millió Volt elektródfeszültségű tandem generátor lépett üzembe az Egyesült Államokban [5] s a tandem elv [6], [7] révén ezt a feszültséget is többszörösen ki tudják használni magas energiájú nehéz ion nyaláb előállítására. Angliában intenzív tervező munka folyik egy 20 millió Volttal üzembehelyezendő, később 30 millió Voltig fejleszthető szuper tandem létrehozása érdekében [8]. Az erős fókuszálási elv [9], [10] alapján kifejlesztett modern izokrón ciklotronok [11] megszületésével a ciklotronok energiatartománya is erőteljesen kitolódott, növekedett energiastabilitásuk s könnyebbé vált az általuk előállított nyaláb energiájának változtatása. Kiemelkedő helyet foglal el ezen a területen a dubnai EAKI-ben felépített, két sorbakapcsolt nehézion-ciklotronból álló gyorsító rendszer. Ez a fejlődés egészen új kutatási területet nyitott meg; lehetővé tette magas energiájú nehézion nyalábokkal keltett magfolyamatok tanulmányozását szinte a teljes rendszámtartományban.

Az elmúlt évtizedben gyorsítókra alapozott új kutatási lehetőségek egész sora született meg világszerte a magfizika körén kívül is: a gyorsító berendezések — elektrosztatikus generátorok és ciklotronok — a körülöttük létrejött detektáló rendszerekkel együtt széleskörű felhasználást találnak az alkalmazott kutatásokban a fizika több határterületén, más természettudományokban, a gyógyászatban, ipari technológiai problémák megoldásában. Míg analitikai feladatok általában jól elláthatók egyszerű Van de Graaff generátorokkal, izotóptermelésre, sugártechnológiai és terápiai célokra elsősorban az új ciklotrongeneráció tagjai alkalmazhatók.

A gyorsítótechnika legújabb eredményei által nyújtott új lehetőségek kihasználására nemcsak a vezető nagyhatalmak gondolhatnak. Példaként érdemes itt megemlíteni, hogy 1972-ben két szomszédos szocialista állam, a Német Demokratikus Köztársaság [12] és Románia [13] is bejelentette, hogy korábban felépített, működő ciklotron laboratóriuma mellett új tandem laboratóriumot helyezett üzembe.

Ma Magyarországon sem tandem, sem ciklotron nem működik, a jelen és a legközelebbi jövő gyorsítóra alapozott kutatásaihoz a KFKI és az ATOMKI Van de Graaff generátorai állnak rendelkezésre. Ezért a következőkben vázlatosan áttekintjük e gyorsítótípus helyzetét a nemzetközi tudományos kutatásban. Ezután bemutatjuk az ATOMKI új berendezéseit s néhány példával illusztráljuk az üzembehelyezés után elkezdett magfizikai vizsgálatokat.

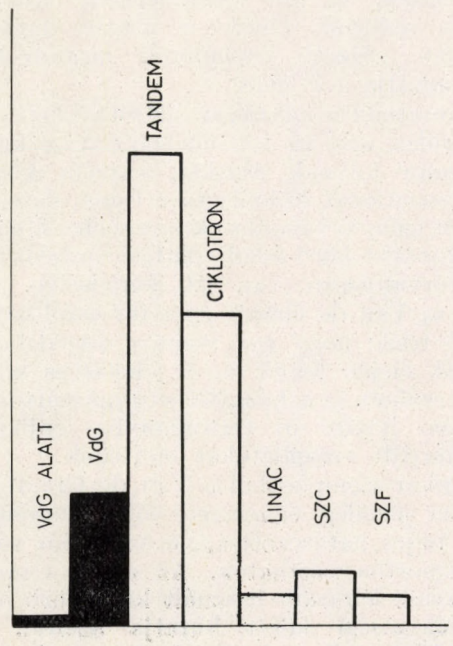


1. ábra

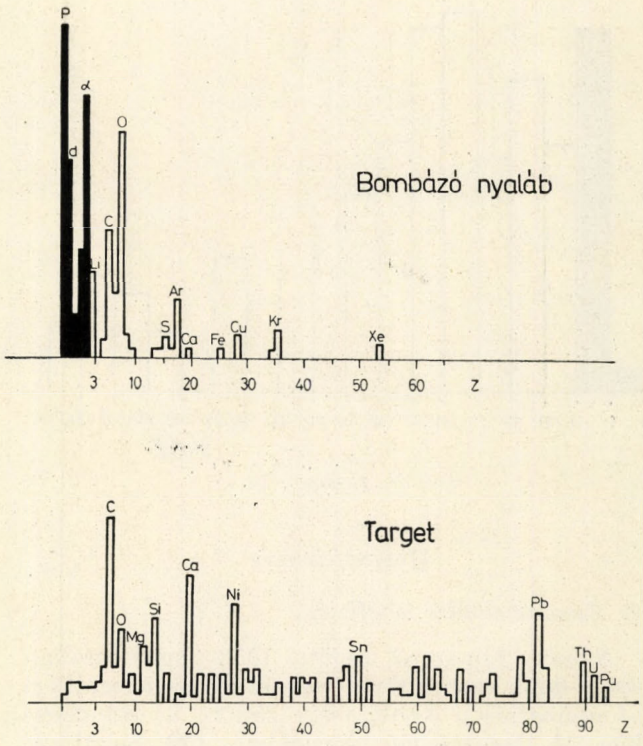
Helyzetfelmérés

1. Fundamentális magfizika

Néhány hónappal ezelőtt, 1973 augusztusában több mint ezer kutató részvételével nemzetközi atommagfizikai konferencia zajlott le Münchenben. A konferencia anyagában 722 beküldött előadás szerepelt. Ezek áttekintése alapján könnyen tájékozódhatunk a világon folyó magfizikai kutatás helyzetéről, főbb irányairól [14]. A gyorsítók felhasználásával végzett kutatásokról szóló cikkek egyszerű statisztikai feldolgozása is világos képet ad a különböző energiájú és típusú gyorsítók szerepéről a mai fundamentális magkutatásban. Az *első ábra* a bombázó részecskék energiája, a *második* a használt gyorsítótípus szerinti megoszlást szemlélteti, míg a *3. ábra* két hisztogramja a bombázó részecske illetve a céltárgy atommag rendszáma szerinti eloszlást mutatja. A feketével



2. ábra



3. ábra

jelzett területek az 5 MeV-os Van de Graaffnak megfelelő tartományokat jelzik. A céltárgy ábrán ilyen megkülönböztetést nem tettünk, mivel az elérhető rendszám nagymértékben változik a vizsgált folyamatok típusával.

Az első ábra széles maximuma a tandem generátorok és az izokron ciklotronok nyalábjain végzett vizsgálatok nagy számát tükrözi. A második ábrán jól látható, hogy a ciklotronok a legújabb fejlesztések eredményei alapján komoly versenytársai lettek az első helyet elfoglaló tandemeknek. E két berendezésen művelhető nehézion reakciók illetve a magas rendszámú targeteken végzett vizsgálatok megnövekedett súlyát mutatja a *3. ábra*.

Mit mutatnak az adatok az ATOMKI helyzetére? Az a terület, ahol az Intézet 800 keV-os kaszkád generátorán folynak érdekes, extrém körülményekre vonatkozó, különlegesen finom detektálási technikát igénylő vizsgálatok, (részben a könnyebb és általánosabb körű feladatok felé fordulás miatt) csak szórványosan van itt képviselve. Az 5 MeV-os új Van de Graaff gyorsító ezzel szemben lehetővé teszi, hogy egy szerény terjedelmű, az eloszlások elején fekvő, de a lehetséges kutatási irányok számát és a hozzáférhető magtartományt lényegesen bővítő új tartományba lépjünk át, s itt kiterjedt vizsgálatokat indítsunk.

Tematikai szempontból a Van de Graaff generátorokon jelenleg világszerte folyó mérések két sokszor teljes határozottsággal szét nem választható csoportba oszthatók. Az egyik csoport a magreakciók leírására használt különböző modellek érvényességi körét kutatja azáltal, hogy konkrét kísérletek eredményeit összeveti a magreakció-modellek következményeivel. Az elméleti és kísérleti eredmények összevetése lehetőséget nyújt a modellek finomítására. Részben Van de Graaff generátorokon végezték például az elmúlt évtizedekben azokat a vizsgálatokat, amelyek eredményeinek analízise révén született meg és mélyült el a korábban egyeduralkodó szélsőséges közbenső mag modell mellett a direkt reakciók különböző típusainak leírására alkalmas, másik végletet képviselő elmélet. Napjaink legérdekesebb vizsgálatai a két szélsőséges elmélet által leírt esetek közötti tartomány felderítésére irányulnak; a direkt reakciók irányából a kétlépcsős folyamatok területe felé, a közbenső mag tartományból az egyensúlyi állapot elérése előtt lezajló folyamatok felé tesz lépéseket a kutatás. Ennek megfelelően bővül a reakciómechanizmus vizsgálata érdekében elvégzendő mérések köre és a mérési eredmények feldolgozására rendelkezésre álló elméleti magfizikai apparátus. A kutatások másik csoportjába az úgynevezett magszerkezeti vizsgálatok sorolhatók. Itt a feladat a reakciókban érintett magállapotok különböző paramétereinek nagy pontosságú meghatározása. A nukleáris méréstechnikában az utóbbi években született új eredmények korábban elérhetetlen pontosságú méréseket tesznek lehetővé, s új területeket nyitnak meg a kísérleti vizsgálatok számára. Elég itt példaként megemlíteni a töltött részek és gamma kvantumok energiájának mérésére szolgáló nagy feloldóképességű új módszereket, vagy azt a körülményt, hogy a gamma sugarakon megfigyelhető Doppler-effektus [15] illetve a reakcióból kilépő töltött részekre ható szilárdtestfizikai blocking effektus felhasználásával a 10^{-9}—10^{-15} sec, illetve a 10^{-16}—10^{-18} sec tartományban végezhetők állapotélettartam mérések. Míg a vizsgálatok első csoportjában a reakciómodellek közötti döntés érdekében modellfüggő effektusokat tanulmányoztunk, e második csoportban a méréseket úgy kell tervezni, hogy eredményeink függetlenek legyenek a magfolyamatokra illetve a magszerkezetre tett modellszerű feltételezésektől. Éppen az elérhető nagy pontosság e nehezen művelhető terület vonzóereje annak ellenére, hogy a mérésekből nyerhető adatokat teljes értékű közvetlen interpretáció helyett rendszerint egy későbbi szintézisben való felhasználás érdekében gyűjtjük.

2. *Határterületi és alkalmazott kutatások*

A módszerek újszerűsége és az interdiszciplináris kutatások fontossága miatt, a teljesség igénye nélkül felsorolunk néhány, a fundamentális magfizikán kívül eső, Van de Graaff generátorokkal művelhető kutatási területet.

Ionimplantációval, azaz gyorsított részecskéknek szilárd testbe való belövésével tetszőleges koncentrációjú és pontosan meghatározott mélységi eloszlású idegenanyag-szennyezést lehet felépíteni a bombázott közegben. Az így kezelt szilárd test elektromos, optikai, mágneses, szupra-

vezetési, esetenként mechanikai tulajdonságai lényegesen befolyásolhatók az idegen anyag beépítésével. Így belátható, hogy az ionimplantáció tanulmányozása fundamentális szilárdtestfizikai szempontból fontos feladat, ugyanekkor e módszer speciális félvezető egységek gyártására ad lehetőséget. Tekintettel arra, hogy a bombázást kísérő roncsolás hatása nagymértékben függ kristályos anyagnál a bombázási irány helyes megválasztásától, s hogy széles rendszámtartományban kell, hogy rendelkezésre álljanak a beépítendő atomok, ilyen vizsgálatok elektronoptikai szempontból különleges követelményeket támasztanak az alkalmazott gyorsítóval szemben.

A szilárdtestfizikai channeling effektus [16] azaz bombázó ionokra monokristályos targeten tengelyirány vagy egy kristálysík iránya közelében történő beeséskor gyakorolt gyenge eltérítő hatás arra vezet, hogy ezek az ionok az atomsíkok között oszcilláló trajektória mentén haladva nagy valószínűséggel elkerülik a rácsatomokkal való direkt ütközést. Ezzel megnövekszik az ionok hatótávolsága és csökken az egységnyi úton vesztett energia az amorf targeten mérhető megfelelő adatokhoz képest. Az effektus tanulmányozása a kölcsönhatás mechanizmusának megismerését teszi lehetővé, vizsgálható magasabbrendű síkok hatása. Vékony egykristály targeten channelingben áthaladt részek nagy szögfelbontással felvett irányeloszlásán az úgynevezett koherens channeling miatt a főcsúcs két oldalán néhány maximum és minimum jelenik meg. Ez a finomszerkezet a kristálypotenciálra érzékeny, így mérésével a potenciál vizsgálható. Alkalmazható az effektus az implantációt kísérő anyagroncsolás csökkentésére, illetve az implantált atomok mélységi eloszlásának letapogatására.

Elemek illetve izotópok *magfizikai elvű mikroanalízisét* teszi lehetővé a bombázó nyaláb útjába helyezett mintán fellépő rugalmas szórás vagy magreakció tanulmányozása. A szórt illetve a reakcióban emittált részecskék energiaanalízise a jelenlevő magfajták azonosítását, a megfelelő energiacsúcsok intenzitásának mérése pedig koncentrációjuk meghatározását teszi lehetővé. A klasszikus mikroanalitikai módszerekkel összevetve az itt leírt nukleáris mikroanalitikai módszer legkiemelkedőbb tulajdonságai a következők: rendkívül nagy érzékenység, gyorsaság, a kémiai kötési állapottól független koncentrációmérés, a minta felületére illetve annak meghatározott mélységű rétegére vonatkozó információgyűjtés, amely egyúttal a koncentráció mélységi eloszlását is szolgáltatja, függetlenség a többi jelenlevő komponenstől, s a rugalmas szórás esetén az összes jelenlevő izotóp illetve elem egyetlen mérésben való meghatározása. A mérések igen messzemenően automatizálhatók, ezáltal sorozatvizsgálatra alkalmasak. Felhasználást talál a magreakciókra illetve szórásra épült nukleáris mikroanalitika többek között az elektrokémiában, metallurgiában, felületi jelenségek vizsgálatában, mineralógiában, szilárdtestfizikában, biológiában, bioszférakutatásban és környezetszennyezési vizsgálatokban. Töltött részecskék mikroanalitikai alkalmazásának egy további lehetőségét jelenti a vizsgálandó minta protonnal való bombázásával kiváltott karakterisztikus Röntgen spektrumok analízise. E módszer optimálisan a MeV-os energiatartományban alkalmazható, egyetlen besugárzásból megfelelő körülmények között itt is igen széles rendszámtartományra nyerhető pontos analízis.

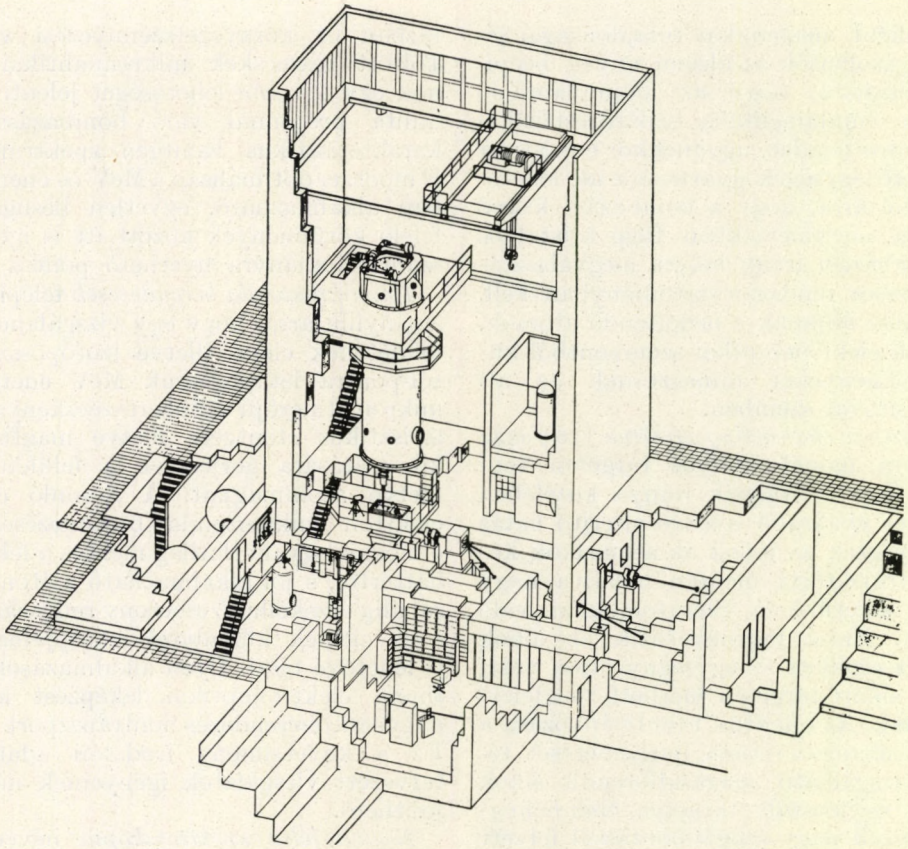
Ionmikroszonda berendezések felépítésével lehetőség nyílik arra, hogy egy vizsgálandó anyagminta felületének elem- illetve izotópösszetételét pontról-pontra letapogassuk MeV energiájú, néhány mikron átmérőjű töltött részecskenyalábbal, karakterisztikus Röntgen- illetve magfizikai sugárzás kibocsátására gerjesztve a felületelem atomjait illetve atommagjait. A hasonló elven működő elektron mikroszonda berendezésekkel szemben e módszer gyakorlatilag mentes a fékezési Röntgen háttértől, s jól alkalmazható a Röntgen-sugárzással alig érzékelhető alacsony rendszámok területén, s az elemek különböző izotópjainak felbontását is lehetővé teszi. Ilyen alkalmazások különlegesen finom elektronoptikai leképzést kívánnak meg a gyorsítóberendezés iontranszport rendszerében. Ez a követelmény irodalmi adatok szerint a tervezett vizsgálatok igényeinek megfelelően teljesíthető.

Nyaláb-fólia spektroszkópia néven [17] új kísérleti módszer alakult ki az elmúlt tíz évben az atomszerkezet eddig hozzáférhetetlen vonásainak tanulmányozására. Nagyenergiájú (10 keV—400 MeV) töltött nehéz részecskenyaláb vékony fólián történő áthaladáskor a bombázó részecskékről elektronok szakadnak le, s a magasan ionizált és erősen gerjesztett részecskenyaláb optikai spektrumot bocsát ki. A spektrumvonalak tanulmányozása lehetővé teszi eddig ismeretlen atomi állapotok feltérképezését, illetve asztrofizikai és termonukleáris forrásokban észlelt, korábban nem azonosítható spektrumvonalak eredetének tisztázását. Lehetővé válik az érintett atomi állapotok élettartamának mérése s kvantumelektrodinamikai effektusok vizsgálata.

Az új laboratórium és a gyorsítók technikai leírása

A Van de Graaff generátorok és a hozzájuk csatlakozó nyalábtranszport rendszerek működésének kérdéseivel itt nem foglalkozunk. Ezekkel kapcsolatban az idézett [3] és [7] közleményekre utalunk. A következőkben inkább vázlatos, a technikai részleteket mellőző áttekintést adunk a gyorsító laboratórium épületéről és a felépített gyorsító berendezésekről.

A gyorsítók elhelyezésére a berendezések szerkezetét, az üzemeltetés különböző funkcióit figyelembe vevő, s a működésnél fellépő különböző sugárzások miatt szükséges sugárárnyékolást [18] biztosító épületet kellett felépíteni. A *4. ábra* ennek az épületnek az 5 millió Voltos generátorral összefüggő helyiségeiről ad vázlatos áttekintést. A toronyban van elhelyezve a nyomástartály,



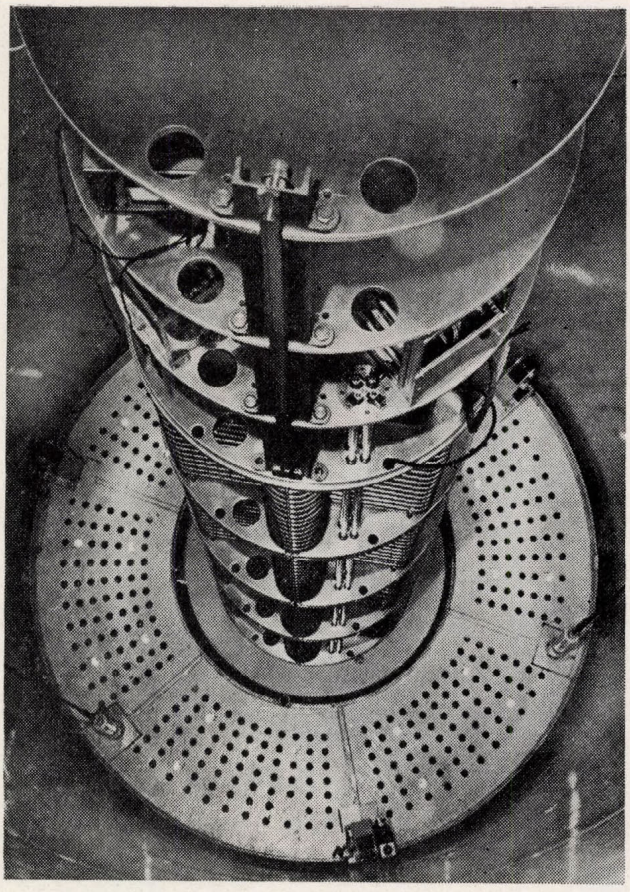
4. ábra

amelyben a generátor felépült. A torony sarkában látható önálló sugárvédelemmel is ellátott, felülről nyitott helyiségben az 1 millió Voltos generátor áll (lásd a címlapon). Az utóbbihoz tartozó, itt nem jelzett vezérlő és targetszoba az épület földszintjén található. A toronyban ezen kívül egy 10 tonna teherbírású futódarú működik, amely a két generátornál, illetve — egy nagyméretű födémnyíláson keresztül — a torony alatti központi targethelyiségben elvégzendő szerelési munkákat szolgálja ki. Utóbbi, az 5 millió Voltos generátorhoz tartozó helyiségben vannak a nagyvákuumrendszer, a mágneses analizátor, majd a gyorsított ionnyalábnak a magfizikai észlelő egységekbe való vezetésére szolgáló iontranszport rendszer elemei: a mágneses kvadrupollencsék, a kapcsolómágnes, az ioncsatornák s az egyes magreakció-kamrák is. A központi targethelyiséghez két további targetszoba csatlakozik: a kapcsoló mágnes 0°-os kilépő irányában egy nagy intenzitású mérések céljaira szolgáló, kifelé erősen árnyékolt helyiség, továbbá a 30°-os kilépő irányban egy alacsony hátterű targethelyiség, ahol finom méréseket akarunk elvégezni magas zavaró háttér jelenléte nélkül. Ugyanezen szinten helyezkedik el a generátor vezérlőhelyisége és az ehhez közvetlenül csatlakozó mérőközpont a magfizikai mérőhelyekről elektromos impulzusok formájában szállított információ automatikus feldolgozására szolgáló műszerekkel. A vezérlő szomszédjában a gázkezelő rendszer kompresszora van, a generátor töltőgázának üzemen kívüli tárolására az épületen kívül épített aknában fekvő két tárolótartály szolgál.

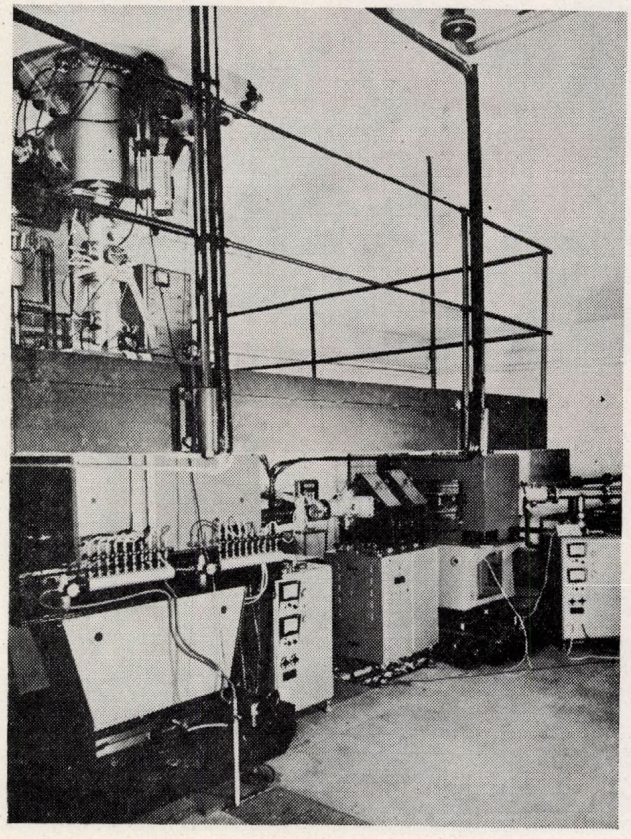
Az 1 millió Voltos generátor szerkezetéről és üzembehelyezéséről a [2] közleményben részletesen beszámoltunk 1969-ben. Azóta, az új épületben történt végleges elhelyezése után a gyorsításnál fenntartható maximális üzemi feszültséget 1.5 millió Voltra emeltük a konstrukció változtatása nélkül. A generátor kis méretei mellett (80 cm tartályátmérő, 43 cm elektródátmérő, 2 m tartálymagasság, 81 cm gyorsítócsőhossz), igen kompakt felépítéssel elért 1.5 millió Volt feszültség kiemelkedő eredménynek számít a hasonló méretű generátorok között. A gyorsító analizált részecskenyalábja egy mérőhelyre vezethető el.

Az 5 millió Voltos generátor építésénél szigorúan követtük az 1964-ben összeállított tervtanulmányban [1] kitűzött elveket. Ennek megfelelően egy nagy átmérőjű tartályban (átmérő 2.8 méter, magasság 9.33 méter) közbenső elektróda nélküli konstrukciót alakítottunk ki. Azóta ez az elrendezés általánossá vált ilyen feszültségű generátorok építésében. A nagy átmérő lehetővé teszi, hogy a generátor szerelését a tartály belsejében végezzük el, így a konstrukció egyszerűsíthető, s nincs szükség a tartály teljes egészében vagy részeiben való felemelésére. A tartályt csak egy helyen, a felső tartályfenék alatt 1.2 méterrel bontjuk. A szerelést kiszolgáló munkatérként ezen a szinten egy vas szerelőhidat építettünk be a toronyba.

A belső elektródrendszer tervezése során, tekintettel arra, hogy a feszültségnövelés fontos eszközének tekintett közbenső elektródát e konstrukciónál nem használtuk, fontosnak találtuk, hogy a nagyfeszültségű elektróda alakját a térerőeloszlás egyenletessége szempontjából optimalizáljuk. Modellmérésekkel kimutattuk, hogy a szokásos félgömbbel lezárt hengeralakú elektródát gömbsüveggel lezárt harmadrendű forgási paraboloiddal helyettesítve ugyanolyan feszültséget érhetünk el, mint a klasszikus konstrukció esetén egy közbenső elektróda beiktatásával [19]. Az előírt formájú elektróda a Gépipari Technológiai Intézet és a Kiskunfélegyházai Vegyipari Gépgyár együttműködésében, robbantásos technológiával készült. Az átütési jelenségek komplex volta miatt gyakran vetődik fel az a kérdés, hogy egy ilyen térerőegyenletességre optimalizált elektródrendszer valóban beváltja-e a hozzáfűzött reményeket, nincs-e más, itt figyelembe nem vett körülménynek ennél erősebb hatása a maximális feszültséget korlátozó átütésekre. Az a tény, hogy a generátor a tervezett feszültséget valóban elérte, a konstrukció jósága mellett szól. Sokkal közvetlenebb bizonyítékot szolgáltatott azonban az optimalizálási elv megalapozottsága mellett az a megfigyelés, hogy a nagyfeszültségű elektródán többszáz órás üzemeltetés után megfigyelhető átütési kráternyomok felületi eloszlása pontosan követi a modellmérésekben a tervezés során meghatározott térerősség görbe menetét [20]. Ez a vizsgálatunk egyúttal fontos hozzájárulás a nemzetközi gyorsítófizikai kutatáshoz s új vizsgálatokat kezdeményezett ezen a területen [21], [22], [23]. A szigetelő oszlop, amelynek felépítése az *5. ábrán* jól látható, 60 mm-es magasságú elemekből ragasztott üveg támszigetelőből, rozsdamentes acél keretekből és alumínium emeletlemezekből áll. Az egyes elemek feszültsége lineárisan emelkedik a lent látható bázislap földpotenciáljától a nagyfeszültségű elektróda millió Volt nagyságrendű feszültségéig. Az ábrán bemutatott szerkezetet utólag felfűzött, oválkeresztmetszetű csőből készült, az egymást követő keretekre rögzített 60 mm lépésközű ekvipotenciális gyűrűk árnyékolják a tartályfal felé. A felső négy, azonos potenciálú körlapot összeszerelt állapotban a nagyfeszültségű elektróda fedi, itt helyeztük el az elektródában működő ionforrás tápegységeit és távszabályozó elemeit. Ilyen teljesen összeszerelt állapotban mutatta be a generátort a Fizikai Szemle 1972. évi 5. számának címképe. A keretrendszer belsejében fut a generátor töltőszalagja, s itt helyezkedik el az ionok gyorsítására szolgáló ragasztott fém-üveg konstrukciójú, nagyvákuumra leszívott gyorsítócső is. A gyorsítócső elektronoptikai sajátságainak megfelelő kialakításával gondoskodtunk arról, hogy az ionforrásból kilépő részecskenyaláb kis intenzitásveszteséggel, jól fókuszálva érkezzen a központi targethelyiségben felállított energiaanalizáló rendszerbe. Úgynevezett ferdeterű gyorsítócső-konstrukcióval az is megoldható, hogy



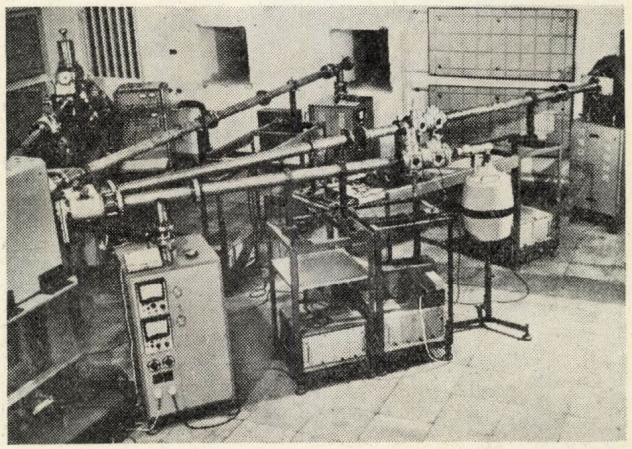
5. ábra



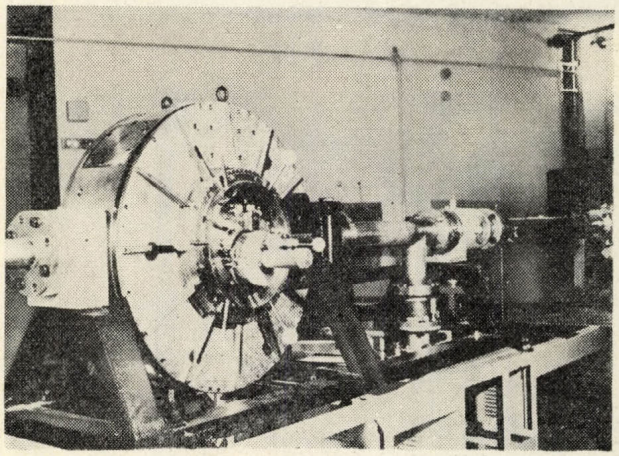
6. ábra

a gyorsítót minél alacsonyabb intenzitású káros elektronnyaláb terhelje, s egyúttal csökkenjen a generátor üzeme alatt fellépő fékezési sugárzás intenzitása. A ferdeterű gyorsítócsövekkel kapcsolatos vizsgálataink általános gyorsítófizikai érdekességűek, s túlmutatnak az itt beépített gyorsítócső méretezésének konkrét megoldásán [24], [25], [26].

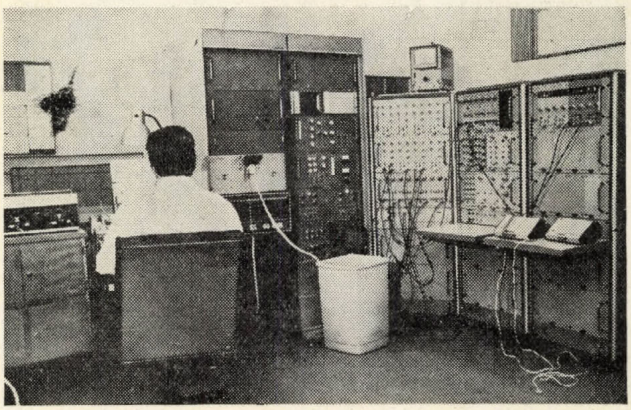
Az *5. ábrán* a tartály alsó részén látható perforált körgyűrű egy belső felvonó mozgó járdája, ez szolgál a tartályon belüli szereléseknél mozgó állványként. Felül zárt tartály esetén az alul levő — itt nem látható — búvónyíláson keresztül lehet bejutni a belső felvonó gyűrűjére. A gyűrűliftet használjuk a nagyfeszültségű elektróda szervíz célokra szükséges felemelésére is, a felemelt elektróda rögzítése után a gyűrűliftről a teljes gyorsítóberendezés minden része hozzáférhető. A hajtómű felépítése lehetővé teszi, hogy a gyűrűliftet felül nyitott tartálynál is használni tudjuk.



7. ábra



8. ábra



9. ábra

A központi targethelyiségben felépített energiaanalizáló és iontranszport-rendszer elemeit és három magfizikai mérőhelyet láthatunk a *6.* és *7. ábrán*. A *6. ábra* bal felső sarkában látható függőleges vákuumcső tengelyében érkező gyorsított nyaláb áthalad a bal alsó sarokban levő energiamérő mágneses belépő résrendszerén, s a mágnesből vízszintes irányban lép ki a feszültség-hibajel származtatására szolgáló kilépő réseken át. Két mágneses kvadrupollencséből felépített fókuszáló elem vezeti tovább a nyalábot a kapcsolómágnesbe, amellyel mint a *7. ábra* mutatja, különböző mérőcsatornák felé téríthető el a részecskenyaláb. A kvadrupóllencsék erősségének szabályzásával tetszőleges targettávolság mellett néhány mm-es nyalábátmérőt lehet létrehozni, a lencsék terének aszimmetrizálásával pedig gondoskodni lehet arról, hogy a nyaláb pontosan a target közepére essen, illetve, hogy a target előtti szűk kollimátorokon a nyaláb maximális intenzitással legyen átvezethető [27], [28], [29]. Az ábra előterében egy gamma-mérőhely látható. A bal hátsó sarokban felállított, töltött részecskék szögeloszlásának illetve energiaspektrumának mérésére alkalmas félvezető detektoros szórókamra közeli képét a *8. ábra* mutatja be.

A mérőközpont alapberendezéséről ad áttekintést a *9. ábra*. A jobboldali három oszlopban az ATOMKI-ban épített nukleáris elektronikai műszeregységek vannak elhelyezve. Ezek a reakciókamrákban levő nukleáris detektorokból érkező, a detektált részecske energiájával arányos magasságú elektromos jelek — analóg jelek — erősítését, formálását, előválogatását végzik. Innen a jelek a középen látható egységbe, egy számítógéphez illesztett sokcsatornás analizátorba kerülnek, amely egyszerre nyolc detektor jeleinek automatikus, amplitúdó szerinti válogatását, tárolását, illetve a számítógépben tárolt program szerinti feldolgozását képes elvégezni.

Kutatási tevékenység

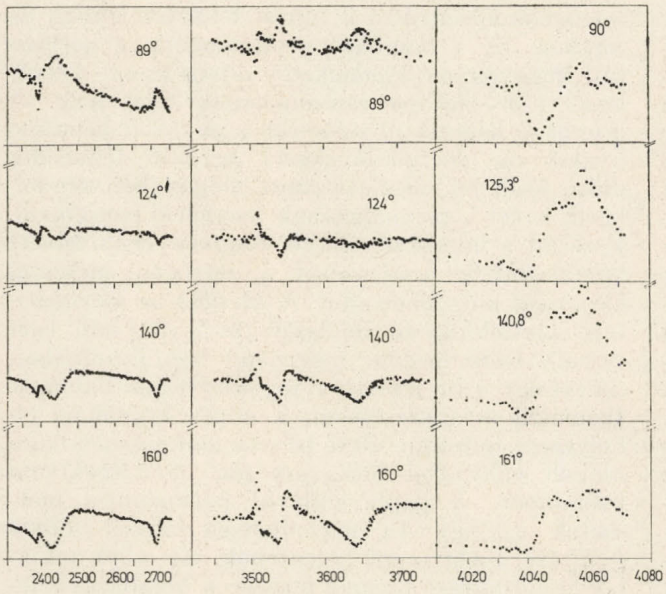
Adjunk befejezésül vázlatos képet a generátorok körül kialakuló tudományos kutatásokról.

A generátorok fizikusi tervezésének befejezése után a résztvevő fizikusok megkezdték a magfizikai programra való felkészülést. Fokozatosan megszüntettük, illetve saját gyorsítóink optimális működésének biztosításához szükséges szintre csökkentettük gyorsítófizikai kutatásainkat. A próbaüzemekkel párhuzamosan üzembe helyez-

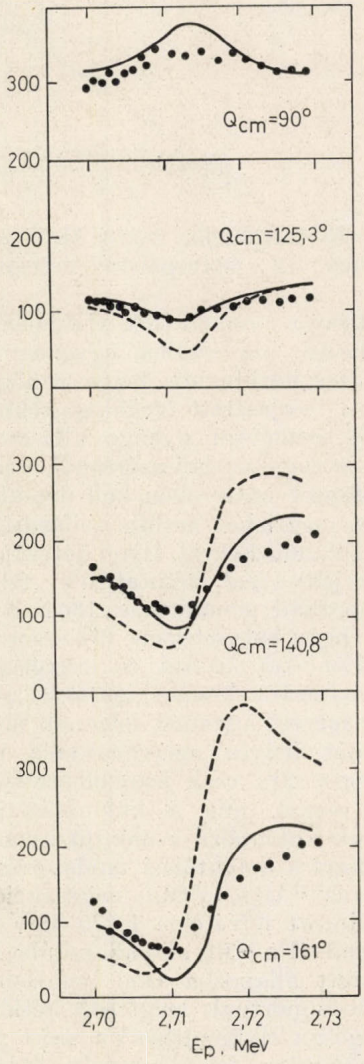
tük a legfontosabb detektáló berendezéseket és az adatfeldolgozó rendszert, bővítettük és továbbfejlesztettük ennek programrendszerét [30], [31] illetve perifériáit [32], [33]. Különböző, az Intézetben korábban is alkalmazott detektálási módszereket adaptáltunk és megkezdtük speciális feladatainknak megfelelő új detektálási módszerek kidolgozását. Jelenleg töltött részek, neutronok és gamma kvantumok spektroszkópiájához szükséges berendezések állnak rendelkezésünkre. Speciális magfizikai kiértékelő programok készültek a tervezett vizsgálatokból várható mérési eredmények elméleti feldolgozására. Fiatal kutatókat vettünk fel, s reakció vizsgálatokban jártas, tapasztalt kutatókat szerveztünk át az Intézet más munkahelyeiről az Elektrosztatikus Gyorsító Osztályhoz. Az Intézet elméleti csoportja kutatási terveit már korábban a meginduló kísérleti vizsgálatok profiljához illesztette. Ezek az intézkedések megfelelő alapot teremtettek a laboratórium gyorsítóinak tudományos kihasználására. Erre az alapra építve mind a magreakció- mind a magszerkezet kutatások irányában megtettük az első lépéseket és — egyelőre tapasztalatszerzési céllal — megkezdtük az alkalmazott kutatások különböző módszereinek bevezetését. Utóbbi irányban jövőbeli kutatásaink volumenét elsősorban a felmerülő igények fogják megszabni.

A legközelebbi jövőre kitűzött kutatási programunk egyes feladatai a kísérleti tervezés illetve a tájékozódó mérések stádiumában vannak, más területeken megindult a rendszeres adatgyűjtés illetve az adatok feldolgozása. Véglegesen lezárt vizsgálatok eredményeiről még nem számolhatunk be, ehelyett a lehetőségek illusztrálására néhány példát mutatunk be előzetes eredményeinkből.

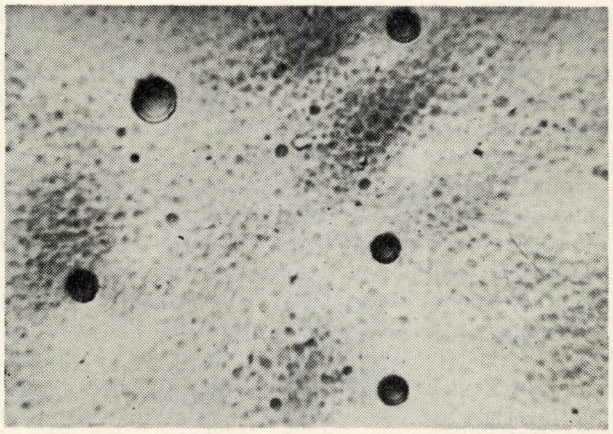
Kalcium targeten létrehozott rugalmas protonszórás, azaz a $^{40}Ca(p,p)^{40}Ca$ folyamat gerjesztési függvényén végzett méréseink néhány részletét mutatja be a *10. ábra*. A bombázási iránytól mért négy különböző irányban felvett görbéken jelentkező rezonanciák a ^{41}Sc közbenső mag gerjesztett állapotainak felelnek meg. Látható, hogy azonos rezonanciaenergiánál a különböző szögeknél megfigyelt rezonanciaalak különböző. A rezonanciagörbék alakjának az R-mátrix elmélet Lane-Thomas formalizmusa alapján elvégzett analízise lehetőséget ad arra, hogy az érintett gerjesztett állapotok spinjét és paritását meghatározzuk. A feldolgozást megnehezíti, hogy a legtöbb, eddig meg nem vizsgált esetben a kiszemelt állapot közelében fekvő további állapotok és a többi nyitott reakciócsatorna (különböző végállapotokra vezető rugalmatlan szórás és más típusú részecskeemisszió) hatását szintén figyelembe kell venni. Erre az összetett esetre kidolgoztunk egy R-mátrix programot. A 2.714 MeV-os bombázó energiánál fellépő rezonancián elvégzett ilyen analízist [34] szemlélteti a *11. ábra*. Itt a pontok a mérési adatokat mutatják, a szaggatott illetve folytonos vonallal kihúzott görbék a különböző spinek feltételezésével végzett számítások eredményei. A mérések



10. ábra



11. ábra

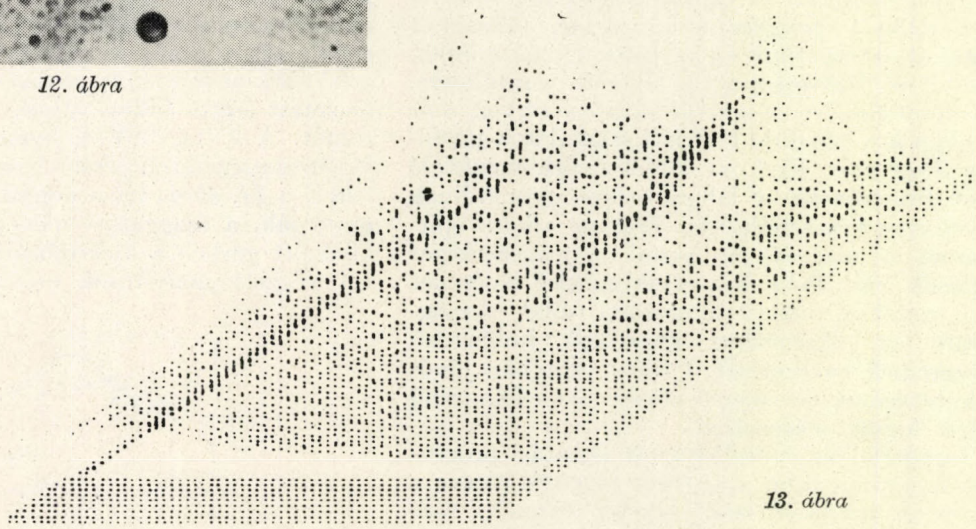


12. ábra

energiafelbontása s az automatikus elektronikus detektálási módszerekhez képest igen lassú kiértékelési eljárás erősen korlátozza. Ennek ellenére felhasználását igen fontosnak és eredményesnek tartjuk más módszerekkel hozzáférhetetlen feladatok megoldásában.

Nukleáris mikroanalitikai alkalmazásokra példaként két mérést említünk meg.

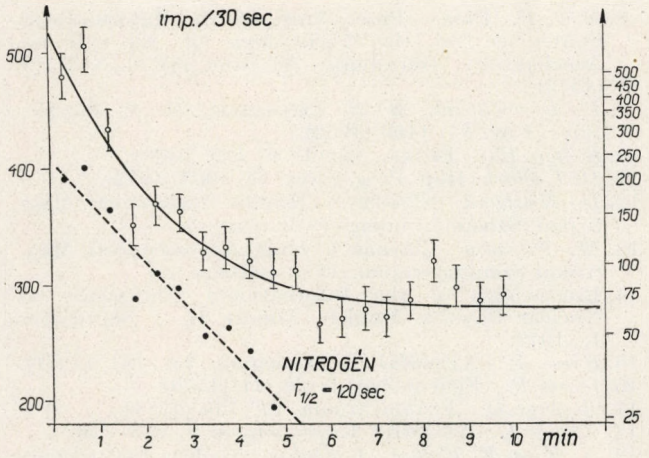
Acélszerszámok felületi tulajdonságainak javítására szokásos eljárás a nitrálás; itt a tárgyat nitrogén atmoszférában hőkezelik. Technológiai



13. ábra

alapján a ^{41}Sc megfelelő, 3.773 MeV-os gerjesztett nívójához $1/2^+$ spin-paritás értéket rendeltünk.

A (p, α) típusú magreakciók vizsgálatát általában megnehezíti, sok esetben egyenesen lehetetlenné teszi az a körülmény, hogy az alapállapoti, méginkább a gerjesztett végállapotoknak megfelelő kisebb energiájú gyenge alfa-csoportokat a rugalmas és rugalmatlan szórásból eredő protonok igen intenzív hátterében kell detektálni. Ezt a nehézséget meg lehet kerülni szilárdtest nyomdetektorok alkalmazásával. Ilyen detektálási módszerrel kiterjedt reakciókutatások folynak az ATOMKI kaszkád generátorán [35]. A módszer lényege az, hogy megfelelően választott plasztik fólián a különböző fajtájú és energiájú töltött részecskék hatására kémiai maratás után mikroszkopikus méretű nyomok jelennek meg. A kémiai folyamat helyes megválasztása mellett a lemez a protonokra csak értékelhetetlen felületváltozással reagál, míg a különböző energiájú alfa-részeknek különböző átmérőjű nyomok felelnek meg. Ezzel a detektálási módszerrel kezdtük el vizsgálni az ^{27}Al$(p, \alpha)^{24}$Mg magreakciót. A *12. ábrán* bemutatott felvételen 1.579 MeV bombázó proton energiánál a ^{24}Mg alapállapotába illetve az első gerjesztett állapotba való bomlásban emittált két alfa-csoportnak megfelelő kétféle nyomátmérő világosan elkülöníthető a szórt protonokból eredő, láthatóan igen intenzív háttértől. A detektor általános használhatóságát mérsékelt szempontból érdekes lehet a felületi nitrált réteg vastagságának mérése, illetve a réteg mélységi eloszlásának feltérképezése [36]. A nitrogén jelenléte a ^{14}N$(p, \gamma)^{15}$O magreakció létrehozásával könnyen kimutatható. A ^{15}O végmag 122 sec felezési idővel pozitronemisszió révén elbomlik, a bomlásgörbe kimutatása a nitrogén jelenlétére utal, a görbe $t = 0$-ra való extrapolálásával nyert kezdeti intenzitásból pedig meghatározható a nitrogénkoncentráció a minta felületén abban az esetben, ha a bombázó protonenergia a gerjesztési függvényen kiemelkedő intenzitással jelentkező 1.06 MeV-os rezonanciának felel meg. A bombázó energia növelésével a mintába behatoló nyaláb az energianöveléssel egyenlő fékeződés után, azaz jól meghatározott mélységben rendelkezik ismét a rezonanciának megfelelő energiával. Eszerint a bombázó energia függvényében felvett bomlásgörbék analízisével a nitrogén mélységi eloszlását meg lehet adni. A *13. ábra* az automatikus adatfeldolgozó rendszer [32], [33]-ban leírt rajzoló berendezésén megjelenő kép formájában mutat egy ilyen mérésben regisztrált adathalmazt. Izometrikus ábrázolásban a minta közelében elhelyezett detektor által felvett gamma-spektrum időbeli változását láthatjuk (ún. multispektrum üzemmód). A papír síkjával párhuzamos metszetek egy-egy 10 másodperces mérési idővel gyűjtött spektrumot jelentenek, az ábra síkjából kifelé mutató tengely mentén a bombázás befejezésétől mért első mérési intervallumnak megfelelő



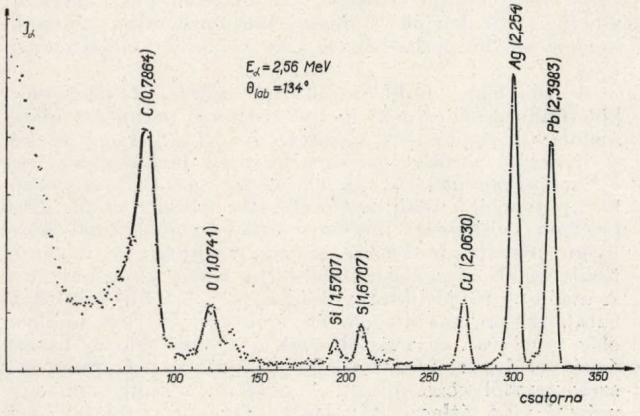
14. ábra

hátsó alapsíktól kezdve 10 másodpercenként lép az ábrázolt spektrum előrefelé. Az energiatengely mintegy kétharmadánál egy csökkenő magasságú csúcs rajzolódik ki; a rendszer energiakalibrációja szerint ez a pozitron megsemmisülési sugárzását jelzi, a csúcsmagasság csökkenéséből pedig a felezési idő határozható meg. A *14. ábrán* egy 30 másodperces lépésekkel elvégzett hasonló mérésből adódó bomlásgörbe látható, a logaritmikus skálán adódó egyenes az ^{15}O felezési idejének megfelelő meredekségű.

A másik vizsgálat a rugalmas szórási folyamat mikroanalitikai alkalmazásának lehetőségeit mutatja be. Ha E_0 energiájú, m tömegű részecske A tömegű targeten bekövetkező rugalmas szórását laboratóriumi rendszerben Θ szög alatt vizsgáljuk, a rugalmasan szórt részecske energiája

$$E = E_0 \frac{[m \cos \Theta + \sqrt{m^2(\cos^2\Theta - 1) + A^2}]^2}{[A + m]^2}$$

lesz. Innen közvetlenül belátható, hogy különböző A_i tömegszámú magokból felépített targetről a szórt részek E_i csúcsokból álló spektrumát fogjuk mérni. A módszer felbontóképessége a bombázó energia és az m tömeg növelésével valamint a töltött részecske detektor energiafelbontásával növelhető. Egy különböző elemek keverésével mesterségesen felépített kalibráló tar-



15. ábra

geten α nyalábbal és közepes felbontású detektorral kapott spektrum látható a *15. ábrán*, a zárójelbe írt számok a csúcsnak megfelelő energiát jelölik. Látható, hogy egyetlen mérésben a teljes tömegszám egyszerre átfogható. A módszer finomítása és alkalmazási körének felmérése folyamatban van.

Köszönetnyilvánítás, megjegyzések

A gyorsító laboratóriumot saját fizikusi és műszaki terveink alapján, igen nagy részben a hazai iparra támaszkodva, határidőre építettük fel, és berendezéseit sikeresen üzembehelyeztük. Ahhoz, hogy ezt, az ATOMKI méreteit figyelembe véve igen nagy feladatot megoldhassuk, a közvetlenül a generátorfejlesztéssel foglalkozó kislétszámú tervezőcsoport sok külföldi és belföldi szakembertől, szervtől kapott értékes támogatást.

A fizikusi tervezésnél részfeladatok megoldásában közvetlen együttműködésével segített

— a Joffe Fizikai Technikai Intézet töltött részecske optika csoportja, Leningrád, Szovjetunió, elméleti elektronoptikai kutatásokban,
— a Csehszlovák Tudományos Akadémia Atommag Kutató Intézetének Van de Graaff csoportja, gyorsítócső átütési mérésekben.

Fizikai és technológiai kérdésekben nyújtott információkkal és tapasztalatcserékkel segítette munkánkat

— a Központi Fizikai Kutató Intézet Gyorsító Laboratóriuma Budapest,
— a Niels Bohr Intézet Van de Graaff laboratóriuma, Koppenhága, Dánia,
— az oxfordi Magfizikai Kutató Intézet gyorsító laboratóriuma, Anglia,
— az EAKI Neutronfizikai Laboratóriuma, Dubna, Szovjetunió,
— a Fizikai Technikai Intézet gyorsító laboratóriuma, Harkov, Szovjetunió,
— a Fizikai Energetikai Intézet gyorsító laboratóriuma, Obnyinszk, Szovjetunió.

Az épület műszaki terveit az IPARTERV Vállalat készítette el Schadek János, Biky Gábor és Nagy Gábor előtervei alapján. Az ATOMKI műszaki ellenőreiként ők képviselték az Intézetet az építkezés munkáinál. A különleges előírásoknak megfelelő laboratóriumi épületet a Hajdú Megyei Állami Építőipari Vállalat építette fel igen gondos munkával.

Nagyra értékeljük azoknak a hazai iparvállalatoknak a közreműködését, akik a generátor szokatlanul magas követelményeket támasztó részegységeit, alkatrészeit számunkra legyártották. A magyar tudományos kutatás megbecsülése és a feladatok megoldásához szükséges műszaki eljárások különlegessége mindig felkeltette a vállalatok műszaki és gazdasági szakembereinek érdeklődését ezekkel az egyedi gyártás miatt gyakran nem kifizetődő feladatokkal kapcsolatban. Köszönetünket fejezzük ki

— a Gépipari Technológiai Intézetnek (Budapest) és a Kiskunfélegyházai Vegyipari Gépgyárnak a generátor belső elektródrendszerének nagy felkészültséget igénylő, gondos legyártásáért,
— a Láng Gépgyárnak a generátortank és a tárolótartályok elkészítéséért,
— a Csepeli Egyedi Gépgyárnak a mágnesek és néhány más alkatrész pontos elkészítéséért,
— az Üvegipari Művek Karcagi Üveggyárának az igen jó minőségű üvegszigetelőkkel kapcsolatos technológiai kísérletekért és a szigetelők elkészítéséért,
— az Országos Gumiipari Vállalat szegedi EMERGÉ gyáregységének a töltőszalagok gyártásáért,
— a Magyar Gördülőcsapágy Művek debreceni Gyárának és a Hungária Műanyagfeldolgozó Vállalat debreceni Gyárának alkatrészgyártásban nyújtott segítségükért,

— a Vasipari Vállalatnak (Debrecen) a gyűrűlift alkatrészeinek elkészítéséért,
— a Tiszai Vegyi Kombinát Festékgyárának (Leninváros) különleges festési problémák megoldásáért.

Dr. Szalay Sándornak, az Intézet igazgatójának intézetvezetői minőségben gyakorolt irányításáért és közvetlen társszerzői részvételéért mondunk köszönetet.

Köszönet illeti az ATOMKI Műszaki Osztályának és Elektronikus Osztályának vezetőit és dolgozóit a gyorsító alkatrészeinek gyártásáért, és a gyorsító szerelésében kifejtett munkájukért, az Intézet különböző szerveit, Operatív Bizottságát és munkatársait munkánk támogatásáért és érdeklődésükért.

A beruházással összefüggő fizikusi és műszaki tervezés, a tudományos kihasználásra való felkészülés és a megindúló kutatás feladatainak összefogását a szerző látta el.

A fizikusi tervek készítésében Berecz István, Kiss Árpád, Kiss Ildikó, Lőkös Sándor, Somorjai Endre és Szabó Gyula vett részt. A gépészeti terveket Mórik Gyula, Papp István és Sándor István készítette. Az előtervek kialakításában sok segítséget kaptunk Schadek Jánostól. Az elektronikus tervezés Kertész Zsolt, Lakatos Tamás és Paál András munkája.

Köszönetet mondunk mindazoknak, akik munkánk során részfeladatok megoldásában segítségünkre voltak.

A bemutatott mérési eredményeket Hunyadi Ilona, Kiss Árpád, Lőkös Sándor, Meskó László, Somorjai Endre, Végh László és Zolnai László folyamatban levő vizsgálataiból vettük. A nitrogénben hőkezelt acélmintákat Lizák József bocsátotta rendelkezésünkre.

IRODALOM

1. *Szalay S., Koltay E.:* ATOMKI Közlemények *6*, *3*, (1964)
2. *Bácskay Gy., Berecz I., Bódizs D., Kiss Á., Koltay E., Papp I., Schadek J., Somorjai E., Szabó Gy., Szalay S.:* ATOMKI Közlemények *11*, 125, (1969)
3. *Erő János:* Fizikai Szemle, *17*, 7, (1967)
4. *Pásztor E., Kostka P., Klopfer E., Berecz Gy., Bürger G., Gombos P., Horváth B., Királyhidi L., Riedl P.:* KFKI—17—48 (1971)
5. High Voltage Engineering Corporation Newsletter, August, 1973.
6. R. J. Van de Graaff: Nuclear Instruments and Methods *8*, 195, (1960).
7. *Koltay Ede:* Fizikai Szemle *20*, 321 (1970).
8. *R. G. P. Voss.:* Proceedings of the International Conference on the Technology of Electrostatic Accelerators, Daresbury, England DNPL/NSF/RS (1973).
9. *E. D. Courant, M. S. Livingston, H. S. Snyder:* Phys. Rev. *88*, 1190 (1952).
10. *Koltay Ede:* Fizikai Szemle *9*, 139 (1959).
11. *D. J. Clark:* Rep. Prog. Phys. *35*, 1007 (1972).
12. *D. Netzband:* Előadás a Krakkó-Rossendorfi Magfizikai Szemináriumon, 1973 március.
13. *M. Petrascu:* Előadás a Krakkó-Rossendorfi Magfizikai Szemináriumon, 1973 március.
14. Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics, Munich, August 27 — September 1, 1973.
15. *Kiss Á.:* ATOMKI Közlemények *13*, 121 (1971).
16. *Lovas R.:* Fizikai Szemle *20*, 41 (1970).
17. *Berényi D.:* Fizikai Szemle *21*, 199 (1971).
18. *Angeli I.:* ATOMKI Közlemények *8*, 328 (1966).
19. *Á. Kiss, E. Koltay, A. Szalay:* Nuclear Instruments and Methods *46*, 130 (1967).
20. *E. Koltay, Á. Kiss:* Proceedings of the International Conference on the Technology of Electrostatic Accelerators, Daresbury, 1973. p. 200.
21. *T. J. L. Greenway:* ugyanott, p. 186.
22. *D. A. Eastham, I. I. Rabinowitz:* Report DNPL/NSF/R6, 1973.
23. Report DNPL/NSF/R4, 1973.
24. *E. Koltay:* Physics Letters *4*, 66 (1963).
25. *B. Gyarmati, E. Koltay:* Nuclear Instruments and Methods *66*, 253 (1968).
26. *Á. Kiss, E. Koltay, Gy. Szabó:* megjelenés alatt a Nuclear Instruments and Methods-ban.
27. *E. Koltay, Gy. Szabó:* Nuclear Instruments and Methods *35*, 88 (1965).
28. *С. Я. Явор, Л. П. Овсянникова, Э. Колтаи, Дь. Сабо:* Труды второго всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц Москва. 1972. Том II 204.
29. *Gy. Szabó:* Nuclear Instruments and Methods *106*, 61 (1973).
30. *Zolnai L.:* ATOMKI Közlemények *15*, 273 (1973).
31. *Zolnai L.:* ATOMKI Közlemények, megjelenés alatt.
32. *Lőkös S.:* ATOMKI Közlemények *15*, 95 (1973).
33. *Lőkös S., Zolnai L.:* ATOMKI Közl. *15*, 107 (1973).
34. *Végh L.:* ATOMKI Közlemények *15*, 229 (1973).
35. *G. Somogyi, B. Schlenk, M. Várnagy, L. Meskó, A. Valek:* Nuclear Instruments and Methods *63*, 189 (1968).
36. *Lizák J.:* (magánközlés).

SŰRŰSÉGFÜGGŐ ERŐK ALKALMAZÁSA MAGSZERKEZETI SZÁMÍTÁSOKRA I

Németh Judit
ELTE, Elméleti Fizikai Tanszéke

Bevezetés

A magfizikai számítások általában nehézkesek és hosszadalmasak. Ennek egyik oka az, hogy a magerők bonyolultak, a másik oka az, hogy az atommag sok, de nem elég sok részecskéből álló rendszer, statisztikus közelítések atommagokra nem alkalmazhatóak, de egzakt tárgyalás sem lehetséges. Az atommag hullámfüggvényének meghatározására közelítő módszereket dolgoztak ki, ezek azonban nem szolgáltatnak elég jó eredményeket, ugyanakkor a nagy gépidő-igény miatt bonyolultabb problémák tárgyalására nem alkalmazhatóak. Bizonyos értelemben kettős helyzet alakult ki: néhány egyszerű szerkezeti kérdést, így alapállapotú atommagok energiáját, sűrűségeloszlását részletes soktest-közelítéssel határozzák meg, míg gerjesztett atommagok és magreakciók vizsgálatánál a magot rendkívül leegyszerűsített módon tárgyalják. Érthető módon felmerült az az igény, hogy a bonyolult közelítő módszerek eredményeit olyan leegyszerűsített formában fogalmazzák meg, amelyek bonyolultabb problémák esetén is alkalmazhatóak. Az egyik ilyen kívánság: határozzunk meg olyan effektív két-nukleon potenciálokat, amelyek jól leírják a mag tulajdonságait, ugyanakkor elsőrendű perturbációs számításokban alkalmazhatóak.

A tényleges nukleon-nukleon szórásból megismert kölcsönhatások erősek, így perturbáció számítást alkalmazva divergáló sort kapunk. A cél az, hogy ezeket a divergáló sorokat összegezzük és a járulékukat egy elsőrendű perturbatív tag írja le. Az ezen tagban szereplő „potenciál" tekinthető effektív potenciálnak. Első percben túlságosan merész reménységnek tűnik, hogy ilyen effektív potenciál létezik, azonban a magerők részletesebb vizsgálata indokolttá teszi ezt a reményt. A magerők rövid hatótávolságon ($r < 0{,}5$ fm) taszítóak, aztán erősen, majd gyengén vonzóak. Ha két nukleon elég távol van egymástól, csak a gyenge vonzás hatása érvényesül, az erős vonzó és taszító rész egymást sok szempontból közömbösíti. A magban a nukleonok egymástól való átlagos távolsága elég nagy ahhoz, hogy első közelítésben csak a gyenge vonzás hasson és így az

erős magerőket „effektív" gyenge magerőkkel helyettesíthessük. A héjmodell sikere éppen ezt bizonyítja.

A jelen dolgozat célja, hogy a sűrűségfüggő magerők dedukálásának elvi alapjait megmutassuk, illetve, hogy atommagok energiáját és sűrűségeloszlását meghatározzuk a segítségükkel. Egy későbbi folytatásban néhány további alkalmazási lehetőséget (hasadás, töltés kicserélő potenciál mikroszkopikus meghatározása) mutatunk be.

I. Effektív két nukleon kölcsönhatás dedukálása

Az effektív nukleon kölcsönhatás dedukálásához a bevezetőben elmondottak alapján az első lépés konvergáló közelítő módszerek kidolgozása. A probléma leegyszerűsítése végett az eljárásokat maganyag esetére dolgozták ki. A maganyag végtelen, azonos számú neutronból és protonból álló fiktív rendszer, ahol a Coulomb kölcsönhatást kikapcsoljuk. A rendszer végtelen volta azt jelenti, hogy a perturbálatlan hullámfüggvény síkhullámok antiszimmetrizált szorzata. Véges magok energiáit ismerve extrapolálással megbecsülhetjük a maganyag kötési energiáját [1] és az —16 MeV részecskénként.

A maganyag kölcsönhatás nélkül, perturbálatlan állapotban végtelen Fermi gáz, egy adott hullámszámig minden állapot be van töltve, afölött minden állapot üres. Ha bekapcsoljuk a magerőket, ez az egyszerű kép módosul, a nukleonok a kölcsönhatások során más állapotokba mennek át. A Pauli elv miatt két nukleon nem lehet azonos kvantumszámokkal jellemzett állapotban, így két „ütköző" nukleon vagy megmarad eredeti állapotában, vagy a Fermi szint feletti állapotba mennek át: részecskék és lukak keletkeznek.

Vizsgáljuk meg, milyen járulékot adnak az egy, két, három, stb. kölcsönhatásos tagok a perturbálatlan hullámfüggvényhez. Egy kölcsönhatás tárgyalása egyszerű, a nukleonok megmaradnak eredeti állapotukban, vagy kicserélődnek. Két kölcsönhatás esetén két nukleon a Fermi szint feletti állapotba kerül, két részecske- két luk keletkezik, majd megint visszamennek eredeti állapotukba. A három kölcsönhatásos folyamatok már többféle módon végbemehetnek. Lehet, hogy az első folyamat során keletkezett két „részecske" (a továbbiakban részecskének nevezzük a Fermi szint feletti állapotban levő nukleonokat) újra kölcsönhat egymással, újabb részecske állapotokba kerülve ezáltal, míg a harmadik kölcsönhatás során visszamennek alapállapotba. Az ilyen folyamat két részecske — két luk folyamat, noha három kölcsönhatásos. Előfordulhat az is, hogy az első kölcsönhatás során keletkezett részecskék valamelyike kölcsönhat egy Fermi szint alatti állapotban levő nukleonnal, majd egy harmadik kölcsönhatás során a részecskék alapállapotba mennek át. Az ilyen folyamatok a legegyszerűbb lehetséges három részecske — három luk folyamatok. Végül az is lehetséges, hogy a második kölcsönhatás során egy Fermi szint alatti nukleon átmegy az ott keletkezett luk állapotba, és az eredeti részecskék más állapotba mennek vissza. Magasabb rendű folyamatoknál az is lehet, hogy az egyik részecske a kölcsönhatás során egy luk állapottal hat kölcsön. Mindezek a tagok járulékot adnak a perturbált hullámfüggvényhez.

$$\Psi = \Psi_{0kh} + \Psi_{1kh} + \Psi_{2kh} + \Psi_{3kh} + \dots . \qquad (1)$$

Az eddig elmondottak alapján világos, hogy ez a felírásmód nem konvergál, a kölcsönhatások erős volta miatt a három kölcsönhatásos folyamatok nem gyengébbek, mint a két kölcsönhatásosak, ugyanakkor több féle tag ad járulékot, így a sor divergál. A magfizika egyik alapproblémája az elmúlt húsz évben éppen az volt, hogyan lehetne a fenti sort konvergens módon átrendezni.

Az utóbbi években Bethének és munkatársainak sikerült megmutatni, hogy konvergáló sort kapunk (1)-ben, ha az egyes tagokat nem a kölcsönhatások, hanem a lukállapotok száma szerint rendezzük. Az első perturbált tag legyen valamennyi olyan tag járulékának az összege, ahol két lukállapot keletkezett. Ebben természetesen benne van két kölcsönhatásos, három kölcsönhatásos, . . .n kölcsönhatásos folyamat is, de mindig ugyanaz a két részecske hat kölcsön, és két luk állapot van csak. A következő tag valamennyi három részecske — három luk állapot összege, azaz három részecske valamennyi lehetséges kölcsönhatását összegezzük. A hullámfüggvény perturbációs sora, (1)-t átrendezve ezek szerint

$$\Psi = \Psi_{0\text{luk}} + \Psi_{2\text{luk}} + \Psi_{3\text{luk}} + \dots \qquad (1a)$$

amely sor most már konvergens.

A két részecske- két luk járulékokat a Brueckner módszerrel összegezhetjük. A teljes két részecske hullámfüggvény, figyelembe véve a kölcsönhatásokat

$$\Psi_{ij} = \Phi_{ij} - \frac{Q}{e} v \Psi_{ij}, \qquad (2)$$

ahol Φ_{ij} a perturbálatlan két-részecske hullámfüggvény, v a két nukleon erő, Q a Pauli elv hatását veszi figyelembe, azaz csak a Fermi szinten kívülre való szórást enged meg, e az energia nevező, a két részecske és két luk állapot energiája közti különbség. A részecske állapotok energiája jó közelítésben a kinetikus energiával azonos, a luk állapotok azonban negatív energiájúak.

$$E_i = T_i + V_i ,$$
$$e = T_a + T_b - T_i - V_i - T_j - V_j = T_a + T_b - W, \qquad (3)$$

ahol T_i a kinetikus, V_i az egy részecske potenciális energia:

$$V_i = \sum_j \left(\Phi_{ij} | v | \Psi_{ij}(W)\right). \qquad (4)$$

A teljes energia és a potenciális energia kedvezőbb alakban írható fel, ha bevezetjük a G operátort:

$$G \Phi_{ij} = v \Psi_{ij} . \qquad (5)$$

(2)-re v-t hattatva az operátor egyenlet lesz

$$G(W) = v - v \frac{Q}{e(W)} G(W). \qquad (6)$$

A teljes és egy részecske potenciális energia

$$\left.\begin{aligned} V &= \frac{1}{2}\sum_{ij}(\Phi_{ij}\,|\,G(W)\,|\,\Phi_{ij}),\\ V_i &= \sum_{j}(\Phi_{ij}\,|\,G(W)\,|\,\Phi_{ij}). \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

(6) megoldása szelf konzisztensen végezhető el. Felvéve egy tetszőleges V_i egy részecske potenciált, (6) alapján meghatározzuk G mátrixelemeit, azt visszahelyettesítve (7)-be V_i-be, meghatározzuk újra V_i-t, majd újra G-t. Az eljárást addig kell csinálni, amíg konvergál. Szelf konzisztens számolás esetén a számítás eredménye nem függ a W kiindulási energiától, de a gyakorlati számítások nem szelf konzisztensek általában [lásd részletesebben Ref. 1—t], így azok függenek.

A három részecske- három luk kölcsönhatások összegének meghatározása a Faddejev módszerrel lehetséges, ezt Bethe alkalmazta először maganyagra. Az eljárást bonyolult volta miatt nem ismertetjük.

Az egy részecskére eső energia az (1a) sorfejtésben

$$B = T + V_{2\text{luk}} + V_{3\text{luk}} + V_{4\text{luk}} + \dots$$

ahol $T = 23$ MeV a kinetikus energia, $V_2 \sim -34$ MeV a két luk járulékok összege, $V_3 \sim -2{,}5$ MeV a három luk járulékok összege, $V_4 \sim -1/2$ MeV a négy luk járulékok becsült értéke. A sorozat gyorsan konvergál és az eljárás mintegy 2 MeV-vel alulköti a maganyagot, míg ha csak a 2 luk járulékok összegét vennénk, a kötési energia mintegy 5 MeV-vel kisebb a kelleténél. Az alulkötés oka a számítások közelítő jellege, illetve a háromtest kölcsönhatások elhanyagolása lehet.

A fenti közelítő eljárást ha véges magokra alkalmazzuk, csak a 2-luk járulékok összegét tudjuk meghatározni, így érthetően az ilyen számítások kevés kötést adnak. Ugyanakkor az eljárás rendkívül nehézkes, hiszen kétszeres szelfkonzisztencia lép fel. A perturbálatlan hullámfüggvény ilyenkor ismeretlen, a V_i egyrészecske potenciálokkal meg kell oldani a Schödinger egyenletet. A hullámfüggvény és a potenciál segítségével megoldjuk a G mátrix egyenletet, azután újra az egy részecske potenciált, újra a Schrödinger egyenletet, míg az egész eljárás nem konvergál.

Az effektív potenciál bizonyos értelemben a G operátor várható értékének felel meg. Ha találnánk egy olyan $V(r)$ függvényt, amelynek a mátrixelemei azonosak lennének a G mátrix elemeivel, a probléma egyértelműen meg lenne oldva. Mivel ilyen függvény nem létezik, az effektív potenciál csak közelítőleg szolgáltatja a helyes értéket.

Egyszerűség kedvéért a maganyagban keresünk egy olyan effektív potenciált, amelyik jól leírja a maganyag tulajdonságait, és ebből kiindulva dedukáljuk majd véges magokra ugyanezt a menynyiséget. Fejtsük sorba a (2)-es egyenletben Ψ_{ij}-t és Φ_{ij}-t parciális hullámok szerint. A következőkben spin nélküli részeket tekintünk, spinnel rendelkező részekre könnyű általánosítani. Bevezetve a $2k = k_i - k_j$ relatív impulzust, Φ_{ij} sorfejtése a szokásos síkhullám sorfejtés, míg Ψ_{ij} radiális részét $u_l(r, k)$-val jelöljük:

$$\left.\begin{aligned} \Phi_{ij}(r) &= \Sigma\, i^l \sqrt{4\pi(2l+1)}\, j_l(kr)\, Y_{l0}(\vartheta),\\ \Psi_{ij}(r) &= \Sigma\, i^l \sqrt{4\pi(2l+1)}\, u_l(kr)/r\, Y_{l0}(\vartheta). \end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

(2)-be behelyettesítve (8)-t, balról Y_{lm}-mel szorozva és integrálva, a perturbált hullámfüggvény radiális része

$$u_l(r, k) = j_l(kr) - \frac{Q_{AV}}{e}\sum_{l'} v_{ll'}(r)\, u_{l'}(r), \qquad (9)$$

ahol Q_{AV} a Pauli operátor átlagolt értéke, és

$$v_{ll'}(r) = \int Y^*_{l0}(\vartheta)\, v(r)\, Y_{l'0}\, d\Omega.$$

Hasonló módon sorbafejthetjük a k és k' irányú síkhullámok közti G mátrixelemet a $\widehat{kk'}$ szögek szerinti parciális hullámokban

$$\begin{aligned} &<\Phi(k'\,r)\,|\,G\,|\,\Phi(k\,r)> =\\ &= \Sigma\sqrt{4\pi(2l+1)}\, G_l(k, k')\, Y_{lm}(\widehat{kk'}), \end{aligned}$$

ahol (5), (7) és (9) figyelembevételével

$$G_l(k, k') = 4\pi \int r\, j_l(k'\,r)\, v_l(r)\, u_l(r, k)\, dr. \qquad (10)$$

Az effektív potenciál akkor szolgáltatná ugyanazt a mátrixelemet, mint a G mátrix, ha

$$G_l(k, k') = 4\pi \int r\, \mathrm{j}_l(k'\,r)\, v_l^{\text{eff}}(r)\, r\, j_l(kr)\, dr \qquad (11)$$

fennálna. (10) és (11) összehasonlításából

$$v_l^{\text{eff}}(r) = \frac{v_l(r)\, u_l(r, k)}{r\, j_l(kr)}, \qquad (12)$$

amely feltétel nem teljesülhet minden k értékre. Definiálhatjuk úgy az effektív potenciált, hogy (12) egy k_{AV} átlagos betöltött hullámszám értékre teljesül [Brandow], vagy olyan módon, hogy $v_l^{\text{eff}}(r)$ mátrixelemét összegezve a Fermi szinten belüli impulzus értékekre elégül ki (12) [Siemens], azaz

$$v_l^{\text{eff}}(r, k_F) = \frac{\sum_{k_1<k_F}\sum_{k_2<k_F}\frac{1}{k^2}\, r j_l(kr)\, v_l(r)\, u_l(r, k)}{\sum_{k_1<k_F}\sum_{k_2<k_F}\frac{1}{k^2}\, r^2\, \mathrm{j}_l(kr)^2}. \qquad (13)$$

A (13) definíciónak megvan az az előnye, hogy az ezen effektív potenciállal definiált teljes energia megegyezik a G mátrixelemek összegezéséből származó energiával.

A (13)-ban definiált effektív potenciál függ a Fermi szinttől, azaz $k_F \sim \varrho^{1/3}$ összefüggés miatt függ a sűrűségtől. Ha pontosabbak akarunk lenni, azt mondhatjuk, v^{eff} függ a kiindulási energiától is, azonban szelfkonzisztens számolások esetén a jó kiindulási energia maganyagban k_F-fel arányos. Mégis a továbbiak kedvéért érdemes külön figyelembe venni a kezdeti energia függést is.

(13) minden parciális hullámra definiál egy effektív potenciált. A következőkben célszerű ezeket kiátlagolni és egy spin-izospin függő effektív potenciált kapni. Végeredményben tehát a nyert eredményünk

$$v^{\text{eff}} = v^{ST}_{\text{eff}}(r, k_F, W). \tag{14}$$

A továbbiakban ezt a kifejezést akarjuk véges magokra általánosítani.

(14) véges magokra való általánosítása a lokális sűrűség közelítésben lehetséges. Ennek alapgondolata a következő: a magerők intenzív része rendkívül rövid hatótávolságú, így lényegileg nem túlságosan számít a kölcsönhatás szempontjából, hogy a hullámfüggvények síkhullámok vagy pedig a mag felületén exponenciálisan zérussá válnak. A kölcsönhatás jó közelítésben olyan, mintha az adott lokális sűrűséggel azonos sűrűségű maganyagban menne végbe, csak a sűrűség a továbbiakban nem állandó, hanem helyfüggő mennyiség. A legfontosabb eltérés a maganyag és véges magok effektív potenciálja között a helyfüggő sűrűség kifejezésen kívül a kezdeti energia különbsége: a maganyag egy részecske energiája kb. 8 MeV-vel mélyebb, mint véges magoké, így a kezdeti energia 8 MeV-vel különbözik. Ezt a különbséget figyelembe kell venni. A (14) effektív potenciál egy lehetséges általánosítása véges magokra ezek szerint

$$V_{\text{eff}} = V^{ST}_{\text{eff}}\big(r, k_F(R), \omega(R)\big), \tag{15}$$

ahol V_{eff} ugyanúgy függ funkcionálisan a benne szereplő mennyiségektől, mint v_{eff}.

V^{ST}_{eff} megválasztásában természetesen van önkényesség, a kezdeti energia és a k_F függést nem olyan könnyű szétválasztani és a $k_F \to k_F(R)$ átmenet sem egyértelmű, használhatnánk pl. a $k_F \to \frac{1}{2}\big(k_F(r_1) + k_F(r_2)\big)$ összefüggést is, vagy pl. mértani közepet. Az eredmények ettől az önkényes választástól függni fognak, úgyszintén v_{eff} r és k_F szerinti parametrizálásától. Az önkényesség csökkentésére írjuk fel a mag potenciális energiáját a következő módon

$$\begin{aligned} <v> &= \int d^3 r\, \tilde{D}\,[\varrho(r)] + \\ &+ \Big\{ \frac{1}{2} \sum_{ij} <\varphi_{ij} \mid V^{ST}_{\text{eff}}\big(r, k_F(R), \omega(R)\big) \mid \varphi_{ij}> - \\ &\quad - \int d^3 r\, D[\varrho(r), \omega(r)] \Big\} + \\ &+ \int d^3 r\, \{ D[\varrho(r), \omega(r)] - \tilde{D}[\varrho(r)] \}. \end{aligned} \tag{16}$$

$\tilde{D}[\varrho(r)]$ (16)-ban a szelfkonzisztensen meghatározott maganyag potenciális energia mint a sűrűség függvénye. $\tilde{D}$ meghatározása különböző sűrűségekre elvégzett maganyag számítások segítségével történik. A második tag első része (16)-ban a valódi potenciális energia. A különbség mindkét tagjában a (15) potenciált kell használni, csak az első tagban a φ_{ij} véges hullámfüggvények közt, a második tagban síkhullámok között, ugyanis

$$\begin{aligned} \mathrm{D}[\varrho(r_1), \omega(r_1)] &= \frac{1}{2\Omega} \sum_{k_i < k_F(r_1)} \sum_{k_j < k_F(r_1)} \\ &< \Phi_{ij} \mid V^{ST}_{\text{eff}}\big(r, k_F(r_1), \omega(r_1)\big) \mid \Phi_{ij} >, \end{aligned} \tag{17}$$

míg a harmadik tag a kezdeti energiák eltérése miatt fellépő különbség. A számítások szerint (16)-ban az első tag körülbelül tízszer akkora járulékot ad, mint a két korrekció tag összege, így a közelítő effektív potenciált csak nem túl jelentős tagokban használjuk.

(16) alapján meghatározható az effektív potenciál, amely a (16) energiát szolgáltatja

$$V^{ST}_{\text{eff}}\big(r, k_F(R)\big) = f(\varrho)\,\delta(r) + v\big(r, k_F(R)\big)\,(1 - P_{NM}) \tag{18}$$

ahol P_{NM} a maganyag állapotba vetítő operátor, v a hosszú hatótávolságú erő, hiszen az $1 - P_{NM}$ rövid hatótávolságokon majdnem zérust ad és az erő oroszlánrésze egy $\delta(r)$ típusú kifejezés. Ha (16)-ban a korrekció tagok szerinti sorbafejtenénk, a teljes erő egy δ erő lenne, egy ϱ és ϱ deriváltjaitól függő kifejezéssel szorozva

$$V^{ST}_{\text{skyrme}}\big(r, k_F(R)\big) = \delta(r)\, f\,[\varrho(R),\ \nabla\,\varrho(R),\ \Delta\varrho(R)]. \tag{19}$$

(19) nagy előnye egyszerű volta, a bonyolult számítások nagyságrendekkel rövidebb idők alatt kiszámíthatók, ugyanakkor az eredmények meglepően jók.

II. Zárt héjú magok energiájának és sűrűségeloszlásának meghatározása

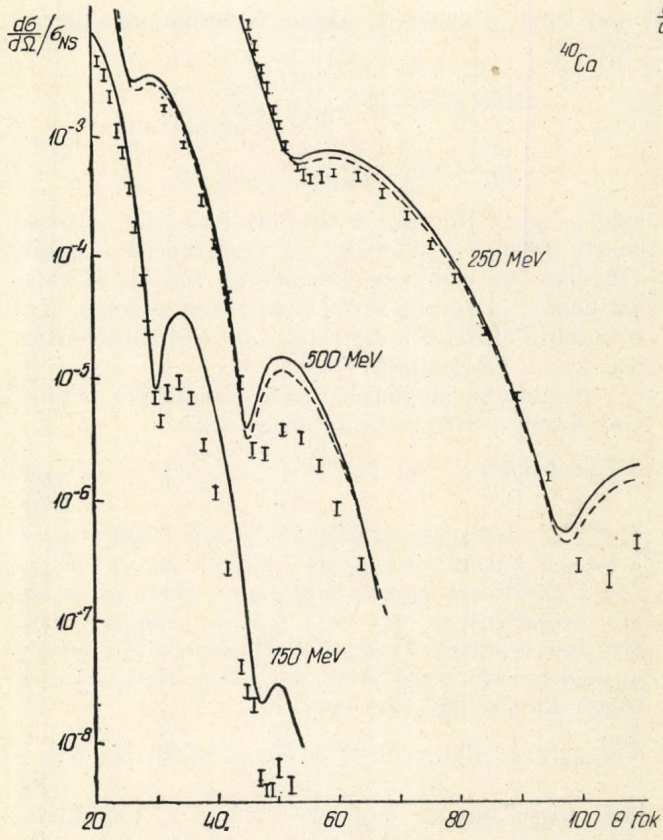
A (18)-as effektív erőket felhasználhatjuk elsőrendű perturbációs számításokban. A mag energiája

$$E = (\Phi|H|\Phi) = \Sigma\,(i \mid t \mid i) + \frac{1}{2}\,\Sigma(ij \mid \tilde{v}(r, \varrho) \mid ij), \tag{20}$$

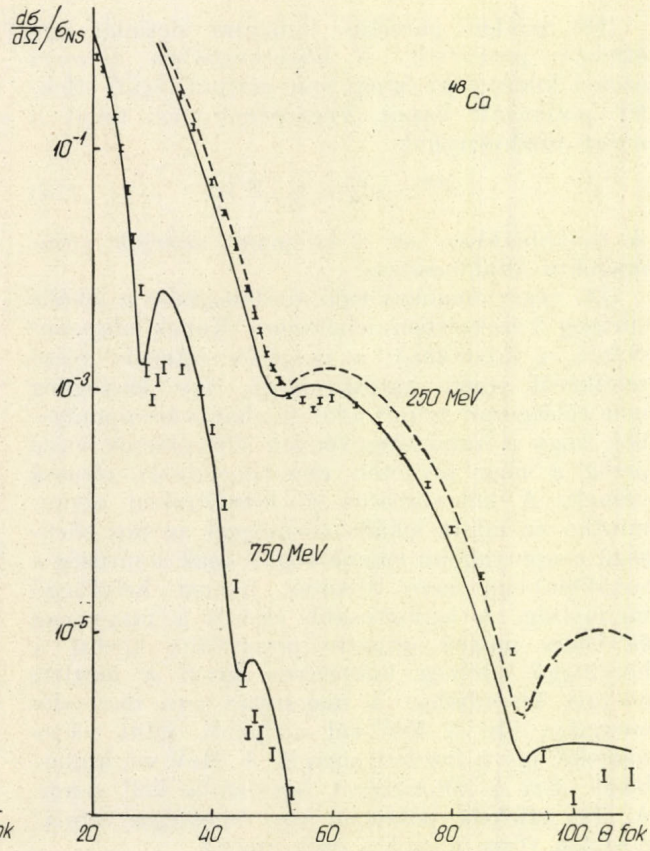
ahol Φ a perturbálatlan egy részecske hullámfüggvények antiszimmetrizált szorzata, H olyan Hamilton operátor, ahol a két-részecske potenciálok a (18) $v\,(r, \varrho)$ effektív potenciálok. $\tilde{v}$ antiszimmetrizált mátrixelemet jelent. Sűrűségfüggő effektív potenciállal valójában nincs igazolva a variációs elv, de a szokásos Hartree—Fock egyenleteket használjuk most is

$$\begin{aligned} & t \mid i> + \sum_j <j \mid \tilde{v}\,(r, \varrho)\mid j\, i> + \\ &+ \frac{1}{2} \sum_{jk} <jk \mid \frac{d\tilde{v}(r, \varrho)}{d\,\varrho_i}\,\varphi_i \mid jk> = e_i \mid i>. \end{aligned} \tag{21}$$

$\mid i>$, $\mid j>$ a perturbálatlan egyrészecske hullámfüggvény és az utolsó kifejezés az effektív potenciál sűrűségfüggése miatt fellépő úgynevezett átrendezési tag, amely azt fejezi ki, hogy a sűrűség megváltozására a kölcsönhatás is módosul. A (21) Hartree—Fock egyenleteket megoldva meghatározhatjuk a hullámfüggvényeket, az egy-



1. ábra. Ca^{40}-en való elektronszórás hatáskeresztmetszete 250, 500 és 750 MeV-es elektronokkal



2. ábra. Ca^{48}-on való elektronszórás hatáskeresztmetszete 250 és 750 MeV-es elektronokkal

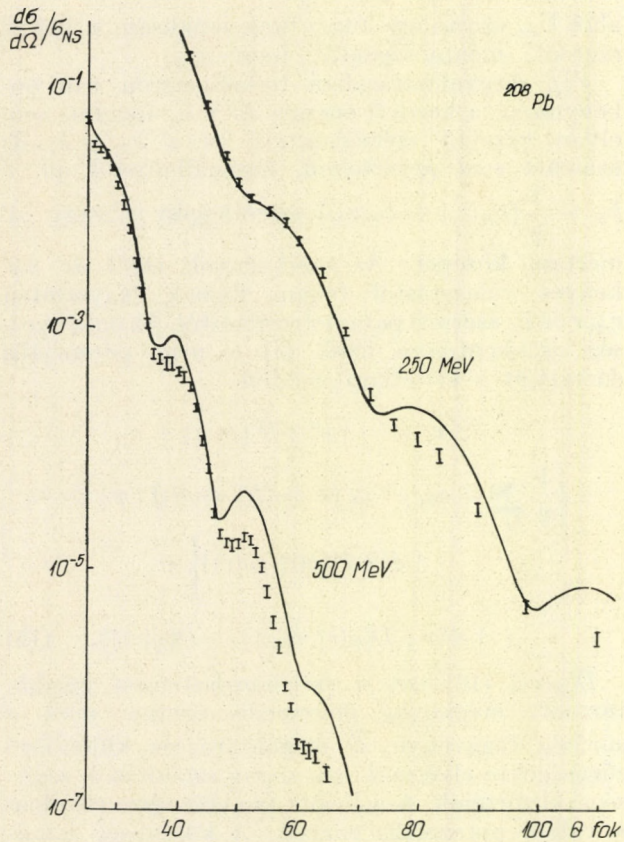
részecske energiákat, (20)-ból a mag teljes energiáját és végül a

$$\varrho(r) = \sum_i |\varphi_i(r)|^2$$

összefüggésből a mag sűrűség eloszlását, illetve sugarát.

A (21) egyenletek megoldásai általában bonyolultak, a magok deformáltak, azonban kétszeresen zárt héjú magok esetén feltűnően egyszerűek. Ilyen magok az O^{16}, Ca^{40}, Ca^{48}, Zr^{90}, Pb^{208}. A következőkben ezeknek a magoknak a vizsgálatára szorítkozunk.

(21)-ben a (18) effektív potenciált módosítás nélkül alkalmazva nem várhatunk jó eredményeket, hiszen csupán a két részecske — két luk járulékot véve figyelembe, a maganyag 5 MeV-vel alul van kötve. Ezért (18)-t módosítani kell. A módosítás a következő módon végezhető el: (16)-ban a második és harmadik tag hosszú hatótávolságú, mint már említettük. A hosszú hatótávolságú magerők már maguk is gyengék, így azoknál a két részecske — két luk járulékok a dominálók. A magasabb rendű tagok csak a maganyag energiához adnak járulékot, így (16)-ban a $\tilde{D}(\varrho(r))$ függvényt kell módosítani úgy, hogy a maganyag egyrészecske energia —16 MeV-nek adódjon. Ez a módosítás nem egyértelmű, hiszen $\tilde{D}(\varrho)$-nak a függvényalakját is módosítjuk. Az önkényesség hatása azonban, mint a következő számítások mutatják, nem túl jelentős. Az



3. ábra. Pb^{208}-on való elektronszórás hatáskeresztmetszete 250 és 500 MeV-es elektronokkal

1. táblázat

Gömbszimmetrikus magok energiáinak és töltéseloszlás sugarának elméletileg számolt és kisérleti értékei

Elő	^{16}O		^{40}Ca		^{48}Ca		^{90}Zr		^{208}Pb	
	E/A	r_c	E/A	r_c	E/A	r_c	E/A	r_c	E/A	r_c
1	−7,96	2,78	−8,43	3,50	−8,49	3,57	−8,58	4,30	−7,75	5,51
2	−8,28	2,76	−8,49	3,52	−8,56	3,57	−8,75	4,22	−7,78	5,42
Kis.	−7,98	2,73	−8,55	3,49	−8,67	3,48	−8,71	4,23	−7,87	5,50

2. táblázat

Gömbszimmetrikus magok egy részecske energiáinak elméleti és kisérleti értékei

Nívó	1. erő		2. erő		Kísérléti	
	n	p	n	p	n	p
			^{16}O			
$1s_{1/2}$	−36,35	−33,11	−37,40	−34,04	−47,	−40 ±8
$1p_{3/2}$	−20,71	−17,49	−21,20	−17,9	−21,8	−18,4
$1p_{1/2}$	−15,49	−12,31	−15,72	−12,52	−15,7	−12,1
			^{40}Ca			
$1s_{1/2}$	−48,52	−41,38	−50,05	−43,05	−50	−50 ±11
$1p_{3/2}$	−35,50	−28,60	−36,12	−29,38	−30	−34 ±6
$1p_{1/2}$	−32,12	−25,22	−32,56	−25,86	−27	−34 ±6
$1d_{5/2}$	−22,12	−15,36	−21,33	−15,67	−21,9	−15
$2s_{1/2}$	−17,11	−10,10	−17,66	−10,75	−18,2	−10,9
$1d_{3/2}$	−16,19	−9,45	−16,30	−9,75	−15,6	−8,3
			^{48}Ca			
$1s_{1/2}$	−47,88	=45,76	−49,29	−47,21		−54 ±10
$1p_{3/2}$	−35,10	=34,22	−36,01	−34,91		−35 ±7
$10_{1/2}$	−33,18	=31,84	−33,98	−32,43		−35 ±7
$1d_{5/2}$	−22,13	=21,75	−22,54	−21,99	−16	−20
$2s_{1/2}$	−18,04	=16,05	−18,49	−16,34	−12,4	−15,8
$1d_{3/2}$	−18,06	=17,03	−18,52	−16,79	−12,4	−16,02
$1f_{7/2}$	− 9,65		− 9,81		−9,94	
			^{90}Zr			
$1s_{1/2}$	−55,46	−46,55	−59,16	−49,93		−54 ±8
$1p_{3/2}$	−45,27	−37,48	−47,77	−39,77		−43 ±8
$1p_{1/2}$	−43,86	−35,82	−46,25	−37,95		−43 ±8
$1d_{5/2}$	−34,18	−27,23	−34,78	−28,60		−27 ±8
$2s_{1/2}$	−30,43	−22,23	−31,77	−23,28		−27 ±8
$1d_{3/2}$	−31,38	−23,98	−32,67	−24,98		−27 ±8
$1f_{7/2}$	−23,04	−16,44	−23,89	−15,17		—
$2p_{3/2}$	−18,40	−11,11	−19,16	−11,69		
$1f_{5/2}$	−18,43	−11,26	−18,85	−11,51		
$2p_{1/2}$	−16,53	−8,30	−17,34	− 8,71		
$1g_{9/2}$	−11,53		−11,76			
			^{208}Pb			
$1s_{1/2}$	−58,01	−48,08	−61,27	−49,69		
$1p_{3/2}$	−51,45	−40,88	−53,86	−42,72		
$1p_{1/2}$	−50,88	−40,29	−53,04	−39,27		
$1d_{5/2}$	−43,89	−33,54	−45,54	−34,72		
$2s_{1/2}$	−40,78	−29,88	−42,59	−31,19		
$1d_{3/2}$	−42,73	−32,28	−44,05	−33,15		
$1f_{7/2}$	−35,70	−25,51	−36,71	−26,12		
$2p_{3/2}$	−31,65	−20,92	−32,95	−21,78		
$2f_{5/2}$	−33,70	−23,31	−34,31	−23,56		
$2p_{1/2}$	−30,76	−19,94	−31,80	−20,56		
$1g_{1/2}$	−27,09	−17,05	−27,58	−17,20		−15,43
$2d_{5/2}$	−22,32	−11,63	−23,17	−12,19		− 9,70
$1g_{7/2}$	−23,89	−13,61	−24,03	−13,34		−11,42
$3s_{1/2}$	−19,77	− 8,77	−20,69	− 9,40		− 8,03
$2d_{3/2}$	−20,57	− 9,82	−21,08	−10,04		− 8,38
$1h_{11/2}$	−18,26	− 8,27	−18,32	− 8,09		− 9,37
$2f_{7/2}$	−13,01	—	−13,58		− 9,27	
$1h_{9/2}$	−13,80	−13,38		−10,85		
$2p_{3/2}$	−10,03	−10,81		− 8,27		
$2f_{5/2}$	−10,44	−10,62		− 7,95		
$3p_{1/2}$	− 9,17	− 961,		− 7,38		
$li_{13/2}$	− 9,36	− 9,11		− 9,01		

1. táblázatban két számítás eredményeit tüntetjük fel, az egyik esetben a maganyag telítő (minimálizáló) sűrűsége $\varrho_{NM} = 0{,}17$, a másik esetben $\varrho_{NM} - 0{,}20$, egyrészecske energiája mindkét esetben -16 MeV. Az eredmények meglepően megegyezőek.

A részletes számításoknál (21)-ben $v(\varrho,r)$ tartalmazza a Coulomb potenciált és a spinpálya kölcsönható tagot is.

Az eredmények az *1—2 táblázatban* láthatóak. Az 1. táblázatban az energiák és a töltéseloszlás sugarai találhatók a két különböző erőre, továbbá a kísérleti adatok, a 2. táblázatban az egy részecske energiák neutronokra és protonokra, valamint a kísérleti adatok. Látható, hogy az elméleti és a kísérleti adatok, továbbá az 1-es és 2-es erő eredményei jól megegyeznek.

A töltés eloszlás legjobb ellenőrzésére lehetőséget az elektronszórás kísérletek szolgáltatnak. Nagyenergiájú elektronok atommagokon való szórását vizsgálva az elektromos kölcsönhatást ismerjük, így az egyetlen probléma az elektromos szórás elméleti kiértékelése. A szórás hatáskeresztmetszet a következő módon írható [2]

$$\frac{d\sigma_{\mathrm{el}}}{d\Omega} = \sigma_{NS} |F(q)|^2,$$

ahol σ_{NS} a ponttöltésen való szórás hatáskeresztmetszet, q a szórás során átadott impulzus, $F(q)$ a mag töltéseloszlására jellemző alakfaktor

$$F(q) = \int \varrho(R)\, e^{iqR}\, d^3R, \qquad (22)$$

$\varrho(R)$ az atommag töltés eloszlása. (22)-ből látható, hogy az elektronszórás nem határozza meg a mag töltéseloszlását, csak indikálja, hogy a számított töltéseloszlás jó-e. (22)-t invertálva ugyanis

$$\varrho(R) \sim \int F(q)\, e^{-iqR}\, d^3q \qquad (22a)$$

és $F(q)$-t csak egy adott impulzus értékig tudjuk mérni, nevezetesen a rugalmas szórás határáig. Az *1—2—3. ábrákon* feltüntettük az elektronszórás hatáskeresztmetszetének számolt és mért értékeit az I-es erőre 250, 500 és 750 MeV energiájú elektronok esetén. Különösen érdekes, hogy a számítások, akárcsak a mérések, szolgáltatják a 750 MeV-es elektronok esetén Ca^{48}-ra a harmadik maximumot, amelyet sűrűségfüggetlen erőkkel számolva soha nem sikerült megkapni.

(Folytatása következik)

IRODALOM

1. *H. A. Bethe*, Fizikai Szemle *20* 262 (1970).
2. *Németh J.*, Fizikai Szemle *18* 235 (1968).

ÚJ EREDMÉNYEK A SZUPRAVEZETŐ MÁGNESEKKEL KAPCSOLATBAN

Novák Dezső
MTA Atommag Kutató Intézete, Debrecen

I. A szupravezető anyagok tulajdonságai

A szupravezetés jelenségét 1911-ben fedezte fel Leidenben Kamerlingh Onnes és munkatársa, Holst megfagyasztott higanyszál elektromos ellenállásának alacsony hőmérsékleten történő vizsgálatakor. Az ennek nyomán meginduló kutatómunka az eltelt 60 esztendő alatt a fémes elemek több, mint feléről és ezernél több ötvözetről mutatta ki, hogy megfelelően alacsony hőmérsékleten szupravezetővé válik. Az ötvenes évekig kísérletileg tisztázták a szupravezetés legfontosabb törvényszerűségeit és az adatgyűjtő munkát az akkoriban megszületett Bardeen—Cooper—Schrieffer elmélet összegezte, amely már kielégítő magyarázatot tudott adni a jelenség mibenlétéről. Az érdeklődés ezután fordult igazán a szupravezetés gyakorlati felhasználása felé, bár felfedezésüknek ezirányú jelentőségét és lehetőségét már Kamerlingh Onnes és munkatársai is kezdettől fogva remélték. Számos technikai nehézség leküzdése után, az elmúlt másfél évtizedben jutottunk el a szupravezetés ipari alkalmazásának küszöbére. A jelek szerint a következő évtizedben a szupravezetés technikai forradalmat hoz majd a mágneses terek előállításában, illetve ezen a réven a nagyenergiájú gyorsítók és magnetohidrodinamikus generátorok építésében, a plazmafizikában, így a magfúzió kutatásában is, valamint a mágneses tereken lebegő (légpárnás analógiájára: mágnespárnás) járművek kifejlesztésében. A mikrohullámú technikát a nagy jósági tényezőjű szupravezető üregrezonátorok, a számológéptechnikát a kriotronok, a méréstechnikát a Josephson-effektuson alapuló műszerek szolgálják. Napjainkban kipróbálás alatt állnak szupravezető motorok, és áramgenerátorok, kísérleti távvezetékek és transzformátorok. Az elektrotechnika szinte egész fegyvertárának újjáformálásáról van szó, méghozzá olyan anyagból, melyben nem képződik Joule-hő.

A lehetséges alkalmazások közül a legérettebb a helyzet a szupravezető mágnesek terén, egyben ennek a kérdésnek központi a jelentősége majdnem valamennyi többi alkalmazás szempontjából is. Az alábbiakban a szupravezető szolenoidok építésének jelenlegi helyzetét tekintjük át egy cikksorozat keretében. Az első részben vázlatosan áttekintjük a szupravezetésnek a mágnestechnika szempontjából legfontosabb jellemzőit. A második részben a szupravezető mágnestechnikáról adunk áttekintést, végül pedig a szupravezető mágnesek és mágnesanyagok gyakorlati alkalmazásáról számolunk be.

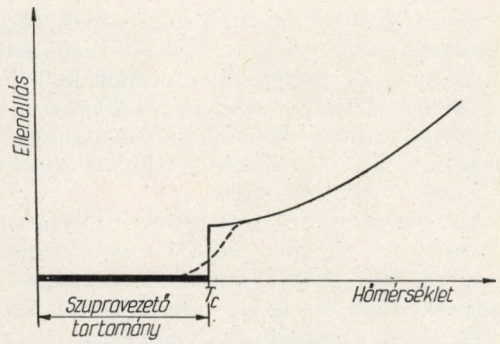
I. A szupravezetők alapvető tulajdonságai

1. Elemek

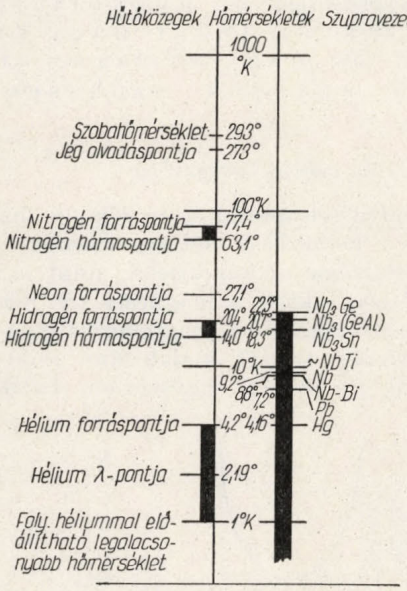
a) Kritikus hőmérséklet

Követve a történelmi fejlődés útját, tárgyaljuk először az elemi fémek szupravezetését!

Szupravezetők ellenállás — hőmérséklet karakterisztikáját mutatja az *1. ábra*. Hűtéssel ellenállásuk — más fémekhez hasonlóan — csökken és a legalacsonyabb hőmérsékleteken az anyag tisztaságától függő véges értékhez tart. A T_c kritikus (v. átmeneti) hőmérséklet-nél azonban az elektromos ellenállás hirtelen megszűnik, a minta végtelen vezetőképességűvé válik. T_c értéke jellemző az anyagra, de függ a kristálymódosulattól és az izotóp összetételtől

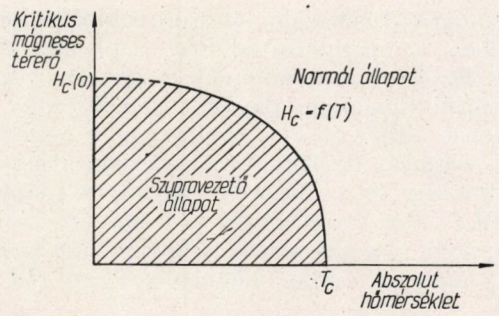


1. ábra. Szupravezetők ellenállása a hőmérséklet függvényében. Kihúzott görbe: elemi szupravezetők; szaggatott görbe: szennyezett vagy többkomponensű szupravezetők



2. ábra. Összehasonlításul: Fontosabb szupravezetők kritikus hőmérséklete és az alacsony hőmérsékleti hűtőközegek hőfoka

is. Elemi fémek közül legmagasabb a niobiumra: $T_c = 9{,}2$ °K. Az ismertebb szupravezetők közül a higany 4,15 °K, az ólom 7,19 °K hőmérsékleten veszti el ellenállását. (Összehasonlításul: a folyékony hélium forráspontja 4,2 °K, a folyékony hidrogéné pedig 20,4 °K. lásd *2. ábra.)* A jelenleg ismert legalacsonyabb átmeneti hőmérséklet a wolframé: 0,01 °K. Ennél alacsonyabb hőfoktartományban még nem történtek kiterjedtebb vizsgálatok. Az átmenet a kritikus hőmérsékleten rendszerint igen éles, tiszta elemekre $\Delta T \sim 0{,}01° - -0{,}001°$ nagyságrendű. Kis szennyezések jelenléte T_c értékét kevéssé, ΔT értékét jelentősebb mértékben befolyásolja, de függ ΔT a minta alakjától és a mérőáramtól is. A szupravezetés beállta után a fajlagos ellenállás $\varrho < 10^{-22}\ \Omega$ cm (összehasonlításul: igen tiszta rézre szobahőmérsékleten $\varrho \sim 10^{-6}\ \Omega$ cm). Ezt szupravezető gyűrűben folyó áram mágneses terének csillapodása segítségével mérték meg.



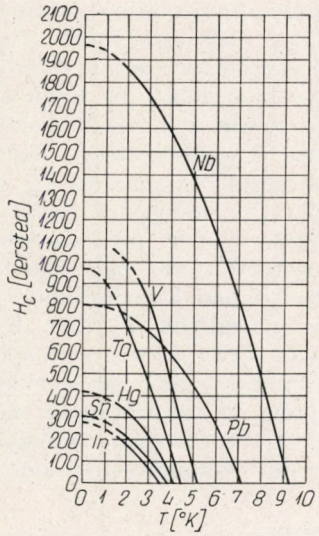
3. ábra. Szupravezetők kritikus térerősség-hőmérséklet összefüggése

b) Kritikus mágneses tér, Meissner-effektus

A szupravezető állapot másik alapvető tulajdonsága, hogy egy kritikus térerősségűnél nagyobb mágneses tér alkalmazásával megszüntethető és a véges ellenállású normál állapot visszaállítható. A H_c kritikus mágneses térerősség függ az anyagi minőségtől és a hőmérséklettől. A mágneses térnek H_c alá való visszacsökkentése után az ellenállás ismét eltűnik. Szupravezető anyag állapotdiagramja látható a *3. ábrán.* A szupravezetés csak a $T < T_c$, $H < H_c$ tartományban állhat fenn (ábrán: vonalkázva). T_c közelében egészen kis terekkel lerombolható a szupravezetés, alacsonyabb hőmérsékleten ehhez erősebb tér szükséges a következő (közelítő érvényű) összefüggés szerint:

$$H_c(T) = H_c(o)\left(1 - \frac{T^2}{T_c^2}\right)$$

$H_c(o)$ a O°K-re extrapolált kritikus térértéket jelöli. Általában nagyobb T_c-jű anyagra $H_c(o)$ is nagyobb. Néhány elem $H_c = f(T)$ görbéjét a *4.*



4. ábra. Néhány elem $H_c = f(T)$ görbéje

ábrán tüntetjük fel. Érdemes kiemelni a niobium $H_c(o) = 1960$ oerstedes kritikus terét. Ami pedig a többi elemet illeti, párszáz oerstedes térnél többet nem viselnek el szupravezető állapotban.

$O < H < H_c$ esetben — Meissner és Ochsenfeld 1933-ban végzett mérései szerint — a mágne-

ses tér nem tud behatolni a szupravezetőbe, annak belsejében a mágneses indukció azonosan zérus értékű. Ez a szupravezetőknek a végtelen vezetőképességtől független alapvető tulajdonsága. (*A* $B = \text{const}$ állítás már a σ elektromos vezetőképesség végtelen értékéből következett volna, az Ohm törvény és a Maxwell egyenletek alapján.)

A Meissner effektus más szóval azt jelenti, hogy a szupravezető tökéletes diamágneses anyag, melynek saját mágnesezettsége (Vö. 7. ábra):

$$\bar{B} = \bar{H} + 4\pi \bar{M} = 0\text{-ból:}$$

$$M = -\frac{H}{4\pi}. \qquad (1)$$

A negatív mágnesezettség úgy alakul ki, hogy a mágneses tér behatolását az anyag felületén folyó kóboráramok akadályozzák, melyek ellenállás hiányában csillapodás nélkül folynak és ráadásul mindig oly módon, hogy saját mágneses terük az anyag belsejében kompenzálja a külső teret („tükőráramok"). A felületi áramok áramsűrűsége nyilvánvalóan nem lehet végtelen, így a külső tér a mintán belüli zérus értékére egy véges felületi rétegen át csökken le (a minta alakjától függően), exponenciális törvény szerint. A mérések szerint a lecsengésre jellemző rétegvastagság, az ún. behatolási mélység: $\lambda \sim 10^{-5} \pm 10^{-6}$ cm. Lehűtésnél, a szupravezető átmenet bekövetkeztekor az anyag, ha előzőleg $H < H_c$ mágneses térben volt, „kidobja" magából az erővonalakat. Magát az effektust is így igazolta Meissner: szupravezető gömb mellé tett magnetométerrel észlelte a tér megváltozását az átmenet pillanatában.

Még két dolgot érdemes megemlíteni. Egyrészt, hogy a Meissner effektus kis átmérőjű végtelen hosszú hengeres mintadarabra és annak tengelyével párhuzamos mágneses térre teljesül tisztán. Ettől eltérő geometria esetén az erővonalak kiszorulása nem következik be ilyen élesen, mivel a térerő nem azonos a minta teljes térfogatában, éppen a saját mágnesezettség miatt. Másrészt, ha zárt szupravezető tartomány fog körül normál térrészt — pl. egy ólomgyűrű esetében — akkor a szupravezetővé válás pillanatában a normál tartományban tartózkodó mágneses fluxus mindaddig nem tud onnan kiszabadulni, amíg pl. az anyagot nem melegítjük T_c fölé. Ezt nevezzük befagyasztott fluxusnak. A külső mágneses tér kikapcsolása esetén ekkor a szupravezető felületén a tükőráramok úgy folynak, hogy a körülzárt térrészben változatlanul fenntartsák az eredeti mágneses indukciót.

c) Kritikus áram

Természetesen magán a szupravezetőn átfolyó áram saját mágneses tere is lerombolja a szupravezető állapotot, feltéve, hogy az anyag felületén, ahol a tükőráramok folynak, a térerő eléri H_c-t (Silsbee-szabály). Ez a feltétel további anyagjellemzőt határoz meg, a j_c kritikus áramsűrűséget, illetve adott geometria mellett az I_c kritikus áramot, amelyek függnek a hőmérséklettől. Ha az áram külső tér jelenlétében folyik, akkor a kettő együttes terének kell H_c-nél kisebbnek lenni, tehát külső tér csökkenti a megengedhető j_c értéket. Egyébként az átfolyó áram is ugyanúgy a szupravezető felületi rétegében halad, mint a tükőráramok.

Adott szupravezető anyagból nyilvánvalóan nem készíthető H_c-nél erősebb terű szolenoid, hiszen a tekercsmenetek maguk is mágneses térben helyezkednek el. Ezért nem sikerült Kamerlingh Onnesnek használható mágnestekercset készítenie az általa ismert kis kritikus terű elemi szupravezetőkből. Ahhoz azonban, hogy a szolenoid elfogadható méretű legyen még a drót kritikus áramsűrűségének is elég nagynak kell lennie, sőt külső mágneses térben sem szabad, hogy j_c túlzottan lecsökkenjen. A gyakorlati alkalmazásokhoz tehát nagy kritikus terű és nagy kritikus áramsűrűségű anyagok szükségesek.

d) Szupravezetés vékony rétegekben

Érdekes helyzetet teremt igen vékony mintákban a véges λ behatolási mélység létezése. Ha a minta d vastagsága sokkal kisebb, mint a λ behatolási mélység, akkor a mágneses tér jelenléte miatt a felületi áramok a mágnesezettséget csak kisebb mértékben tudják kialakítani, mint vastag mintánál *(5. ábra)*. Egyszerűen belátható,



5. ábra. A mágneses indukció változása vastag (*a*) ill. vékony (*b*) szupravezető minták felületi rétegében

hogy emiatt a kritikus térerő vékony mintákban jelentősen megnövekszik. Jelöljük V térfogatú szupravezető szabad energiáját H mágneses térben, ill. térnélküli esetben $G_s(H)$ illetve $G_s(o)$-val, a H térben kialakult mágnesezettséget $M(H)$-val. Reverzibilis folyamat lévén:

$$G_s(H) = G_s(o) - V \int_o^H M(H)\, dH \qquad (2)$$

Behelyettesítve $M(H) = -\frac{H}{4\pi}$ értékét és elvégezve az integrálást

$$G_s(H) - G_s(o) = \frac{VH^2}{8\pi}. \qquad (3)$$

Mágneses térbe helyzett, V térfogatú szupravezető minta szabadenergiája tehát $\frac{VH^2}{8\pi}$-vel emelkedik.

A szupravezető-normál átmenet olyan H_c kritikus térnél következik be, ahol $G_s(H)$ eléri $G_{\text{normál}}$ értékét. Tehát (2)-ből:

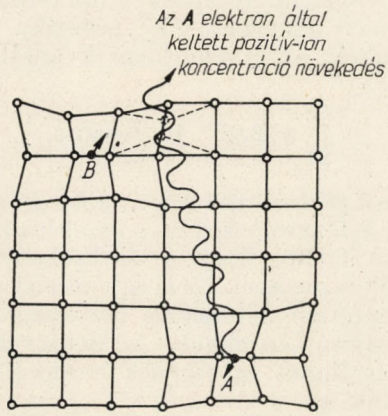
$$G_n = G_s(H_c) = G_s(o) - V \int_0^{H_c} M(H)\, dH. \qquad (4)$$

A mágneses tér jelenléte és a minta vastagsága G_n és $G_s(o)$ értékét nem befolyásolja. Ha tehát $M(H)$ azaz a kialakult mágnesezettség értéke kisebb, (4) szerint $G_s(H)$ csak magasabb H_c-nél válik egyenlővé G_n értékével. H_c nagyjából $\frac{\lambda}{d}$-vel arányosan növekszik meg a vastag mintához viszonyitva. Párologtatással készített $d \leq 10^{-5}$ cm vastagságú rétegekből nagy terű szupravezető állítható elő. Vékony ónrétegeken H_c-nek több mint egy nagyságrenddel való megnövekedését is megfigyelték. Ennek a megállapításnak a gyakorlati hasznosítására csak azért nem került sor, mert — mint alább látni fogjuk — a természet maga kínál számunkra vékony szupravezető tartományokból felépülő anyagokat.

2. A szupravezetés értelmezése a BCS elmélet szerint

Mielőtt tovább haladnánk, felületesen érintsük a felsorolt jelenségek elméleti hátterét.

A kísérleti eredményekből (pl. fajhőmérésekből) egyszerű termodinamikai megfontolásokkal már a harmincas-negyvenes években megállapították, hogy szupravezető átmenetkor a minta entrópiája csökken, azaz rendezettségi foka nő és hogy ez a rendezettség a vezetési elektronokhoz kapcsolódik, azok mintegy belekondenzálódnak egy alacsonyabb energiaállapotba. Ezt az alacsonyabb energiájú állapotot egy 10^{-4} eV nagyságrendű energia ugrás (energy gap) kell hogy elválassza a normál állapotban maradt elektronok energiájától. A kondenzálódás T_c-nél indul meg és 0°-on válik teljessé. Másrészt a kristály módosulat befolyása T_c értékére, főleg pedig a kritikus hőmérsékletnek a minta izotóp összetételétől való $T_c \sim$ const. $M^{-\frac{1}{2}}$ (ahol M az atomsúly) alakú függése arra mutatott, hogy a rendezettség létrehozásában a kristályrács fononjainak van szerepe.



6. *ábra.* Cooper-pár keletkezésének szemléltetése a klaszszikus kép szerint

Ezt a képet fejlesztette tovább a Bardeen-Cooper—Schrieffer elmélet. E szerint a szupravezetést egy olyan kölcsönhatás hozza létre, melyet a vezetési elektronok között a kristályrács virtuális fononjai közvetítenek. Ez a kölcsönhatás az elektronokat ún. Cooper párokká köti össze a köztük ható Coulomb taszítás ellenére. A kölcsönhatás hatótávolsága, a Cooper-párok ún. koherencia hossza, az elemi szupravezetőkre $\xi \sim 10^{-4}$ cm.

A szemléletesség kedvéért klasszikus hasonlattal élve a következőképpen érthetjük meg a helyzetet. Egy vezetési elektron a pozitív rácspontok mellett elhaladva, negatív töltése révén megváltoztatja azok rezgési állapotát, mondhatjuk „összerántja" őket *(6. ábra)*. A rácspontok rezgési állapotának és a töltéssűrűségnek ez a helyi megváltozása akusztikus gerjesztésként végighalad a kristályrácson és valahol egy másik elektronnal találkozva megváltoztatja annak mozgásállapotát; vonzást gyakorolva rá, átmenetileg mintegy kötést létesít a két elektron között. Ha a két elektron impulzusa eredetileg egyenlő nagyságú, de ellentett irányú volt, akkor zárt pályára, esetleg körpályára is rátérhetnek egymáshoz képest a létrehozott fononok által közvetített kölcsönös vonzás révén. Az így kialakuló kötött állapotból a két elektron — a Cooper-pár — csak a kötési energia betáplálása által szabadulhat. Ennél kisebb energia felvételére a pár nem képes. T_c-nél alacsonyabb hőmérsékleten a rácsrezgések energiája nem elegendő a párok felbontásához. A ξ koherencia hossz azt a legnagyobb átlagos távolságot jelenti, ameddig a fonon közvetíteni tudja a vonzást.

Elektromos erőtér a kötött állapotú elektronokat is elmozdulásra, tehát áram továbbítására készteti. Azonban amíg kötve vannak, haladásuk közben nem tudnak energiát közölni a kristályráccsal, így nem fejlődik Joule-hő és nem észlelünk ellenállást.

A kvantummechanika megfogalmazása szerint elektronfonon kölcsönhatás következtében a fém szabadelektronjainak egy része ellentett spin állású és impulzusú elektronokból álló Cooper-párokká kötve egy koherens kollektív kvantumállapotot képez. Az alapállapotnak 0 °K felel meg, ahol a Fermi felület mentén néhány kT_c vastagságú gömbhéjban elhelyezkedő összes elektron párba van kötve. A legalacsonyabb gerjesztett állapot egy Cooper-pár kötési energiájával magasabban helyezkedik el. Ennél kisebb energiát nem lehet közölni a kondenzálódott elektronok rendszerével.

A BCS elmélet csak a Coulomb és a szabadelektron-fonon kölcsönhatásokat tételezi fel, amelyek bármely fém kristályrácsában megtalálhatók: érthető a szupravezetés gyakori előfordulása. Nem lép fel a jelenség olyan rendszerben, ahol a fonon-elektron kölcsönhatás gyenge és nem elegendő a Coulomb taszítás ellensúlyozására. Ez a helyzet pl. elektromosan jó vezető fémek esetében, mint pl. az alkáli- és nemesfémek, vagy ahol

valamilyen más kölcsönhatás határozza meg a viszonyokat, mint pl. a ferromágneses anyagoknál.

3. *II-típusú szupravezetők*

a) A felületi energia

A minta felületén vagy bármilyen szupravezető-normál határfelületen a körülmények nem kedveznek a Cooper-párok kialakulásának, mert a normál fázis felé az elektronok nem találnak párképződésre alkalmas partnert. Ezért a Cooper-párok sűrűsége a felületen zérus, az anyag belseje felé pedig növekszik oly módon, hogy a felülettől ξ távolságra éri el teljes értékét.

A szupravezető-normál határfelületeken tehát különleges a helyzet. A felülettől számított λ mélységű térrészben a mágneses tér behatol és ott a mágnesezettség nem tud kialakulni. Másrészt ξ mélységig a Cooper-párok sűrűsége nem elegendő a szupravezető állapot fenntartásához. A két folyamat egy felületi energiataggal járul hozzá a szupravezető állapot összenergiájához. Az első tényező járuléka negatív, a mágnesezési energia csökkenése miatt; a másiké pedig pozitív, a szupravezetésben résztvevő térfogat csökkenése miatt (hiszen a normál állapotú anyag nagyobb szabadenergiával rendelkezik). A Ginzburg, Landau, Abrikosov és Gorkov által 1950 és 1960 között kidolgozott elmélet (GLAG-elmélet) szerint a felületi energiatag előjele ξ és λ viszonyán múlik. A felületi energia pozitív, ha $\xi > \lambda$. Ebben az esetben a szupravezető összenergiája akkor minimális, ha a normál-szupravezető határfelület a legkisebb: a minta teljes Meissner effektust mutat. Ha $\xi < \lambda$, akkor a felületi energia negatív és a stabil állapotnak az felel meg, ha a határfelület maximális. Emiatt a minta normál állapotú és szupravezető zónákra hasad fel. Az ilyen tulajdonságú szupravezetőt nevezte el Abrikoszov II-típusú szupravezetőnek.

b) Több komponensű szupravezetők. Ötvözetek, vegyületek

A II-típusú szupravezetők csoportjába több komponensű anyagok, ötvözetek, fémes vegyületek tartoznak; míg az elemi fémek nagyobbrészt I-típusú szupravezetőként viselkednek. A határ a két csoport között nem éles. Szennyezések és kristályhibák jelenléte I-típusú szupravezetőket II-típusúvá tehet, ξ értékének csökkentése révén. Néhány elem, pl. Nb, Ta, V viselkedése amúgy is átmenetet képez a két csoport között. Ezek az anyagok különösen érzékenyen reagálnak szennyezések, vagy kristályhibák jelenlétére, hovátartozásuk függ előzetes megmunkálásuktól.

Az ötvözetek tanulmányozása révén a II-típusú szupravezetők és legfontosabb tulajdonságaik tulajdonképpen már Abrikoszov elmélete előtt ismertek voltak. Bár az ötvenes évek közepéig a hangsúly az elemek szupravezetésének kutatásán volt azért, hogy egyszerű, jól reprodukálható rendszerekből vonhassanak le következtetéseket.

Már a harmincas évek leideni méréseiből következtetni lehetett az ötvözeteknek az elemekétől eltérő szupravezető tulajdonságaira. Kiderült, hogy az ötvözetek átmeneti hőmérséklete független alkotóik T_c-jétől, lehet annál alacsonyabb, vagy akár számottevően magasabb. Pl. 1930-ban Meissner NbC-re $T_c \geq 10$ °K feletti értéket kapott, ami még az elemi nióbiuménál is magasabb. A többalkotós szupravezetőknél az átmenet nem olyan éles, mint az elemeknél, ΔT esetleg $1 \div 2$ fok is lehet (1. ábrán: szaggatott görbe). De Haas és Voogd arra találtak példát, hogy ötvözetek kritikus mágneses tere egyes esetekben jóval magasabb az elemekénél: 1931-ben ólom-bizmut ötvözeteknél 15—20 kOe közötti H_c-t mértek. 15—20 kOes szolenoid abban az időben nagy eredménynek számított volna. Csalódást okozott azonban számunkra, amikor kiderült, hogy az ólom-bizmut huzal által elviselt kritikus áram jóval kisebb, mint amennyi a kritikus mágneses tér értékéből és a drót méretéből következett. A kis I_c miatt nem próbáltak mágnestekercset készíteni ebből az anyagból.

A döntő különbség azonban a két szupravezető típus között abban van, hogy alapvetően más módon viselkednek a rájuk ható mágneses térrel szemben, a normálállapotú és szupravezető zónákra való felhasadás miatt.

A szupravezetés beálltakor a II-típusú szupravezető is kidobja magából a gyenge mágneses teret, erősebb külső tér pedig behatol a mintába. Azonban a behatolás fokozatosan történik, egy alsó kritikus térerősségtől (H_{c1}) kezdve és a szupravezető állapot lerombolása csak egy jóval erősebb, másik, felső kritikus térnél (H_{c2}) következik be. H_{c1} és H_{c2} között az anyag ún. kevert állapotban van: a szupravezetés is fennáll (azaz nem észlelünk elektromos ellenállást), de a mágneses indukció erővonalai is behatolnak a mintába.

A normál állapotú tartományok az erővonalak mentén helyezkednek el, ezt a tükőráramok örvényszerűen körülfogják (emiatt a mágneses indukció erővonalait II-típusú szupravezető anyagokban örvényeknek nevezik). A mágneses indukció az örvényekben kvantált értékű, csak

$$\frac{hc}{2e} = 2{,}07 \cdot 10^{-7} \text{ gauss}$$

egész számú többszöröse lehet, ahol h a Planck állandó, c a fénysebesség és e az elektron töltése. Figyelemre méltó, hogy a nevezőben kétszeres elektrontöltés szerepel. Ez is egyike volt a Cooper-féle párképződési feltételezés helyességét közvetlenül bizonyító tényeknek. Az örvényeket, mint a mágneses fluxus egységének hordozóit nevezik fluxonoknak is.

A mintába behatolt örvények száma, a térerő növelésével növekszik, egyre közelebb kerülnek

egymáshoz. Ideálisan homogén és tiszta mintában elhelyezkedésük egyenletes; a minimális energiájú állapotot a háromszög konfiguráció adja. Az örvények között a szupravezető állapotú anyagrész többszörösen összefüggő tartományt alkot és elektromos vezetés szempontjából rövidrezárja a normáltartományokat. A felső kritikus térnél a normáltartományok összeérnek és ekkor szűnik meg az anyag szupravezetése. A felső és alsó kritikus tér viszonya λ és ξ viszonyától függ. A szupravezető tartományok, szálak vastagsága a felső kritikus tér közelében az örvények átmérőjével összemérhető: 10^{-6}—10^{-7} cm. Kis méreteik ellenére az örvényeket különleges technikával sikerült láthatóvá tenni elektronmikroszkópos felvételeken (Essman és Trauble, 1967). Az elmondottakból nyilvánvaló, hogy a vékony rétegeknél talált törvényszerűségek erre az esetre is érvényesek: II-típusú szupravezetők között két-három nagyságrenddel magasabb felső kritikus terűek fordulnak elő, mint az elemek között.

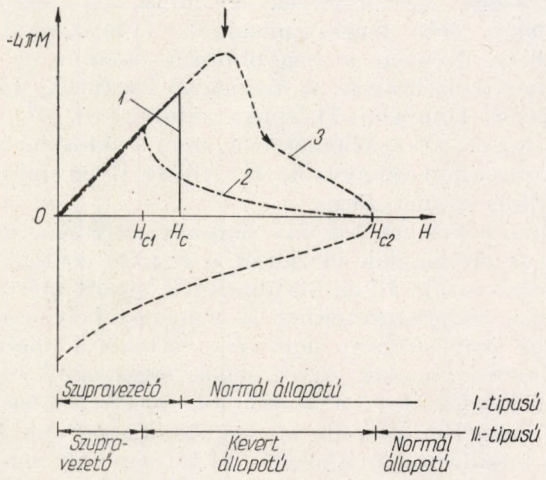
A gyakorlatban szereplő anyagok kristályszerkezete azonban sohasem teljesen homogén. Ekkor az előbb elmondott kép módosul. Ha a minta rácshibákat, lokális koncentrációbeli inhomogenitásokat tartalmaz, akkor az örvények elhelyezkedése nem lesz egyenletes. Ennek megértéséhez képzeljünk el egy II-típusú szupravezető anyagmintát, amelyben ξ sugarú hengeres furat van. Hatoljon a külső mágneses tér hatására a minta belsejébe egy örvényvonal. Az örvényvonal mentén ξ sugarú hengeres térrészben az elektronok normál állapotba kerülnek, ennek a térrésznek a szabadenergiája tehát magasabb a szupravezető állapoténál. Ha azonban az örvényvonal a furatba kerül, akkor az összenergiát semmi sem növeli meg. Az erővonalak számára tehát stabilabb elrendezést jelent a lyukakat elfoglalni a háromszög konfiguráció helyett. Az említett rácshibák féligmeddig a mintába hatoló lyukak, furatok szerepét töltik be. Környezetükben ugyanis — azáltal, hogy zavarják a Cooper-párok kialakulását — a szabadenergia értéke magasabb, közeledik a normál állapotbeli értékhez. Örvényvonalaknak ebbe a térrészbe való behatolása már csak kisebb mértékű további szabadenergia növekedést eredményezhet. Ezért a mágnesezésnél a behatoló erővonalak előszeretettel kötődnek kristályhibás helyekhez és a rögzítés annál erősebb, minél közelebb volt ezen helyek szabadenergiája már eredetileg is a normál állapotbeli értékhez. A különféle kristályhibák f l u x u s r ö g z í t ő c e n t r u m o k k é n t viselkednek.

Külső térerő növelésekor az erővonalak a minta belseje felé való előrehaladás közben fennakadnak a rögzítő centrumokon. A térerő további növelésekor az erővonalakat a közöttük egyre erősödő taszítás továbblöki a következő centrumokig. A mágneses tér kívülről befelé ugrásokban hatol be. Egyes külső tartományok már normál állapotúvá válnak, amikor belül még összefüggő szupravezető szál halad végig az anyagon. A térerő csökkenésekor az előző folyamat fordítottja történik. A rögzítő centrumok a már megragadott erővonalakat nehezen eresztik el: jelentős hiszterézis és remanencia mutatkozik.

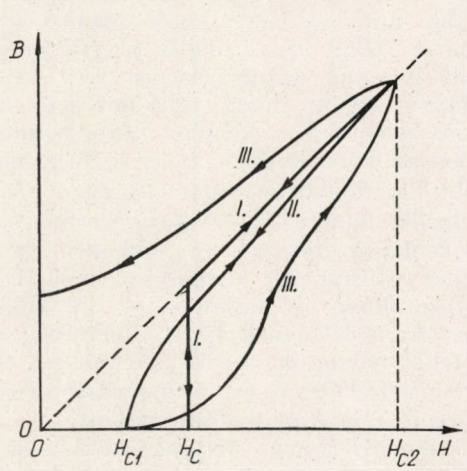
A sok rögzítő centrumot tartalmazó szupravezetőket nevezik k e m é n y szupravezetőknek.

Az örvényvonal kötődése a centrumokhoz nem állandó erővel történik. A rácsnak és magának a rögzítő centrumnak a hőmozgása a kötési erő statisztikus ingadozását eredményezik és eközben hol egyik, hol másik örvény szabadul ki a kötésből és vándorol tovább. A hőmozgás által aktivált fluxusmozgást nevezzük f l u x u s - c s ú s z á s n a k (fluxcreep). Fluxus-csúszás mindig mutatkozik, a hőmérséklet növekedésével erősödik.

Az elmondottak szemléltetésére a 7. *ábrán* szupravezetők mágnesezési görbéjét tüntettük fel. Az 1-es görbe I-típusú, a 2-es görbe ideális és homogén II-típusú, a 3-as görbe pedig kemény szupravezetőkre vonatkozik. Utóbbi esetben a befagyasztott fluxus hiszterézist okoz.



7. *ábra* Szupravezetők mágnesezési görbéje
1: I-típusú szupravezető
2: homogén II-típusú szupravezető
3: kemény II-típusú szupravezető



8. *ábra*. Szupravezetők $B = f(H)$ összefüggése. A görbék számozása egyezik a 6. ábránál alkalmazottal. A szaggatott egyenes a normálállapotú diamágneses anyagokra vonatkozik

A *8. ábrán* ugyanezt $B = f(H)$ összefüggésben ábrázoltuk. A görbék számozása egyezik a 7. ábránál alkalmazottal, de a szaggatott vonal normál állapotú diamágneses anyagokra vonatkozik.

Az alkalmazások szempontjából a legfontosabb kérdés, mi történik, ha II-típusú szupravezetőn a H_{c1} és H_{c2} közötti kevert állapotban áramot bocsátunk át. Ekkor — ellentétben az I-típusú esettel — számolni kell az anyagot átmetsző erővonalak és az átfolyó áram kölcsönhatásával, ami az erővonalakra oldalirányú taszítást eredményez, az $\bar{F} = \bar{J} \times \bar{B}$ Lorentz törvény szerint. Rögzítés hiányában az erővonalak elmozdulnak az anyagban és $\bar{v}$ sebességű mozgásuk közben a Faraday féle indukciós törvény szerint

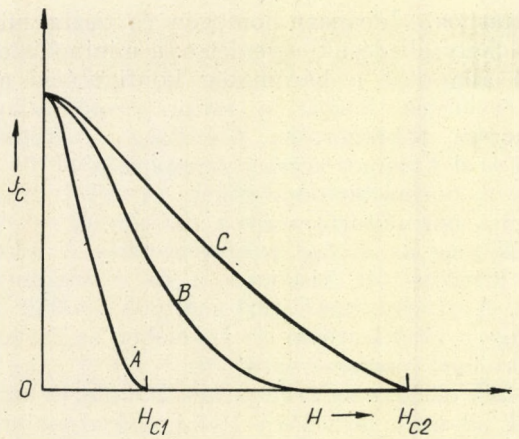
$$\bar{E} = \bar{v} \times \bar{B}$$

nagyságú elektromos teret hoznak létre. Így a szupravezetés legjellemzőbb tulajdonságát veszítjük el, mert a minta sarkain — indukciós eredetű — feszültséget mérünk az erővonalak mozgatásához pedig folyamatos energia betáplálás szükséges. Az örvények a minta kis térerejű széléhez érve megsemmisülnek, hőfelszabadulás mellett. Közben a nagyobbterű oldalon új örvények keletkeznek. A megjelenő feszültség miatt teljesen homogén II-típusú mintákban, H_{c1} és H_{c2} között áram jelenlétében, nem is beszélhetünk szupravezető állapotról; H_{c1} fölött ilyen minták kritikus árama zérus.

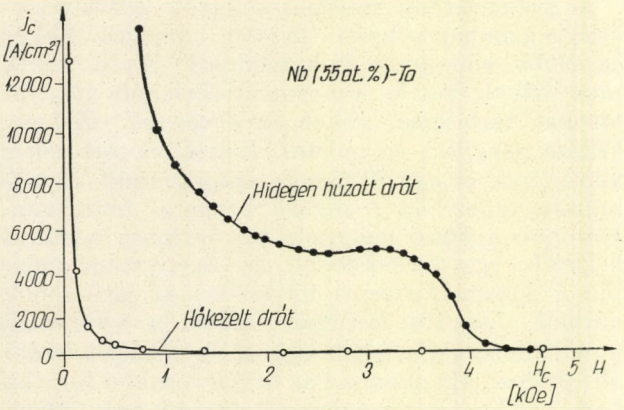
Más a helyzet kemény szupravezetőkben, mert ott az erővonalak mozgását a rögzítő centrumok akadályozzák. Ilyen körülmények között második típusú szupravezetőkben a megengedhető maximális áramsűrűség nem H_{c2} értékétől, hanem az örvényvonalak rögzítésének erősségétől függ: az a kérdés, hogy a centrumok mekkora Lorentz erő ellenében képesek a rögzítést biztosítani. Kevés hibahelyet tartalmazó, jól kitemperált anyagban a j_c érték alacsony. Bizonyára ilyen volt a de Haas és Voogd által vizsgált Pb-Bi minta. (A mérést megelőzően feltehetőleg különös gondossággal hőkezelték mintájukat és ezzel megfosztották magukat egy nagy jelentőségű felfedezéstől.) Több és erősebb rögzítő centrum nagyobb kritikus áramsűrűséget tesz lehetővé.

A fluxus-csúszás miatt több-kevesebb fluxus vándorlás jelen van a kemény szupravezetőkben is. Ebben az a kellemetlen, hogy a fluxusugrások a fentebb mondottak szerint melegítik a mintát és az emelkedő hőmérséklet a környezetben a többi rögzítő centrum erősségét is csökkenti. Ez újabb ugrásokat válthat ki: a helyzet még kemény szupravezetőkben is hajlamos az instabilitásra. Kritikus áramerősségnek végeredményben azt az áramértéket nevezzük, amely alatt már a fluxusmozgás, a hőfejlődés és a minta sarkain megjelenő feszültség is elhanyagolhatóan kicsiny.

A *9. ábra* II-típusú szupravezetők jellegzetes kritikus áram—térerő összefüggését mutatja. Az *A* minta rögzítő centrumot egyáltalán nem tartalmaz, a *B* mintában kevés, a *C* mintában pedig sok hibahelyet tételezünk fel.



9. ábra. II-típusú szupravezetők jellegzetes kritikus áramtérerő összefüggése a fluxusrögzítő centrumok sűrűségétől függően.
A: hibátlan, homogén minta
B: kevés rögzítő centrumot tartalmazó minta
C: sok rögzítő centrumot tartalmazó minta.



10. ábra. Jellegzetes $j_c = f(H)$ görbe kitemperált illetve sok hibahelyet tartalmazó II-típusú szupravezetőre c Heaton. Rose—Innes Appl. Phys. Ltt. *2* (1963) 196.)

Rögzítő centrumok, hibahelyek létrehozására a hideglehúzás az egyik leghatékonyabb eljárás, azáltal, hogy a kristályszerkezetet teljesen összetöri. Ezt mutatja be a *10. ábra*, amelyen egy Nb-ötvözetből készült huzal kísérletileg kapott j_c—H összefüggése látható kitemperált és hideg húzott esetben. Gyakorlati szempontból nézve, nemcsak a magasabb j_c érték, hanem a karakterisztika alakja is előnyös: egy hosszabb H tartományban j_c független a térerőtől, „platója" van. Tekercsek méretezésénél ezt a szakaszt célszerű kihasználni.

Fluxusrögzítő centrumokat nemcsak hidegmegmunkálással lehet kialakítani, hanem minden olyan metallurgiai eljárással, amelyik a kristályszerkezetben nagyszámú hibahelyet hoz létre, így pl. szemcsehatárokon létrehozott precipitátumokkal, színtereléssel.

Összegezésül elmondhatjuk, hogy az elmúlt évtizedek fejlődése kezünkbe adta a módszert a mágnestechnika szempontjából jól használható megfelelő tulajdonságú szupravezető anyagok kialakítására. Ennek technikai részleteiről, valamint a mágneskészítés módszereiről sorozatunk következő cikkében számolunk be.

ESEMÉNYEK

HÚSZÉVES AZ MTA ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE

Ebben az évben ünnepli az 1954-ben alakult ATOMKI fennállásának húszéves évfordulóját. Húsz év — ha nem is hosszú idő egy emberöltőhöz képest — napjaink tudományának viharos fejlődése sodrában jelentős időszak különösen egy olyan kutatóintézet életében, amely kezdeti lépéseit tette ebben az időszakban és amely ez alatt a húsz év alatt erősödött meg és vált a hazai kutatási bázis egyik jelentős intézményévé.

Az ATOMKI létrejötte, megalakulása óta folytatott tevékenysége elválaszthatatlan a hazai kísérleti atommagfizikai kutatások Debrecenben kialakult hagyományaitól. Létrehozásával nyílt lehetőség arra, hogy a Debreceni Tudományegyetemen már a harmincas években megkezdett magfizikai kutatások szélesebb keretet nyerjenek, megteremtve a lehetőséget mind alapvető magfizikai vizsgálatok, mind ezek eredményeinek, az alapkutatások során nyert tapasztalatoknak, felismeréseknek más területeken való alkalmazása számára.

Az ATOMKI fejlődésére, kutatási tevékenységére a Debrecenben kialakult kísérleti magfizikai iskola hagyományainak széleskörű érvényesülése jellemző. Ez a — Szalay Sándor akadémikus, több évtizedes oktató, nevelő és kutatómunkája nyomán kialakult — tudományos iskola, amelyet a természet jelenségeinek elsősorban kísérleti módszerekkel történő, de ugyanakkor széles látókörű megközelítése, továbbá témaválasztásában az alapkutatási szempontokon túlmenően az alkalmazási lehetőségek széleskörű figyelembevétele jellemez, a szellemi erők gondos kiválasztásán alapulva az ATOMKI keretein belül, de ennél lényegesen szélesebb körbe szétsugárzó hatással is, a hazai magfizikai kutatások egyik jelentős bázisává vált. Az elmúlt húsz év folyamán számos olyan kutatási eredmény megszületésének lehettünk tanúi az ATOMKI-ban, melyeket a hazai és nemzetközi tudományos közvélemény egyaránt jelentősnek ítélt és számontart. Elég ha itt a neutrinó visszalökő hatásának kísérleti kimutatására, a neutronindukált magreakciók kísérleti vizsgálata valamint a magspektroszkópia különböző területein elért jelentős eredményekre, vagy az alkalmazások vonatkozásában a hazai uránkincs felfedezéséhez vezető kutatások eredményes voltára, a humuszanyagok geokémiájában elért alapvető jellegű felismerésekre, az orvosi izotópalkalmazások területén végzett, hazai viszonylatban úttörő tevékenységre utalunk. Az eredmények értékét csak növeli, hogy azok a viszonylag szerény eszközállomány adta lehetőségekhez való alkalmazkodás kényszerű körülményei között születtek meg, a gyakorlatban igazolva azt az elvet, hogy az eredményes kutatásban elsődleges jelentőségű a gondolat, a jólképzett kutatói és műszaki gárda magasszínvonalú alkotó tevékenysége.

Visszatekintve az ATOMKI húszéves eredményes munkájára, elengedhetetlen, hogy tekintetünket ne fordítsuk a jövő felé is. A hazai és nemzetközi keretekben folyó magfizikai kutatások előtt álló feladatok, a magfizikai módszerek egyre bővülő alkalmazási lehetőségeiből adódó társadalmi igény, a több tudományág, így a magfizika részéről is megnyilvánuló együttes erőfeszítést kívánó multidiszciplináris kutatások jelentőségének növekedése folytán, a hazai kutatások előtt álló feladatok megoldásában jelentős szerep vár a most már húsz év tapasztalataival rendelkező Atommag Kutató Intézetre. E munkához kívánunk sok sikert az ATOMKI minden kutatójának, dolgozójának.

„KORRELÁCIÓK ATOMMAGOKBAN" SYMPOSIUM

Balatonfüred, 1973. szeptember 3—8.

Németh Judit
ELTE Elméleti Fizikai Tanszéke

Az elmúlt évben Balatonfüreden „Korrelációk atommagokban" címmel az Eötvös Loránd Fizikai Társulat és az Akadémia együttműködésével a Magfizikai Szakcsoport nemzetközi Symposiumot rendezett. Mivel a Symposium előtt néhány nappal Münchenben 1200 személyes konferenciát tartottak, a rendező bizottság szigorúan tartotta magát ahhoz az elhatározáshoz, hogy a Symposium résztvevőinek száma nem haladhatja meg a százat. Éppen ezért a Symposiumra csak meghívott résztvevők jelentkeztek, és a későbbiekben meghívásért folyamodókat a rendező bizottság kénytelen volt visszautasítani.

Az összejövetelen jelen voltak a szakma legkiválóbb képviselői. Az előadások után élénk viták alakultak ki, amelyeket rendszerint az elnök időhiány miatt kénytelen volt megszakítani. A diszkussziók általános voltára jellemző, hogy a résztvevők mintegy kétharmadának az írásban leadott hozzászólása megjelenik a Proceedingsben is.

A Symposium sikerét bizonyítja a Proceedings iránt megnyilvánuló érdeklődés, valamint a résztvevők köszönő levelei. A. Lane (Harwell) a magfizika egyik legkiemelkedőbb képviselője például a következőket írta levelében a rendező bizottság egyik tagjának: „A Konferencia osztatlan sikert aratott. A sok-sok konferencia közül, amelyeken részt vettem, ez volt a legélvezetesebb és a legjobban rendezett. Kísértésbe estem, hogy ne vegyek részt több konferencián, és ezáltal elkerüljem a szükségszerű összehasonlítást és csalódást".

A Symposium tematikája a következő volt:

1. Korrelációk általában
2. Korrelációk alapállapotú magokban
3. Korrelációk magreakciókban
4. Válogatott témák
   a) Egy részecske állapot fogalma
   b) Kollektív állapotok a magokban; Hasadás
   c) Nagyenergiájú szórások

Az előadások megoszlása a következő volt: 9 az első, 6 a második, 8 a harmadik, 3 a negyedik, 4 az ötödik és 2 a hatodik témában. A 33 előadás közül 6 volt magyar előadóé.

A program ismertetése céljából lefordítottuk M. Baranger, a MIT professzorának a konferencián elhangzott és a Proceedingsben megjelenő záróbeszédét. A záróbeszédet néhány megjegyzéssel szeretném kiegészíteni, hogy a témában nem járatos olvasók is megértsék azt.

A magfizika eljutott arra a fokra, hogy az atommagban lejátszódó jelenségeket mikroszkopikusan akarjuk megérteni, azaz két-nukleon erőkből kiindulva soktestfizikia közelítéseket alkalmazunk. Természetesen ez nem mindig sikerül, ilyenkor változatlanul fontos szerepet játszanak a magok tulajdonságait fenomenológikusan leíró modellek, de az igény a mikroszkopikus tárgyalás. Az atommag nukleonjai között kölcsönhatás van, a nukleonok „korrelációban" vannak egymással. Mint a záróbeszédből látható, nagyon sok korreláció van: rövid hatótávolságú

erős, hosszú hatótávolságú gyengébb stb. Talán célszerű néhány korreláció jellegét kicsit részletesebben ismertetni.

A záróbeszéd szerint a legtöbb előadás „tömegközépponti" korrelációkról hangzott el. Mit jelentenek ezek?

Az atommagot első közelítésben független nukleonok rendszerének tekinthetjük, ezek a nukleonok egy közös potenciálvölgyben mozognak. Kvantummechanikai nyelven ez azt jelenti, hogy az atommag hullámfüggvénye első közelítésben egy-részecske állapotok antiszimmetrizált szorzata, az egy-részecske hullámfüggvények olyanok, hogy a sűrűség a mag tömeg-középpontja körül a legnagyobb és a felületen zérushoz tart. Ilyen eredményt kapunk, ha egy egyszerű Saxon—Woods potenciált tekintünk

$$V(r) = \frac{V_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} \qquad (1)$$

és ennek a különböző kvantumszámokhoz tartozó megoldásaiból állítjuk össze a mag hullámfüggvényét. A tapasztalat azt bizonyítja, hogy az ilyen módon kapott eredmények nem elég jók, a számítást módosítani kell. Minden olyan tárgyalást, amely a magot egy-részecske hullámfüggvények szorzataként írja le, de a fenti egyszerű képet módosítja valahogyan, tömegközépponti korrelációk figyelembevétele címszó alatt foglaltunk össze.

Ezeknek az eljárásoknak az alapgondolata a következő: tudjuk, hogy a magerők erősek, ezért Born vagy másképpen nevezve egy-részecske közelítés alkalmazása nem jogos. Ha két nukleon nagyon közel van egymáshoz, az erős taszítás miatt a két-részecske hullámfüggvény majdnem zérus. Az egy-részecske hullámfüggvény ezzel szemben véges érték. A

$$(\psi_{12} \mid v \mid \psi_{12}) \to (\varphi_{12} \mid v \mid \varphi_{12}) \qquad (2)$$

közelítés nem alkalmazható (v (2)-ben kétrészecske potenciál, φ_{12} az egy-részecske hullámfüggvények szorzataként felírt perturbálatlan hullámfüggvény, ψ_{12} a valódi két-nukleon hullámfüggvény). Jogos azonban egy transzformációt bevezetni:

$$v^{\text{eff}} = S^{-1} v S,$$
$$\Phi_{12} = S\psi_{12}. \qquad (3)$$

(3) segítségével (2) a következő alakban írható

$$(\psi_{12} \mid v \mid \psi_{12}) = (\Phi_{12} \mid v^{\text{eff}} \mid \Phi_{12}) \qquad (2a)$$

és Φ_{12} most már lehet egy-részecske hullámfüggvények szorzata. A tömegközépponti korrelációkkal dolgozó fizikusok ezeket a Φ_{12}-ket illetve v^{eff}-ket számolják ki különböző esetekben. Ilyen számolásokat végeznek a Brueckner—Hartree—Fock számítások során is, hiszen ott v^{eff} egy G operátor és annak a mátrixelemeit határozzák meg. Ilyen módon egy-részecske állapotokat definiálunk, és feltehetjük a kérdést, mekkora ezeknek a részecskéknek az energiája a magban? A kérdés megválaszolása sem kísérletileg, sem elméletileg nem könnyű és nem egyértelmű, hiszen a (3) transzformáció csak egy matematikai trükk, és a magban változatlanul nem léteznek igazi egy-részecske állapotok. A kérdés fontosságát bizonyítja, hogy egy külön délután folytak erről az előadások és viták. Ezeknek a lényegét majd egy későbbi különálló cikkben ismertetjük.

A következő korreláció-típus a rövid hatótávolságú korrelációk. Sokáig vita témája volt, kimutathatók-e ezek kísérletileg egyáltalán. (2a) bizonyítja, hogyha a valódi két-nukleon potenciál helyett effektív potenciált vezetünk be, majdnem hasonló eredményeket kapunk. Ezeket az effektív két-nukleon potenciálokat is választhatjuk úgy, hogy a szóráskísérletekkel jó egyezést kapjunk. A tapasztalat azonban azt bizonyítja, hogy az egyszerű effektív potenciálok nem adnak jó eredményt: azoknak vagy sebesség- vagy sűrűségfüggőnek kell lenni, ez pedig azt bizonyítja, hogy a potenciálok tényleg „effektívek", azaz egy operátor átlagértékét közelítik és nem valódiak. Újabban sikerült a rövidhatótávolságú korrelációk létét nagyenergiájú mag-nukleon szórásokban is közvetlenül kimutatni.

Külön kell beszélnünk fontossága miatt a hosszú hatótávolságú korrelációkról. Mit jelentenek ezek?

A teljes mag hullám függvényét sorbafejthetjük egy-részecske hullámfüggvények szorzatai szerint, hiszen azok teljes rendszert alkotnak, semmi garancia nincs azonban arra, hogy ebből a sorfejtésből elég néhány tagot figyelembe venni. Végtelen sok tag összege szükséges például ahhoz, hogy olyan hullámfüggvényt kapjunk, amelynél $\psi_{12}(r) \approx 0$ ha $r_{12} < c$, azaz ha rövid hatótávolságú korrelációk vannak. Úgyszintén a sorfejtés sok tagjának a figyelembevételével írhatjuk csak le a magok kollektív viselkedését.

Tudjuk, hogy egy deformált mag alakját változtatja, forogni illetve vibrálni képes. Függetlenül mozgó részecskék rendszere ilyet nem tud. A kollektív mozgások leírására fel kell tételeznünk, hogy a hullámfüggvény módosul, mintegy modulálódik a kollektív mozgásokat leíró taggal. A kollektív mozgást okozó korrelációk nyilván hosszú hatótávolságúak, hiszen a hullámfüggvény modulációja mag méretű. A kollektív mozgások mikroszkopikus tárgyalása az utóbbi időben előtérbe került és a magfizika egyik legmodernebb fejezetét alkotja.

A nem említett korrelációk közül különösen fontosak még a tenzor- és a Coulomb-erő hatására fellépő korrelációk. A tenzorerők tárgyalása azért nehéz, mert nem centrálisak, a különböző parciális hullámokat csatolják egymáshoz, a Coulomb erőké pedig azért, mert a végtelenben is módosítják a hullámfüggvényeket. Ha ez a két erő nem lenne, a magfizikai soktestprobléma megoldottnak lenne tekinthető. Különösen azért, mert nem is létezne ilyen! Coulomb erő nélkül csak maganyag lenne, nem lennének atommagok, és mi sem, akik azokat vizsgáljuk. Így végeredményben inkább ne panaszkodjunk azok fellépte miatt.

ZÁRÓBESZÉD A „KORRELÁCIÓK ATOMMAGOKBAN" KONFERENCIÁN

M. Baranger

Egy záróbeszédben azt kell elmondani, mit tanult az ember a konferencián. Amikor tegnap késő este leültem (háromféle bor „megkóstolása" után) ezen gondolkozni, rájöttem hogy én személy szerint jóval többet tudtam meg, mint előzőleg gondoltam. Ez bizonyos értelemben kellemetlen meglepetés volt, hiszen csak egy éjszakám maradt, hogy mindent végig gondoljak és összefoglaljak. Elnézésüket kérem és egyben a segítségüket is, hogy az összefoglaló ennek dacára olyan legyen, amilyennek lennie kell, azaz méltó a konferenciához.

Először a rövidebben kezdem, és a Magyarországra vonatkozó új ismereteimet foglalom össze (ezeket is a konferencia alatt vagy révén szereztem). A legelső dolog, amit Budapestre érkezve megtanultam, hogy a magyarok vendégszeretete, az országuk kicsiny méreteivel ellentétben minden irányban végtelenül meleg és végtelenül hatékony. Különösen nagy élmény volt, hogy a magyar fizikusok ide-oda szállítottak bennünket kocsin, miközben az esti szállításoknál ők maguk nem ihattak. Ez a barátság általam ismert messzemenően legszebb tanújele. Csatlakozzanak, kérem megköszönni ezeknek a vezetőknek áldozatkészségüket.

Megtanultam ezen kívül azt is, hogy Németh Judit energiája végtelen, hogy mindenkit ismer, a konferencia

minden pillanatában mindenről tudott és mindent kézben tartott, egyszerre három helyen it tudott lenni. Ez lehetetlennek hangzik, de így igaz.

Lenyűgöző, hogy milyen jól rendezték meg a konferenciát. Egy teljes héten át kitűnő fizikával és kellemes programokkal tartottak mindnyájunkat jól, kiváló hangulatban. Minden lehetséges nehézséget előre láttak és mielőtt felmerült volna, már megoldották. Köszönjük meg a rendező bizottságnak és Fái Györgynek hosszú munkájukat, amely olyan élvezetessé tette ezt a találkozást. Nagyon, nagyon nehéz lesz elutaznom innen.

Végül, de nem utoljára új szakmai ismereteket is szereztem. Ezen a téren elsősorban a mikroszkopikus szempont előtérbe kerülése volt számomra a meglepő. Alig van olyan fizikus manapság, akár kísérleti, akár elméleti, aki ne értene egyet abban, hogy mikroszkopikusan kell megértenünk, mi megy végbe a magokban. Világos, hogy ehhez közbenső lépésekre, modellekre van szükségünk, mivel a teljes mikroszkopikus megértés egy soha meg nem valósítható álom. De még ha az álom megvalósítható volna, a modellek akkor is kellemes pihenőhelyül szolgálnának a hosszú, fáradságos mikroszkopikus ösvény mentén. De afelől nincs kétség, hogy mindazt, amit manapság csinálnak, a mikroszkopikus szellem hatja át.

Ebből a szempontból egy fontos dolgot tudtam meg Satchler előadásából, nevezetesen azt, hogy tudnunk kell, hogy a mikroszkopikus elmélet és a modell hogyan illeszthető össze, akkor ugyanis egy érvelésben a kettő keverékét használhatjuk. Satchler lényegileg azt hiszem a következőket mondta: „Az optikai potenciál immaginárius részének mikroszkopikus meghatározásánál a legfontosabb közbenső állapotok a kollektív állapotok, ezeket a kollektív állapotokat elvileg meghatározhatnánk megint mikroszkopikusan, de ez nagyon nehéz és még senkinek sem sikerült, így fenomenológikusan kezeljük őket." Satchler természetesen mestere az ilyen jellegű fenomenológikus tárgyalásnak, így felhasználta a magsugarat és a különböző kollektív osszcillációk sugarait stb. A figyelemre méltó az, hogy most már jól el tudjuk képzelni, mikroszkopikus nyelven mi felel meg a fenomenológiai fogalmaknak. A mikroszkopikus számolás bármely lépésénél behelyettesíthetünk fenomenológikus fogalmakat, s a számolás ezen részét fenomenológikussal helyettesítjük, akár Satchler.

A konferencia neve „Korrelációk atommagokban" volt. Ez az elnevezés kitűnő, a mikroszkopikus szempontot hangsúlyozza, és egy vezérfonalat szolgáltat, amely mentén a mondanivalómat csoportosíthatom: egyszerűen sorraveszem a különböző típusú korrelációkat, amikről a hét során hallottunk.

Feshbach rámutatott ma reggel, hogy ha a nukleonok valóban korrelálatlanok lennének, az egyik egyik irányba menne, a másik másik irányba és 10^{-23} sec alatt nem lenne többé atommag. Így a legfontosabb korrelációk azok, amelyek hatására a nukleonok együtt maradnak és magot alkotnak, ezeket nevezte Feshbach tömegközépponti korrelációknak. Ez egyáltalán nem triviális. Azok a fizikusok, akik egy-részecske hullámfüggvényeket számolnak, Hartree Fock számolásokat végeznek a mag durva tulajdonságainak meghatározására, ezekkel a magkorrelációkkal dolgoznak.

Sokan beszéltek ilyen témáról. Faessler ill. Kümmel Brueckner—Hartree—Fock számolások eredményét ismertették, Moskowszki a Skyrme erőről beszélt, Vautherin annak alkalmazásairól, Boschán is egy Skyrme-típusú erőről. Kisdi és Németh Thomas Fermi közelítésben számoltak, ami még egyszerűbb. Lipperheidétől megtudtuk, hogy nagyon nehéz a luk állapotokat pontosan meghatározni és Schäfer ezen egy-részecske állapotok egy fontos definícióját adta meg. Németh és Fái a Lane potenciál meghatározását ismertették, ez is az egy-részecske potenciál fogalomkörébe tartozik.

Mindezek közül az első, amit megjegyeztem, Faessler számolása. Úgy tűnik nekem, hogy hacsak nem hibázott, ami mindnyájunkkal előfordulhat, igazolta azt a szempontot, amit Münchenben hangsúlyozni igyekeztem, nevezetesen hogy a helyzet elég érett ahhoz, hogy kiváló számításokat végezzünk elsőrendű elvek alapján. Az ő és munkatársai számolása tűnik a létező legjobb BHF számolásnak. És elképesztő egyezést kap, amint azt láthattuk. Természetesen sok minden kimaradt ezekből a számításokból, noha még mindig kevesebb, mint másokéból, lehet, hogy a kimaradt dolgok egy részének figyelembevétele rontana az egyezésen, de akkor is az egész igen imponáló munka. Kiindulva egy realisztikus nukleon-nukleon erőből, gömbszimmetrikus magokra jó teljes energiákat, egy-részecske energiákat és sugarakat kapnak.

Azt mondhatjuk, hogy Faessler számolásai képezik a vonatkoztatási pontot. Bebizonyítják, hogy mikroszkopikus számolások végezhetőek. És ha valakiben kétség merül fel a saját közelítő modelljét illetően, visszamehet Faesslerhez és megkérheti őt, számoljon ki még egy magot összehasonlításul. De ez nagyon időigényes! És most jövök a Skyrme erőhöz. Vautherintól megtanultuk, hogy Skyrme erővel számos dolog gyorsan kiszámolható. Skyrme tehát egy leegyszerűsítése Faesslernek. Faessler számításai elvégezhetőek, és ha egyszer elvégezhetőek, van-e értelme Skyrme számolást csinálni? Igen, van, mivel az utóbbi sokkal gyorsabb. Ez az oka, *az egyetlen oka:* sokkal gyorsabb. Sok olyan dolgot ki lehet számolni vele, amire nincs idő Faessler módszerével.

Moszkowski mutatott rá az előadásában, hogy a Skyrme erő arra is felhasználható, hogy egyes mennyiségek (pl. a sűrűségfüggvény felületi viselkedése, a szimmetria energia változása vagy a neutronsűrűség eloszlása stb.) viselkedését kvalitatíve megértsük. Ezeknek a mennyiségeknek a tömegszám függvényében való viselkedését tanulmányozza. Én a magam részéről, mint ismeretes, a kollektív alakmozgás iránt érdeklődöm különösen. Azt hiszem, a Skyrme erővel végsősoron lehetséges kollektív alakmozgást számolni. Vautherinék számolása egy lépés ebben az irányban. Még nem volt módjuk rá, hogy a tehetetlenségi paramétereket meghatározzák, azonban nehéz deformált magokra gyönyörű potenciálgörbéket kaptak már, amiket Faessler időhiány miatt nem tudna megkapni. Nem hiszem, hogy ő valaha is dolgozott volna nehéz magokkal.

Ugyancsak megragadta a figyelmemet Kümmel BHF számolása héliumra és oxigénre. Ez is nagyon jó számolás, különösen jelentős a három-test diagramok figyelembevétele. Azok közülünk, aki tudják, milyen nehézséget jelentett és jelent a három test diagramok figyelembevétele maganyagnál, nehezen hiszik el első pillanatra Kümmel állítását. Azonban meggyőzött róla, hogy a három test diagramokat könnyebb figyelembe venni könnyű magoknál, mint maganyagnál és most már elhiszem, hogy Kümmel és munkatársai tényleg elvégezték ezt az ijesztő számolást. A három-test tagok szerepe nem elhanyagolható a mag korrelációkban és remélem, hogy erről többet hallhatunk majd a közeljövőben.

Az egy-részecske korrelációk után rátérhetünk a következő korreláció-típusra, a rövid hatótávolságú korrelációkra. Számos előadótól hallottun magáról a nukleon-nukleon potenciálról. Green tegnap megmutatta, hogy kell figyelembevenni a Delta rezonenciát a potenciál számolásánál és mi ennek a hatása az elektromágneses és gyenge tulajdonságokra. Lande és Pearson is saját nukleon-nukleon potenciállal rendelkezik, mindegyik bizonyos speciális esetekre alkalmazható. A rövid hatótávolságú korrelációk kísérleti hatását, a tényt, hogy ezek tényleg léteznek Feshbach bebizonyította nagyon világosan ma reggel. McKellar a rövid hatótávolságú korrelációknak a gyenge kölcsönhatású magerők miatt fellépő paritás keverésre való hatásáról beszélt. Úgy tűnik, itt még számos nyitott probléma van. Tabakin a rövid hatótávolságú korrelációknak a pion-atommag szórásra való hatásáról akart beszélni, de azt találta, hogy ez még nem vehető figyelembe, így visszament az egy-részecske korrelációkhoz és a pion-mag szórás optikai potenciáját vezette le.

Ha rövid hatótávolságú korrelációkról beszélünk, valójában két fajta korrelációról van szó. Az egyik azért lép fel, mert a nukleon-nukleon erő rövid hatótávolságon erősen taszító. Ezt a rövid hatótávolságú korrelációt jól értjük. Brueckner eljárása, amelyben a létra gráfokat összegezzük, jól működik. Az eljárás

kicsit nehézkes, de tudjuk, mit kell tennünk. A másik korreláció típus a magerők tenzorerő része miatt lép fel. Ezek a tenzor-korrelációk bajt okoznak. Ha a tenzorerőtől megszabadulnánk, a magok mikroszkopikus elmélete ki lenne dolgozva.

Irvinetől hallottunk erről a témáról, aki magszerkezeti számításokban a tenzor korrelációkat szemi-fenomenologikus módon igyekszik tárgyalni. Más fizikusok is megpróbálták a tenzorerőt kikapcsolni. Az egyik ilyen Barrett, aki ezt az O^{18}-ban ható effektív két-nukleon kölcsönhatás meghatározásánál kísérelte meg. Egy másik ilyen Sauer, szintén O^{18}-ra vonatkozó számításoknál, ő a fenti effektív kölcsönhatásnak a magasabb héjak törzs-polarizációhoz való járulékát próbálta meghatározni. Sauer a G mátrix tenzor részét hanyagolta el, nem a potenciálét, mivel a G mátrix meghatározásánál a potenciál tenzor része jelentős járulekot ad a G mátrix skalar részéhez. Ha a G mátrix tenzor részét elhanyagoljuk, azt tapasztaljuk, hogy az effektív potenciálra vonatkozó sorfejtés jóval gyorsabban konvergál, mint a tenzor taggal. A tenzor erő tehát a „gonosz szellem", amelyik megnehezíti az életünket, vagy másképp fogalmazva, a magszerkezetet számoló fizikusokat kenyérhez juttatja.

Két olyan előadás volt, amelyik nagyon tetszett nekem, de nem tudom, hogyan kategorizáljam őket, legfeljebb azt tudom, hogy a felsorolasban most kell megemlítenem ezeket. Az egyik Lane előadása volt tegnap reggel, aki a Coulomb korrekciókról beszélt, és arról, hogy ezeket alaposan ismernünk kell, mielőtt megmondhatnánk, a rövid hatótávolságú korrelációk hogyan módosítják őket. Lane előadásából megtudtam, hogy a természet gyönyörű és bonyolult, szemben a fizika elméleteivel, amelyek gyönyörűek és egyszerűek. Az előadás tényekkel volt zsúfolt: jelenséget jelenség után kellett figyelembe venni, Lane gondosan egyiket a másik után sorravette és ha az ember nem akart elveszni, nagyon kellett figyelnie. Milyen más egy főleg formalizmusból álló előadásra hallgatni!

Nagyon érdekes volt számomra Mihajlovics előadása, talán azért, mert néhány évvel ezelőtt én is próbálkoztam ilyesmivel de nem jutottam túl messzire. Mindenesetre ő a mikroszkopikus szerkezeti számolásokat egy gyökeresen új típusú közelítő eljárással próbálta elvégezni, és a módszer működik! Szakértők kezében a két-részecske sűrűség mátrix tulajdonságainak felhasználása összemérhető a héj modell-pusz-korrekciók közelítéssel. Szerencsés fordulat, hogy ilyen újszerű próbálkozás sikerülhet, további sikereket és eredményeket kívánok neki. Ha ugyanannyi számológép idejük lenne, mint a héjmodelles embereknek, ki tudja, milyen messzire jutnak el a magkorrelációk megértésében?

A rövid hatótávolságú korrelációk után megnöveljük egy kicsit a hatótávolságot és az ún. héjmodell, vagy középtávú korrelációk tartományába érkezünk. Ilyesmiről beszéltek Schucan, Lovas, Barrett, Zuker, Zimányi (nem vagyok benne biztos, hogy Zimányit itt kell megemlítenem) és ma reggel Rotter. Rotter és Zimányi gyönyörű rezonancia képeket mutattak, ezek a rezonanciák akkor lépnek fel, ha a kontinuumot is figyelembe vesszük a héjmodellszámításokban. A legjobban a Padé-dolog ragadta meg a figyelmemet, amiről Schucan beszélt. Első pillanatra úgy tűnik, mint valami francia száz évvel ezelőtti ostoba ötlete: és működik! Sok esetben a Padé közelítés konvergál, amikor mai módszerek divergálnak, és bármennyire meglepő, abban reménykedhetünk, hogy ez a közelítés fogja az effektív kölcsönhatás szomorú történetét megváltoztatni.

Számos más korreláció lép fel magokban. A hosszú hatótávolságú korrelációkról majd a végén beszélek. A cluster korreláció, amiről Hodgson és Bleuler beszéltek részben rövid, részben hosszú hatótávolságú, sajnos erre vonatkozóan még kevés kísérleti adatunk van. Olyan korrelációkról is hallottunk lenyűgöző előadásokat, amelyek nem osztályozhatók hatótávolságuk szerint. Ilyenek Moldauer korrelációi a rezonanciák statisztikáiban, Fodor korreláció a különböző típusú magreakciók között és Bleuler korrelációi, amelyek minden hatótávolságban fellépnek, neutroncsillatoktól a magon belüli bozonokig.

Befejezőül beszéljünk még a kollektív vagy hosszú hatótávolságú korrelációkról. Eltolás mellett a legegyszerűbb kollektív jelenség a forgás. Nagyon szép előadást hallottunk Mangtól, aki ritka földfémek tehetetlenségi nyomatékát határozta meg Hartree—Bogoljubov közelítésben. A számolásnak vannak még hiányosságai, például az izgató, híres „Back bending"-re nem kapott akkora értéket, mint a kísérleti adatok, azonban valamennyi visszahajlást kapott és ami a legfontosabb, tudja, mi okozza a visszahajlást. Lehet, hogy nem értettem meg helyesen, de nekem úgy tűnt, hogy szerintem Stephensnek lényegileg igaza volt: a Back bending a mag két belső nívója kereszteződése miatt lép fel, és a Mang által bemutatott példán a felső nívó, amelyik a visszahajlás helyén alacsonyabb energiájú nívóvá válik olyan nívó, amelyben két nagy Ω-jú kvázi részecske áll a forgástengely irányába. Nagyon érdekes ezt megfigyelni és látni, hogy az anti-pár effektus, amelyről korábban azt hitték, hogy a Back bendinget okozza, olyan magokban sokkal erősebb, amelyek egyáltalán nem mutatnak visszahajlást. Meg vagyok győződve arról, hogy itt még sok minden ismeretlen számunkra, de a magyarázat alapelve jó, nem kell többé találgatnunk.

Én magam a kollektív mozgás formális elméletéről beszéltem, numerikus eredmények nélkül. Egy tanítványom most végzi a numerikus számolásokat, és az Orsay-i fizikusok is remélik, hogy hamarosan kvantitatív eredményeket kapnak. Szeretném megkapni a cranking és az adiabatikus idő függő Hartree—Fock modellek közti különbséget. Mang azt mondja, hogy az ő speciális számításában a különbség nagyon kicsinek adódott, míg Stamp számításaiban nagy volt. Az ember szeretné megérteni, hogyan változik. Úgy találom, hogy a mi közelítésünk könnyen kezelhetően írja le a kollektív mozgásokat. A témát Wilets folytatta tovább, aki két rész iránt érdeklődik különösen: először a tehetetlenségi paraméterek meghatározásáról beszélt (ezt ők másként csinálták, mint Veneroni és én), másodszor a viszkozitásról.

Még egy előadást hallottunk a kollektív korrelációról: Dzsoloszét. Újra valami, ami teljesen eltér a szokásos közelítő módszerektől. Rendkívül érdekesnek találtam. Megpróbálom elmondani, én mit gondolok az egészről és ha Dzsolosz nem ért velem egyet, javítson ki. Azt mondja: van egy Hamilton operátorom, abban egyrészecske és kétrészecske tagok, az egész egy keltő és eltüntető operátorokkal felírt bonyolult operátor. Mint általában a kollektív mozgások elméletében, előre megadja, mi lesz a kollektív szabadsági fok. Mindnyájan ezt tesszük. Meghatároz egy bizonyos kvadrupól operátort: azaz a kvadrupól mozgás érdekli. A Hamilton operátornak csak azt a részét veszi figyelembe, amelyek a kvadrupól operátort tartalmazzák, de ennek az operátornak öt komponense van, így nagyon bonyolult. Beszélhet SU 3-ról meg egy csomó csatolásról, de lényegileg a fent elmondott a lényeg. A megmaradt, kvadrupól operátort tartalmazó Hamilton operátort a bozon térben öt bozon operátor segítségével újra fogalmazza, mivel a kvadrupól operátornak öt komponense van és a kommutációs relációk a bozon relációk éppen. Ez az újrafogalmazás a megmaradt részben egzakt. Az eredmény egy bonyolult Hamilton operátor, ami se nem lineáris, se nem négyzetes, van benne köbös, négyzetgyökös tag is, és az egész az öt bozon-operátor segítségével van megadva. Az érdekessége az egésznek, hogy csak három paraméter lép fel. Mindegy, milyen Hamilton operátorból indulunk ki, ha csak a kvadrupól tagot tartjuk meg, a végeredmény bozon operátorokban lesz felírva és három paramétertől függ. Ez nagyon kellemes, mert magonként jóval több adatunk van, mint három. Dzsolosz fittelte az adatait és a kapott eredmények kiválóak. A három paraméterrel sokkal jobban lehet kísérleti adatokat fittelni, mint a szokásos vibráció, vagy vibráció + korrekciók elméletekkel. Egy új gondolat (nem tudom, mennyire új, de nekem az), ami nagyon jól működik és más, mint amihez szokva vagyunk.

Ez volt körülbelül az egész. Nagyon jó összejövetel volt, remélem mindenki ennyit tanult belőle, mint én.

HÁROMSZÖG SZEMINÁRIUM A SOKRÉSZECSKE KELTÉSRŐL

Az ELFT Részecskefizikai Szakcsoportja a (kibővített) Háromszög-Együttműködés keretében két napos szemináriumot rendezett „Sokrészecske keltés" címmel 1973. november 26-án és 27-én Visegrádon. Ez alkalommal közös elméleti-kísérleti szeminárium került megrendezésre.

A szeminárium témája az erős kölcsönhatások fizikájának jelenleg leggyorsabban fejlődő ága. Különösen érdekes volt ezért D. R. O. Morrisonnak (CERN, Svájc) a kísérleti helyzetről szóló összefoglalója. Tőle tudtuk meg, hogy a (gyenge) semleges áramok létezése ismét kétségessé vált, miután Batáviában visszavonták a korábban bejelentett pozitív eredményeket. A CERN csoport viszont változatlanul kitart a semleges áramok léte mellett. P. Breitenlohner (München) a nagyenergiájú ütközések töltés-eloszlását vizsgálta. Megállapította, hogy pp ütközésnél a tömegközépponti rendszerben előre szórt részecskék összetöltése csaknem mindig megegyezik a hátra szórt részecskék össztöltésével. Krasznovszky Sándor (Bp.) a $\pi^- p$ adatok energia és karszám függését vizsgálta. Megállapította, hogy az ún. szemiinkluzív skálázás kísérletileg elég jól teljesül. Csikor Ferenc (Bp.) a nagyenergiájú ütközések során keletkező tűzgolyók (lényegében igen nagy tömegű rezonanciák, melyek bomlása a kísérletileg megfigyelt részecskéket adja) bomlásának statisztikus elméletével foglalkozott. Elmondta, hogyan lehet a belső kvantumszámok (töltés, barionszám, ritkaság, izospin stb.) megmaradását figyelembe venni. Hasenfratz Péter és Niedermayer Ferenc (Bp.) előadásukban az inkluzív elektrokeltés parton modelljét tárgyalták. Részletesen ismertették a parton kaszkád bomlását. Igen érdekes volt F. Widder (Bécs) „A töltött multiplicitás eloszlás vizsgálata" és S. Pallua (Zágráb) „Hadron fragmentáció a mélyen rugalmatlan elektrokeltésben" című előadása is.

A szemináriumot ismét az ELTE visegrádi üdülőjében rendeztük meg, amiért az Eötvös Loránd Tudományegyetemet külön köszönet illeti. *(Csikor Ferenc)*

VÉLEMÉNYEK

MAGFIZIKAI AKTUALITÁSOK

Zimányi József
KFKI, Budapest

Egy adott időben egy tudományág gondolatvilágának lényegét talán úgy lehet a legjobban megragadni, ha azt vizsgáljuk, mely problémák az aktuális beszédtémák a terület kutatói között. A következőkben a magfizika aktualitásai közül mutatunk be néhányat.

Az utóbbi évek technikai fejlődése lehetővé tette, hogy az atommaggal jóformán mint egy darab szilárd anyaggal lehessen kísérletezni. A nehéz-ion bombázás vagy a hasadás során fellépő igen nagy gerjesztési energiákon két maganyag darab ütközik össze vagy válik szét. A két maganyag darab összeolvadása előtt (vagy közvetlenül szétválásuk után) a két részen belül még szuperfolyékony állapotban vannak nukleonok, a két rész között pedig a Coulomb taszítás miatt egy keskeny potenciál gát alakul ki. Ez az elrendezés teljesen analóg a szilárdtestfizikában ismert fém-oxid-fém elrendezéssel, aholis a Josephson effektus fellép. Hasonló módon az atommagok hasadásánál is a magfizikai Josephson effektus neutron párokat szállít az egyik fragmentumból a másikba, ily módon erősen aszimmetrizálva a hasadási termékek tömegeloszlását.

A nagy energiájú, nagy tömegű részek összeütközésekor már a nem centrális ütközés a domináns. Így a nehézion bombázó energiájának növelésével egyre nagyobb impulzusmomentumú állapotok jönnek létre. Hogyan viselkedik a mag-anyagnak egy atommagnyi csöppje ilyen szokatlan körülmények között? A kísérletek tanúsága szerint az igen gyorsan megpörgetett atommagban fellépő Coriolis erő a korrelált nukleon-párokat széttöri és így a szuper folyékonyságot megszünteti. Ez esetben tehát a maganyag egy általunk mesterségesen létrehozott fázisátalakulásának lehettünk tanúi!

Nagy érdeklődés kíséri az igen nagy ($\approx$ 1 GeV) energiájú nukleon-atommag kölcsönhatásának a vizsgálatát. Ez a figyelem érthető is a következők alapján. A nukleonok közti rövid hatótávolságú taszító potenciál miatt — feltételezéseink szerint — rövid távolságon ($\approx$ 0,4 fm) a mag anyagában erős korreláció lép fel: bármely nukleonnak egy egész környezete is „elzárt terület" a többi nukleon számára. Egy magbeli nukleonnak a többi nukleon-koordináta rögzített értéke mellett vizsgált sűrűségeloszlása olyan, mint egy ementáli sajt: tele van lyukakkal.

Megdöbbentő, hogy a magfizikának ezt az alapvető feltevését — a rövid távú korrelációk fellépését — közvetlen kísérlettel mindeddig nem sikerült igazolni! Vannak ugyan olyan adatok, melyeket a rövid távú korreláció segítségével magyarázhatunk, de értelmezhetők ezek az adatok más feltevéssel is. Az alapvető kísérleti igazolást e téren a nagyenergiás magreakció kísérletektől várjuk.

A magfizikusok számára igen izgató számítást publikáltak a közelmúltban egy, a háromtest problémával foglalkozó konferencián. Néhány év óta ismeretesek azok a matematikai módszerek, melyekkel a kvantummechanikai háromtest probléma kezelhető. A számítások azonban rendkívül számológépigényesek. Most sikerült csak eljutni odáig, hogy a kétnukleon kísérletekből meghatározott realisztikus nukleon—nukleon kölcsönhatással is ki lehetett számolni a legegyszerűbb háromnukleon rendszer, a triton kötési energiáját. A számolt érték (6,5 MeV) azonban két MeV-vel kevesebb a tapasztalati 8,5 MeV kötési energiánál! Mivel mind a számítás maga, mind pedig az abban bemenő adatként felhasznált kétnukleon potenciál pontos, így alapfeltevéseinkben kell keresni a hibát. A javasolt ma-

gyarázat szerint ezt a nagy eltérést a számított és a tapasztalati érték között az eddigi mag-modellekben elhanyagolhatónak feltételezett relativisztikus hatásoknak és három-nukleon kölcsönhatásoknak kell tulajdonítani!

Érdekes újdonságokkal találkozhatunk azonban a hagyományosabb magfizika területén is. A nukleonbefogással is keletkező mintegy tíz MeV-es gerjesztési energiájú tartományban már egymástól elválaszthatatlanul sűrűen vannak a magnívók (a könnyű magoktól eltekintve). A külön-külön érdektelen nagyszámú állapot közül azonban néhol kiemelkedik különleges tulajdonsága révén egy-egy állapot. Ilyen speciális állapot az elmúlt évek nagy slágere, az Izobár Analóg Állapot, amelynek különlegességét a minden előzetes várakozás ellenére megmaradó izospin szimmetria okozza. Jelenleg egy új specialitás, a küszöb jellegű állapotok vizsgálata van felfutóban. A kötött neutron radiális hullámfüggvénye a magtól távolodva exponenciálisan csökken, a távolság szorzója a kitevőben a kötési energia négyzetgyökével arányos. Így nyilvánvaló, hogy az igen kis kötési energiájú (a szabaddá válás küszöbéhez közelfekvő) állapotokban a neutron hullámfüggvénye messze kilóg a magból. A neutron rezonancia mérésekből ismert „negatív rezonancia" állapotokban (a neutron kötési energiája itt néhány eV) a neutron radiális hullámfüggvénye csak mintegy ezer fermi után esik a mag felszínén felvett értékének a felére. A mag mondjuk tíz fermis méretét figyelembe véve kitűnik, hogy ezekben a „negatív rezonencia" állapotokban a magot egy óriási (mintegy százszoros magsugár) kiterjedésű híg neutron-felhő veszi körül. E furcsa sűrűségeloszlásnak számtalan mérhető következménye van. Ezek felderítése és az ilyen állapotok számítására alkalmas módszerek kidolgozása a közeljövő feladata.

Általánosabb jellegű problémák merültek fel a rezonancia-állapotok tanulmányozása során. Az utóbbi évek fejleményei lehetővé tették az igen rövid életű rezonancia-állapotok közvetlen vizsgálatát. Így szükségessé vált egy általánosan elfogadható elmélet kidolgozása is. Eddig érdekes javaslatok születtek ugyan, de véglegesként elfogadható elképzelés még nem alakult ki. A problémát legvilágosabban a radioaktív atommagok (ezek is a rezonancia-állapotok egy típusának képviselői) bomlási valószínűségének időfüggésén szemlélhetjük. Az elemi tankönyvek szerint a „nem bomlás" valószínűsége időben exponenciálisan csökken. A kvantummechanikai kézikönyvekben is megtalálható tárgyalásokból azonban kitűnik, hogy a bomlást leíró függvény nem lehet tisztán exponenciális, hosszú idő eltelte után a függvény ellaposodik, inverz hatványfüggvény alakúvá válik. A kísérletek azonban csak az exponenciális függvényalakot mutatják! Hogyan oldható fel ez az ellentmondás? A kísérletek voltak nem megfelelőek vagy az elmélet feltevései a rosszak? Ma még nem tudjuk egyértelműen megválaszolni ezt a kérdést. A felmerült magyarázatok közül jelenleg csak a legfrappánsabbat említjük meg. E szerint az elvi megfontolásban volt a hiba. A környezetnek a hatására a rezonancia-állapot hullámfüggvénye időről-időre redukciót szenved, s ez a redukció dobja vissza a hullámcsomagot abba az állapotba, amelyben az még exponenciálisan bomlik. Hasonlóan nem-orthodox javaslatok születtek a rezonancia-állapot térbeli sűrűségeloszlásának vizsgálata során is. Az elemi részecskék világában, a magfizikában, az atom- és molekulafizikában és a forró atomok kémiájában egyaránt fontos szerepet játszó kvantummechanikai rezonanciák tulajdonságainak megértésében jelentős előrehaladás várható a közeljövő magfizikai kutatásaitól.

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1974. évi tudományos díjaira — a Tanács állásfoglalása alapján — a Társulat csoportjai, intézeti vezetők, a társulat tagjai tehetnek javaslatot, sőt bárki maga is pályázhat.

A javaslatokat és pályázatokat a megfelelő társulati szakcsoportok fogják véleményezni. Kéri ezért a Tanács a Társulat tagjait, hogy amennyiben jelöltje van juttassa el *szeptember 30-ig* a Társulat Titkárságára a következő adatokat:

1.) A díjazásra javasolt eredmények rövid áttekintése. A díjazásra ajánlott eredményeket tartalmazó publikációk 1 példánya. A munka jelentősége és nemzetközi visszhangja.

2.) A javasolt személy munkásságának általános méltatása. (Oktatási, társulati, egyéb társadalmi tevékenység). A jelölt publikációs listája.

A szerkesztésért felel: Túriné Frank Zsuzsa
Szerkesztőség: Budapest V., Anker köz 1. Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Távbeszélő: 227—040
A kiadásért felelős: Siklósi Norbert igazgató
Kiadja a Lapkiadó Vállalat, Budapest VII., Lenin körút 9—11. Levélcím: 1906. postafiók 223 Távbeszélő: 221—293
74.290 Akadémiai Nyomda Budapest V., Gerlóczy utca 2. — Felelős vezető: Bernát György
Terjeszti a Magyar Posta. Előfizethető bármely postahivatalnál, a kézbesítőknél, a Posta hírlapüzleteiben és a Posta Központi Hírlap Irodánál (KHI, 1900 Budapest V., József nádor tér 1.) közvetlenül vagy postautalványon, valamint átutalással a KHI 215-96162 pénzforgalmi jelzőszámlára
Előfizetés egy évre 72,— Ft: egyes szám ára 6,— Ft. Megjelenik havonta

Index: 25.289

fizikai szemle

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat lapja



1974/6

A szerkesztőbizottság elnöke:

Marx György

A szerkesztésért felelős:

Túriné Frank Zsuzsa

A szerkesztőbizottság titkára:

Berényi Dénes

Szerkesztőbizottság:

Balázs Béla, Barlai Katalin, Barta György, Bozóky László, Csekő Árpád, Dede Miklós, Fehér István, Flórián Endre, Gaal István, Garay András, Groma Géza, Haiman Ottó, Hoffmann Tibor, Holics László, Károlyházy Frigyes, Keszthelyi Lajos, Kovács István, Mátrainé Zemplén Jolán, Mihály László, Schanda János, Soós Károly, Szigeti György, Tóth Eszter, Valkó I. Péter, Vermes Miklós

Címképünk:

Richard Feynman Nobel díjas, Bruno Pontecorvo Lenin díjas, Igor Frank Nobel díjas fizikusok három hársfát ültettek 1972-ben a balatonfüredi Tagore sétányon

TARTALOMJEGYZÉK

Lánczos Kornél: Einstein és a jövő

Györgyi Géza: Lánczos Kornél

Horváth Z. György—Kroó Norbert: Röntgen és gamma lézerek

Damjanovich S.—Daróczy A.: Fizikai módszerek biológiailag fontos makromolekulák működésének vizsgálatában

Geszti Tamás: Fényforrásokról fizikusoknak

A FIZIKA TANÍTÁSA

Fürst Istvánné: A természettudományos tárgyak koordinált oktatásának kísérletei egy munkás—kerületi gimnáziumban

ESEMÉNYEK

VÉLEMÉNYEK

Csekő Árpád: A tanulók érdekében készülnek a szemléltető eszközök ?

СОДЕРЖАНИЕ

К. Ланцош: Эйнштейн и будущее

Г. Дьердьи: К. Ланцош

З. Дь. Хорват—Н. Кроо: Лазеры на рентгеновских и гамма-лучах

Ш. Дамьянович—А. Дароци: Физические методы для изучения действия биологически важных макромолекул

Т. Гести: Физикам об источниках света

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

И. Фюрст Опыты в связи с согласованном обучении естественным наукам в одной средней школе в рабочем квартале г. Будапешт

СОБЫТИЯ

ОТЗЫВЫ И ВЫРАЖЕНИЯ МНЕНИЙ

INHALT

C. Lánczos: Einstein und die Zukunft

G. Györgyi: C. Lanczos

Z. Gy. Horváth—N. Kroó: Röntgen- und Gamma-Laser

S. Damjanovich—A. Daróczy: Physikalische Methoden zur Untersuchung der Wirkung biologisch wichtiger Makromoleküle

T. Geszti: Über Lichtquellen — für Physiker

UNTERRICHT DER PHYSIK

Frau I. Fürst: Versuche des koordinierten Unterrichtens der naturwissenschaftlichen Fächer an einem Gymnasium in einem Arbeiterviertel von Budapest

EREIGNISSE

STELLUNGNAHMEN UND MEINUNGSÄUSSERUNGEN

CONTENTS

C. Lánczos: Einstein and the future

G. Györgyi: C. Lanczos

Z. Gy. Horváth—N. Kroó: X-ray and gamma lasers

S. Damjanovich—A. Daróczy: Physical methods for the investigation of the biological action of macromolecules

T. Geszti: On light sources — for physicists

THE TEACHING OF PHYSICS

Mrs. I. Fürst: Attempts at a co-ordinated teaching of the natural sciences at a secondary school in a workers' district of Budapest

EVENTS

OPINIONS

fizikai szemle

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

Alapította Eötvös Loránd 1891-ben Mathematikai és Physikai Lapok néven

XXIV. évfolyam 6. szám 1974. június

EINSTEIN ÉS A JÖVŐ

Lánczos Kornél

Institute for Advanced Studies, Dublin

Különösen nagy megtiszteltetés, hogy az Eötvös Loránd Fizikai Társulat meghívott erre a vándorgyűlésre, erre a különös alkalomra, hogy előadást tartsak azzal a címmel, amit magam választottam: Einstein és a jövő.

Ez a cím meglehetősen beképzeltnek tünhet, hiszen ki láthat a jövőbe, ki mondhatja meg mi fog történni, az álprófétákról eleget tudunk. Azt hiszem, előadásom folyamán még lesz módom megmagyarázni, hogy miért választottam ezt a témát.

Ha ma modern fizikáról és Einsteinről beszél az ember fizikussal, akár a magfizikus, akár a nagyenergiájú fizika művelőivel, mindig ezt a választ kapja: „Nem vonjuk kétségbe, hogy Einstein rendkívül nagy zseni volt és rendkívül sokat tett a fizika fejlődéséért, de ez a mai tudományban a fizikának a mai állapotában — egész természetes módon — háttérbe szorult. Ennek az az oka, hogy ha volnának is ilyen összefoglaló térelméletek, amelyek az egész univerzum végső elveit adnák meg, még akkor sem használna nekünk a jelen pillanatban, akkor sem dolgozhatnánk olyan módszerekkel, amikkel Einstein még tudott dolgozni. Időközben az óriási technológiai fejlődés következtében annyi új kísérleti eredménnyel kell megbirkóznunk, az elemi részek egész elmélete annyira komplikált lett, hogy az elméleti kutatásnak egészen más módszerekkel kell próbálkoznia. Meg vagyunk elégedve azzal, hogy bizonyos modelleket állítunk fel, ezek a modellek korlátolt erejűek, ezeket a modelleket időről időre korrigálni kell az újabb kísérleti eredmények alapján. Többre ma nem telik."

Érdekes, hogy Einstein, aki a világ egyik legszerényebb embere volt, sok tudós szemében igen beképzelt embernek tűnik azért, mert egy ilyen programot egyáltalán megfogalmazott. Azt mondták, hogyan lehet feltételezni, hogy a mi véges eszünkkel meg tudjuk érteni a végső rejtélyeket, hogy be tudunk hatolni a természet végső titkaiba. Hogyan lehet ilyesmit még gondolni is? A mai fizika komplikált volta következtében a mai korban erre nincsen lehetőség.

Ha ismerjük Einstein intellektuális fejlődését — és én abban a szerencsés helyzetben voltam, hogy ezt évtizedeken keresztül meg tudtam figyelni — akkor az ember megérti, hogy Einstein fejlődése csak olyan lehetett, amilyen volt. Tulajdonképpen „minden, vagy semmi" volt itt az alapvető elv. Különben is, világrendszerre törekvő elgondolások a fizikában már Einstein előtt is felmerültek. Gondoljunk csak például Newtonra; 150 évvel Newton után a kiváló francia csillagász és matematikus, Laplace azt mondta, hogy milyen csodálatos és egészen egyedülálló sors jutott Newtonnak osztályrészül. Mert hiszen a világrendszer szerkezetét csak egyszer lehet felfedezni, és miután Newton ezt felfedezte, egy hasonló óriási felfedezés másodszor már nem lehetséges. Ha ma körülnézünk a fizikában, a Newton-féle rendszerből csak nagyon kevés maradt meg. Ez egyáltalán nem kisebbíti azt a tényt, hogy Newton a maga idejében egészen elsőrangú elmélet felfedezője volt; még akkor sem, hogyha a mai fizika szemével nézve ez csak az első lépés volt egy sokkal nagyobbmérvű megismerés irányában. Érdekes egyébként, hogy Newton maga — aki nagyon megközelíthetetlen, erősen intravertált és a humortól messzeálló egyéniség volt, és aki a Leibnitz-cel való prioritási vitában egyáltalában nem játszott valami nobilis szerepet, — a saját tudományos érdemeit illetőleg rendkívül szerényen, éspedig *őszintén* szerényen nyilatkozott. Mikor az angol nemzet őt különlegesen nagy, az általa adható legmagasabb kitüntetésben részesítette, egy mondatban felelt, ami a szépségében és egyszerűségében páratlanul áll a világirodalomban. Ezt mondta: „Nem tudom, hogy mások hogyan gondolkoznak az én érdemeimről, de ami engemet illet, én úgy tűnök fel magamnak, mint egy kis gyermek, aki a tengerparton játszva hébe-hóba egy különösen szépen csiszolt,

Lánczos Kornélt az Eötvös Loránd Fizikai Társulat tiszteletbeli tagjává választotta az 1973. évi szegedi közgyűlésen. Itt a vándorgyűlési előadást közöljük.

csillogó kövecskét talál, míg a valóság nagy óceánja messze terül el előttünk." („Whereas the great ocean of truth lies far beyond." Az angol „truth" szó nehezen fordítható magyarra; valahogy középen van „valóság" és „igazság" között.)

Minden elméletben vannak fények és árnyékok. Egy brilliáns új gondolatban természetesen először csak a fényeket látjuk. Úgy látszik, minden rendben van, ez a fény. De vannak árnyékok is, amik arra utalnak, hogy nincsen minden rendben. A tudomány fejlődése szempontjából az árnyék még fontosabb, mint a fény. Mert hiszen az árnyék felderítése lesz a következő fejezet célja. A Newton-féle rendszerben két lényeges árnyfolt maradt, és Newton ennek teljes tudatában volt. Az egyik az „abszolút mozgás" problémája volt. Mi értelme van az „abszolut tér"-nek és egy mozgásnak az abszolút térrel szemben, amint azt Newton a centrifugális erővel kapcsolatban kísérletileg bebizonyította? Ez árnyék volt, amit Newton eltávolítani nem tudott.

A másik árnyék volt az a sajátságos jelenség, hogy minden tömeg két teljesen különböző tulajdonsággal rendelkezik: ez a tehetetlenség és a gravitáció. A tehetetlenségi és a gravitációs tömeg egyenlőségét, mint tudjuk, Eötvös Loránd nagyszerű kísérlete 1 a millióhoz pontossággal bebizonyította. Miért van ez így? Miért kell ennek így lennie? Itt kétségkívül valami fundamentális elvről van szó, amire a Newton-féle gravitációs elmélet nem tudott feleletet adni.

Most jött Einstein. Az Einstein-féle általános relativitási és gravitációs elmélet mindkét árnyékot eltávolította, hihetetlenül nagy és széles perspektivát nyitott meg, amivel szemben minden korábbi fizikai elgondolás eltörpült, Hogy a tömegnek a két, látszólagosan egymástól független szerepe, a tehetetlenségi és a gravitációs szerep, azt jelenti, hogy fel kell adnunk a szokásos geometriát és az Euklides-féle síkgeometria helyett egy Riemann-féle görbült geometriát kell bevezetnünk, ez hihetetlen zsenialitást tételez fel. Csodálatos az, hogy volt valaki, akit a tömegnek ez a két funkciója — a tehetetlenség és gravitáció — ilyen óriási gondolatra, a geometria módosítására vezessen és ezáltal nyerje a tehetetlenség és gravitáció természetes magyarázatát, hogy ez neki úgyszólván magától kijőjjön. Mert hiszen, ha egy varázsló elővesz egy kalapból egy nyulat, azt előre be is tette, itt azonban arról van szó, hogy ezt az elvet valamilyen természetes módon kell magyarázni. Einsteinnek jutott az a csodálatos sors, hogy ezt az összefüggést felfedezze. A fény oly vakító volt, hogy emellett minden árnyékról meg lehetett feledkezni. És mégis: az Einstein-féle elméletben is maradt két lényeges árnyék.

Az egyik árnyék az volt, hogy az új geometria, bár úgy nevezzük, hogy „Riemann-féle", a valóságban nem volt Riemann-féle. Azt, hogy a 3-dimenziós geometriát 4 dimenziósra kell kiegészíteni, azt már a speciális relativitás a Minkowski-féle fogalmazásban megmutatta és ebben többé kételkedni nem lehetett. Tér és idő összetartoznak, egyetlen négydimenziós egységet alkotnak. Ez minden kétségen felül állt. De ha megnézzük a két szomszédos pont közötti távolságot a Minkovski-féle fogalmazásban, akkor egy különös és érthetetlen jelenséggel találkozunk. A híres Pythagoras-tétel szerint két szomszédos pont távolságát így írhatjuk fel:

$$ds^2 = dx^2 + dy^2.$$

Ha hozzáveszünk egy harmadik dimenziót, akkor ebből lesz

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2.$$

Ha hozzáveszünk egy negyedik dimenziót, akkor ebből lesz

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 + du^2.$$

Amit azonban a fizikában találunk, az

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - du^2.$$

Ez a csodálatos salto mortale a negyedik dimenzióban nekem úgy tűnt fel, hogy az egész geometriát agyoncsapja. Gauss és Riemann kétségkívül egy ilyen geometriát abszurditásnak tartottak volna, mert ellentmond minden természetes geometriai intuíciónak. Miért csinál a természet olyan baklövést, hogy egy plusz jel helyébe egy mínusz jelet tesz?

Mindig bámultam azon, hogy egy ilyen látszólagos abszurditást milyen könnyedén tudtak lenyelni a fizikusok és matematikusok. Erről sokat vitatkoztam Einsteinnel. Ő kétségkívül érezte, hogy ezen mínuszjel mögött valami nagy titoknak kell rejtőznie. De hát abból, hogy a Lorentz-transzformáció mindenhol olyan jól beválik, arra kell következtetni, hogy ez a sajátságos távolságkifejezés tényleg megvalósul a természetben. Geometriai szempontból kétségkívül abszurditással állunk szemben. Ez azonban Einsteint nem nagyon bántotta. Ő úgy gondolkodott, hogy a geometria vagy a fizika csak általunk felállított kategóriák. Miért kellene annak, amit a világrend geometriájának nevezünk, feltétlenül összeesni a mi szokásos geometriai felfogásunkkal? Őneki a Riemann-féle görbületi tenzorban az imponált, hogy általánosan kovariáns volt, vagyis minden koordinátarendszerben lehetett használni. Ebből a szempontból a definit vagy indefinit vonalelem egyforma jelentőségű volt. De ha arra gondolunk, hogy a Gauss—Riemann-féle geometria *differenciálgeometria* volt, vagyis arra volt felépítve, hogy egy pont *szomszédságát* mérjük ki, akkor mindjárt jelentkezik az indefinit vonalelem paradox tulajdonsága. Itt tudniillik nem lehet „szomszédság"-ról beszélni. Egy valódi Riemann-geometriában „nulla távolság" azt jelenti, hogy a két pont összeesik. A Minkowski-féle geometriában nulla távolság lehet két pont között, amelyek millió kilométer távolságban vannak egymástól. Az Andromeda-köd, melyet szabad szemmel is láthatunk a csillagos égen, három millió fényév távolságra van tőlünk. Az a foton, mely most érkezik a szemükbe, 3 millió év előtt hagyta el az Andromeda

ködfoltot. De a négydimenziós távolság a foton és a szemünk között *állandóan zérus volt*, a foton egész utazása alatt. Miért nem volt kölcsönhatás a foton és a szemünk között az *egész 3 millió év alatt*, csupán a megérkezés pillanatában? Ezt geometriailag megmagyarázni nem lehet. A „szomszédság" fogalma itt elvész, de akkor a differenciálgeometria is elveszti az értelmét, és ezzel a Riemann-tenzor is csupán mint analitikus mennyiség marad meg, nem mint *geometriai* mennyiség. Véleményem szerint itt nagy árnyék esik az Einstein-féle *geometria* gravitáció-elméletre.

A másik komoly árnyék a következő. Ha már ilyen hatalmas perspektíva nyílik előttünk a görbült geometria bevezetésével, ami megengedi, hogy az összes anyagi tulajdonságokat mint a tér különleges görbületi tulajdonságait értelmezzük, akkor miért van, hogy csak a *gravitációt* tudjuk ezen rendkívül komplikált egyenletekből levezetni, de mind az elektromos, mind a kvantumos megnyilvánulások kívül maradnak a fénykörön? Ha már ilyen óriási perspektíva nyílik meg, amely megengedi, hogy egy ilyen kiterjedt fizikai jelenségcsoport tisztára az idő-tér-halmaz geometriai megnyilvánulásának tekintsünk, miért sikerült az éppen a gravitáció esetében és nem a többi fizikai jelenségek esetében? Einstein az élete utolsó 30 évét ezen probléma megfejtésére szentelte, de sikertelenül.

Hogy én merészeltem a témámat „Einstein és a jövő" címmel választani, az azért történt, mert meg vagyok győződve, hogy ezen két árnyék felderítése a fizika fejlődésében döntő szerepet fog játszani. Én magam 40 év óta dolgozom ebben a problémakörben, és az az illúzióm, hogy ezen a téren lényeges eredményeket értem el. Ezekről az eredményekről szeretnék Önöknek röviden referálni.

A kiinduló pont a következő. Melyik pontban kell Einsteintől *eltérni*, hogy tovább jussunk? Azt, hogy a geometriai teret bizonyos fundamentális differenciálegyenletekkel akarjuk leírni, azt meg akarjuk tartani. Hogy a Riemann-féle görbületi tenzorral kell a tér-egyenleteket felépíteni, azt nem vonjuk kétségbe. De hogyan konstruáljuk meg ezeket az egyenleteket? Erre a variációszámítás adja meg a választ, amely a fizika minden fejezetében annyira bevált. Ehhez kell egy fundamentális Lagrange-féle függvény. (Einstein idejében még Hamilton-függvénynek nevezték, de a mai fizika internacionálisan Lagrange-függvénynek nevezi.) Hogyan válasszuk ezt a függvényt? Hermann Weyl már 1918-ban rámutatott arra, hogy nincsen értelme egy dimenzionált mennyiséget minimummá tenni, amikor az csupán az egységek megválasztásával is bármilyen értéket felvehet. Az Einstein-féle téregyenleteknek Lagrange-függvénye dimenzionált. Ha $L = R$, akkor a fundamentális integrál dimenziója

$$\frac{1}{\mathrm{cm}^2} \cdot \mathrm{cm}^4 = \mathrm{cm}^2,$$

tehát egy hosszúság négyzete, ami bármilyen értéket felvehet a hosszúság-egység megváltoztatásával. Ahhoz, hogy puszta számot kapjunk, a görbületi mennyiségnek *kvadratikusan* kell fellépniök a Lagrange-függvényben. Egy 1938-ban megjelent dolgozatomban kimutattam, hogy a legáltalánosabb Lagrange-függvény, mely választható, erre a formára redukálható:

$$L = R_{ik} R^{ik} - \sigma R^2,$$

ahol σ egy numerikus és a *priori* meg nem határozott együttható. Matematikai szempontból ezt az új Lagrange-függvényt úgy értelmezhetjük, mint a Hamilton-féle dinamikának azt az eljárását, hogy a helykoordináták mellett a momentumkoordinátákat is bevezetjük mint független változókat. Az Einstein-féle elméletben minden a metrikus tenzorra (g_{ik}) vezethető vissza. Itt a g_{ik} és az R_{ik} mint egyenrangú partnerek jelennek meg és a két tenzor kölcsönhatása határozza meg a geometriát: 10 mennyiség között 10 másodrendű parciális differenciálegyenlet helyett most 20 parciális differenciálegyenletet kapunk 20 mennyiség között éspedig megint csak másodrendű egyenletek alakjában.

Habár eleinte úgy látszott, hogy ez az erősen kitágult struktúra magában foglalja az elektromosságot, a közelebbi analízis azt a csalódást hozta, hogy ez a remény nem jogosult. A lineáris megközelítés azt mutatta, hogy fizikai szempontból megint csak az Einstein-féle $R_{ik} = 0$ egyenletre, vagy legfeljebb az

$$R_{ik} = \lambda g_{ik}$$

ún. „kozmológikus" egyenletekre jutunk, amik egyébként a téregyenleteket szigoruan kielégítik, de csak egy nagyon is speciális megoldást jelentenek.

Ez a különös helyzet akkor állt elő, ha azt a látszólag nagyon is természetes feltevést tesszük, hogy egy gyenge tér csak kevéssé térhet el a Minkowski-féle (1,1,1,−1) metrikus tenzortól. Einstein ezt a feltevést természetesnek tartotta.

A negyvenes években jött az a gondolatom, hogy talán a metrikus háttér egyáltalán nem olyan tükörsima, mint a Minkowski-féle konstans g_{ik} mutatja.

A hullámmechanikai jelenségek, mint például a vákuumpolarizáció, Heisenberg határozatlansági relációja, a Schrödinger-féle „Zitterbewegung" (vagyis „remegő mozgás") talán arra a következtetésre vezetnek, hogy a metrikai háttér egyáltalán nem sima, hanem erősen agitált. Állunk a tó partján, és nézzük a tó felületét, mely tükörsima. Most jön egy kis szél és hirtelen a felület millió kis fodorba változik át. Ezek a kis fodrok nagyon megváltoztatják a görbületi viszonyokat. Míg a közepes görbület előbb zérus volt, most a közepes görbület igen nagy értékeket vesz fel. Minél kisebb a hullámhossz, annál nagyobb a görbület. Ha feltételezzük, hogy a hullámhossz szubmikroszkopikus, akkor könnyen lehet, hogy a fe-

lületet tükörsimának tartjuk, holott nagyon is agitált és a görbületek rendkívül erősek.

Ezt a még kissé elmosódott képet, melyet „dinamikus relativitás"-nak neveztem el, a hatvanas években egy sokkal határozottabb képpel cseréltem fel. Tudjuk, hogy egy parciális differenciálegyenletnek még végtelen sok megoldása van. A kiválasztás azzal történik meg, hogy határozott szimmetriafeltételeket vagy határfeltételeket rovunk ki. Például Einstein a gömbszimmetrikus megoldásokra fordította a figyelmét. Mi volna, ha ehelyett a *periodikus* megoldásokat vizsgálnánk meg, mégpedig olyat, amelyik periodikus mind a négy koordinátában? Ez a tér-idő-kontinuum egy *kristályos* struktúrájára vezetne. De hogyan lehet ezt az idő és tér látszólagos *izotropikus* viselkedésével összeegyeztetni? Talán azzal, hogy ezen kristály rács-állandója rendkívül kicsiny.

A természet legfontosabb univerzális konstansai a következők:

c = fénysebesség
k = Newton-féle gravitációs konstans
h = Planck-állandó

A $c = 1$ választása megengedi, hogy az időegységet vagyis a sec-ot a téregységre, vagyis a centiméterre vezessük vissza. A $k = 1$ megengedi, hogy a tömegegységet, vagyis a grammot, szintén a centimétrre vezessük vissza, ami érthető, ha arra gondolunk, hogy az Einstein-féle elmélet értelmében a tömeg voltaképpen görbületet, vagyis tisztára geometriai mennyiséget jelent. Marad tehát a centiméter, ami teljesen tetszőlegesen választott egység. Ha most még a Planck-féle constanst is $h = 1$ tesszük, akkor egy *természetes hosszúságegységet* kapunk, amint azt Planck már 1899-ben megfigyelte, amikor először találkozott a h állandóval, még a híres sugárzási formula felfedezése előtt.

Az így felmerülő hosszúság hihetetlenül kicsiny, t.i. körülbelül

$$\tau = 10^{-32}\ \text{cm}$$

értékkel bír, tehát még az atomok és az elemi részecskék is óriások ezzel a hosszúsággal szemben. Planck tudomásul vette ezen hosszúság létezését, de azt fizikailag értelmezni nem próbálta, és később már nem tért erre a tárgykörre vissza.

Mi volna, ha ezt a hosszúságot fogadnánk el az univerzum rácskonstansának? Akkor az a helyzet áll elő, hogy a világ kristály-struktúráját semmiféle direkt méréssel kimutatni nem lehetne, míg makroszkopikus szempontból a teljes izotrópia megmenthető, mert tudjuk, hogy vannak kristályok — úgy hívjuk őket hogy „izometrikus kristályok" — melyek mikroszkopikus szempontból teljesen izotrópok, mert a három főtengely egymásra merőleges és azok hosszúsága egyenlő. Ezt természetesen négy dimenzióra is ki lehet terjeszteni.

A jelen helyzetben ez az izotrópia azt jelenti, hogy a két alapvető tenzor: R_{ik} és g_{ik} között a következő relációnak kell léteznie:

$$R_{ik} = \lambda\, g_{ik}\,.$$

Ezt az egyenletet jól ismerjük, ezek az ún. „kozmológikus egyenletek" az Einstein-féle elméletben és a λ konstans egy rendkívül kicsiny mennyiség, hiszen dimenziója (hosszúság)$^{-2}$. Itt a „hosszúság"-ba behelyettesítjük a világ közepes görbületi rádiuszát, ami borzalmasan *nagy* mennyiség. A mi esetünkben azonban ez a hosszúság egy hallatlanul *kis* hosszúsággá válik, így λ borzasztóan *nagy* konstans.

Időközben azonban az egész matematika teljesen a feje tetejére állt. A Riemann-féle görbületi tenzor roppantul komplikált matematikai kifejezés, amit csak úgy tudunk kezelni, hogy bizonyos mennyiségeket elhanyagolunk. Az Einstein-féle gravitációs elméletben a lineáris rész dominál, a kvadratikus rész majdnem teljesen elhanyagolható. A jelen esetben fordítva áll a helyzet. A lineáris rész nem ad semmit, míg a kvadratikus rész a roppant magas frekvenciájú rezgések következtében nagyon magas rezonancia-értékeket hoz létre. Ilyen körülmények között már szó sincs arról, hogy a g_{ik} maga határozza meg a háttér-geometria — nevezzük röviden „szub-geometriának" — a befolyását. A dolog sokkal komplikáltabb és a szubgeometria befolyása a g_{ik} első differenciálhányadosainak négyzetes középértékéből számítható ki.

Ilyen körülmények között elejthetjük a Minkowski-féle indefinit vonalelemet és belekezdhetünk egy valódi, vagyis pozitív definit Riemann-féle geometria megvizsgálásába.

Már most a kvadratikus Lagrange-függvényből folyó téregyenleteknek bizonyos fontos általános tulajdonságai vannak, melyek szigorúan érvényesek. Az egyik az, hogy az R skaláris görbület minden pontban ugyanazon értékkel bír:

$$R = \text{const.}$$

A másik az, hogy eddig a σ numerikus értékét még nyitva hagytuk. A speciális

$$\sigma = \frac{1}{2}$$

érték azonban a következő különös tulajdonsággal bír: ha a téregyenletekben az R_{ik} tenzorral találkozunk, azt *identikusan* helyettesíthetjük a

$$P_{ik} = R_{ik} - u\, g_{ik}$$

kifejezéssel. Ha már most a háttérgeometria kielégítené a teljesen izotróp

$$R_{ik} = \lambda\, g_{ik}$$

egyenletet és a konstans μ-nek a λ-t választanánk

$$\mu = \lambda\,,$$

akkor

$$P_{ik} = 0$$

következne és ez azt jelentené, hogy ilyen körülmények között a szubmetrika egyáltalán nem járulna hozzá a lassú frekvenciájú perturbáció befolyásához. Tehát akkor semmi sem lenne, ami

megfelelne a Minkowski-féle (1, 1, 1, — 1) konstansoknak. Ebből arra kell következtetnünk, hogy a kristályrács makroszkopikus szempontból legalább *kis mértékben* nem izotrópikus.

A négydimenziós izotrópiát egy 3 + 1 féle izotrópiával kell helyettesítenünk. A részletek elhagyásával csak megemlítem, hogy ezt a megzavart izotrópiát azzal lehet számításba venni, hogy a g_{ik} középértékei a következők legyenek (csupán a diagonális elemeket írjuk fel):

$$1 + \varepsilon$$
$$1 + \varepsilon$$
$$1 + \varepsilon$$
$$1 - 3\varepsilon .$$

(Ki lehet ugyanis mutatni, hogy a konstanstól való eltérések összegének nullát kell adnia.) Habár az ε igen kicsiny az 1-hez képest, de az egyforma négy 1 nem ad semmit a szuperpozíció szempontjából (az izotrópia miatt), és így egy *látszólagos* metrika marad meg

$$\eta^{ii} = (1, 1, 1, -3) \qquad (\eta_{ik} = 0 , \text{ ha } i \neq k)$$

alakjában. Ez egy érdekes eredmény, mert már önmagában rámutat a látszólagos indefinit metrika okára. De még sokkal többet mondhatunk. Két dolgot tudunk előre: azt, hogy a P_{ik} tenzor skaláris átlós összege zérus és azt, hogy a P_{ik} divergenciája zérus, a momentum-, és az energiamegmaradás elvei alapján. A téregyenletek speciális struktúráját nem is kell behoznunk. Ha most megvizsgáljuk, hogy ez a két tulajdonság milyen következményekre vezet a perturbációs probléma szempontjából, a következőt találjuk: Nevezzük a metrikus tenzor gyenge változását γ_{ik}-nak. Ez a γ_{ik} már eleve két feltételnek van alávetve, egy skaláris és egy vektoriális feltételnek:

$$\gamma_{ik}\, \eta^{ik} = 0$$

és

$$\gamma_{ik,\, m}\, \eta^{km} = 0 .$$

Mint tudjuk az Einstein-féle perturbációs téregyenleteknek megvan az a sajátságos tulajdonságuk, hogy megengednek egy megoldást:

$$\gamma_{ik} = \varphi_{i,\,k} + \varphi_{k,\,i} ,$$

ahol φ_i egy egészen szabad vektor. Ez Einsteint rendkívül nyugtalanította, mert úgy tünt fel neki, hogy az általánosan kovariáns egyenletrendszer nem lehet fizikailag elfogadható, mert nem eléggé determinálja a fizikai világot. Ez három évi téves peregrinációt jelentett Einstein relativitási spekulációiban, míg rájött, hogy itt semmi baj nincsen, mert ez a szabad vektor azt jelenti, hogy az általános kovariancia következtében egy tetszőleges görbe vonalú koordinátatranszformáció rendelkezésünkre áll, tehát a φ_i vektornak semmi fizikai, hanem csupán matematikai jelentősége van.

A jelen elméletben elvesztettük az általános kovarianciát. Hiszen kristályos struktúráról van szó és *középértékeket* vettünk, ami nem kovariáns operáció. Most is megmarad az előbbi γ_{ik} kifejezés. De a φ_i vektor már nem olyan vektor, mely szabadon választható, az előbbi megszorítások következtében. És most egy rendkívül érdekes helyzet áll elő. Ugyanis a vektoriális feltétel pontosan megfelel a hullámegyenletnek, a skaláris feltétel pedig a Lorentz-féle egyenletnek, tehát pontosan azok az egyenletek, melyek az elektromágneses vektorpotenciált jellemzik. Tehát mi csodálatosképpen eljutottunk az egész Maxwell—Lorentz-féle elektrodinamikához, persze csak *makroszkopikus* (tehát nem túlságosan rövid hullám) értelemben.

Most ugyanis bevezethetjük az elektromágneses térerősséget a szokásos definició alapján:

$$F_{ik} = \varphi_{i,k} - \varphi_{k,i} .$$

Kényelem szempontjából célszerű a Minkowski-féle imaginárius időkoordinátát mint negyedik koordinátát bevezetni:

$$\overline{x}_4 = \frac{i}{\sqrt{3}}\, x_4$$

formájában. Ez az F_{ik} most kielégíti a nyolc Maxwell-féle vákuum-egyenletet. Továbbá ezek az egyenletek levezethetők a szokásos Lagrange-függvényből:

$$L = (\varphi_{i,k} - \varphi_{k,i})^2 .$$

És ezután a Noether-féle teoréma segítségével levezethetjük az elektromos részecskére ható Lorentz-féle erő kifejezését.

Szinte csodával határos, hogy ilyen módon tisztára logikus úton le tudjuk vezetni az egész makroszkopikus elektromágneses jelenségkört, dacára annak, hogy semmit nem tettünk bele az alapfeltevésekbe, amely egy ilyen eredményt előre látott volna. Nem jártunk úgy, mint a varázsló, aki a kalapba előre betett nyulat veszi elő. Tekintsük át nagy vonalakban, hogy mit csináltunk! Kiindultunk egy teljesen meg nem hamisított, tehát pozitív definit, valódi Riemann-féle geometriából. A téregyenletek levezetésére használtunk egy variációs elvet, mely dimenzió nélküli, tehát a hosszúságegységtől független mennyiség minimalizálását követeli. Azután a hullámmechanikai jelenségek tekintetbevételével rájöttünk, hogy nem lehet a világegyetem alapgeometriáját olyan tükörszerű simasággal feltételezni, mint azt a Minkowski-féle síkvonalelem szuggerálná.

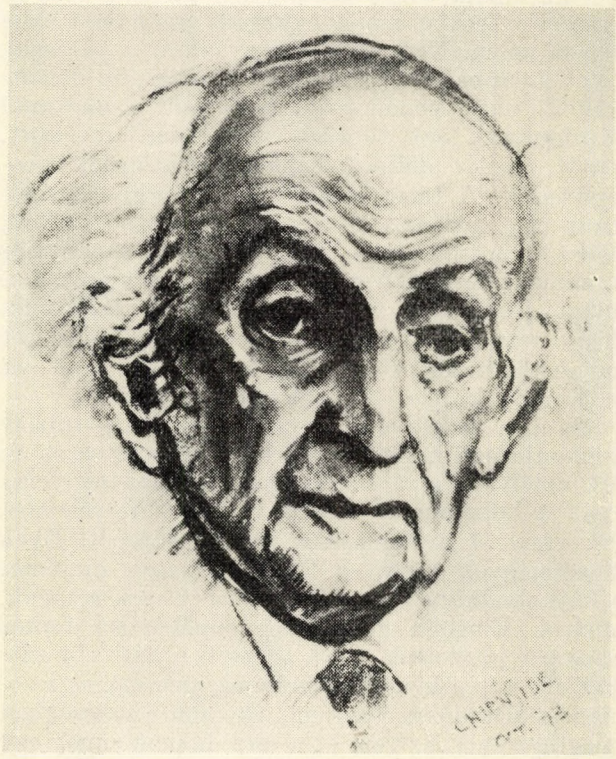
Ez arra vezetett, hogy egy rendkívül fodrozott hullámjellegű kristályszerű struktúrát tételezzünk fel, amelynek a rácsállandója olyan kicsiny, hogy csak a konstans *középértékek* jönnek figyelembe. Ez veszi át a Minkowski-háttér szerepét. Ilyen körülmények között a Riemann-tenzor matematikája rendkívül megváltozik, mert azok a tagok, melyek Einstein gravitációs elméletében fontos szerepet játszottak, most teljesen a háttérbe szorulnak, míg a kvadratikus tagok igen magas rezonancia-állandókra vezetnek. De amit a valóságban megfigyelünk, az nem ez a rács, hanem ennek egy

gyenge (tudniillik kis frekvenciájú) *perturbációja*. Ezen perturbáció számára az alapmetrika bizonyos formáló faktorokat állít rendelkezésünkre, de ezek egyáltalán nem g_{ik} mennyiségek. Ezért teljesen megfeledkezhetünk a Minkowski-féle vonalelemről és feltehetjük, hogy a geometria valóban Riemann-féle, tehát pozitív definit. Ez logikai szempontból roppant előnyös, míg fizikai szempontból erősen kérdőjeles, mert hiszen még a kauzalitás problémáját is kétségbe vonja. Azután láttuk, hogy a skaláris R egy rendkívül magas értékű konstans, de a vele egyenértékű P_{ik} tenzor skalárja *zérusra* normalizálható. Ez azonban azt jelenti, hogy az alapgeometria nem lehet teljesen izotrópikus, vagyis 4 + 0 szimmetria helyett egy 3 + 1 szimmetriát kell feltennünk, habár a 4 + 0 szimmetria csak kevéssé van megzavarva. Azonban a fontos az, hogy a domináló négyszeres szimmetria a perturbáció szempontjából teljesen látens marad, míg a csekély *eltérés* ettől a szimmetriától tényleg Minkowski-féle jelleggel bír. Ezután az anyagi tenzor divergenciamentességéből és a skaláris $P = 0$ egyenletből a perturbációs metrika számára egy vektoriális és egy skaláris feltételt tudunk levezetni. Ez fizikailag azt jelenti, hogy kapunk egy vektort, amelynek komponensei kielégítik a hullámegyenletet és Lorentz-feltételt — ebből pedig az egész makroszkopikus Maxwell — Lorentz-féle elektromágneses térelmélet levezethető.

Tehát a világegyetem racionális struktúrája eddig el nem képzelt mértékben jelentkezik, és én ezt az elméletet az Einstein-féle elmélet legdicsőbb győzelmének tartom — még akkor is, ha Einstein maga, a saját szemével nézve ezt az elméletet, nem tudta volna a magáévá tenni. Mindamellett nem vagyok annyira rövidlátó, hogy azt állítanám, ez az elmélet már az utolsó szó az „egyesítő térelméletek" világában. Hiszen ehhez sokkal több kell, mint a makroszkopikus elektromosság és a gyenge gravitációs terek elméletének logikus levezetése. Ha túlmegyünk a lineáris perturbáción és a kvadratikus megközelítés problémájával állunk szemben, akkor még annyi nehézség merülhet fel, hogy nincs jogom állítani, hogy ez az elmélet a kvantummechanikai problémákkal és az elemi részecskék problémakörével is képes lesz megbirkózni. Én ezt valószínűnek tartom, de erre semmi objektív bizonyítékom nincsen.

LÁNCZOS KORNÉL

Lánczos Kornél, a dublini egyetem elméleti fizika professzora, egykor Einsteinnek munkatársa, a kvantummechanika egyik úttörője, világhírű matematikus, akit 1973 augusztusában az Eötvös Loránd Fizikai Társulat tiszteletbeli tagjává választott, nyolcvan évvel ezelőtt született Székesfehérvárott. Szülővárosának (ciszterci) főgimnáziumába járt, a budapesti Tudományegyetemen szerzett oklevelet (1916-ban), a Műegyetemen Tangl Károly tanársegédeként oktatott négy éven át. Ortvay Rudolfnál — ki akkor a szegedi egyetem professzora volt, és aki a húszas-harmincas években az elméleti fizika lelkes tanítója, szervezője és terjesztője volt Magyarországon — doktorált 1921-ben. (Több mint ötven év távolából így idézi vissza Lánczos egykori tanára emlékét: „Ortvayra jól emlékszem, ő minden új gondolatot protegált és hihetetlenül sokat tett a fiatal (abban az időben fiatal) magyar tudományos generáció tettleges előresegítésére, a legnagyobb önzetlenséggel és intenzív érdeklődéssel.") Személyes emlékeket őriz ifjúkorának más magyar fizikusairól is, így Eötvös Lorándról, Klupathy Jenőről. Lánczos Kornél különlegesen szuggesztív jelenség. A rendkívül fiatalos szellemű, ősz tudós megjelenése mintha kicsit Einsteint is idézné, akinek 1928—1929-ben Berlinben közvetlen munkatársa volt; nap mint nap együtt dolgoztak. Azután is, egészen Einstein haláláig, személyes barátság fűzte őket össze. Einstein iratainak archívumában 55 tétel dokumentálja levelezési kapcsolatukat. Aligha van más a ma élő tudósok között, aki Einstein tudományos és emberi nagyságáról hitelesebben, ékesszólóbban, szuggesztívebben szólhatna, mint Lánczos Kornél, kinek tudományos munkássága ma is nagy részben Einstein általános relativitáselméletének továbbfejlesztésére irányult.



Lánczos Kornél az atomi részecskék mechanikájának, a kvantummechanikának a felállítása idején is kivette részét, mint az elmélet úttörője, az erőfeszítésekből. Magántanári értekezésében Heisenberg, Born és Jordan elméletét — az ún. mátrixmechanikát — az integrálegyenletek nyelvén fogalmazta meg, több mint négy héttel megelőzve Schrödinger differenciálegyenletének közzétételét. Lánczos dolgozata különösen jelentős hatást gyakorolt Diracra (erről maga Dirac vall egy nyilatkozatában), kitől a kvantummechanika legszebb, legelegánsabb, leghatékonyabb megfogalmazása származik. Volt, aki abban az időben nem ismerte fel Lánczos dolgozatának értékét — a fizikusok az integrálegyenletek elméletében kevésbé voltak járatosak, mint a differenciálegyenletekében —, a kvantummechanika történészei azonban éppen újabban nyomatékosan kiemelik a jelentőségét.

Lánczos Kornél igen termékeny szerző: 98 tudományos dolgozata jelent meg, számos könyvet írt. A mechanika elveiről szóló, négy kiadásban sikert aratott könyvében a mozgások törvényeinek különféle matematikai megfogalmazásait tárgyalja, amelyek a nagy Lagrange, Hamilton, Jacobi stb. nevéhez fűződnek, és amelyek végül lehetővé tették az atomok mechanikájának, a kvantummechanikának felállítását. Matematikai tárgyúak a Fourier-sorokról, a lineáris differenciáloperátorokról, az alkalmazott analízisről szólók. A matematika gyakorlati alkalmazásait általában előtérbe állítja, ugyanakkor mindig kiemeli tárgyának szépségét, vonzerejét, lelkesedést törekszik ébreszteni tárgya iránt. „Számok mindenütt" című könyve magyarul is megjelent. Albert Einsteinről és a kozmikus világrendről írott könyve Einsteint és a relativitáselméletet mutatja be, lehetőleg széles körök számára érthetően. Egy másik könyve a térfogalom fejlődését tárgyalja Pythagorastól Einsteinig és Hilbertig. Az előadásnak, a pedagógiának, a népszerűsítésnek Lánczos kimagasló mestere. Könyveiről a kritika és az olvasók lelkes elismeréssel beszélnek.

Györgyi Géza

RÖNTGEN ÉS γ LÉZEREK

Horváth Z. Gy.—Kroó Norbert
MTA Központi Fizikai Kutató Intézete, Optikai Főosztály

I. Bevezetés

A lézerkutatás több mint egy évtizeddel az első lézer megjelenése után alkalmazott tudománnyá vált. A gyakorlati feladatok megoldásának igénye az, ami ma már nagyobb súllyal határozza meg az új lézerek létrehozásának fő kutatási irányait.

A lézerkonstruktőrök előtt a következő fő feladatok állnak:

a) A lézer hatásfokának növelése, hogy az elektromos energia minél nagyobb százalékát lehessen lézerfénnyé átalakítani.

b) Minél nagyobb lézerintenzitások és energiák (a kettő nem azonos) elérése.

c) Folytonosan, nagy hullámhossz tartományban hangolható lézerek előállítása.

d) Indukált emisszióval működő készülékek létrehozása a láthatón kívüli elektromágneses hullámok tartományában.

Cikkünkben a *d)* pont egy speciális esetével foglalkozunk: lehet-e lézereket létrehozni a röntgen és a γ sugárzás frekvenciatartományában.

II. Alkalmazási lehetőségek

Érdemes-e egyáltalán indukált emisszióval működő generátorokat készíteni ilyen nagy frekvenciákra? Milyen új tulajdonságokat várhatunk, s ezeket hol lehet hasznosítani?

A lézer monokromatikus, koherens, kis divergenciájú és nagy spektrális sűrűségű fényforrás. Ugyanezeket a tulajdonságokat várjuk az Å körüli hullámhossz tartományban is. Meglevő forrásaink — a különböző röntgen készülékek és γ források — sok szempontból a közönséges fényforrásoknál is rosszabb tulajdonságúak.

A legnagyobb probléma, hogy ebben a hullámhossztartományban az összes anyag törésmutatója 1. ami azt jelenti, hogy sem lencsék sem tükrök készítésére nincs lehetőség. Ily módon a fókuszálás, nagy intenzitássűrűségek elérése lehetetlen, pedig nagyon sokszor lenne rá szükség.

1. *A gyógyításban* sokszor felmerül az igény, hogy a nagyenergiájú sugárzásokat therápiás célokra alkalmazzák. A kívánt területeket kellene viszonylag nagy intenzitásokkal besugározni anélkül, hogy a környezet károsodna. Ha a felhasználandó sugárzás röntgen lézerből származik, akkor a kis divergenciájú, párhuzamos nyalábot már jó hatásfokkal lehet a kristályok Bragg reflexióját kihasználva irányítani. Ily módon a kívánt területre mintegy injekciószerűen tudjuk a sugárzást vezetni és koncentrálni.

2. *Az atomok belső* elektronstruktúrájának, magszerkezetének tanulmányozására a spektroszkópia alkalmazhatósági tartományának kiterjedésére nyílna lehetőség. A várhatóan nagy intenzitású röntgenspektroszkópiai források a lineáris és nemlineáris vizsgálati lehetőségek alkalmazhatóságát szélesítenék.

3. *Koherens fényforrásokkal* holografikus képeket állíthatunk elő, melyek térbeli alakzatok rögzítésére is alkalmasak. A hullámhossz csökkenésével a rendszer felbontóképessége nő, így elvileg lehetőség van arra, hogy az anyag belső szerkezetéről a kristályok térbeli helyzetéről kaphassunk közvetlen információt. Ha az így készült hologramot látható fénnyel rekonstruáljuk — a holográfia egy speciális tulajdonsága alapján — azonnal nagyított képet kapunk, ami a mikroszkópok-

Az ELFT XI. Vándorgyűlésén (Szeged, 1973. aug. 23) elhangzott előadás.

kal szemben támasztott követelményeket is enyhíti.

4. *Az információátvitel*ben szintén szóba jöhet a röntgen lézer. Terjedési tulajdonságai bizonyos szempontból nem a legjobbak a földi viszonyok között, az időegység alatt átvihető információ mennyiség elvi határa azonban olyan nagy, hogy speciális körülmények között — ha ez a sávszélesség szükséges — feltétlen alkalmazásra kerül. (Meg kell jegyezni, hogy a látható tartományban üzemelő lézerben rejlő ilyen lehetőségeket sem sikerült még teljesen kihasználni.)

5. *A röntgen diffrakciós* szerkezetvizsgálat a kis intenzitások miatt lassú folyamat. A nagyobb sugárteljesítmények olyan mérési sebességnövekedést tesznek lehetővé, mely a gyors fázisátalakulások és egyéb gyors változások alatt fellépő kristálystruktúra módosulatok mikroszkopikus megfigyelésére nyújtanak módot.

6. *Az anyagszerkezet kutatás* egy speciális területe az ESCA. (Elektron spektroszkópia kémiai analízis céljára.) Itt a fotóeffektussal nyert elektronok energiaeloszlásának vizsgálatával következtetnek a kémiai szerkezetre. A röntgen tartományban történő „megvilágítás" mélyebb elektronpályákat is gerjeszthet, így sokkal pontosabb meghatározást tesz lehetővé. E módszer felbontóképessége a monokromatikus γ sugarak esetén lényegesen jobb, a nagy intenzitás pedig az analízis sebességét növelné meg.

7. *Az energiagondok megoldása*, a szabályozott magfúzió megvalósítása égető probléma. Lézerfénnyel már sikerült magas hőmérsékletű plazmát előállítani és összenyomni, sőt a fúziós reakció is végbement. A lézer-reaktor üzemi felhasználása során azonban szigorúbbak a feltételek. Ahhoz, hogy a folyamat jó hatásfokkal termeljen energiát, nagyobb plazmahőmérsékletek kellenek. A már meglevő plazmába a további energiabevitelt a plazmafrekvencia alatti frekvenciákon a reflexió megakadályozza. Lézerrel (látható fénnyel) ezért csak egy bizonyos sűrűségig tudunk energiát betáplálni. Ha nagyobb hőmérsékletet és kompressziót szeretnénk elérni, magasabb frekvenciájú elektromágnes sugárzás formájában kell a további energiát a plazmával közölni. Ez az a terület, ahol a legnagyobb erővel folyik a kutatás, a legégetőbb az igény a röntgen vagy γ lézerek létrehozására.

8. Ezzel rokonterületként egy új tudományág van kialakulóban: a *kísérleti csillagászat*. A lézerekkel kicsiben rekonstruálni tudjuk azokat a folyamatokat, amik a csillagok belsejében zajlanak le. A nagyfrekvenciás sugárzással létrehozott plazmát közelről tanulmányozhatjuk. A kísérleti csillagászat és a fúziós kutatások kölcsönhatásaként valószínűleg kialakulnak a fúziós energiatermelés egyre gazdaságosabb körülményei. Mindezekhez és az itt nem említett, vagy csak később felmerülő alkalmazási lehetőségek megvalósításához természetesen el kell készíteni az ilyen lézer készülékeket. Jelenleg még nincs működő példány, így a továbbiakban a megvalósítás valószínű lehetőségeiről próbálunk képet adni.

III. Röviden a lézerről

A cikk címéért azonnal elnézést kell kérni, mert ellentmondást tartalmaz. A lézer szó ugyanis indukált emisszió hatására bekövetkező fényerősítést jelent, ami határozottan a látható tartományra utal. A röntgen és γ sugárzások tartománya sokkal magasabb frekvenciákon található. (Az angol nyelvű irodalomban az általunk használt x-ray laser mellett a pontosabb XRASER is elterjedt.)

A röntgen és γ tartomány speciális problémáinak tárgyalása előtt felidézzük a lézerműködés alapelvét.

A lézer egy optikai frekvenciákon működő oszcillátor, azaz visszacsatolt erősítő.

Ennek megfelelően két részből áll:

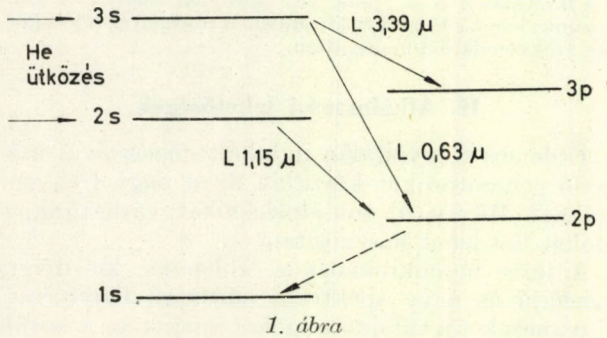
a) fényerősítő,

b) visszacsatoló rendszer.

A visszacsatolás könnyen megoldható a látható fény tartományában, mert csak két tükröt kell egymással pontosan szembeállítani (rezonátor) és közé helyezni a lézer anyagot.

A fényerősítő elkészítése komolyabb probléma. A termikus egyensúly állapotában levő anyagok ugyanis a rajtuk áthaladó fényt az abszorpciós törvénynek megfelelően gyengítik. Ha azonban egy anyag két nívója között a termikus egyensúlyától eltérő populáció inverziót hozunk létre — azaz a magasabb energiájú, gerjesztett állapotban több elektron tartózkodik, mint az alacsonyabban —, akkor az indukált emisszió jelenségét kihasználva fényerősítő közeget nyerhetünk a két nívó energiakülönbségének megfelelő frekvencián. Amennyiben a felső nívó élettartama nagyobb, mint az alsóé, akkor folytonos, ellenkező esetben impulzus üzemű működésre számíthatunk.

A He-Ne gáz lézer esetében pl. a He atomok ütközéssel gerjesztik a Ne $3s$ és $2s$ nívóit. *(1. ábra)*. melyek a $3p$ és $2p$ nívóra adnak laserátmenetet. Ezek közül a 6328 Å-ös vörös a legismertebb, de a legjobb hatásfokkal 3,39 μ-os $3s-3p$ átmenet használható, itt a legnagyobb a fényerősítés.



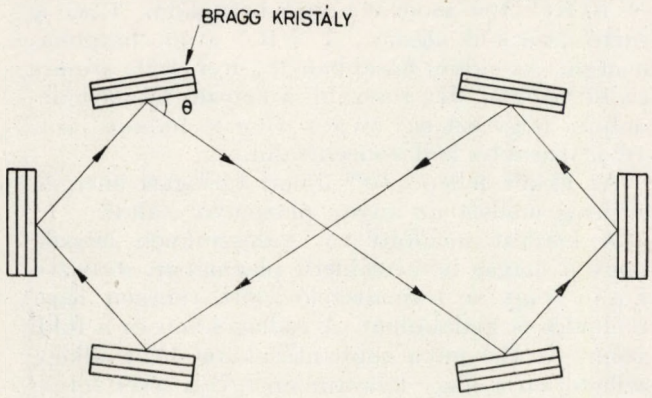
1. ábra

IV. Kis hullámhosszak problémája

1. *A rezonátor*

A röntgen és γ laserek megvalósításának lehetőségeit vizsgálva foglalkozzunk először a könnyebbnek látszó problémával, a rezonátorral.

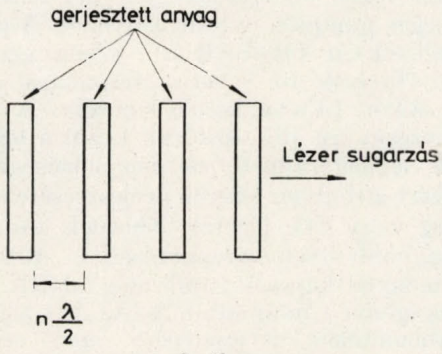
Mint már említettük, ebben a hullámhossztartományban az anyagok törésmutatója ~ 1, ami azt jelenti, hogy tükrök készítése, legalábbis a lézereknél megszokott merőleges reflexióra, lehetetlen. A megoldást jelenleg a jó minőségű egykristályok Bragg reflexiójának kihasználásában látják. Számos próbálkozás után a jelenleg elfogadott megoldás a *2 ábrán* látható geometriát



2. ábra

igényli, vagyis egy 6 egykristályból álló zárt rezonátort az 1 Å körüli hullámhosszakra. Mivel a reflexió függ a sugárzás hullámhosszától, ezért a rendszer frekvenciaérzékeny. A 3—3 elemből álló két fél rész távolításával vagy közelítésével — hangolhatóan — más más frekvenciára jó a rezonátor. Az egy körülfutásra számított veszteség kb. 20%.

Emellett a használhatónak látszó megoldás mellett, speciális esetekben az osztott paraméterű visszacsatolás elve is felhasználásra kerülhet. Az ilyen, tükör nélküli lézerrendszerek igen elterjedtek a lézerrel pumpált festék lézerek területén. Ebben az esetben a gerjesztett lézeranyag ,,lapkákat'' *(3. ábra)* a hullámhossz felének megfelelő távolságban helyezik el egymástól. Az elrendezés



3. ábra

biztosítja, hogy az indukált emisszióval kiváltott fényhullámok azonos fázisban lebegjenek össze, s ez kellően nagy fényerősítés esetén helyettesítheti a lézer rezonátort. Az ötlet felhasználása a röntgen tartományban kézenfekvő. A kristályok rácsállandói nagyságrendileg a karakterisztikus röntgen sugárzás hullámhosszának nagyságrendjébe esnek. Ha találunk olyan egykristályt, melyre igaz a

$$n \frac{\lambda_{\text{kar.}}}{2} = d_i \qquad (1)$$

összefüggés, akkor teljesül az osztott paraméterű visszacsatolás feltétele, s elhagyhatók a tükrök, sőt kis hangolás is elképzelhető a hőmérséklet változtatásával.

(λ_{kar} a karakterisztikus sugárzás hullámhossza, d_i valamely irányban az atomok távolsága, $n = 1, 2, 3, \ldots,$).

A rezonátorokról szóló rész lezárásaként megemlítjük, hogy az első röntgen lézerek valószínűleg tükrök nélkül fognak működni. Bizonyos körülmények között — melyek a kis hullámhosszakon is létrejöhetnek — rezonátor nélkül is fellép az ún. superradiance jelensége. Ez elvben ugyan különbözik az ,,igazi'' lézersugárzástól, de a felhasználó szempontjából az nem túlzottan érdekes. A kijövő elektromágneses sugárzáson ,,alig lehet észrevenni'' a különbséget.

2. *Van-e elvi akadály?*

Van-e valami elvi akadálya annak, hogy nagyob frekvenciákon is ki tudjuk használni az indukált emisszió folyamatát és megfelelő sugárerősítőket konstruáljunk?

A kérdés jogos, ugyanis az indukált (B) és a spontán (A) emissziós együtthatók közötti összefüggés ν frekvencián

$$B_{21} = \frac{c^3}{8\pi h\nu^3} A_{21} \qquad (2)$$

alakú. Elvi akadály nincs, de az arányossági tényező a frekvencia növelésével köbösen csökken. Figyelembe véve, hogy a látható tartományban sem túlságosan nagy az együttható értéke, nem túl nagyok a remények a 2—3 nagyságrenddel nagyobb frekvencia tartományában. Gyakorlati szempontból ,,kézzelfoghatóbb'' az indukált emisszió hatáskeresztmetszete (σ)

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{\Gamma_{\text{sug.}}}{\Gamma_{\text{teljes}}} \qquad (3)$$

(ahol λ a sugárzás hullámhossza, Γ pedig a vonalszélesség), mely természetesen ugyanazt a szomorú helyzetet tükrözi.

Nagy lökést adott a további munkának, hogy a H_2 lézer 1567 Å-ös vonalán igen nagy erősítést tapasztaltak. A pontos számítások megmutatták, hogy a fenti formulák továbbra is igazak, csakhogy a numerikus értékek konkrét behelyettesítésével nem annyira szomorú adatok jönnek ki, mint amit a kedvezőtlen függés jellegéből várnánk.

A populáció inverzió létrehozására a fényerősítő konkrét megvalósítására javasolt elképzeléseket az alapvető fizikai folyamatok eltérése miatt két csoportra osztjuk.

*Röntgen lézer*ekről akkor beszélünk, mikor az atom vagy ion elektronjainak gerjesztéséből származik a sugárzás.
A γ *lézerek* esetén a sugárzás forrásai magfizikai folyamatok.

V. Röntgen lézerek

A fény és a röntgensugárzás az atomok vagy molekulák elektronjából származik. A gerjesztett elektron alacsonyabb energiájú állapotba való visszatérésekor az energiafelesleget elektromágnes sugárzás formájában bocsátja ki. A látható tartományban (ami általában a külső pályában elhelyezkedő elektronoktól származik) a következő szemléletes képet szoktuk használni:

Gerjesztés során az elektron egy magasabban fekvő nívóra kerül, majd egy idő múlva egy vagy több lépésben visszatér alapállapotába, miközben elektromágneses sugárzás lép fel. A röntgen tartományba tartozó sugárzás sokkal nagyobb energiájú. A maghoz közelebbi nívókon tartózkodó elektronok átmenetéből származik. Karakterisztikus sugárzás esetén gerjesztés hatására egy elektron a belső pályák egyikéről kilöködik, így áll elő a gerjesztett állapot, mely a felsőbb nívókról töltődik be. Sok esetben az atom a gerjesztést egy újabb elektron kibocsátásával adja le. Ez az Auger effektus. Meg kell még említeni a folytonos spektrumú sugárzást szolgáltató fékezési sugárzást, mely szintén ebbe a frekvencia tartományba tartozik.

1. *Indukált emisszió hatáskeresztmetszete*

Az egyik legismertebb karakterisztikus röntgen vonal a Cu $K\alpha_1$ vonala. Az átmenethez tartozó kvantumenergia $h\nu = 8\text{KeV}$, a sugárzás hullámhossza $\lambda = 1{,}54$ Å. A vonalszélesség adatok inkább számított, mint mért értékek.

$\Gamma_{\text{sug.}} = 0{,}65$ eV $\Gamma_{\text{teljes}} = 1{,}5$ eV-tal számolva (3)-ból

$$\sigma_{\text{ind. Cu } K\alpha_1} = 1{,}6 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2 \qquad (4)$$

Ha ezt összehasonlítjuk az infravörös tartományban kiválóan működő Nd-üveg lézer $\sigma = 2 \cdot 10^{-20}$ cm^2-es hatáskeresztmetszetével, igen optimisták lehetünk.

A réz esetén az abszorpció a 8 KeV-os sugárzásra $\sim$ 200 dB/mm. 20 dB/100 μ tiszta erősítés eléréséhez az atomok kb. 1%-át kell a populáció inverzió állapotában tartani. Egy 50 $\mu \times$ 50 $\mu \times$ 100 μ-os hasábban $\sim 10^{15}$ atom van. Ennyi atom található egy kb. ugyanilyen hatáskeresztmetszetű, kiválóan működő 1 W-os Ar lézerben. A röntgenlézer megvalósításának tehát — mivel sok más anyag és átmenet található hasonló adatokkal — elvi akadálya nincs.

2. *Pumpálás*

Nem ennyire problémamentes a populáció inverzió létrehozásának kérdése. A röntgennívók élettartama a femtoszekundum (10^{-15} sec) nagyságrendjében van. Az előző kijelentés, hogy az atomok 1%-át kell gerjesztett állapotban tartani, azt jelenti, hogy másodpercenként 10^{15}-ször kell $\sim$ 10 KeV/100 atom energiát betáplálni, 1 sec-ig tartó lézerműködéshez. 1 J/100 atom hatalmas energia. Az előbbi hasábban 1%-nyi (10^{13}) atomra ez 10^{13} Joule. Még rosszabb a helyzet ha meggondoljuk, hogy ezt egy 50 $\mu \times$ 50 $\mu \times$ 100μ-os, azaz 10^5 μ^3 hasábba kell koncentrálni.

Az ekkor fellépő 10^{20} J/cm^3 térfogati energiasűrűség mellett az anyag plazmává alakul.

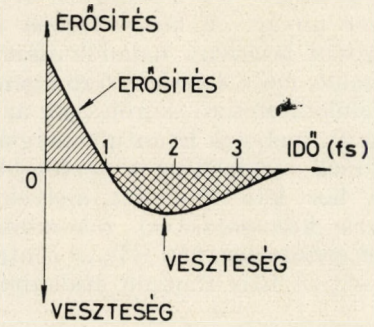
A kérdést megfordítva: valószínűnek látszik, hogy a magas hőmérsékletű plazmában statisztikusan vagy a termalizáció előtt röntgen lézer működés is kialakulhat. A csillagokban és a földi atom- és H-bomba robbantásakkor nem elképzelhetetlen a nagy kvantumenergiájú lézer folyamatok létrejötte.

A fenti csillagászati számokhoz még meg kell jegyezni, hogy feltételeztük, hogy az összes betáplált energia csak az illető nívó gerjesztésére fordítódik — ami messzemenően nem igaz —, továbbá nem számoltunk a kb. 100-szoros mérnöki biztonsági faktorral. Ily módon 1 sec-os várhatóan 1—2 J energiájú Cu röntgen lézersugárzás előállításának 10^{17}—10^{19} Joule energia az ára. Ennek lehetetlenségét a lövésenként esedékes közel 100 milliárd Ft-os villanyszámla érzékelteti.

3. *Impulzus működés*

Nyilvánvaló, hogy ilyen energiaigényeket nem lehet kielégíteni. Amíg nem találjuk meg a módját a sokkal jobb hatásfokú gerjesztésnek, csak egy kiút van: az impulzus üzemmódú működés. Rövid idő alatt reális energiamennyiséggel lehet elérni a szükséges pumpáló teljesítményeket. A példánkban említett Cu-XRASER 10^{17} W/cm^2 gerjesztést igényel. Ha csak 10^{-13} sec-os impulzust akarunk elérni, akkor 1J a szükséges energia. A jelenleg rendelkezésünkre álló eszközök közül a lézerekkel lehet a legnagyobb teljesítménysűrűségeket elérni. Ezért a röntgen lézerek gerjesztésére az óriási Nd-üveg vagy CO_2 lézerek jöhetnek számításba. A legnagyobb ilyen berendezések $\sim 10^{15}$ W/cm^2 teljesítményre képesek, ami még alatta van az általunk igényelt minimumnak. Az Al 1,56 KeV-os $K\alpha_1$ átmenetének gerjesztésére „már" ennyi is elegendő, így a megvalósítás elérhető közelségben van.

A 10^{-12}—10^{-13} sec-ig tartó gerjesztés egy újabb problémát vet fel. Ennyi idő alatt az elektromágneses sugárzás is csak 0,3—0,03 mm utat tesz meg. A röntgen tartományban — mint említettük — a nívóélettartamok femtoszekundum nagyságrendűek. Sok esetben előfordul, hogy az alsó nívó élettartama nagyobb, mint az felsőé. Ekkor csak valód.



4. ábra

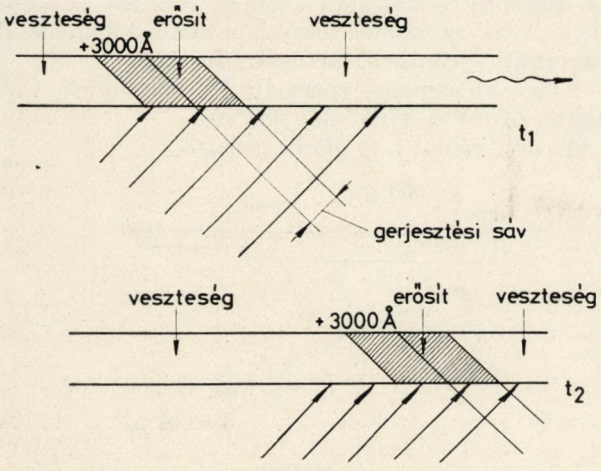
impulzus működésre számíthatunk, mely impulzus hosszát nem a gerjesztés időtartama (10^{-12}—10^{-13} sec), hanem az élettartam szab meg (10^{-15} sec). Csak ennyi időre áll fenn a populáció inverzió. Egyszerre csak mintegy 3000 Å-nyi tartomány (600 — atom) erősít, a többi veszteséget ad *(4. ábra)*.

Az erősítő tartománynak fénysebességgel kell haladnia, hogy az indukált emisszió kihasználható legyen. Emiatt a gerjesztő fényt és a kialakuló röntgen impulzust szinkronizálni kell. Erre a haladóhullámú gerjesztés ad lehetőséget, melynek vázlatát és működését az *5. ábrán* láthatjuk.

A másik megoldás, hogy az élettartamnak megfelelő hosszúságú anyagot a 6 kristályos rezonátorban csak olyan időnként gerjesztik impulzusokkal, mikor az előző pumpálásból keletkezett röntgenjel körbefutott a rezonátoron és újbóli erősítésre vár.

4. *Mivel gerjesszünk?*

Mikor az energiamérleget felállítottuk, akkor a gigantikus lézerek fényében található intenzitássűrűséget tudtuk csak példaként állítani, mely a kvantitaív igényeket kielégíteni látszik. A kvalitatív igényekkel azonban baj van, mert a lézerfény közvetlenül nem alkalmas a röntgennívók gerjesztésére.



5. ábra

a) *Karakterisztikus röntgensugárzás* előállítására a szokásos röntgen berendezések zömében elektronokat használnak.

Populációinverzió létrehozására azonban sok szempontból alkalmatlanok, de nem látszanak reménytelennek.

A legintenzívebb elektronforrásokból 10^3 A erősségű 10^{-8} sec időtartamú impulzusokat kaphatunk. Ez az áramérték alacsony, az impulzusidő pedig túl hosszú. Az ultrarövid nagyintenzitású lézersugárzás hatására létrejövő lineáris és nemlineáris fotoeffektus segítségével 10^4—10^5 A-es elektronáramok is előállíthatók sokkal kedvezőbb (10^{-11} sec) impulzusokban, de még ez is csak szerényebb igényeket (80—100 Å körüli tartomány) képes kielégíteni.

A csodálatos képeket szolgáltató elektronmikroszkópokat magunk elé képzelve kicsit furcsának hat a következő kijelentés: az elektronoknak (a röntgenlézer gerjesztés szempontjából) az a legnagyobb bajuk, hogy nem fókuszálhatók eléggé. A fókuszálhatóság függ az áram értékétől, ugyanis bizonyos áramsűrűség felett az elektronok töltésük miatt széttaszítják egymást a nyalábban. 1 MeV-os elektronokra a maximálisan elérhető áramsűrűség $10^7 \frac{A}{cm^2}$. Ez $10^{14} \frac{Watt}{cm^2}$-t jelent, ami még az Al K_α vonalára sem elég. Pedig még ennek az energiának is csak csekély része fordítódik a karakterisztikus vonalak gerjesztésére a zöm viszonylag kis energiájú, folytonos spektrumú fékezési sugárzásban vész el. Ha sikerül nagyobb karakterisztikus sugárzáskeltési hatáskeresztmetszetet találni, akkor az elektrongerjesztés felhasználása elképzelhető.

b) *Egyéb töltött részecskék.* Pozitív és negatív töltésű ionok, sőt semleges atomok is alkalmazhatók röntgensugárzás előállítására. Sajnos ezek használata esetén is — néha még fokozott mértékben — szembetaláljuk magunkat az elektronoknál említett nehézségekkel. (Kis intenzításúak a források, nem fókuszálhatók eléggé, fékezési sugárzás.)

Az, hogy mégis számításba jöhetnek, a karakterisztikus röntgenkeltési hatáskeresztmetszetnél fellépő rezonanciaszerű viselkedésüknek köszönhető. Megfigyelték (lásd Fiz. Szemle 73/341), hogyha az ion energia nívói és a target atom belső héjainak energiája megegyezik, kiugróan nagy valószínűséggel keletkeznek K, L, M, lyukak akár az ionon, akár a bombázott atomokon. Rövid ideig kvázimolekulák alakulhatnak ki, melyek „jól" szakadnak szét. A szokásos 10^{-20}—10^{-23} cm^2-es hatáskeresztmetszetek helyett nagyon kedvező 10^{-18}—10^{-17} cm^2-es értékek is felléphetnek.

A rövid impulzusokat szolgáltató nagy intenzitású ion források elkészítése azonban továbbra is probléma.

c) *Gerjesztés röntgen sugárzással.* Ez látszik a legideálisabb megoldásnak. Bizonyos értelemben rezonáns gerjesztést lehet vele elérni. Nem kelt ui. fékezési sugárzást, és felülateresztő energia-

szűrőket alkalmazva kizárhatjuk azt, hogy a kisebb energiájú nívókon történő lyukkeltésre pazarlódjon el a gerjesztő energia.

Azzal azonban, hogy a direkt röntgen gerjesztést külön tárgyaljuk, egy lényeges problémát megkerültünk: hogyan lehet kellő intenzitású röntgenforrást létrehozni, ha az előbbi két pontban megmutattuk az elektronokkal és ionokkal történő gerjesztés — gyakorlatilag a röntgensugárzás előállítás — elégtelenségét.

d. *Laser plazma mint röntgen forrás*

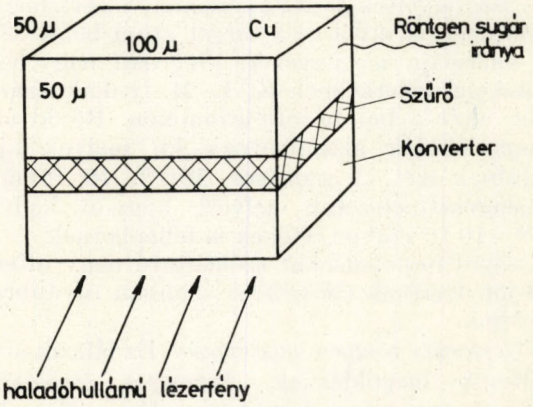
A legerősebb kifogásunk a töltött részecskék ellen az volt, hogy nem fókuszálhatók kellően. Mivel a „kész" röntgensugárzás szintén nem fókuszálható, így a pumpálási intenzitássűrűség igényt nem tudjuk kielégíteni.

Nagy intenzitású lézerekkel szilárdtestek felületén előállított plazma igen jó röntgen forrás. A lézerfúziós kísérletben éppen a röntgen spektrum méréséből következtetnek a plazma hőmérsékletére. A lézerfény nagyon kis felületre koncentrálható és a keletkezett semleges plazma csak lassan (10^{-9} sec múlva) kezd el lényegesen kitágulni. Ezt a pontszerű röntgen forrást kontaktusba hozva a pumpálandó anyaggal, intenzív röntgen gerjesztés érhető el. Az alapvető folyamatokhoz — elektron — atom, elektron-ion, ion-atom ion-ion ütközéshez — itt még sokszorosan töltött ionok rekombinációs sugárzása, valamint az anyag sokfotonos abszorpciója járulhat. Egyes kísérletek szerint sikerült olyan lézerplazmát létrehozni, ahol a besugárzó lézerfény energiájának közel 20%-a (!!!) alakult át röntgen sugárzássá. Ez csak úgy képzelhető el, ha az említett folyamatok egy-egy részecskével többször zajlanak le, vagy váratlanul nagy hatásfokú folyamatok lépnek fel.

5. *Konkrét elképzelések*

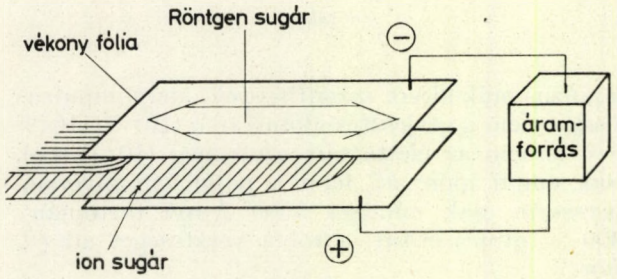
Az általános elvnek összefoglalásaként nézzünk néhány konkrét elképzelést, mely jellemzi az eddig publikált általános elveket.

a) Első példánk a cikkben eddig is sokszor említett Cu XRASER. Az elképzelés vázlata a *6. ábrán* látható.



6. ábra

Az 50 $\mu \times 50\ \mu \times 100\ \mu$ térfogatú rézhasáb a röntgen lézer anyag. A konverterben a ferdén beeső ultrarövid lézerfény haladóhullámban állít elő lézerplazmát, mely a gerjesztő röntgensugárzás forrása. A felületáteresztő szűrőn csak az a sugárzás haladhat át, melynek kvantumenergiája $>8-10$ KeV. Ennek megfelelően a réztömbben csak a K nívón hoz léte lyukakat, melyek zömmel Kα, sugárzás kibocsátásával rekombinálódnak. A kb. 20 dB erősítéshez 250 GW/μ^2 röntgen pumpálás kell. 10%-os fény-röntgen átalakítással szá-



7. ábra

molva 250 TW-es 1 fsec-ig tartó lézerimpulzus szükséges, (0,25 Joule fényenergia). Ilyen még nem áll rendelkezésünkre. Az eddigi legnagyobb értékek 1 TW—10^3 fs vagy 10 TW—300 fs.

b) A haladóhullámú ion-atom gerjesztés vázlata az *7. ábrán* látható.

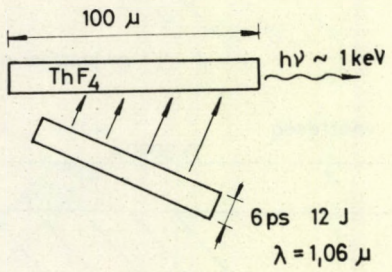
Az intenzív ionsugár a két elektróda között gyorsul fel a szükséges energiára. Miközben áthalad a vékony fólián, ion-atom ütközés következtében lyuk keletkezik a megfelelő belső héjakon, és a fólia túlsó oldalán a gerjesztett iongáz alkalmas az erősítésre.

C fólia Ar-ionsugár esetén az Ar *L* héja, Cu fólia Ne^+ ütközéskor mind a Cu K héja, mind a Ne^+ *L* héja gerjedhet.

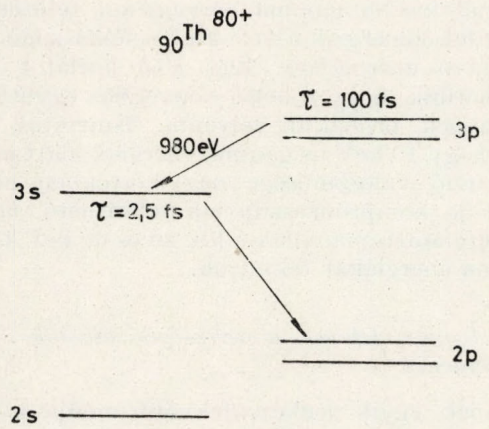
c) A harmadik elképzelés-típus nem lyukkeltésen alapul. Az ötlet onnét származik, hogy megfigyelések szerint pl. a $3s-3p$ átmenetek nagyon „jó" lézer vonalak. A bevezetőben említett Ne mellett a Ne^+, valamint Ar^+ lézerben is kiválóan működnek. Ha egy nagy rendszámú atomot sokszorosan ionizálunk, az elektronszerkezet meg fog egyezni az alacsony rendszámú atomok elektronszerkezetével, csak az azonos nívókhoz tartozó átmenetek energiája a röntgen tartományba esik.

A $3s-3p$ átmenet energiája Ne-ben 0,3 eV. Cu^{20} esetén 5,0 eV a Th^{80+}-nál 980 eV.

Az elvi vázlat a *8. ábrán* látható.



8. ábra



9. ábra

Az anyag felületén lézerrel hozzuk létre a plazmát, melyben kellő intenzitás esetén létrejönnek, sőt gerjesztődnek a kívánt ionok. A $_{90}Th^{80+}$ számított energiarendszere, mely a $_{10}$Ne-al azonos struktúrájú a *9. ábrán* szerepel.

A kedvező nívórendszerhez még nagyon jó, $\frac{100}{2{,}5} = 40$-es élettartamviszony tartozik. A számított pumpálási igény Nd — laserfényre 6 ps 10—12 J, ami már rövid idő alatt megvalósíthatónak látszik. Az elektronhéjban lezajló folyamatok áttekintésének lezárásaként két kísérletet érdemes megemlíteni.

Bombaként robbant a tudományos világban, mikor az Utahi egyetem kutatói bejelentették, hogy működik az általuk készített röntgenlézer. Zselatinban $CuSO_4$-at oldottak és két mikroszkóplemez között $\sim 100\ \mu$ vastagságúra szorították, majd 20 nsec 30 J-os Nd-üveg lézerimpulzussal megvilágították. A hosszabb kiterjedés irányában kétoldalt elhelyezett röntgenfilmeken időnként szimultán foltokat találtak, melyek megjelenését röntgen-lézer működésnek tulajdonították. Többen azonnal rámutattak, hogy a kísérlet ilyen interpretációja energetikailag lehetetlen. A foltokat a film elektrosztatikus feltöltődéséből származó szikránák tulajdonították. A nagyon egyszerű kísérletet sok helyen megismételték — eredmény nélkül —. Az egyetlen pozitív reprodukcióról szóló cikket is később visszavonták a szerzők.

Közelebb áll a realitáshoz az Orsay-i kutatók munkája, akik Al^{3+}-an létrehozott lézerplazmában 117,41 Å-ön vizsgálták az átmenetet. A kísérleti hibahatárokon belül elképzelhető, hogy erősítést tapasztaltak, mely populáció inverzióra utal.

VI. A gamma lézerek tartománya

1. *Általános megjegyzések*

Az előzőekben láttuk, hogy a röntgen lézereknél fellépő fő probléma a gerjesztett nívók rövid, a 10^{-15} mp-es tartományba eső élettartamából ered. Ilyen élettartamok mellett ugyanis meglehetősen nehéz a rendszert populációinverzió állapotában tartani. Mivel azonban az atommagokból származó elektromágneses sugárzás, — a γ-sugárzás esetén — ennél sokkal hosszabb élettartamok léphetnek fel, nagyjából ugyanabban a hullámhossztartományban, vagy legalábbis olyan tartományban, amely a röntgensugarak hullámhosszától nem lényegesen különbözik, ezen γ-sugarak felhasználásával esetleg egyszerűbben és könnyebben tudjuk a populáció-inverziót megvalósítani, amely a lézerműködésnek egyik legfontosabb feltétele.

Első állításunk ezzel kapcsolatban az, hogyha egyáltalán lehetséges γ-sugárzás segítségével lézerműködést létrehozni, ez csak a visszalökődés-mentes, vagyis Mössbauer típusú gamma emisszió esetében lehetséges. Ismeretes, hogy Mössbauer típusú rezonanciák maximumában a sugárzásos átmenet hatáskeresztmetszete a

$$\sigma_0 = \frac{\lambda^2}{2\pi} \cdot \frac{W}{1+\alpha} \tag{5}$$

alakban írható, ahol λ az elektromágneses sugárzás hullámhossza, W a kristályra jellemző Debye—Waller faktor, α az úgynevezett belső konverziós együttható, amely azt mutatja, hogy a magnívó milyen hányadban gerjesztődik le úgy, hogy elektront bocsát ki a belső atomi héjakból, és nem gamma kvantum kerül kisugárzásra. 120 keV körüli γ sugárzási energiáknál ennek a hatáskeresztmetszetnek a nagyságrendje 10^{-20} cm². Ha a rendszerben $K \sim 10\ \text{cm}^{-1}$ erősítési tényezőt akarunk elérni (az erősítés KL ahol L a minta vastagsága), akkor a populáció-inverzió sűrűségének $n = \frac{K}{\sigma_0}$ -nak $10^{21}\ \text{cm}^{-3}$ nagyságrendben kell lennie. Ez már elég közel van a szilárd test térfogategységében levő atomok számához n_0-hoz. Ha nem visszalökődés nélküli gamma rezonanciavonalakat használnánk fel, akkor a gamma sugárzás vonalszélessége sokkal nagyobb lenne, mint a visszalökődésmentes esetben, vagyis a rezonanciamaximumban levő hatáskeresztmetszet σ' sokkal kisebb lenne σ_0-nál, ami azt eredményezné, hogy a populáció-inverzió sűrűségének, n-nek nagyobbnak kellene lenni a szilárdtest térfogategységében található atomok számánál, ami nyilvánvalóan lehetetlen.

Különböző megfontolások alapján (ezek a megfontolások technikai és fizikai problémákat is érintenek) az izomer-mag élettartamokat 3 csoportba oszthatjuk. (Izomernek nevezzük azokat az atommagokat, amelyek metastabil gerjesztett állapotban vannak és innen gammasugárzás kibocsátásával az alapállapotba bomlanak le.)

A 10 sec-nél hosszabb izomer élettartamok alkotják az egyik csoportot, a kb. 0,1 sec-nél rövidebb élettartamok a másikat, végül a két érték közötti tartomány a harmadik, közbenső izomer állapot élettartamok csoportja. A lézerműködéshez szükséges paraméterek biztosítása különböző problémákat vet fel — mindhárom esetben. Mi most példaképpen a középső élettartam tartománnyal szeretnénk foglalkozni két ok miatt. Először ezt tartjuk talán a legreálisabb megvalósítási lehetőségnek, másrészt erre a tartományra viszonylag részletesebb adatok állnak rendelkezésünkre.

2. *Hány izomer atomra van szükség?*

Vizsgáljuk meg mindenekelőtt azt, hogy milyen minimális számú izomer atommal lehet lézerműködést létrehozni? Meg kell említeni azt a körülményt, hogy ebben az élettartományban nem sikerül már elérni a gamma vonal természetes vonalszélességét, a megfigyelhető vonalszélesség ennél nagyobb lesz, ezért a sugárzási átmenetre vonatkozó hatáskeresztmetszet értéke módosul, mégpedig a

$$\sigma = \sigma_0 \frac{\Gamma}{\Gamma_{\min}} < \sigma_0 \tag{6}$$

alakban.

Legyen a $k = e^{KL}$ erősítés értéke 100, ahol $K = n\sigma_0$.

Megmutatható, hogy a minta alakja optimális esetben egy kis átmérőjű viszonylag hosszú rudacska L hosszúsággal és 2 a_m átmérővel, ahol ennek a két mennyiségnek az optimumát L-re vonatkozólag a k erősítésre vonatkozó összefüggésből, $2a_m$ optimumát pedig abból a feltételből tudjuk meghatározni, hogy a diffrakciós veszteség a mintában minimális legyen.

A számítás ilyen geometria mellett a minimális atomszámra a következő összefüggést adja

$$N_{\min} = 5 \cdot 10^6 \left(\frac{\Gamma_{\min}\,\tau}{W\,\varrho}\right)^2 \qquad (7)$$

Ebben az összefüggésben ϱ az izomer atomok hányadát adja meg. Ideális esetben $\Gamma_{\min} \cdot \tau = 1, W = 1, \varrho = 1$ állna fenn. A $\frac{\Gamma_{\min}\,\tau}{W\varrho} > 1$ tényező az ideális helyzettől való eltérést fejezi ki. Ha feltesszük, hogy a gamma vonal energiája $E = 30$ keV, az atomok sűrűsége $N_0 = 3 \cdot 10^{22}$ cm^{-3}, valamint $\Gamma_{\min}$-re a reálisnak látszó 10^5 sec^{-1}, τ-ra pedig 0,1 sec értéket veszünk fel, akkor $(\Gamma_{\min}\,\tau)^2 = 10^8$ lesz és $N_{\min} = 5 \cdot 10^{14}$ atom adódik. $L = 0{,}7$ cm-es hosszúság és 2 $a_m = 10^{-4}$ cm átmérő mellett és az ekkor várható erősítés 100-as értéket vesz fel.

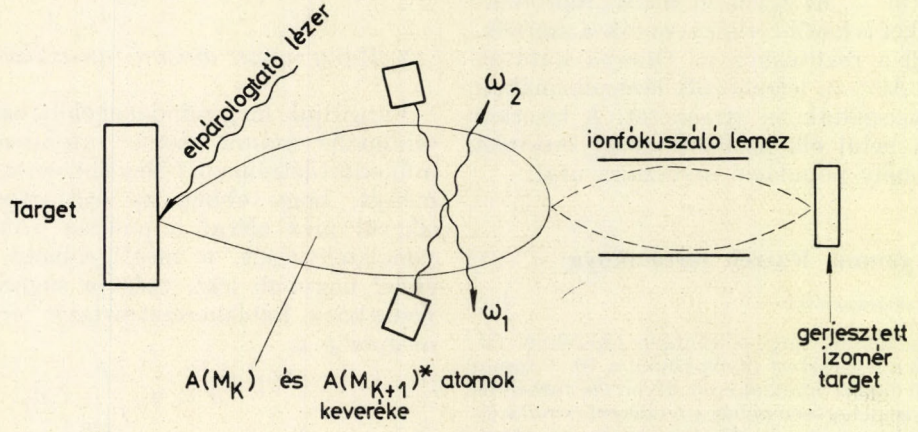
Az összefüggésből látható, hogy a lézerműködéshez szükséges minimális atomszám több ok miatt nőhet. Egyik a már említett, az ideális körülményektől való eltérést kifejező $\frac{\Gamma_{\min}\,\tau}{W\,\varrho}$ faktor. A másik, ami tulajdonképpen már az elsőben is benne volt az, hogy nem minden a kristályban jelenlevő atom van izomer állapotban, vagyis az, hogy $\varrho \ll 1$. $N_{\min}$ növelését eredményezi az atomok sűrűségének, vagyis n_0-nak csökkenése, valamint az a körülmény is, hogyha a geometria erősen eltér az optimálistól. A becslésben ezen kívül feltételeztük, hogy a Debye–Waller faktor értéke $W \sim 1$ s ugyancsak egységnyi a belső konverziós együtthatót is. Azonban a $W \sim 1$ közelítés, csak a 100 keV-nál kisebb gamma energiáknál teljesül. Ez tehát felső energiakorlátot szab a felhasznált gamma nívó energiájára. Egy alsó korlátot abból nyerhetünk, hogy a belső konverziós együtthatót kicsinynek próbáljuk felvenni. Ismeretes azonban, hogy 10 keV-os gamma energiák alatt a belső konverzió valószínűsége nagymértékben megnő. Ezért jó kompromisszumnak tekinthető, hogyha jó energiatartománynak a kb. 20 és 60 keV közötti gamma energiákat tekintjük.

3. *Hogyan lehetne a szükséges atomok számát csökkenteni?*

Ennek egyik legkézenfekvőbb módja a $\Gamma_{\min}\,\tau$ szorzat csökkentése. Ezt τ 0.1 mp alá való csökkentésével el lehetne érni, ekkor azonban más jellegű problémák lépnek fel, és mint már említettük ezzel az esettel nem szeretnénk foglalkozni. A másik határesetben, amikor τ értéke 10 mp-nél nagyobb, akkor igaz ugyan, hogy $\Gamma_{\min}\,\tau$ nagy értéket vesz fel, de az izomer magoknak valamilyen módszerrel való szeparálásával elérhető, hogy $\varrho \sim 1$ legyen. Ennek részleteivel szintén nem foglalkozunk.

Az általunk vizsgált 0.1 és 10 mp közötti élettartamok esetében is elképzelhető egy olyan gyors szelekciós módszer, amellyel az izomer magokat nagy koncentrációban ki tudjuk választani a többi atomok közül, azaz ϱ növelhető. Példaképpen egy lehetséges megoldást ismertetnénk. *(10. ábra).*

A lézerműködés céljára felhasználandó anyagot szilárdtest formájában egy nagy neutronimpulzus útjába helyezzük. A neutronimpulzus hatására az alkalmasan választott minta atomjainak egy része izomer állapotba kerül. Ha egy nagy intenzitású lézerrel „meglőjük" az ilyen módon aktivált anyagot, elpárologtathatjuk a felületen keletkezett izomer maggal rendelkező atomokat, természetesen ugyanakkor elpárolognak azok az atomok is, amelyeknek magja alapállapotban maradt. A keletkezett fémgőzben — ha a felhasznált anyag fém volt —, izomer és ennél egységnyi tömeggel könnyebb, nem izomer atomok keveréke áll elő. Ezen atomkeverékből kétlépcsős fotoionizációval



10. ábra

és utána alkalmazott elektromos térrel kiválaszthatjuk az izomer atomokat egyszerűen kihasználva azt a körülményt, hogy az izomer maggal rendelkező atomban az optikai spektrum úgynevezett izomer eltolódást szenved, amelynek nagyságrendje kb. 0.5 cm^{-1}. Az első foton frekvenciáját olyannak választjuk, hogy az rezonanciában legyen az izomer maggal rendelkező atomok egy nívójával, — vagyis ezeket gerjeszti — viszont ne legyen rezonanciában a nem izomer atommagot tartalmazó atomok nívóival.

Az így gerjesztett izomer atomokat egy újabb fotonnal ionizáljuk és a töltéssel rendelkező atomokat most már könnyen szét tudjuk választani. Az elektromos tér segítségével kiválasztott izomer maggal rendelkező atomokat egy alkalmasan választott céltargeten felfogva itt nagy koncentrációt érhetünk el. A probléma csak az, hogy kb. 10^{15} atomot kell kiválasztanunk nagyságrendileg 10^{22} atomból, mégpedig igen rövid idő, durván 1/10 másodperc alatt. Ez nem egyszerű feladat, noha ismeretes az irodalomban már olyan sikeres kísérlet, (a kísérletet rodiumban végezték), ahol sikerült kétfotonos szelektív fotoionizációt létrehozni.

4. *Elvi nehézségek*

Felléphet egy zavaró effektus is, ez pedig a rezonancia áttöltődés jelensége. Az első lépésben gerjesztett izomer magú atomok viszonylag nagy hatáskeresztmetszettel átadhatják gerjesztésüket a nem izomer magokkal rendelkező atomoknak, és mivel ezekből sokkal több van, az effektus még viszonylag kis hatáskeresztmetszet esetén is jelentős áttöltődést, tehát ϱ-csökkenést eredményez. Ez ellen úgy lehet védekezni, hogy az elpárologtatott atomokat igen nagy térfogatba vezetjük szét, vagyis az atomok sűrűségét igen kicsinyre választjuk a gáz fázisban, ekkor annak valószínűsége, hogy két atom ütközik egymással, nagymértékben csökken. Ennek viszont az lesz az eredménye, hogy az a neutronfluxus, amely megfelelő számú izomer atommag létrehozáshoz szükséges, nagymértékben megnő. Ha annak a fémnek a felülete, amelyen neutronsugárzás segítségével az izomermagokat létrehozzuk 1 cm^2, a gáz párafelület pedig 100 cm^2, a gázatomok sebessége 5.10^4 cm/sec. az $(n\,\gamma)$ reakció hatáskeresztmetszete 10^{-20} cm^2 és a rezonancia áttöltődési hatáskeresztmetszet 10^{-14} cm^2, akkor az a minimális neutron fluxus, amely megfelelő számú izomer atommag létrehozásához elegendő, nagyobb mint 5.10^{17} neutron/cm^2 sec. Mindezt τ-nál vagyis 0.1 mp-nél rövidebb idő alatt kell biztosítani. Ez a fluxusérték már meglehetősen nagy, ami egyszerű körülmények között nem biztosítható. El lehet kerülni ezt a nehézséget, ha az izomer magokat nem fém felületen, tehát szilárd fázisban hozzuk létre, hanem molekuláris gáz fázisból, és kihasználjuk az úgynevezett Szilárd—Chalmers reakciót. Ha a nagy neutronelnyelési hatáskeresztmetszettel rendelkező atom, amelyet izomer állapotba szeretnénk hozni, egy molekulába épül be és molekuláris állapotban nyeli el a neutront, az elnyelés és az utána fellépő gammakaszkád eredményeképpen ez az atom magjával együtt természetesen visszalökődik. A visszalökődés energiája lényegesen nagyobb az atom kötési energiájánál. ezért ez az atom a molekulájáról leszakad. Ha a kétlépcsős szelektív ionizációt ezután hozzuk létre, akkor rezonancia áttöltődés nem léphet fel egyszerűen azért, mert nincsenek jelen olyan atomok, amelyek ne lennének izomer állapotban.

Ekkor viszont felléphet egy másik zavaró effektus, mégpedig az, hogy a leszakadt atom molekulává rekombinálódik környezetével, de ennek hatáskeresztmetszete nagyságrendekkel kisebb a rezonancia áttöltődés hatáskeresztmetszeténél. Ilyen módon 10^{13}—10^{14} neutron/cm^2 sec fluxus elegendőnek látszik a megfelelő számban szükséges izomer atommagok létrehozásához. Tehát neutronokkal való gerjesztéssel, lézerrel való elpárologtatással, kétfontos szelektív ionizációval, majd fókuszáló rendszerrel egy előre elkészített targetra való lecsapatással nagyon nagy ϱ értékű izomer atommagokból álló targetet lehet létrehozni. A továbbiakban most már minden a röntgensugaraknál tárgyalt módon folytatható. A megfelelő populáció inverzió birtokában akár alkalmasan választott tükör rendszerrel akár enélkül például az osztott paraméterű visszacsatolás geometriában a lézerműködést létrehozhatjuk.

5. *Gyakorlati problémák*

Természetesen ez az ismertetett példa csak egy elvi lehetőséget jelent és a gyakorlati megvalósításnak számos problémája van. Az első probléma, amivel viszonylag részletesebben foglalkoztunk a 10^{15} nagyságrendű izomer mag előállítása, ennyire van ugyanis az előzőekben említettek szerint szükség ahhoz, hogy a lézerműködést létrehozhassuk. A második probléma a lehetőleg $\varrho \sim 1$, tehát 100%-ban izomer atommagokat tartalmazó target igen gyors 0,1 mp-nél rövidebb idő alatt való létrehozása, a harmadik pedig Γ_{min} vonalszélességnek 10^5 sec^{-1} érték alá való csökkentése. Mivel az izomer magok létrehozásához szükséges neutron fluxus (7.) értelmében négyzetesen függ Γ_{min}-től, ezért Γ_{min}-nek egy nagyságrenddel való csökkentése, a neutronfluxusigényben két nagyságrendet jelent.

Még egy kérdésre kell egy néhány gondolat erejéig figyelnünk. Ez pedig a következő: a röviden leírt kísérleti modellben neutronok segítségével létrehozott izomer magokról beszéltünk. Ismeretes azonban, hogy más módszerek is vannak metastabil állapotban levő gerjesztett atommagok létrehozására. Coulomb-gerjesztéssel, gamma-besugárzással, valamint hasadási termékekben is keletkezhetnek ilyen atommagok. Azonban a leírt modellben, ahol egy szilárdtest felületéről lézersugárzás segítségével párologtatnánk el a keletkezett gerjesztett atommagokat, ezen utak egyike sem járható. Olyan módszerre van szükség, amelyik a gerjesztett atomokat, pontosabban atommagokat az anyagnak egy kis mélységében hozza létre, és ez jó hatásfokkal csak az általunk említett neutronokkal lehetséges. Ismeretes is olyan neutronforrás, amelynél a probléma — legalább is elvileg — megvalósíthatónak látszik. Ez az impulzusreaktor. Jelenleg tervezés alatt áll olyan impulzusreaktor, amelyben a neutronfluxus az impulzus maximumában 10^{16} neutron/cm^2 sec értéknél magasabb lesz. Ilyen reaktornál reményünk lehet arra, hogy a szükséges számú izomer atommagot létrehozzuk.

Végezetül még meg szeretnénk említeni, hogy a legkényesebb paraméter ebben a tárgyalásban Γ_{min}. Értéke ugyanis erősen függhet a kristály tulajdonságaitól is. Csak megfelelően „jó minőségű" kristály esetén remélhető elegendően kis értéke. Tehát az az elvi lehetőség, amelyet az előzőekben bemutattunk, még igen távol van attól, hogy belőle gyakorlati realitás váljék. Mindenesetre az világos, hogy egy ilyen neutronokkal pumpált gamma lézer létrehozásához szükséges részismeretek, illetve résztechnikák, mint neutronimpulzusok, lézerimpulzusok, stb. rendelkezésünkre állnak, és a megvalósításhoz ezeknek megfelelően összehozott és koordinált elrendezésére van szükségünk. Ez az egyszerűen kifejezhető cél, vagyis, hogy ezeket a különböző részberendezéseket alkalmas módon összehozzuk azonban igen komplikált kísérleti feladat, amelynek megvalósításához tudomásunk szerint eddig még senki sem kezdett hozzá.

VII. A lézerfolyamat bebizonyítása

Befejezésül az esetleges kísérletek kiértékelésének gondjával foglalkozunk. Hogyan lehet eldönteni egy készülékről, hogy valóban röntgen lézer, vagy csak közönséges röntgen vagy γ forrás. A kérdés jogosságát az említett két elvégzett kísérlet interpretációjában fellelhető bizonytalanság, sőt súlyos tévedés is érzékelteti. Nyilvánvaló, hogy a látható tartományban ismert eljárásokat kell itt is alkalmazni, csakhogy a röntgen-spektroszkópia megfelelő analóg módszerei nem eléggé érzékenyek ebből a szempontból.

a) Legegyszerűbbnek látszik annak eldöntése, hogy az illető gerjesztett anyag tényleg működik-e mint fényerősítő vagy sem. Ecélból a megfelelő frekvenciájú sugárzást át kell vezetni az anyagon és megnézni, hogy a bemenő/kimenő teljesítmény viszony < 1 eset fennáll-e? A nagyon könnyűnek látszó kísérlet konkrét elvégzése után pl. az Orsay-i kutatók csak azt jelentették ki, hogy a hányados 0,8—1,1 között van. A nagy hibahatár jelzi a technikai nehézségeket.

b) Ha már biztosak vagyunk abban, hogy működik a sugárzáserősítő, akkor meg kell vizsgálni, hogy milyen a rendszer sugárzásának irányfüggése, divergenciája, koherenciája, spektrálszélessége és a fotonstatisztika jellege.

c. Később ugyanezeket a paramétereket kell megvizsgálni a rezonátorba helyezett anyagon. A két mérés adatainak összehasonlításából lehet eldönteni, hogy csak az erősítőben kialakult superradiance-ról van-e szó, vagy valóban nagy kvantumenergiájú lézert sikerült létrehozni. A triviális irányfüggésen kívül (ahol szintén lehet tévedni, lásd: Utach) a többi jellemző kielégítő pontosságú mérésére a jelenlegi röntgen és γ technika nincs felkészülve.

Emiatt a megfelelő lézeranyag, gerjesztési módok és rezonátorok megalkotása mellett a detektáló, bizonyító erejű mérőrendszerek kidolgozása is nagyon lényeges, ha nem is annyira látványos és hálás feladat.

FIZIKAI MÓDSZEREK BIOLÓGIAILAG FONTOS MAKROMOLEKULÁK MŰKÖDÉSÉNEK VIZSGÁLATÁBAN

Damjanovich Sándor és Daróczy Attila
Debreceni Orvostudományi Egyetem
Biofizikai Intézete, Debrecen

Az egzakt természettudományos alap megteremtésének igénye létrehozta a korábban főleg leíró jellegű biológiai és orvosi tudományok mellett a határterületi tudományok egész sorát. Ezek közé tartozik a biofizika is, amely biológiai jelenségek fizikai értelmezésével foglalkozik. A biofizika felhasználja a modern fizika legbonyolultabb vizsgáló módszereit is ismeretanyagának bővítésére. A biológiai jelenségek igen sok szinten tanulmányozhatók. Ma már beszélünk elektronbiológiáról, szubcelluláris, celluláris, szerv és szervezet szintű vizsgáló módszerekről.

Az 50-es évek elején a DNS (dezoxiribonukleinsav)[1] strukturájának röntgendiffrakció segítségével történt felderítése világszerte elindította a molekuláris biológia néven ismert kutatási irányzatot, amely némi divatjelleget leszámítva, a biológiát, az orvostudományt, sőt a termelést is olyan eredményekkel ajándékozta meg, amelyek csak a 20-as—30-as évek nagy atomfizikai felfedezéseihez hasonlíthatók.

A molekulák szerkezetének teljes megismerése még csak a kezdetén tart. Pl. az inhomogén és anizotróp fehérjemolekulák közül csak az aránylag kis molekulasúlyúak szerkezetét ismerjük. Ezért igen hasznosak azok a módszerek is, amelyek választ adnak arra a kérdésre, hogy a molekula különböző működési állapotai milyen struktúraváltozáshoz kötöttek. Sokszor a módszer csak igen durva felvilágosítást ad, esetleg csak azt mondja meg, hogy történt-e konformáció változás. (A konformáció a makromolekula különböző szintű struktúráinak, energiaszintjeinek összességét jelenti, amely függvénye a primer építőkő, az aminósav vagy nukleotid sorrendnek, de különböző környezeti feltételek mellett más és más lehet.)

A teljesség igénye nélkül felsorolunk néhány olyan fizikai módszert, amelyek nélkül a molekuláris biológia eredményeit nem lehetett volna elérni.

Az elsők között említhetjük a röntgensugarak elhajlását kristályrácson, amely Laue, valamint W. H. és W. L. Bragg századeleji nagy felfedezései után Bernal, Pauling, Perutz, Kendrew, Wilkins, Rosalind Franklin, Watson és Crick kezében váltak azzá a módszerré, amely a nukleinsavak és fehérjék struktúrájáról többet mondott, mint az összes korábban alkalmazott módszer együttvéve.

Az egyetlen hátrány amit a röntgensugár analízissel szemben felhozhatunk, a kép statikus volta. A kristályos struktúra a molekula folyadékközegben mutatott dinamikus struktúraváltozásaihoz viszonyítva csak pillanatképet ad.

Az elektronmikroszkóp Å nagyságrendű feloldásával mintegy összeköti a fénymikroszkópot a röntgendiffrakcióval. Különösen rigid makromolekulák

(pl. DNS) elektronmikroszkópos vizsgálata hozott komoly eredményeket. Igen hasznos optikai módszerek az ultraibolya, látható és infravörös spektrofotometria, az optikai forgatóképesség diszperzió (ORD), a cirkuláris dikroizmus (CD), vagy a molekulák fluoreszcenciájának vizsgálata. Szerencsés esetben ezek alkalmazása a konformáció-változás tényének megállapításán túl, konkretizálni is tudja a változást. A Mössbauer effektust felhasználó Mössbauer spektroszkópia igen hasznos mindazon esetekben, ahol az effektust szolgáltató izotóp beépíthető a makromolekulába. A különböző radioaktív izotópokat felhasználó egyéb módszerek önálló nagy családot képeznek.

A mikrohullámú és radiofrekvenciás spektroszkópiák közül az elektron spin ill. a mag spin tulajdonságait felhasználó elektron spin (ESR) és magmágneses rezonancia spektrometria (NMR) új távlatokat nyitott a kémiai és egyben a biológiai tudományok számára is. A lepárosítatlan spinű elektronnal nem rendelkező molekulák vizsgálatára széles körben alkalmazzák a makromolekula meghatározott csoportjaihoz kötődő ,,spinjelző'' anyagokat. A radiospektroszkópiai vizsgálatok körét bővíti az ESR és NMR vizsgálatokat kombináló ENDOR (electron nuclear double resonance) módszer. A spektroszkópiás módszerek közül a laser-raman-spektroszkópia a vibrációs energiaszintek vizsgálatára ad lehetőséget.

Külön csoportot képeznek a msec ill. μsec időtartományban alkalmazható ún. gyorsreakciós és relaxációs kinetikai módszerek.

Ez a taxatív felsorolás távolról sem jelenti a módszertani lehetőségek végét. Sokkal inkább azt, hogy minden módszer rendelkezik valamilyen hiányossággal, és ez az ami komplex alkalmazásukat indokolja.

Érdemes röviden megvizsgálni mit nyújthat a biológia számára a molekulastruktúra vizsgálata. A biológiailag fontos makromolekulák struktúrája és funkciója közötti szoros kapcsolat a molekuláris biológia eredményeinek a tükrében ma már közhelynek számít. Ez azonban távolról sem jelenti azt, hogy a természet törvényszerűségeit e területen pontosan ismerjük. A nukleinsavak struktúrájáról hosszú időn keresztül az a felfogás uralkodott, hogy a meglehetősen rigid szterikus konformáció pl. a genetikai kód[2] átíródását nem befolyásolja. A különböző DNS szakaszok ,,szabaddá'' vagy ,,maszkírozottá'' tétele a valódi magvas sejtek (eukarioták) esetében a hisztonok, míg a baktériumokban elsősorban ún. represszor és derepresszor fehérjék feladata. Alig féléve mutatták ki egzakt fizikai módszerekkel, fluoreszcens spektroszkópia és relaxációs kinetika segítségével, hogy monoton nukleotidokból felépített DNS-modellen ugyanolyan kooperatív kölcsönhatás észlelhető egyes kismolekulák odakötődésekor, mint amilyen kölcsönhatást a fehérjéken már egy évtizeddel ezelőtt Monod és Jacob kvantitatíve is leírtak.[3] Ez az eredmény felveti a nukleinsavak ún. szekunder és tercier struktúrájának lehetséges szerepét a kódátírás folyamatában.

Az enzimek, a biológiai folyamatok specifikus katalizátorai olyan fehérjék, amelyek működése rendkívüli pontossággal szabályozható. A szabályozás gyakran a fehérjékhez képest kis molekuláknak nem az aktív helyhez való kötődése révén történik, hanem a kis molekula a fehérje más, de pontosan körülhatárolt helyéhez kötődve a struktúra finom megváltoztatásán keresztül befolyásolja a funkcionális viselkedést (alloszterikus szabályozás). Ez a struktúraváltozás együttjárhat elektron vagy proton transzfer folyamatokkal, vagy akár a fehérje félvezetőkhöz hasonló tulajdonságainak a megváltozásával.

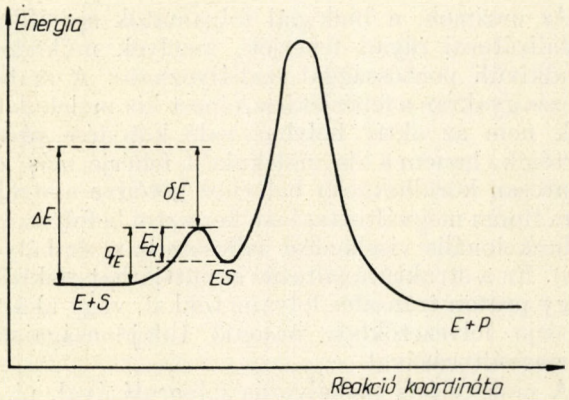
A molekuláris szabályozás felborulásával, pl. a DNS függő RNS polimeráz enzim hibás működésével próbálják magyarázni a sejtek rákos elfajulását. Ez a magyarázat könnyen összhangba hozható a rák vírus ill. fizikai vagy kémiai ágens indukálta kifejlődésével is.

A szervtranszplantációk sebészi technikájának fejlődésével előtérbe kerültek az immunológiai problémák. A molekulastruktúra immunológiai szerepét illetően elegendő arra utalni, hogy az antitestképzés, ill. az antigén-antitest reakciók molekuláris szintű feltárásában igen jelentős antigén determináns csoportoknak két fajtáját különböztetjük meg, az ún. szekvenciális és a konformáció függő determinánsokat. Egyszerűen fogalmazva, a primer építőkövek sorrendje mellett a molekula konformációja meghatározza egy szervezet reakcióját a molekulával szemben.

Intézetünkben biológiai jelentőséggel bíró makromolekulák szubcellulárisan is tanulmányozható funkcióival, ezek regulációjával foglalkozunk. Vizsgálataink a molekuláris biofizika tárgykörébe tartoznak, módszereink részben kísérleti, részben elméleti módszerek.

Itt vázolandó munkáink két részre bonthatók. Az első, elméleti rész egy olyan modellt mutat be, amely képes megmagyarázni az enzimműködés legáltalánosabb értelemben vett energetikai problémáit, továbbá rámutat a környezet és a makromolekulák közötti kölcsönhatásból származó eddig figyelmen kívül hagyott új szabályozási lehetőségre. A kísérletes rész a genetikai kódot átíró enzimnek, a DNS függő RNS polimeráznak, valamint a szénhidrát anyagcsere egyik kulcs enzimének, a glikogén foszforiláznak és a DNS-nek a konformáció változásaival összefüggő szabályozását vizsgálja.

A környezet — amely a sejt esetében mindig vizes közeg — molekuláinak mozgása révén gondoskodik arról, hogy a makromolekulák termodinamikailag a legvalószínűbb, tehát a legalacsonyabb energiaállapotú konformációt vegyék fel. Ez azt jelenti, hogy az *1. ábrán* látható reakciókoordináta potenciál-völgyéből csak igen kis valószínűséggel képesek a molekulák az ugyan még alacsonyabb, de az alábbitól potenciál-gáttal elválasztott energiaállapotba átkerülni. Ugyanis a potenciál-gát magassága eV nagyságrendű, míg a hőmozgás átlagos energiája 0.04 eV. Méginkább érvényes ez az anyagcsere során zajló molekuláris



1. ábra. Az enzim-szubsztrát komplex (E + S → ES) kialakulásához qE energia, míg elbomlásához E_d energia szükséges. Az aktuálisan felvett ΔE energia több részre bontható, de az ES komplex csak akkor disszociál enzimre és produktumra (E + P), ha a ΔE nagysága elegendő a potenciálgáton való áthatoláshoz

átépülések tömegére, amelyek csak enzimek segítségével mennek végbe irányítottan, tömegesen és gyorsan.

Az enzimek működésének energetikai bázisát, tehát azt, hogy hogyan magyarázhatjuk a katalízist neutrális pH-n, 1 atm nyomáson és közel szobahőmérsékleten, orientált energia transzfer folyamatokban keressük.

Eyring abszolút reakciósebességi elméletének jóslata után kísérletileg is igazolták, hogy az enzim a szubsztrátját megkötve először aktivált állapotba kerül, amely segít a potenciál-barrier leküzdésében, mely a szubsztrátot a produktumtól elválasztja. Korábbi vizsgálatainkban kimutattuk, hogy ennek az aktivált komplexnek az élettartama,

$$t' = k_1' \tau \exp \frac{W}{kT}$$

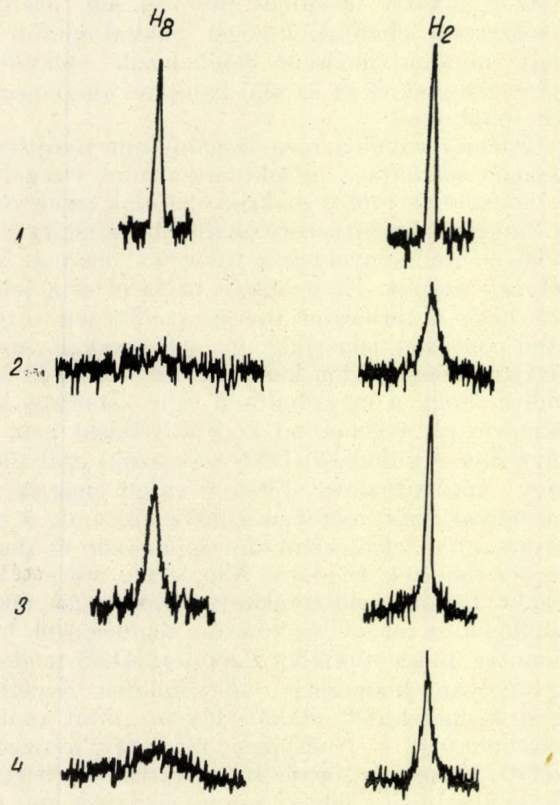
ahol k_1' a környezet molekuláinak átlagos kollíziója az ES komplex bizonyos pontjain, τ egy adott ütköző oldószer molekula tartózkodási ideje egy adott térbeli pontban, és több ütközést tételezve fel egy rezonábilis idő-intervallumon belül az $\exp \frac{W}{kT}$ a reciproka annak a valószínűségnek, hogy egy helyes ütközési minta a komplexet disszociációra készteti.

Mindezt egyszerűbben megfogalmazva feltételezzük, hogy az ES komplex élettartama függ azoktól az energia-fluktuációktól, amelyek a fehérje struktúrája és a folyadék-környezet között lezajlanak. Az enzimek kb. a 30-as évektől ismert kollíziós kinetikai elmélete, a gázkinetikából merítve az analógiát, csak az ütköző enzim és szubsztrát közötti energia-cserét vette figyelembe. Itt teljességében nem részletezhető modellünkben a környezet molekuláinak transzlációs kinetikai energiája alakul át az ES komplex vibrációs energiájává, amely orientált energia transzfer révén jut el a katalitikus centrumba. Ez az általunk energia tölcsérnek nevezett mechanizmus, az enzim és a folyadék környezet közötti állandó dinamikus energia-cserének a felhasználása az enzim-reakciók magyarázatára, egy új szabályozási lehetőséget vet fel. Nevezetesen Stretton vizsgálatai szerint ahhoz, hogy ilyen transzlációs-vibrációs ($T-V$) átmenet nagy valószínűséggel végbemehessen, az ütköző molekula sebességének egy bizonyos küszöbsebességet meg kell haladnia. Tehát $T-V$ átmenet főleg akkor jön létre, ha az ütköző molekula kicsi, meredek az intermolekuláris repulziós potenciál, és alacsony a vibrációs frekvencia. Mivel az enzim különböző pontjain a Maxwell—Boltzmann eloszlás és a fentiek miatt gerjesztés különböző valószínűséggel fordul elő, pusztán a környezeti tömegeloszlás egy új szabályozó faktorként szolgálhat akár a sejt belsejében is.

Az itt elmondottak természetesen jól alkalmazhatók különböző konformációs átmenetek energetikai magyarázatára is, mivel azonos környezetben különböző konformációs átmenetek dinamikus egyensúlyi állapotát a fentiek nélkül nehéz érdemben magyarázni.

Kérdés, hogyan lehet vizsgálni adott konkrét molekuláris rendszer konformációs állapotát, ill. a kísérleti eredményekből milyen következtetéseket tudunk levonni.

Mint mondottuk, a csak kristályos állapotban, körülményesen elvégezhető röntgendiffrakció eleve statikus képet ad. Az ORD nem ad részletes információt. Megkíséreltük az NMR spektroszkópia módszereit alkalmazni, amely folyadék-közegben végezhető, és így a fehérje konformációja jobban megközelíti a natív állapotot. Ismeretes, hogy



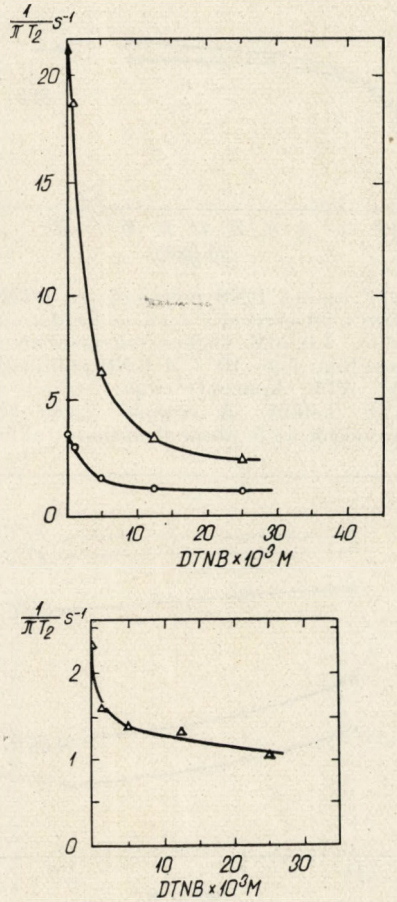
2. ábra. Az 5'AMP H_8 és H_2 protonjának rezonanciája különböző kísérleti feltételek mellett

kisebb molekulasúlyú enzimek NMR spektruma jól vizsgálható, míg a kb. 30 000-et meghaladó molekulasúlyú enzimek nem adnak NMR spektrumot. Kísérleteinkben a 185 000 molekulasúlyú foszforiláz *b* enzimet vizsgáltuk a Bennick és mtsai által bevezetett ún. szonda módszerrel. Ennek lényege az, hogy a nagymolekula tulajdonságait, ill. annak megváltozását egy — a nagymolekulával ismert módon kölcsönható — kismolekula spektrumának megváltozásán keresztül indirekt úton vizsgáljuk.

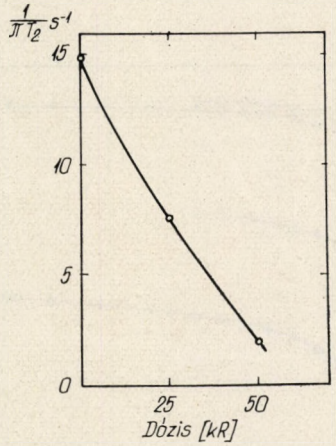
A *2. ábra* mutatja a deuterált foszforiláz *b* és az ugyancsak nehézvízben oldott 5'AMP-nek (adenosin-5'-monofoszforsav) — amely az enzim obligatorikus alloszterikus aktivátora — a kölcsönhatásait. A kölcsönhatás az 5'AMP H_8 és H_2 protonjai rezonanciájának a megváltozásán mérhető le. A legfelső görbe az 5'AMP protonjainak rezonancia görbéje egyedül, az alatta levő 5'AMP + foszforiláz + Mn^{++}, az alatta levő 5'AMP + foszforiláz *b* + DTNB + Mn^{++}. A DTNB (5,5'-ditiobis-(2-nitrobenzoesav)) egy diszulfid, amely a fehérje SH csoportjaival specifikusan reagál. A második sorban a rezonancia görbe egyszerűen eltűnt, ill. jelentősen kiszélesedett. A harmadik sor mutatja, hogy egy olyan anyag — a DTNB — amely önmagában az 5'AMP görbéivel nem interferál, és specifikusan az enzim SH csoportjait köti le, felszabadítja az enzim + Mn^{++} + AMP komplexből a nukleotidot. Tudjuk, hogy az enzim SH csoportjai igen sugárérzékenyek, ezért besugaraztuk az enzimet, és azt tapasztaltuk, hogy az enzim besugárzása az SH reagens hatásához hasonlóan nem tette lehetővé a kontrollal azonos mennyiségű regulátor kötődését.

A *3. ábra* mutatja az előbbi effektus koncentráció függését először Mn^{++} jelenlétében, majd Mn^{++} nélkül. A paramágneses ion jelenlétének előnye világosan látható.

A *4. ábra* a besugárzás hatását demonstrálja részletesebben. Az ordináta ezeken az ábrákon a transzverzális relaxációs idő reciprokát mutatja.



3. ábra. Az 5'AMP H_8 (▲—▲) és H_2 (●—●) protonjai transzverzális relaxációs idejének változása a DTNB koncentráció függvényében. A b. ábra a Mn^{++} nélküli hatást mutatja a H_8 protonra



4. ábra. Az 5'AMP-vel reagáló enzim előzetes ^{60}Co gamma besugárzásának (50 kR) hatása a H_8 proton relaxációs idejére

A Solomon—Bloembergen elmélet alapján számítva a H_2 és H_8 proton és az enzimhez kötött Mn^{++} ion távolságát 7,08 Å-nek, ill. 4,57 Å-nek találtuk. Ezek a számadatok friss irodalmi adatokkal igen jó egyezést mutatnak.

Az eredmények megerősítették azt a korábbi véleményünket, hogy a vizsgált enzim allosztérikus — molekuláris szabályozó — központjában SH csoportok vannak.

Az NMR mellett gyorsreakciós módszereket is alkalmaztunk a foszforiláz *b* SH csoportjainak vizsgálatára. Az SH csoportokat, ill. azok reakciókinetikai viselkedését úgy tekintjük, mint a fehérjék konformációjának indikátorát. A számított görbék szerint msec tartományban a két legreaktívabb SH nem egyformán reagál. Ez valószínűleg annak a jele, hogy két különböző konformációs állapotban létezik az enzim, mivel az ismert, hogy más módszereket alkalmazva ez a két legreaktívabb csoport úgy reagál, mint a szabad cisztein-SH.

További hasonló kísérleteink szerint az aktivitást reguláló 5'AMP a két legreaktívabb SH csoport kinetikáját befolyásolja. Ennek biológiai jelentőségét talán abban kereshetjük, hogy a közismerten multienzim komplexben levő foszforiláz és a többi makromolekula kapcsolatát befolyásolja az, hogy a foszforiláz aktív állapotba kerül. Így az egyik

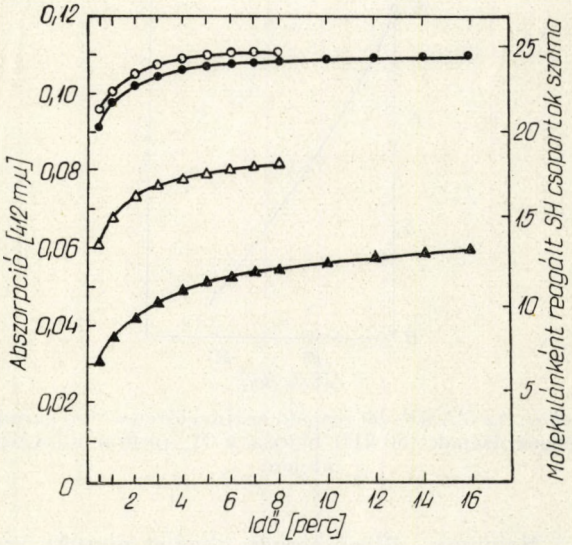
működő elem közvetlenül befolyásolhatja a másik működő elemet, esetünkben enzimet.

Vizsgálatainkat kiterjesztettük a genetikai kód transzkripcióját végző DNS függő RNS polimeráz enzimre is. Az enzimnek 4 szubsztrátja van. Nukleinsav templát[4] nélkül nem működik, és szabályozó alegységeinek a száma a legmagasabb az eddig ismert enzimek közül. Teljes képlete $\alpha_2\beta\beta'\omega\sigma$, ahol a görög betűk különböző, önmagukban is bonyolult felépítésű polipeptid láncokat, alegységeket jelölnek.

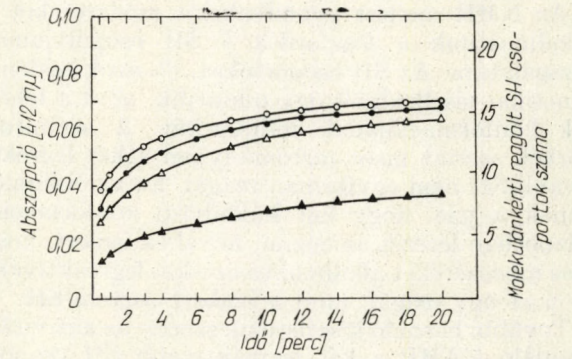
Az általunk tisztított (kb. 98% tisztaságú) E. coli RNS polimeráz reaktivitását szulfhidril specifikus reagenssel — DTNB — vizsgáltuk *(5. ábra)*. Ennek alapján sikerült elkülönítenünk gyorsan (elegendő DTNB koncentráció esetén 1 percen belül) és lassan reagáló SH csoportokat, amelyek önmagukban sem teljesen homogének, de kinetikai konstansaikkal jól jellemezhetőnek bizonyultak. Az SH csoportok egy része — mint azt a *6. ábrán* bemutatott eredményeink bizonyítják — csak SDS (nátriumdodecil-szulfát) jelenlétében reagált DTNB-vel. (Az SDS a fehérje molekula rendezett térbeli struktúráját tönkreteszi.)

A DTNB-vel történő reakciót az egyik szubsztrát, ATP jelenlétében vizsgálva *(7. ábra)* azt kaptuk, hogy az SH csoportok egy részét védi, maszkírozza, s ezek az előbb említett II. csoportba tartoznak. A többi szubsztrátként szolgáló nukleozid-trifoszfát ettől alig eltérő viselkedést mutatott. A szintézishez mintaként, templátként szolgáló DNS viszont kísérleteink tanúsága szerint csupán éppen azon SH csoportokra fejt ki védő hatást, amelyek csak SDS jelenlétében reagálnak DTNB-vel.

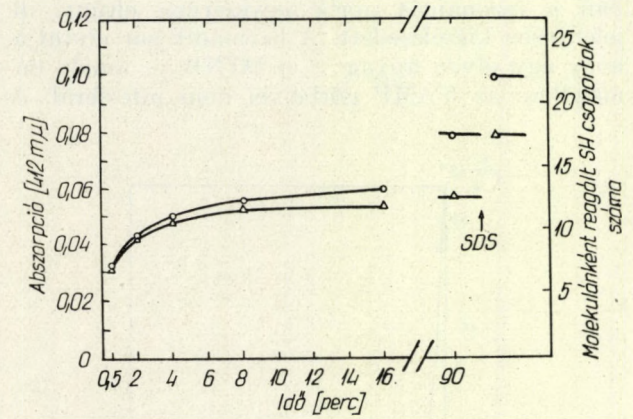
Az RNS polimeráz SH csoportjainak reakcióját elemző kísérleteink jelentőségét abban látjuk, hogy az SH csoportok elkülönítésén kívül sikerült ezek



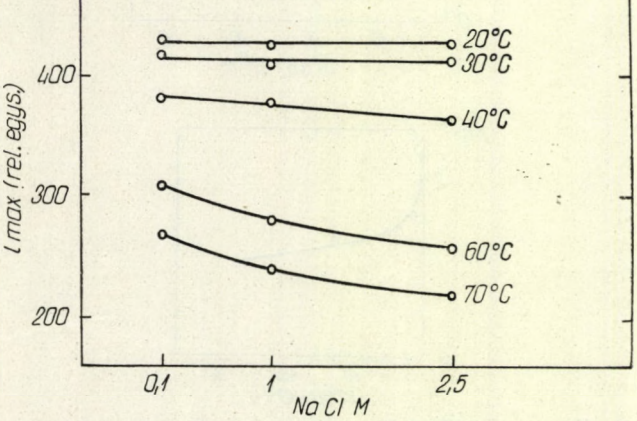
5. ábra. RNS polimeráz reakciója DTNB-vel. A reakció elegy tartalma: $3{,}2 \cdot 10^{-7}$ M RNS polimeráz; 0,02 M Tris, pH 7,9; 0,01 M $MgCl_2$; 0,1 M NaCl; 0,1 mM EDTA és különböző koncentrációban DTNB, 22 C°-on. A DTNB koncentrációja mM-ban: ▲—▲ : 0,0025; △—△ : 0,25 ●—● : 0,5; ○—○ : 1,0. A molekulánként reagált SH-csoportok számát $\varepsilon_{412} = 13\,600\ M^{-1}\,cm^{-1}$ alapján számítottuk



6. ábra. SDS hatása RNS polimeráz és DTNB reakciójára. Az SDS-t 1 perccel a DTNB előtt adtuk a rendszerhez. A reakciókeverék tartalma: $3{,}3 \cdot 10^{-7}$ M RNS polimeráz; 0,5 mM DTNB és SDS a következő koncentrációkban (mM) : △—△ : 0,25; ●—● : 1,0; ○—○ : 4,0; ▲—▲: SDS nélkül. A reakció egyéb körülményei azonosak az 5. ábránál megadottakkal



7. ábra. ATP hatása RNS polimeráz és DTNB reakciójára. Az SDS-t 90 perccel a reakció kezdete után adtuk a rendszerhez, 1,0 mM végkoncentrációban. A reakciókeverék tartalma: $3{,}4 \cdot 10^{-7}$ M RNS polimeráz, 0,5 mM DTNB. Az ATP koncentrációja: △—△ : 1,0 mM; ○—○ : ATP nélkül. A reakció egyéb körülményei azonosak az 5. ábránál megadottakkal



8. ábra. DNS-etidium-bromid komplex fluoreszcenciájának változása a hőmérséklet és ionerősség függvényében. Az egyes pontok a mért fluoreszcencia-maximumok intenzitását jelzik

reakcióján keresztül fényabszorpciós mérésekkel az enzim kölcsönhatását vizsgálni szubsztrátokkal és templát DNS-el.

Míg a fehérjék esetében a konformáció változás indikátorául az SH csoportok reakciókinetikai tulajdonságai szolgáltak, addig a DNS konformáció változásait a DNS és egy festék, az etidiumbromid (EB) kapcsolódásakor a látható fény tartományában fellépő ill. felerősödő fluoreszcencián keresztül mértük.

A *8. ábra* demonstrálja az EB DNS komplex fluoreszcenciájának változását hőmérséklet-változás hatására 20° és 70° C között három különböző ionerősségű oldatban.

A 0.1, 1 ill. 2,5 M NaCl-ban felvett DNS oldatok EB kezelésre mutatott fluoreszcenciája hőmérséklet-változásra érzékeny. A különböző görbék 20—70° C között a növekvő hőmérséklettel csökkenő floureszcenciát mutattak. Az abszorpciós görbe izoszbesztikus pontjának megjelenése arra utal, hogy az EB a hőmérséklet növekedésével kiválik a komplexből. A fluoreszcencia-maximumok azonos volta igazolja, hogy gyakorlatilag csak a komplexben levő EB fluoreszcenciájával kell számolni. A jelenség jól magyarázható, ha egy adott ionerősségű oldatot önmagában vizsgálunk, mert az EB csak a kettősen helikális DNS-hez kötődik. A különböző sókoncentrációk összehasonlítása bonyolultabbá teszi a kérdést. Ez a növekvő ionerősséggel — ami a DNS helicitását fokozza — a hőmérséklet iránti csökkent érzékenységet irná elő. A kísérleti tény ennek a fordítottja. Valószínűleg a helix konformációváltozása okozza a normálisan a két DNS szál közé interkalálódó festék leválását.

A bemutatott, egyszerűség kedvéért csak kvalitatíve tárgyalt kísérletek, és az elméleti modell egyaránt amellett szólnak, hogy a molekuláris biológia számos kérdése jól megközelíthető a makromolekulák konformációváltozásainak fizikai vizsgálatán keresztül. Ilyen jellegű problémák érdemi tisztázása nélkül nemigen várhatjuk, hogy a biológiai vagy orvostudomány nagy kérdéseit meg tudjuk válaszolni.

A közleményben ismertetett kísérletek és az elméleti modell kidolgozásában a cikk szerzőin kívül ifj. Dr. Gáspár Rezső, Dr. Károlyi Géza és Dr. Somogyi Béla a DOTE Biofizikai Intézetének munkatársai vettek részt.

További irodalmi adatokkal a szerzők kívánságra szívesen rendelkezésre állnak.

IRODALOM

1. *Monod J., Jacob F.* (1963) J. Mol. Biol. *6*, 306—329.
2. *Monod J., Wyman J., Changeux J. P.* (1965) J. Mol. Biol. *12*, 88—118.
3. *Solomon I.* (1955) Phys. Rev. *99*, 559—565.
4. *Bloembergen N.* (1958) J. Chem. Phys. *27*, 572—573.
5. *Boyer P. D.* (1970) The Enzymes, 1. kötet. (Acad. Press.)
6. *Frank A. Bovey* (1972) High Resolution NMR of Macromolecules (Acad. Press.)
7. Polimerization in Biological Systems (1972) Ciba Foundation Symposium 7, (Elsevier)
8. *Peter H. von Hippel and James D. McGhee* (1972) Ann. Rev. Bioch. 231—300.
9. *Somogyi B., Damjanovich S.* (1971) Acta Biochim. Biophys. Hung. *6*, 353—364.
10. *Gáspár R., Damjanovich S.* (1973) Biochim. Biophys. Acta *315*, 191—194.

Magyarázat:

1. A nukleinsavak — ribonukleinsav (RNS) és dezoxiribonukleinsav (DNS) — nukleotidokból felépülő nagy molekulasúlyú összetett vegyületek. A nukleotidok purin- vagy pirimidin-bázisokból, ribózból (RNS esetén) vagy dezoxiribózból (DNS esetén) és foszforsavból épülnek fel.

2. Genetikai kód: A DNS-ben a nukleotid sorrend révén elrejtett üzenet, amely meghatározza a fehérjébe annak szintézise során beépülő aminosavakat és azok sorrendjét.

3. Allosztérikus hatás: Egy kis molekula és egy fehérje molekula kölcsönhatásának eredménye, amely a fehérje konformációjának megváltozásához, ezen keresztül pedig az adott fehérje molekula egy harmadik molekulával való kölcsönhatásának megváltozásához vezet.

4. Templát: A DNS függő (azaz csak DNS jelenlétében működő) RNS polimeráz számára mintául szolgáló DNS, amelynek alapján az enzim szintetizálja a mintának megfelelő RNS-t.

FÉNYFORRÁSOKRÓL FIZIKUSOKNAK

Geszti Tamás
MTA Műszaki Fizikai Kutató Intézete

1. Bevezetés

A jelen előadás fő célja a saját létjogosultságának igazolása. Fényforrások fizikájáról ugyanennyi, sőt talán több joggal lehetne előadást tartani egy elektrotechnikai vagy világítástechnikai vándorgyűlésen. Itt azt szeretnénk megmutatni, hogy a fényforrások működésében és konstrukciójában az érdekes fizikai jelenségek olyan gazdagsága merül fel, ami bármelyik fizikus érdeklődésére számíthat.

Kezdjük azzal, hogy fényre szükség van. A fénytermelés az emberi civilizáció alapvetően fontos része. Világítás nélkül minden munka, minden társadalmi tevékenység, minden közlekedés a nappal óráira korlátozódna. Nem lenne könnyű kitalálni, hogy mikor telefonáljunk Amerikába, ha itt is, ott is napszálltával az egész ország nyugovóra térne. Súlyosabb pl. az, hogy aki éjszaka rosszul lesz, reggelig kellene várnia az orvosi segítségre.

Hogyan lehet tehát fényt termelni? A szokásos fényforrások három családba sorolhatók:

1. *A fáklya családja:* gyertyák, mécsesek, fáklyák, gázlámpák. Alig néhányszáz °C-os, önmagában infravörös színű lángjukat izzó szilárd részecskék festik látható fényűvé.

Elhangzott Szegeden, az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1973. évi Vándorgyűlésén

2. *A Nap családja:* elektromos izzólámpák. Az izzószál 3000 °K körüli hőmérsékletének megfelelő hőmérsékleti sugárzást bocsátanak ki.

3. *A villám családja:* gázkisülési lámpák. Bennük gyors elektronok ill. ezek által gerjesztett atomok világítanak.

Ha valamilyen adott célra fényforrást akarunk választani, több szempontot kell figyelembe vennünk; a legfontosabbak: ár, szín, méret. Nézzük meg ezeket egy kicsit közelebbről.

A fény ára két részből tevődik össze: a fényforrás árából és az energiafogyasztásból. Az 1. család egyes tagjainál ez a két rész nem választható szét, de éppen ez a család komoly világításra már alig jön szóba. Modern fényforrások ára általában jóval kisebb az élettartamuk alatt elfogyasztott energia áránál, így a fény árát döntően a fénytermelő fizikai folyamat hatásfoka határozza meg. Autólámpáknál, világítótornyoknál, ahol világítással nagy értékeket kell megvédeni, a fény ára viszonylag lényegtelen szempont.

A fény színét illetően a legmindennapibb alkalmazási terület: lakóterek, munkahelyek megvilágítása támasztja szinte a legmagasabb igényeket, mivel környezetünk megszokott nappali színeinek jó vagy rossz visszaadása lényegesen befolyásolhatja közérzetünket. A látható tartományt lefedő folytonos, vagy legalábbis gazdag vonalas színképre kell törekednünk. Az emberek bőrszínének kellemes visszaadásához sok vöröset tartalmazó fény az előnyös; egy francia közmondás szerint „gyertyavilágnál egy béka is szép".

A fényforrás mérete szabadtéri világításnál kerül előtérbe, ahol rengeteg fényt kell termelni, és kívánatos lenne, hogy az ehhez szükséges fényforrások ne rengeteg helyet foglaljanak el. Ez a követelmény vezetett el a magasnyomású gázkisülési lámpák kialakításához (lásd: 4. fejezet).

Figyeljük meg, hogy az alkalmazástól függően más-más szempont dominál a fényforrás kiválasztásában.

A következőkben áttekintjük az izzólámpák és a gázkisülési lámpák működésével kapcsolatos legérdekesebb fizikai folyamatokat.

2. Hőmérsékleti, nem-hőmérsékleti, fekete, nem-fekete sugárzás

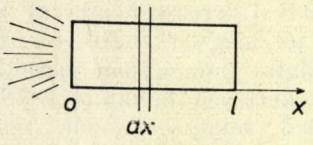
Ezeket a fogalmakat már a fényforrás-családok rövid jellemzésére használtuk és a következőkben is fogjuk használni. Mit is jelentenek?

Legegyszerűbb a Planck-féle sugárzási törvény Einstein-féle levezetésének [1] gondolatkörében elindulni. Valamely T hőmérsékletű anyag térfogategysége $d\omega$ frekvenciaintervallumban $E(\omega; T)\,d\omega$ intenzitású sugárzást bocsát ki spontán emisszióval. Ugyanezen anyagra kívülről beeső ω frekvenciájú sugárzásnak az anyag dx vastag rétegén áthaladva $A(\omega; T)\,dx$ hányada abszorbeálódik, két ellentétes folyamat: a szűkebb értelemben vett „abszorpció" és az indukált emisszió eredőjeképpen. A Planck-féle sugárzási törvénynek megfelelő intenzitáseloszlást jelöljük $g(\omega; T)$-vel: $g(\omega; T)\,d\omega$ legyen a megfelelő frekvenciaintervallumba eső sugárzás intenzítása T hőmérsékletű üregben. $E(\omega; T)$ és $A(\omega; T)$ az anyagra jellemző függvények, $g(\omega; T)$ az anyagi minőségtől független, univerzális függvény.

Fekete az a test, amely a ráeső sugárzást vissza nem veri, csak elnyeli vagy átereszti. Ha T hőmérsékletű fekete anyagból készült igen vékony réteget helyezünk azonos T hőmérsékletű egyensúlyi sugárzást tartalmazó üregbe, a termikus egyensúly feltétele, hogy a betett minta ugyanannyi sugárzást emittáljon, mint amennyit elnyel:

$$E(\omega; T) = A(\omega; T)\, g(\omega; T). \qquad (1)$$

Tekintsünk most egy vastag, l magasságú henger alakú fekete mintát. Ne is tegyük ki üreg-sugárzásnak, csak tartsuk T hőmérsékleten és vizsgáljuk az alaplapján kilépő sugárzás $I(\omega)$ intenzitáseloszlását *(1. ábra)*, figyelembe véve, hogy az x helyen emittált sugárzásnak x utat kell megtennie



1. ábra

az abszorbeáló közegben, mielőtt kilép. A különböző mélységből származó és $A(\omega; T)$ szerint exponenciálisan csillapodó fénymennyiségeket összegezve, érdektelen geometriai faktoroktól eltekintve

$$I(\omega)\,d\omega = E(\omega; T)\,d\omega \int_0^l \exp\left[-A(\omega; T)\,x\right] dx$$

$$= \left\{1 - \exp\left[-A(\omega; T)\,l\right]\right\} g(\omega; T)\,d\omega, \qquad (2)$$

ahol felhasználtuk (1)-et. (2)-nek két nyilvánvaló határesete:

a) Optikailag vastag anyag $\left(A(\omega; T)\,l \gg 1\right)$:

$$I(\omega) = g(\omega; T).$$

Hiába emittál az anyag valamely frekvenciát nagyon erősen, mert ugyanazon a frekvencián az elnyelés is arányosan erősebb; végülis a mintát az anyagi minőségtől függetlenül a Planck-féle törvénynek megfelelő hőmérsékleti sugárzás hagyja el. Ilyen értelemben hőmérsékleti sugárzó az óriási kiterjedésű Nap, vagy az erősen abszorbeáló fémes izzószál.

b) Optikailag vékony anyag $\left(A(\omega; T)\,l \ll 1\right)$:

$$I(\omega) = E(\omega; T).$$

A sugárzás nem nyelődik el; olyan összetételben hagyja el a mintát, ahogy emittálódott. Ez valósul meg alacsonynyomású gázkisüléseknél (4.

fejezet); ez az alapja a lángfestésnek is: a lángba juttatott anyag által emittált színképtartományban a láng optikailag vékony.

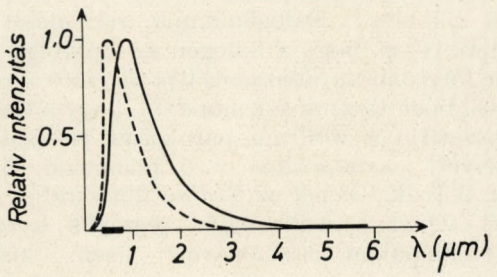
Végül, ha a minta nem fekete, vagyis ha visszaver valamennyi fényt, akkor ugyannyival kevesebbet kell emittálnia ahhoz, hogy — azonos abszorpció mellett — egyensúlyban maradhasson az üreg-sugárzással (Kirchhof törvénye). Ezért a reflektáló anyag hőmérsékleti sugárzása gyengébb, mint az azonos hőmérsékletű fekete testé, és a sugárzás spektrális eloszlása tükrözi a reflektivitás frekvenciafüggését, ezen keresztül az illető anyag elektronszerkezetét. A Nap és az izzószál is valójában ilyen nem-fekete hőmérsékleti sugárzók.

3. Izzólámpák

Az izzólámpa forró izzószála hőmérsékleti sugárzást bocsát ki. Az izzószálgyártás az anyag alakíthatóságával, magas- és alacsonyhőmérsékletű szilárdságával szemben igen magas követelményeket támaszt, amelyek kielégítésére a kutatók bevetik a szilárd testek mechanikai vizsgálatainak egész kísérleti és elméleti fegyvertárát.

Az izzó wolframszál nem fekete test, bár hőmérsékleti sugárzása eléggé hasonlít a fekete testéhez. Szerencsés adottsága a wolframnak, hogy reflexivitása az infravörösben jóval erősebb, mint a láthatóban, így a fénytermelés szempontjából veszteségnek számító infravörös sugárzásból viszonylag kevesebbet emittál, mint az azonos hőmérsékletű fekete test. Emiatt az elektronszerkezetből eredő sajátság miatt azonos hőmérséklet *és azonos betáplált teljesítmény* mellett a wolfram látható sugárzása kb. 30%-kal több, mint a fekete testé.

A *2. ábra* mutatja egy 2900 °K hőmérsékletű wolframszálas izzólámpa sugárzásának spektrális eloszlását. A színképnek csak a rövidhullámú farka



2. ábra

nyúlik bele a látható tartományba. A napfény (szaggatott vonal) spektrális maximuma a Nap felületének jóval magasabb hőmérséklete (kb. 6500 °K) miatt éppen a látható (vastag szakasz az abszcisszán) közepére esik. Ez persze nem valamiféle szerencsés véletlen, hanem a szemünk alakult úgy, hogy a Nap legintenzívebb sugaraira legyen a legérzékenyebb.

Az izzólámpa tehát a túl alacsony hőmérséklet miatt a betáplált energia legnagyobb részét az infravörösben sugározza ki. Előnyös lenne minél magasabb hőmérsékleten égetni a lámpát, aminek nyilvánvaló gátat szab az izzószál olvadáspontja (wolframra 3655 °K). Valójában az olvadáspontnál jóval alacsonyabb hőmérsékletet lehet csak elérni, mert az izzószál *párolog*. A szálon elkerülhetetlenül lesznek szűkebb keresztmetszetű részek, ezek a nagyobb ellenállás miatt jobban felmelegszenek, gyorsabban párologson és tovább vékonyodnak, amíg a szál elszakad és a lámpa kiég. A párolgás másik káros mellékhatása, hogy az üvegburára lerakódó wolframtól a bura feketedik, és a lámpa fénye már kiégés előtt tetemesen csökken, színösszetétele változik. Mindez annál hamarabb történik meg, minél magasabb hőmérsékleten égettük a lámpát, így a láthatóbeli hatásfok és a lámpaélettartam között valamilyen kompromisszumra kényszerülünk.

A közönséges „fizikai" párolgásnál sokszor intezívebb a „kémiai párolgás", ami azt jelenti, hogy valamilyen jelenlevő gáz reakcióba lép az izzószál anyagával, gázállapotú vegyületet képez, amely a fal hidegebb hőmérsékletén elbomlik és ott rakja le az izzószál-anyagot.

A fentiek alapján érthető, hogy a magasabb hőmérsékletű, hosszabb élettartamú izzólámpához a párolgási folyamatok lelassításán, kiküszöbölésén keresztül visz az út. Valóban, az izzólámpa története a párolgás visszaszorításának története.

A párolgásvisszaszorítás lépései

a) Áttérés szénszálról wolframszálra. A legelső izzólámpákban használt szénszál egyensúlyi gőznyomása és párolgási sebessége nem túl magas, de igen kis oxigénnyomok jelenlétében a

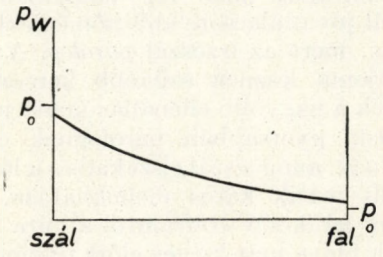
$$C + CO_2 \rightleftharpoons 2CO$$

reakció erőteljes kémiai párolgást okoz. A wolframnak magas olvadáspontja, alacsony gőznyomása és a fentiekben említett előnyös sugárzási tulajdonságai mellett nagyon lényeges előnye, hogy a nehezen eltávolítható oxigénnyomokra kevéssé érzékeny (vízgőznyomokra annál inkább, a Langmuir-féle

$$W + xH_2O \rightleftharpoons WO_x(g) + xH_2$$

reakció miatt). Újabban kísérleteznek magas olvadáspontú vegyületekkel is, főként tantálkarbiddal [2], amelyet 4000 °K körül lehetne égetni, csak egyelőre a mechanikai szilárdsága nem kielégítő. Még egy hátrány, hogy a tantálkarbidot a dekarbidizációtól védeni kell hidrogénatmoszférával, ami szénhidrogént alkot és úgy működik, mint a halogénlámpa (ld. alább). Ez megnöveli a hőelvezetést és rontja a hatásfokot, ami azonban speciális alkalmazásoknál nem nagy baj, ezért a karbid-izzószálak irányában több helyen intenzív kutatás folyik.

b) Gáztöltés. Vákuumban a száltól elpárolgott wolframatomok egyenes vonalban elrepülnek a falig; a gáztöltés viszont lassú diffúziós mozgásra kényszeríti őket. A *3. ábra* mutatja a wolframgőz p_W parciális nyomását egy hengeres



3. ábra

lámpa tengelyétől mért r távolság függvényében. A görbét a diffúzióegyenlet stacionárius megoldásából kaphatjuk meg. A fémes wolfram egyensúlyi gőznyomását az izzószál ill. az üvegbura falának hőmérsékletén p_0-lal jelöltük; stacionárius állapotban a kicsiny $p_W - p_0$ eltérések hajtják a párolgást a szálnál és a wolfram kicsapódását a falnál, amit az izzószál elektromos ellenállásának növekedéséből, ill. a bura feketedéséből észlelhetünk.

A diffúzió lassúsága és a párolgás gyorsasága miatt gáztöltésű lámpában a szál fogyása *diffúziókontrollált*, vagyis a párolgási áram közelítőleg arányos a diffúziós együtthatóval (azért, mert a $p_W - p_0$ szakaszok kicsisége következtében a 3. ábrán látható nyomásprofil alakja gyakorlatilag független a diffúziós állandó és a párolgássebesség számértékétől). A D diffúziós együttható a töltőgáz P nyomásától, a wolframatom M_1 és a gázatom M_2 tömegétől ill. az ütközés σ hatáskeresztmetszetétől így függ:

$$D \sim \frac{1}{P\sigma}\left(\frac{1}{M_1}+\frac{1}{M_2}\right)$$

$$\sim \frac{1}{P\sigma M_2}, \text{ ha } M_1 \gg M_2, \qquad (3)$$

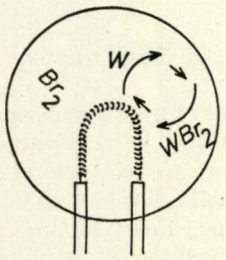
ami a wolframatom nagy tömege miatt minden szóbajöhető gáztöltésre teljesül.

A diffúziót lassítani akarjuk. A nyomás növelésének sok a káros mellékhatása; marad a gázatom tömegének emelése. Nyilvánvaló kémiai okokból közömbösgázt kell használni. Azonban a He, Ne, Ar, Kr, Xe ... sorban nem csak az atomtömeg növekszik, hanem az előállítási ár is, ami kérdésessé teszi az argonnál nehezebb nemesgáz alkalmazásának gazdaságosságát.

A magyar Bródy Imre jött rá, hogy a nehezebb töltőgáz alkalmazását még egy effektus részesíti előnyben: a termodiffúzió, vagyis az, hogy a nehéz wolframatomot a lámpában uralkodó „óriási hőmérsékletgradiens" is a hideg fal felé hajtja, és ez az effektus annál gyengébb, minél nehezebbek a töltőgáz atomjai. A termodiffúzió miatt a kripton nagyobb ára ellenére is 1%-kal gazdaságosabb az argonnál. Ez az alapja a kriptonlámpa magyar szabadalmának (Bródy szabadalmi leírásában szerepel az „óriási hőmérsékletgradiens" kifejezés). Speciális célokra (pl. vetítőlámpák) xenontöltést is alkalmaznak.

Sokmilliós sorozatban gyártott terméknél fizikai elvek felhasználásával egyszázalékos előnyökre vadászni: nem is rossz cél az iparban dolgozó fizikusoknak!

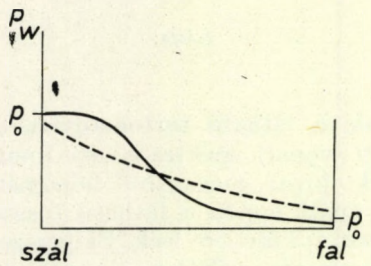
c) Halogénlámpa. Néhány évtizedes stagnálás és külterjes fejlődés után az 50-es évek végén történt valami igazán lényegesen új az izzólámpák területén: a halogénlámpák kifejlesztése. Működési elvüket a *4. ábra.* mutatja. Kisméretű,



4. ábra

kvarcburájú izzólámpát először néhány atmoszférányi közömbös gázzal (általában argonnal) megtöltenek, majd néhány torr-nyi halogéngőzt (legtöbbször brómot, vagy annak valamilyen vegyületét) tesznek bele. Ha a lámpát meggyújtjuk, az elpárolgó wolfram gőz a nagynyomású argonatmoszférán keresztül lassan diffundálni kezd a bura fala felé. Eközben reakcióba lép a halogénnel, vegyületet képez (az ábrán egyszerűség kedvéért csak egyféle wolframhalogenidet tüntettünk fel), amely visszadiffundál a szál közelébe, oda, ahol kevés van belőle. Itt a halogenid a magas hőmérséklet hatására elbomlik, és a felszabaduló halogén kimegy a falhoz, hogy ott újra elfogja az időközben odakerült wolframgőzt.

Sok cikkben a halogénlámpa működését úgy foglalják össze, hogy a halogén az elpárolgó wolframot folytonosan visszaszállítja az izzószálra. Mi helyesebbnek tartjuk azt mondani, hogy a halogén visszaszorítja a wolfram párolgását (visszaszállítás helyett visszaszorítás; v. ö. homouzió—homoiuzió). A fizikai képet az *5. ábra* illusztrálja. A kihúzott vonal a wolframgőz parciális nyomása halogénlámpában stacionárius üzem közben;



5. ábra.

összehasonlításként szaggatottal átmásoltuk a 3. ábráról a normál izzólámpa megfelelő görbéjét. A halogénlámpa úgy van beállítva (hőmérséklet és összetétel szempontjából), hogy a halogenid a fal közelében stabil legyen, a szál közelében pedig elbomoljon wolframmá és halogénné. Stacionárius üzemben a szál közelében állandóan bomlik a halogenid, keletkezik a wolframgőz, ott tehát a wolframgőzből állandó túltelítés jön létre, ami leállítja a szál párolgását. A fal közelében viszont állandóan fogy a wolfram, halogenid képződik belőle, ezért itt a wolfram gőznyomása a telített gőznyomás alá száll, így a falra nem csapódik ki wolfram, a bura nem feketedik. Közben a diffúzió állandóan szállítja a felszabadult wolframot és aktív halogént a fal felé, a képződött halogenidet pedig a faltól a szál felé.

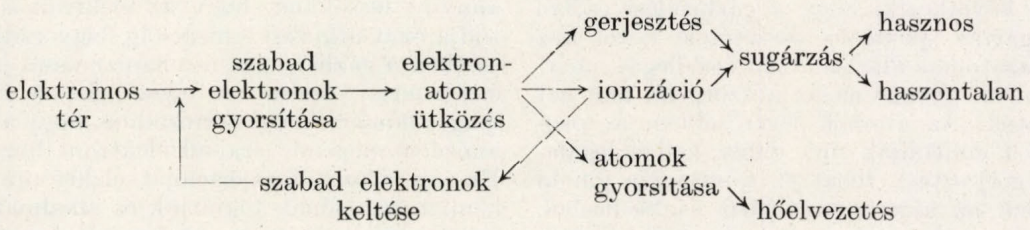
A nagynyomású közömbös gázatmoszférának kettős szerepe van: lassítja a wolfram diffúzióját (ezáltal biztosítva a reakcióhoz szükséges időt), és a hőátadás fokozásával segít felmelegíteni a burát annyira, hogy a halogenid ki ne csapódjon. A bura azért van kvarcból, hogy az ehhez szükséges magas hőmérsékletet kibírja.

A halogénlámpát első megalkotói örökéletű csodalámpának gondolták. Ez a várakozás nem vált be, u.i. a halogénes transzportreakció nem csak a faltól a szál felé transzportálja a wolframot, hanem a szál hidegebb részeiről (a bevezetésektől) a melegebb részek felé is. A halogénlámpa legtöbbször úgy ég ki, hogy ez a folyamat a bevezetés közelében elmarja a szálat.

Az örök élet tehát nem tartozik a halogénlámpa erényei közé, de megmarad az az óriási előnye, hogy az izzószálról lemart wolfram a bura faláig tényleg nem jut el. Ezért a bura nem feketedik, és a halogénlámpa egész (nem különlegesen hosszú) élete alatt teljesen egyenletes fényt ad. Ezen kívül a halogénlámpát 2—300 fokkal magasabb hőmérsékleten lehet égetni, mint a normál lámpát, ami a látható fény termelésében 30—40%-kal magasabb hatásfokot is eredményezhet. Ezek az előnyök speciális alkalmazások (autólámpák, világítótornyok) esetében bőven ellensúlyozhatják a lámpák magasabb árát.

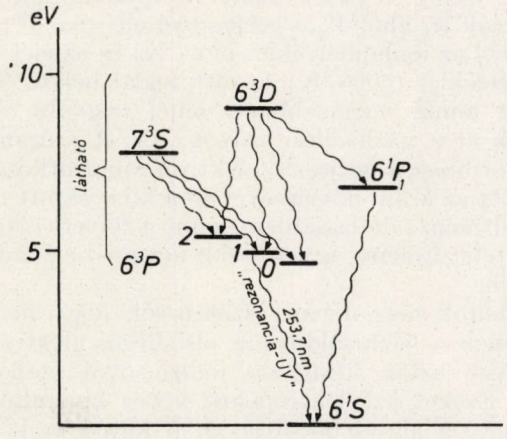
4. Gázkisülési lámpák

Tekintsük át mindenekelőtt, hogy a gázkisülési lámpákban milyen lépésekben lesz az elektromos energiából fény:



Fénytermelés szempontjából veszteségnek számít elsősorban az elektronok által felvett energia azon része, amely az atomok rugalmas, gerjesztésnélküli meglökésére fordítódik és végül hővezetéssel távozik a rendszerből. Ez nem is olyan kis rész, mint gondolnánk, mert bár az elektron egy ütközésben a tömegaránynak megfelelően kinetikus energiájának csak százezred részét adja át az atomnak, azonban a rugalmas elektron-atom ütközések igen gyakoriak, így összességükben sok energiát disszipálnak.

Veszteség még a nem látható tartományba eső, ,,haszontalan'' sugárzás is, amelynek haszontalanságába azonban a lámpakészítők néha nem nyugodnak bele. Ennek legfontosabb példáját a közönséges fénycsövek szolgáltatják. A fénycsövek, akárcsak a gázkisülési lámpák túlnyomó többsége, higanygőzzel vannak töltve. Nézzük meg a *6. ábrán* a higany gerjesztett állapotainak sémáját. Alacsonynyomású kisülés fényében elkerülhetetlenül dominál a $6^3P_1 \rightarrow 6\,S$,,rezonancia'' (vagyis: alapállapotba visszatérő) átmenethez tartozó, 253.7 nm hullámhosszú ultraibolya sugárzás (ennek okát lásd alább). A tervezők rájöttek, hogy a rezonancia-UV-t nem kiszűrni kell, hanem hasznosítani. Ennek módja: olyan lumineszcens fényporral vonják be a fénycsövek falát, ami a rezonancia-UV-t látható fénnyé alakítja át. Így készülnek a fénycsövek világszerte sokmilliós tételekben.



6. ábra

A fényporok fizikája nagyon érdekes és jelentős része a félvezetők fizikájának; ennek részleteire itt nem szeretnénk kitérni.

Az előbb már használtuk az ,,alacsonynyomású kisülés'' kifejezést, amiből az olvasó gondolhatja,

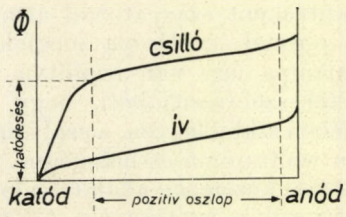
hogy van magasnyomású kisülés is. Ezek ketten a gázkisülések két fizikailag lényegesen különböző fajtáját, különböző „módusát" jelentik. Tekintsük át most a kétféle kisülés legfontosabb tulajdonságait.

a) *Alacsonynyomású kisülés.* Szinte rögtön a légszivattyú feltalálása után felfedezték, hogy 10^{-2} torr-nál kisebb nyomású gázok vezetik az elektromosságot és közben világítanak. Ezt az teszi lehetővé, hogy ilyen ritka gázokban a szabad elektronok igen nagy utat futhatnak be, amíg egy atomnak ütköznek; elég erős elektromos térben ekkora úton úgy felgyorsulhatnak, hogy ionizálni képesek, így a szabad elektronok a gázban lavinaszerűen sokszorozódnak. Jegyezzük meg, hogy bár az elektron-atom ütközések ritkák, az elektron-elektron ütközések igen gyakoriak, így az együtt gyorsuló elektronok kinetikus energiájukat egymás közt Maxwell-féle sebességeloszláshoz hasonlóan osztják meg, amelynek T_e „elektronhőmérséklete" 6000 °K-t is elérhet, miközben a gázatomok és ionok alig melegednek szobahőmérséklet fölé.

A kis nyomás, ill. a velejáró kis sűrűség másik lényeges következménye az, hogy a gázkisülés a saját sugárzását elhanyagolható mértékben nyeli el, rá nézve optikailag vékony. Ebből a 2. fejezet szerint az következik, hogy a gázkisülési csőből kijövő sugárzás spektrális összetétele közel lesz az egyes gázatomok által emittált elsődleges sugárzáséhoz, mivel gyenge az az abszorpció, ami azt módosíthatná. Az atomok legerősebben a rezonancia-UV-t emittálják (u.i. ehhez kell a legalacsonyabb gerjesztés), tehát ez a sugárzás jön ki legerősebben az alacsonynyomású gázkisülésből.

Általában az emisszió arányos a megfelelő gerjesztett nívók betöltöttségével. Ezt a betöltöttséget $\exp(-V_g/kT)$ alakú Boltzmann-faktorral írhatjuk le, ahol V_g a gerjesztési energia, T pedig valahol az ionhőmérséklet (300 °K) és az elektronhőmérséklet (6000 °K) között foglal helyet, mégpedig annál magasabban, minél nagyobb áram folyik át a gázkisülési csövön, u.i. erős áramban gyakoribbak a gerjesztő elektron-atom ütközések. Emiatt az áram növelésével nő a kibocsátott fényteljesítmény, de lassabban, mint a felvett elektromos teljesítmény, így erősebb áramnál a hatásfok romlik.

Ejtsünk még néhány szót arról, hogy honnan kerülnek a gázkisülésbe az elsődleges elektronok, amelyek aztán ütközéses ionizációval szaporodnak. Ezeket az elektronokat kevés kivételtől eltekintve a katód bocsátja ki. A katód működése szempontjából a kisülésnek két módusa lehetséges: *csillókisülés* (glimm, glow) és *ívkisülés*. A 7. *ábra* mutatja a Φ elektromos potenciál helyfüggését csilló- ill. ívkisülésben. Csillókisülésnél a katód közelében nagy tértöltés alakul ki, ennek elektromos tere (az ún. katódesés) felgyorsítja a pozitív ionokat, amelyek a katódra zuhanva onnan elektronokat bombáznak ki. Ívkisülésnél az átfolyó áram melegíti fel a katódot annyira, hogy az katódesés nélkül is emittálja az elektronokat.



7. ábra

A kétféle kisülés világító része (az ún. pozitív oszlop) teljesen azonos. Csillókisülésnél a katódesésen disszipált teljesítmény nagymértékben lerontja a fénytermelés hatásfokát, ezenkívül a bombázó ionok erősen porlasztják a katódot, ezért a fényforrásnak használt gázkisülési csöveket ívkisülési üzemben működtetik.

Már említettük, hogy ívkisülésben a katód a magas hőmérséklet következtében emittálja az elektronokat. Ezt a termikus emissziót többszázszorosára növeli a jelenlevő elektromos tér azáltal, hogy lecsökkenti a kilépési munkát. Ezt a Schottky által felfedezett érdekes mechanizmust nevezik *tér-indukált termikus emissziónak.*

b) *Magasnyomású kisülés.* Néhány atmoszféra körüli nyomásoknál az elektronok szabad úthossza annyira lecsökken, hogy az elektromos tér nem tudja őket ütközési ionizációig felgyorsítani. Ilyen esetben a gázban más mechanizmussal jöhet létre elektromos vezetés: az egész gáznak kell olyan magas hőmérsékletre forrósodnia, hogy a termikus ionizáció elegendő szabad elektront hozzon létre. Ha egy atom disszociációját elektronra és ionra kémiai reakciónak tekintjük és alkalmazzuk rá a tömeghatás törvényét, azt kapjuk, hogy a szabad elektronok n_e sűrűsége $\exp(-V_i/2kT)$ alakban függ a hőmérséklettől, ahol V_i az ionizációs potenciál. Az ilyenmódon vezetővé lett gázban n_e-vel arányos mennyiségű Joule-hő fejlődik; stacionárius üzemben ez tartja fenn az ionizáláshoz szükséges magas hőmérsékletet, ami az ív belsejében kb. 6000 °K-t szokott jelenteni.

Nagy nyomásoknál a sugárzási viszonyok is teljesen megváltoznak. Valóban, a nagyobb sűrűségű gázoszlop a rezonancia-UV-re nézve már optikailag vastag, mivel erre a legerősebben emittálódó sugárzásra igen erős az abszorpció is (lásd az (1) egyenletet, az erős abszorpció közvetlen oka az alapállapotban levő atomok nagy száma). Emiatt a kijövő rezonancia-UV nagyon legyengül; a 2. fejezetnek megfelelően a sugárzás összetétele közeledik a hőmérsékleti sugárzáshoz. A kibocsátott fény jelentős része a látható tartományba esik, így magasnyomású higanygőzlámpához nem kell de lehet fényport használni, a színvisszaadás javítására.

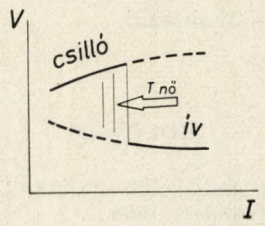
Nagynyomású higanygőzben az atomokon elnyelődő majd újra emittálódó rezonancia-fotonok terjedése diffúziószerű, lassú folyamat, némiképpen analóg azzal, ahogy az izzólámpában a wolframatomok diffundálnak a nagynyomású töltőgázban. A rezonancia-fotonok transzportjá-

nak leírása a nem-egyensúlyi statisztikus mechanika érdekes feladata, amelynek igazi mélységei a gázlézerek esetében tárulnak fel.

A magasnyomású higanygőzlámpák legfőbb gyakorlati előnye az alacsonynyomású fénycsövekkel szemben teljesítményükhöz képest rendkívül kis méretük: egy 20—30 cm-es higanygőzlámpa annyi fényt bocsáthat ki, mint 10 m fénycső, ami szabadtéri világításnál olyan lényeges előny, hogy bőven ellensúlyozza a lámpák nem túl jó színvisszaadását.

Instabilitások. Az elektromosan vezető gáz plazma állapotban van. Mindenki hallhatott róla, hogy a plazmafizikusok milyen sokat foglalkoznak instabilitásokkal. Ennek az az oka, hogy ha az ember elképzel és megtervez valamilyen kívánatos stacionárius folyamatot egy plazmában, arról az esetek jelentős részében kiderül, hogy kis megzavarásokkal szemben instabil. A gázkisüléses fényforrások szűkebb területén két instabilitás játszik lényeges szerepet, az egyik jó, a másik rossz.

a) *Csillókisülés-ívkisülés átmenet* (a „jó instabilitás"). Amikor a fénycsövet vagy higanygőzlámpát begyújtjuk, először csillókisülés alakul ki, mert a katód még hideg. Amint a katód a kisüléstől felmelegszik, a csillókisülés — bár a rendszernek továbbra is lehetséges stacionárius állapota — instabillá válik és hamarosan „átbillen" ívkisülésbe, ami kívánatos is volt (lásd fent). A *8. ábrán* láthatjuk a csilló- és az ívkisülés volt-amper



8. ábra.

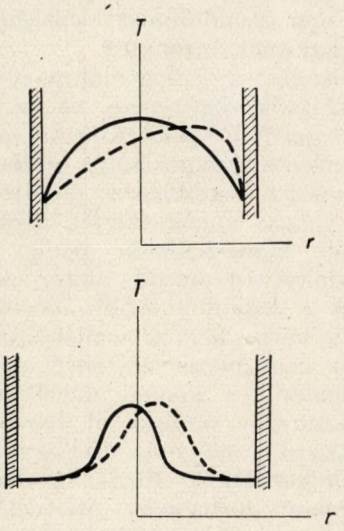
karakterisztikáját; a szaggatott vonalak az adott hőmérsékleten instabil szakaszoknak felelnek meg. A függőleges vonal az instabilitás helye, amely a hőmérséklet növekedésével kisebb áramok felé tolódik el: egy adott áramerősség mellett a kisülés a front áthaladásakor billen át ívkisülésbe. Ha az áramerősséget túl alacsonyra választjuk (vagy ha a lámpa méretezése hibás, pl. túl erős a hőelvezetés) előfordulhat, hogy a csillókisülés nem melegíti fel eléggé a katódot, a lámpa „lógva marad" a csillókisülésben és percek alatt tönkremegy a katód elporlasztása miatt.

b) *Bolyongó ív* (a „rossz instabilitás"). Magasnyomású stacionárius kisülésben a hőmérsékleteloszlást közelítően ezzel az Elenbaas-tól eredő forrásos hővezetési egyenlettel lehet leírni [3]:

$$\lambda \Delta T = A \exp\left(-\frac{\overline{V}_i}{2kT}\right) - B \exp\left(-\frac{\overline{V}_g}{kT}\right), \quad (4)$$

ahol λ a hővezetési együttható, A és B konstansok, $\overline{V}_i$ az átlagos ionizációs energia, $\overline{V}_g$ az átlagos gerjesztési energia. A jobboldal első tagja a térfogategységben termelt Joule-hő, második tagja a térfogategység által kisugárzott energia. Az exponenciális hőmérsékletfüggéseket már fentebb magyaráztuk. A sugárzás újraelnyelődését durván úgy vehetjük figyelembe, hogy a rezonancia-UV-t kihagyjuk a mérlegből; más hullámhosszakra az újraelnyelődés úgyis gyenge.

Ha a jobboldal mindenütt pozitív, akkor (4) megoldása a 9a. ábra kihúzott vonalának felel meg. Ha az ív tengelye valami okból eltolódik az egyik fal felé (szaggatott vonal), akkor a közeli falnál megnövekszik a hőmérsékletgradiens: erről az



9. ábra

oldalról az ív erősebben hűl, a távoli falnál pedig csökken a hőmérsékletgradiens, csökken a hőelvezetés. Mindez afelé hat, hogy az ív visszatolódik eredeti, középső helyére. Ezt a mechanizmust nevezik az ívkisülés *fal-stabilizálásának.*

Ha mármost valamelyik erősen világító adalék gerjesztési energiái olyan alacsonyak, hogy

$$\overline{V}_g < \frac{\overline{V}_i}{2}, \quad (5)$$

akkor a hideg fal felé haladva az elektronkoncentráció gyorsabban csökken, mint a sugárzás intenzitása, és a fal közelében a hőforrás (4) jobboldala) negatívvá válhat. Ekkor a (4) megoldásával kapható hőmérsékleti profil a 9b. ábrán látható harangalakot veszi fel, ami annak felel meg, hogy a Joule-hő túlnyomó részét a sugárzás viszi el és alig jut valami a falon keresztüli hőelvezetésre. Ez, bár energetikailag kedvezőnek tűnik, azzal a káros következménnyel jár, hogy nem működik a hővezetésen alapuló fal-stabilizálási mechanizmus. Ilyen lámpákban a középvonalból kimozdult ívet semmi se tereli vissza, és az ív a legkisebb egyenetlenség vagy ferde elhelyezés hatására is körberohangál a fal mentén. Ez nyilván távol van az

eszményi üzemmódtól, ezért a lámpatervezők védekeznek is ellene a töltőgázkomponensek atomfizikai paramétereinek (ionizációs és gerjesztési nívók) tudatos megválasztásával.

Fémhalogenid-lámpák. Természetesen felmerül az a gondolat, hogy ne csak higanygőzt, hanem más fémek gőzeit is használjuk gázkisülési lámpában való világításra, hogy a sokféle fémgőz spektrumának gazdag választékából alakíthassunk ki jobb színvisszaadást. A fémgőzök azonban kémiailag nagyon aktívak, a fenntartásukhoz szükséges magas hőmérsékleten megtámadják a burát és más alkatrészeket. Ezeket a kémiai problémákat minden fémre külön-külön kellene megoldani, ami a *nátriumlámpák* esetében még sikeresen meg is történt, de sokféle fémgőz ilyenmódon való kipróbálása már szemlátomást túlságosan hátborzongató feladatnak bizonyult.

Jóismerősünk: a halogénlámpa-elv sietett a lámpaszerkesztők segítségére, és ez a világítástechnika legutóbbi palotaforradalma. Ha egy magasnyomású higanygőzlámpa terébe valamilyen fém halogenidjét (legtöbbször: jodidját) viszik be, ami az ív magas hőmérsékletén disszociál, a fal alacsonyabb hőmérsékletén pedig ártalmatlan vegyület alakjában marad, akkor elértük az ív megfestését a legkülönbözőbb fématomokkal és ionokkal, a káros kémiai mellékhatások nélkül. Ezt persze nem olyan egyszerű megvalósítani, mint elmondani: a kémiai mellékhatások nem egészen maguktól múlnak el, hanem többéves kutató-fejlesztő munka előzi meg egy adott lámpatípus piacrakerülését. Mégis, a fémhalogenidlámpa roppant termékeny ötletnek bizonyult, ami hosszú évekre ad kipróbálnivalót a lámpakészítőknek.

Mit is kell kipróbálni? Az ív festésére kb. 50 fém jöhet szóba, ezeket tetszés szerint lehet keverni is. Hármas kombinációból már 125 000 féle van, ezek végigzongorázása nyilván nem túl biztató útja a fejlesztésnek. Itt segíthetnek a fizikai szempontok.

Egy kézenfekvő szempont: a kibocsátott fény színképe. Olyan adalékokat kell keresni, amelyek a napfény spektrumát a lehető legjobban reprodukálják. E tekintetben igen népszerűek a ritka földfémek rendkívül gazdag, a folytonost megközelítő látható spektrumuk miatt. A müncheni olimpián is diszprózium-adalékos lámpákkal világították a stadionokat.

Egy nem annyira kézenfekvő szempont: az ívkisülés fal-stabilizálása. Olyan adalékot is kell tenni a keverékhez, aminek elég alacsony az ionizációs potenciálja ahhoz, hogy az (5) egyenlőtlenség fordítottja teljesüljön. Ilyen adalék az ívet a 9b. alakról „felhizlalja" a 9a. alakra, így biztosítja a fal-stabilizálást. Ívhizlaló adaléknak az alkálifémek jodidjai használatosak, pl. a nátriumjodid, amelynek sárga nátriumszíne a fényösszetétel kikeverésénél is jól jöhet.

Az amerikai csillagászok már tíz éve is panaszkodtak, hogy gyengébb fényű csillagokat az egész Egyesült Államok területén nem lehet fényképezni, annyi a városokból kiszűrődő, az égbolt felől visszaszórt fény. Azt is mondták, hogy akármilyen objektumon akarnak színképelemzést végezni, mindig a higanygőz vonalai jönnek be. A fémhalogenid-lámpák elterjedését mutatja, hogy az amerikai csillagászok már kezdenek panaszkodni a ritka földfémek színképvonalaira is.

Ez az előadás elérte a célját, ha sikerült bebizonyítani azt a szerény tézist, hogy ha egy fizikus ipari témákkal kezd foglalkozni, azzal még a lelke sem jár feltétlenül rosszul.

IRODALOM

1. E. V. Spolszkij: Atomfizika 1. kötet, 2. kiadás, Akadémiai Kiadó, Budapest 1956.
2. W. Schilling, E. Wurster; Technisch-wissenschaftliche Abhandlungen der Osram-Gesellschaft *10*, 67 (1969).
3. J. F. Waymouth: Electric Discharge Lamps, M. I. T. Press. Cambridge (U.S.A.) 1971.

A FIZIKA TANÍTÁSA

A TERMÉSZETTUDOMÁNYOS TÁRGYAK KOORDINÁLT OKTATÁSÁNAK KÍSÉRLETEI EGY MUNKÁS-KERÜLETI GIMNÁZIUMBAN

Fürst Istvánné
Budai Nagy Antal Gimnázium

A Fizikai Szemle 1974. 3. számában Török Tivadarné kartársnőm cikkében olvashattuk, hogy igen komoly és nem kis gondot, problémát jelentő, többirányú megfigyelést, vizsgálatot igénylő tantervi kísérletet végzünk 1971 szeptemberétől a Budapest, XXII. ker. Budai Nagy Antal Gimnáziumban. A kísérletek egyike, 1971 szeptemberétől: a kémia–biológia koordinált oktatása; a másik, 1972 szeptemberétől fizika–kémia komplex jellegű oktatása, s végül a harmadik a jelen tanévben: a fizika, kémia, biológia, matematika, földrajz tárgyak koordinált oktatásának kísérlete, csökkentett óraszámokkal, s harmadik évtől fakultatív tárgyi lehetőségekkel.

Valamennyi kísérletünk alapvető és közös célja: olyan korszerű oktatási forma megvalósítására való törekvés, ahol a természettudományos tárgyak — a kémia, a biológia, a fizika, a matematika s mint határtudomány a földrajz — együttesen és külön-külön is fejlessze tanulóink természettudományos gondolkodását, oly módon hogy képesek legyenek szerzett ismereteiket új ismeretek szerzésénél alkalmazni, majd tanulmányaik befejezéseként egy magasabb fokú szintézisre. Vagyis tanuljanak meg helyesen és okosan tanulni és gondolkodni. S mindezt úgy, hogy a jelenleg forgalomban levő tankönyveket is használni lehessen.

Célkitűzésünk meghatározásánál azt is figyelembe

vettük, hogy a gimnáziumi oktatási keretnek kell legjobban alkalmazkodnia (a gimnázium kettős funkciójából is adódóan) az egyetemeken és főiskolákon folyó szakképzéshez. Ezért egyrészt korszerű, tudományosan megalapozott általános műveltséget kívánunk adni azoknak, akik nem tanulnak tovább, és bizonyos fokú szaktárgyi képzést a koordinálási lehetőség maradéktalan kiaknázásával azoknak, akik tovább kívánnak tanulni valamilyen felsőoktatási intézményben.

Kidolgoztuk az érintett tárgyak általános elvi céljait, négy évre szóló óraterveit, az egyes órák konkrét anyagait. Kísérleti munkánkban résztvevő kartársaim: Török Tivadarné fizika—kémia, Vidéki Gusztávné matematika, Tálos Ivánné fizika—matematika, Dr. Mészáros Istvánné földrajz és Nagy István biológia tárgyakból.

A biológia—kémia, a fizika—kémia koordinált illetve komplex tantárgyi kísérleteinket átmeneti lépésnek szántuk, tapasztalatok szerzésére, arra koncentrálva, hogy — elsősorban az I. osztályos tanulók — milyen szinten képesek a problémákat megérteni, elsajátítani (különösen a fizikát) és esetleg következtetéseket levonni. Mennyire képesek életkori sajátosságaikon túllépve, a célirányos nevelés hatására bizonyos fokú tudományos gondolkodásra, esetleg szintetizálásra. Különösen azért fontos ez, mert a tanulók otthoni környezete (függetlenül a szülők foglalkozásától) nem határozza meg alapvetően érdeklődési körét, s nem biztosít számukra sokoldalú olvasottságot, élményt.

Kísérleti tanmeneteink három részből tevődnek össze:

a) a kémia—biológia, ill. a fizika—kémia szaktárgyi témából,

b) a szaktárgyak nevelési-oktatási céljaiból,

c) konkrét fogalmi kapcsolódás, azonos meghatározásokkal szaktárgyakon belül, valamint a Világnézetünk alapjai tantárggyal.

Évről-évre folyamatosan elkészítjük a tárgyak didaktikai és metodikai feldolgozási rendszerét, lemérjük és értékeljük az eredményeket, tapasztalatokat. Természetesen a végső összegzést majd a 4. év végén, részben Világnézetünk alapjai tárgy, részben biológia tantárgy keretében, illetve érettségi vizsga alkalmával tudjuk majd elvégezni.

Kezdeti eredményeink, sikereink, tapasztalataink, az 1972. évi párthatározat megállapításai, oktatásunkkal kapcsolatban megjelent publikációk, iskolai kísérletünk vonatkozásában felmerült negatív és pozitív vélemények, olykor értetlenségek is, arra ösztönöznek bennünket, hogy ne álljunk meg ezen a kísérletezési fokon, hanem lépjünk előbbre. Próbáljuk meg megkeresni azt a MODELLT (ha szükséges megalkotni), amely legjobban megközelíti a jövő oktatási formáját, hogy ezáltal is több, szélesebbkörű választási lehetőséget tudjunk biztosítani.

Ezért 1973 júniusában tervezetet nyújtottunk be a Művelődésügyi Minisztérium Gimnáziumi Osztályára, amelyben körvonalaztuk elképzeléseinket és kértük, engedélyezzék a biológia—kémia koordinált kísérletünk kiterjesztését matematikára, fizikára, földrajzra, sőt irodalomra, történelemre, művészeti tárgyakra is, csökkentett óraszámokkal, némi fakultativitási lehetőséggel. Az engedélyt megkaptuk, de csak a természettudományos tárgyakra.

Így az eredeti fő célkitűzések megtartása mellett jelenlegi kísérletünkben arra törekszünk, hogy a természettudományos tárgyakban necsak a pedagógus személye legyen biztosíték arra, hogy a maradéktalan koncentráció megvalósuljon, hanem az általunk összeállított tantervi anyag sorrendisége sugallja azt. Meghatároztuk azt a maximális időt, heti óraszámot is, amelyet a tanulónak kötelező jelleggel tanóra keretében kell eltöltenie. Ez az idő I. osztályban 30, II. osztályban 30, III. és IV. osztályban 31, 31 óra.

Meghatároztuk azt is, hogy négy év alatt

— mit tanítsunk meg, lehetőleg a legkevesebb óraszámban (2—3 óra maximum), (TÖRZSANYAG)

— mit tanuljon meg önállóan, öntevékeny módon a tanuló? (ÚTMUTATÓK, SZAKKÖRI munka)

— mit foglaljon magában a kiegészítő, lényegében a fakultatív keretekben oktatott tananyag? (FAKULTATIV SZAKPÁROK)

— mit várhat, mit kívánhat ezen oktatási formában részt vett tanulóinktól az egyetem, főiskola!

Óratervünk	I.	II.	III.	IV.	Összesen
Egyéb tárgy	19	17	15	18	
Matematika	3+2	4	4	4	17 óra
Fizika	2	2	2	2	8 óra (2 óra csökkenés)
Kémia	2	2	2	—	6 óra
Biológia	—	2	2	2	6 óra (2 óra csökkenés)
Pszichológia	—	—	—	—	— (0) (2 óra csökkenés)
Földrajz	2	3	—	—	5 óra (1 óra csökkenés)
Összesen	30	30	25	26	
Fakultatív tárgyakra	—	—	+6	+5	
			31	31 óra	

Kísérleti óratervünkből kitűnik, hogy a biológia, a fizika, a föl rajz tárgyak óraszáma változott, a pszichológia elvesztette önállóságát, mivel nem külön féléves tárgyként, hanem a biológia szerves részeként a III. év végén kap órát a biológiától. Elképzelésünk az, hogy amikor már a tanulók birtokába jutottak a magasabbrendű idegtevékenység anyagának (megfelelő kémiai, fizikai és biológiai alapozás, koordináció is megtörtént), könnyebben értik meg és sajátítják el az új anyagot, tekintettel arra is, hogy lényegében e tárgyak biológusok tanítása mellett válnak ismertté.

A törzsanyag óraszáma III. és IV. osztályban lecsökkent és az így felszabadult 6, illetve 5 órát az alapóraszámban szereplő szakpár óráihoz lehet kapcsolni, így a tanuló azokat a tárgyakat tanulhatja magasabb óraszámban, amelyekből felvételi vizsgát, vagy esetleg érettségi vizsgát szándékozik tenni. Ha összehasonlítjuk a jelenlegi általános gimnáziumi összóraszámokkal kísérleti óraszámainkat, azonnal kitűnik, hogy közel másfél évi tananyagbővítést, azaz mélyebb, alaposabb képzést áll módunkban biztosítani. Pl. jelenleg a hagyományos keretben III. évben a fizika heti 3 óra, összesen 99 óra, IV.-ben heti 4, összesen 120 óra. Mi óratervünkből kitűnik: III. évben 165, IV. évben 210 óra. Összesen 375 óra, azaz 156 órával többet tud fizikával foglalkozni a tanuló.

Az I. és II. osztály alapozó jellegű, általános képzést ad, a reálisabb választási lehetőség miatt is, mivel csaknem azonos óraszámban tanulja a tanuló a „humán" és a „reál" tárgyakat; I. osztályban 12—11 óra, II. osztályban 12—13 óra.

Kísérletünkben tervezett szakpárok — előzetes felmérésünk alapján — idegen-nyelv (orosz, angol vagy német között választhatnak), fizika, idegen-nyelv—bio-

lógia, kémia—biológia, fizika—matematika és gyakorlati foglalkozás, (gyors- és gépírás, műszakirajz).

Mellékelt tantervi anyagunk rendkívül tömörítettsége ellenére is, remélem híven tükrözi az egyes tárgyak egymásmellettiségét, koordinálását, bizonyos fokú egymásra épültségét is. Minden tárgy bevezető fejezetében a természettudományokról, az anyagról, az anyagfajtákról, a mozgásról, a mozgásszintekről, magáról a szaktárgyról, annak szerepéről beszélünk a természettudományok egységében. Szólunk az adott tárgy konkrét témaköreiről, oktatási formánk céljáról, módszeréről, négy éves feladatunkról. Majd átismételjük a tanulókkal azokat az alapvető fogalmakat, amelyeket az általános iskolában tanultak. (Önállóan egy kis tudománytörténeti áttekintést készíthetnek a tanulók a kapott útmutatók, szakköri foglalkozások alapján.)

TÖRZSANYAG:

I. Osztály:

Földrajz: természeti földrajzi anyag, (tömörítve a jelenlegi) külön órák biztosítása a környezetvédelemre.

Kémia: Általános kémia: anyag és tulajdonságai, szerkezete (atomos, molekuláris, elem, vegyület, kötések), mozgásszintek, kölcsönhatási viszonyok (a vegyülés), halmazállapotok.

Fizika: Mozgás. Erő—tömeg. Energia, munka. Merev testek egyensúlya.

Matematika:

a) *algebra:* Hatványozás, LKKT, LNKO, gyöktábla használata. Algebrai egész és tört. Függvények. Egyenletrendszerek.

b) *geometria:* Vektorok, mértani helyek. Tengelykörüli forgás. Pontra vonatkozó tükrözés. Pontkörüli elforgás. Ábrázoló geometria elemei.

II. Osztály

Földrajz: ágazati gazdasági földrajz.

Biológia: Az élő világ. Növények rendszere. Növények életjelenségei (anyagcsere, növekedés, fejlődés, ingerlékenység, mozgás, szaporodás). Állatok rendszere, életjelenségei (l. növények életjelenségeinek megfelelően). Biológiai egyensúly. Természetvédelem, környezetvédelem.

Kémia: Nem fémes elemek, fémes elemek és vegyületeik atomszerkezet alapján történő tárgyalása, fontosabb előfordulási, előállítási módok, elvek. Ipari és élettani jelentőségük. Környezetvédelem.

Fizika: Gázok, folyadékok. Szilárd testek. Környezetvédelem.

Matematika: Hasonlóság I. Gyökökkel való műveletek. Hasonlóság II. Másodfokú egyenletek.

III. Osztály

Biológia: Az ember szervezete, életjelenségei (mozgásszint és funkció), hormonális rendszere, vegyi szervezése. Az emberi érzékelés sajátosságai. Az ember a természet és társadalom része, tagja. Környezetvédelem és az ember.

Kémia: Szerves kémia a jelenlegi tantervi anyag tömörítve. Részletesebben a fehérjék. Utalás a vitaminokra, festékanyagokra (klorofill, hemoglobin) hormonokra. Környezetvédelem és szerveshulladék.

Fizika: Görbevonalú mozgások. Periodikus mozgások. Fénytan. Elektrosztatikus erőterek. Elektromágneses indukció.

Matematika: Forgásszögek. Trigonometria. Koordináta geometriából az egyenes.

IV. Osztály:

Biológia: Az élő anyag felépítése és szerveződése. A sejt és élettana, szerveződése, az egyedfejlődés tükrében. Öröklődés. Evolúció.

Fizika: Rezgőkörök. Rádióhullámok. Az atom szerkezete. Az atommag. Az anyag kölcsönhatási szintjei. Megjelenési formái, fejlődése. A Föld és a világmindenség. A környezetvédelem.

Matematika: A térmértan. Számtani és mértani sor.

FAKULTATIV ANYAG:

III. és IV. osztályban: a törzsanyagon kívül.

Biológia: a növények és állatok fejlődéstörténeti rendszertanának bővebb áttekintése, határozás. Gyakorló órák az egyes elméleti órákat követően. Élő és élettelen világ kölcsönhatási szintjei. Elméletek és hipotézisek az élet lényegéről, keletkezéséről. Biokémiai, biofizikai alapismeretek. Felvételi és érettségi vizsga anyaga.

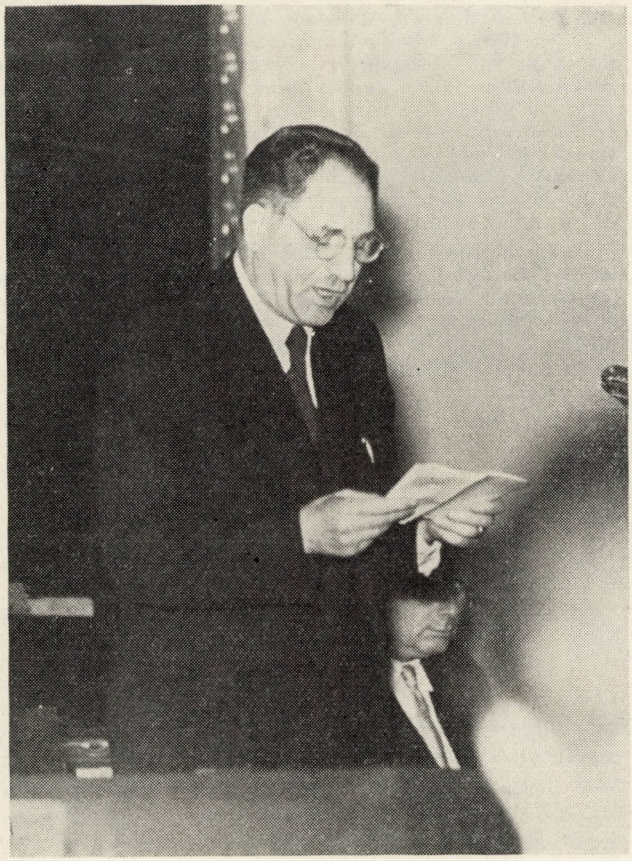
Kémia: a három év kémiai anyagának rövid áttekintése után, alapfogalmak kibővítése. Kvantumkémiai ismeretek. Elméletek a molekulák képződésére. Energiaviszonyok. Komplex és amfoter vegyületek. Reakciómechanizmusok. Elemek és vegyületek kimutatása. Érettségi és felvételi vizsga anyagának áttekintése.

Fizika: Gyakorló órák. Kvantumelmélet. Modern elméletek a fizikai jelenségek vizsgálatában. Érettségi vizsga és felvételi vizsga anyaga.

Matematika: Törzsanyag sok gyakorló órával, a sorok, integrálszámítás, programozás, érettségi és felvételi vizsga anyaga.

Remélem sikerült átfogó képet adni iskolánkban folyó kísérleti munka lényegéről. Munkánk során sok gondolat, probléma került felszínre, amelyeknek kimunkálása a további cél, feladat. Mi így szeretnénk, jobban, korszerűbben oktatni.

GYULAI-DÍJASOK



A Gyulai-díjat a Társulat 1969-ben alapította a Novobátzky-díjjal egyidejűleg, így akarván emléket állítani két olyan nemrég elhunyt nagy magyar fizikusnak, akik nemcsak, mint kutatók alkottak maradandót, hanem fizikusok százait tanították, iskolát alapítottak és hosszú ideig viselték a Társulat elnöki, illetve díszelnöki tisztét.

Alapítása óta összesen 6 fizikus részesült a Gyulai-díjban.

1969-ben az első Gyulai-díjas **Voszka Rudolf**, a fizikai tudományok kandidátusa, a Semmelweis Orvostudományi Egyetem Biofizikai Intézetének docense nyerte el.

Voszka Rudolf 1928-ban született Székelyudvarhelyen, az Eötvös Loránd (akkor Budapesti) Tudományegyetemen szerzett matematika-fizika tanári oklevelet, 1949 óta dolgozik az Orvosi Egyetemen, először mint demonstrátor, gyakornok, tanársegéd, majd mint adjunktus és végül, mint docens.

Voszka azok közé a fizikusok közé tartozik, akik közvetlenül a Gyulai által megnyitott kutatási területen tevékenykedik, mint Tarján Imre professzornak, az ugyancsak Gyulai-tanítványnak a munkatársa. A szilárdtest fizikai vizsgálatok mellett azonban bekapcsolódott a Tarján Intézet gyakorlati szempontból is fontos biofizikai kutatásaiba is. Ezzel kapcsolatban több elfogadott újítás fűződik a nevéhez.

A Gyulai-díjat „Az egykristályok előállítása optikai részecskeszámlálási és dozimetriai célokra szolgáló, továbbá az ionizálási sugárzások által ionkristályokon keltett ponthibák vizsgálata terén elért eredményeiért" kapta.

Vizsgálatait azóta is eredményesen folytatja, a szilárdtestfizikában elsősorban az OH mentesen növesztett $NaCl/M^{2+}$ kristályokban az M^{2+} — kationvacancia disszociáció energiáit, NaCl-ben átmeneti fémek abszorpciós sávjainak és a V_2 sávnak oszcillátor erősségét határozta meg. Folytatta az alkalihalogének kémiai tisztítását, sikerült többek közt vakuumspektroszkópiai tisztaságú egykristályokat, pl. fluoridot, valamint akusztikus deflektor célra szolgáló ólom-molibdát egykristályokat előállítania. A KFKI-val közösen pozitronannihilációs kísérleteket is végzett.

Voszka intenzíven részt vett az oktatásban, valamint a Társulat munkájában is.

Az 1970. év Gyulai-díjasai Farkas Istvánné sz. Jahnke Mária és Hargittai Csaba.

Farkas Istvánné tudományos munkatárs 1932-ben született. 1958-ban került a Műszaki Fizikai Kutató Intézetbe, mint vörös diplomás fizikus, azóta ott dolgozik. A díjat elsősorban „Politip szerkezetek direkt meghatározására szolgáló új módszer kidolgozásáért és a módszer sikeres alkalmazásáért" kapta. Azóta is ezen a területen dolgozik. Kristály szerkezetek, röntgen- és elektrondiffrakció útján történő meghatározásával további politip és rendezetlen struktúrák vizsgálatával foglalkozik.

Hargittai Csaba, a KFKI tudományos munkatársa, jelenleg a Fémfizikai Osztály vezetője. 1939-ben született Budapesten. A csepeli Jedlik Ányos gimnáziumban érettségizett és az Eötvös Loránd Tudományegyetemen végzett, mint fizikus. 1962-ben került a Központi Fizikai Kutató Intézetbe előbb az elméleti osztályon dolgozott. Kutatómunkája elsősorban a fázisátalakulások tárgykörébe esik. A díjat „a magnetohidrodinamikai és plazmafizika területén, valamint másodrendű fázisátalakulások és a kritikus jelenségek elméletének problémái terén végzett munkájáért" nyerte el. Ezen a területen új eredménye a lokalizált spinfluktuációk elméletében az ún. tömegnövekedési effektus leszármaztatása, valamint a virtuális nívószélesség és az atomon belüli elektron—elektron kölcsönhatások becslése a mért ellenállás fajhője alapján. Rövid angliai tanulmányútja óta a gyengén ferromágneses fémekben létrejövő fluktuációkkal foglalkozik.

Hargittai Csaba társadalmi munkát elsősorban szemináriumok, ismeretterjesztő előadások tartásában, nyári iskolák szervezésében végez.

Az 1971. Gyulai-díjat **Kroó Norbert**, a fizikai tudományok doktora, a KFKI Optikai Főosztályának főosztályvezetője nyerte el. Kroo Norbert 1958-ban szerzett oklevelet az Eötvös Loránd Tudományegyetemen. mint fizikus, 1966-ban SUB AUSPICIIS REI PUBLICAE avatták doktorrá. 1958 óta dolgozik a Központi Fizikai Kutató Intézetben, mint a neutronfizikai kutatások aktív résztvevője. 1963-ban egy évig Svédországban dolgozott a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség ösztöndíjával. 1965-ben védte meg kandidátusi disszertációját, melyben a hideg neutronok szóródása segítségével kvázifononok létezését mutatta ki folyékony argonban. Ezután érdeklődése elsősorban a virtuális magnonállapotok kérdésköre felé fordult, majd a mágneses szennyezések körüli spinhullámok vizsgálatával foglalkozott. Ebből a tárgykörből készült doktori disszertációja is. 1969-ben neutronfizikai kutatásaiért megkapta az Akadémiai-díj I. fokozatát. 1968—71-ben a Dubnai Egyesített Atomkutató Intézet Neutronfizikai Laboratóriumának igazgató helyettese volt. A Gyulai-díjat a következő kísérőszöveg mellett ítélték oda számára: „Kondenzált rendszer mikrofizikájának területén főként neutronfizikai módszerekkel végzett kutatásaiért. Kiemelkedő munkássága van korrelációs technika alkalmazásában a neutron-

fizikában és impulzus neutronforrások felhasználásában a szilárdtestfizikai kutatásokban."

Az 1972. év Gyulai-díjasa **Angeli István**, a fizikai tudományok kandidátusa, a debreceni Egyetem docense. 1954 júliusában került az MTA Debreceni Fizikai Kutató (későbbi nevén Atommag Kutató) Intézethez. Itt a következő témákkal foglalkozott: fémek durvaszerkezetének vizsgálata radioaktív gamma-sugarakkal, laboratóriumi kísérletek az uránnak szénhamuban történő elődúsítására, számítások homogén, vízforraló típusú reaktor temperatúra koefficiensére vonatkozólag a $^{23}Na_{(\mu, p)}{}^{26}Mg$ magreakció gerjesztési függvényének vizsgálata. Ez utóbbi témából készült 1962-ben megvédett egyetemi doktori értekezése is.

Ezután az ATOMKI neutron-generátor csoportjában elsősorban gyors (14 MeV) neutronok totalis hatáskeresztmetszetének mérésével, azok finomszerkezetével és sugárvédelmi problémákkal foglalkozott. 1967 szeptembere óta mint, a KLTE Kísérleti Fizikai Tanszékének docense oktató munkája mellett folytatta magfizikai kutatásait. A Gyulai-díjat „A gyorsneutron hatáskeresztmetszetének vizsgálata terén elért eredményeiért. Az elasztikus és nonelasztikus hatáskeresztmetszetek az általa felállított félklasszikus optikai modell segítségével leírhatók, ezekből nyert adatok a kísérletekke megegyezőek" indokolással kapta. Legutóbbi munkáiban kimutatta, hogy nemcsak a totális, hanem az integrált keresztmetszetek is leírhatók a fenti modell segítségével. A nonelasztikus adatokból meghatározta a magrádiusz paramétereket, amelyek értéke és tömegszámfüggése megegyezik az elektron szórásból nyert adatokkal.

1973-as Gyulai-díj: **Tóth Gábor**, a Budapesti Műszaki Egyetem Fizika Tanszékének adjunktusa.

Tóth Gábor 1935-ben született, középiskoláit Sárospatakon és Budapesten végezte. 1957-ben szerzett matematika—fizika szakos tanári diplomát az ELTE-n. Egy évi középiskolai működés után 1958-ban lett a BME-n tanársegéd, itt 1962-ben bekapcsolódott a tanszéken folyó vákuumfizikai vizsgálatokba, a diffúziós szivattyú elméletét gázkinetikai alapon tárgyaló egyetemi doktori disszertációját 1963-ban védte meg. Ekkor nevezték ki adjunktusnak.

A Gyulai-díjat „A diffúziós szivattyú korszerű elméletének kidolgozásáért" kapta. Ez a téma áll tudományos munkájának középpontjában. E mellett igen intenzív oktatási munkát végez. A szoros értelemben vett oktatás és jegyzetírás mellett sokat foglalkozik oktatásmódszertani kérdésekkel is.

VÉLEMÉNYEK

A TANULÓK ÉRDEKÉBEN KÉSZÜLNEK A SZEMLÉLTETŐ ESZKÖZÖK?

Csekő Árpád

Az oktatásban való felhasználás miatt szükség van annak a régen felismert igazságnak napjainkra is vonatkoztatható értelmezése, hogy a tudásunk alapja a tapasztalás. Az érzékszerveinkkel történő közvetlen ismeretszerzésnek ősi formája mellett sokféle ok miatt egyre több közvetítő berendezéssel való észlelés alakul ki. Fokozódik az érzékeléssel való tapasztalatszerzés közvetetté válása azért is, mert az érzékszerveink korlátait kell tágítanunk és a megbízhatóság miatt sok megfigyelésre, átlagok kialakítására, a legvalószínűbb részjelenségek kiválogatására van szükség. A környezetünkről való tapasztalatszerzés fokozatosan még közvetettebbé válik. A következő fokon a világról rögzített és tárolt információkat tőlünk függő hely — és idő — eltolással képek, hangok útján másodlagosan érzékeljük. (A Lunohod ismeretközvetítése még több áttétellel történik.)

A tapasztalásnak az életkorral csak részben összefüggő fejlődésében eleinte kizárólag a közvetlen érzékelés játszik szerepet. Az egyénekben a szakműveltségük növekedtével készség alakul ki arra, hogy nemcsak elhittnek, hanem a közvetlen érzékeléssel egyenlő valóságos tapasztalatnak értékeljék a valóságról készített másodlagos információkat is. Az ismeretszereztetésben az előbbiek értelmében célszerű a közvetlen és a közvetett tapasztaltatást párhuzamosan alkalmazni, mégpedig úgy, hogy a fejlődés előhaladása során az utóbbi válhassék uralkodóvá.

Ami mostmár ennek az ismeretszereztetési alapfolyamatnak a tanításban való érvényesülését illeti, nagy örömmel vehetjük észre, hogy alkalmazása mind nagyobb eredménnyel szélesedik. Az érzékeltetés ma már olyan tantárgyakban is döntő szerephez jut, amelyeknek oktatói régen az egyszerű külső szemléltetés fegyvereivel alig éltek. Ilyen irányban nagy fejlődés következett be például a nyelvi tárgyakban, azzal, hogy például magnóval az ősi-, táji-emlékeket, nagy emberek-, jókiejtésű előadók hangját „eredetiben" élveztetik és hogy a tanulók saját kiejtési próbálkozásaikat azonnal visszahallhatják, a jót tetszőleges számszor megismételhetik. A távlatokat és az analógiákat is megcsillantó helyes utat lássuk be a hegyek kialakulásának következő tanítási módján. A kiránduláson, a hegyekben szerzett emlékeket diákkal idézzük fel, majd írásvetítővel transzparens rajzsorozatot (Pl. Transart catalogue 1971) vetítünk a tanulók elé, amely lapokon a tanár saját rájegyzéseivel pillanatnyi élményeket is kelthet. A hegyalakulás modelljeit, valamint a hozott köveket közvetlenül is, majd közvetítő eszközökkel is vizsgálják. A következő hegyalakulás értelmezésekor az esetleg nehezen megoldható kirándulást már filmvetítés helyettesítheti. Ez utóbbi talán már tanári vezetés nélkül is történhetik.

Az ún. korszerű szemléltető eszközöknek általános elterjedésére megvan minden remény. Feltűnő az, hogy milyen nagy választékban és mennyire kompletten kaphatók, ugyanakkor a hagyományos kísérleti eszközök beszerzésében a legnagyobb nehézségek vannak! (Fiz. Szle 1972/1—25.)

A címre adandó válasz érdekében állapodjunk meg a szemléltető eszközök következő — fizikatanár szemszögéből készült — értékelésében.

A világ egyes tárgyaiból szokás gyűjteményeket készíteni, amelyeknek tagjait közelebbi szemlélés

céljából a tanterembe visszük. Ha ezeknek az elsődleges szemléltető eszközöknek nemcsak tulajdonságait akarjuk érzékeltetni, hanem a rajtuk végbemenő jelenségeket is, akkor azokat kísérleti eszközökként tartjuk nyilván.

Elsődleges közvetítők azok az eszközök, amelyek némely jelenséget számunkra érzékelhetővé tesznek (Lumineszkáló Röntgen-árnykép), illetőleg látásunk hallásunk korlátait kiterjesztik, valamint több embernek teszik lehetővé az egyidejű észlelést.

Másodlagossá válik a valóság tapasztalása, ha a jelenségről az információsereget megörökítjük, majd azt tárjuk alkalmas berendezésekkel a tanulók elé.

Külső, illetőleg belső szemlélést biztosít az az oktató tevékenységünk, amikor az értelmezésre modelleket alkotunk.

Az anyag szükséges redukciója miatt harmadrendűnek kell minősítenünk a gyakorlati alkalmazások szemléltető eszközeit.

A szemléltető eszközök felhasználási rangsorolásához a tanulók kora a leginkább figyelembe veendő szempont. Az általános iskolában, amelyik iskolának „a természettudományos alapfogalmak empirikus-induktív kialakítása a feladata" (Fiz. Szle. 1972/4—128.), az elsődleges szemléltető eszközökre, valamint közvetítőkre van szükség. A középiskolában a gyorsabb előhaladás miatt eluralkodó, csak másodlagos szemléltetést alkalmazó, esetleg puszta krétafizikatanításra jó volna megszívlelni a következő igen tapintatosan fogalmazott intelmet: „Általában fokozni lehetne a kísérleti alapok bemutatását." (Fiz. Szle. 1972/12—386.) A felsőbb iskolákban érettebbek a hallgatók ahhoz, semhogy ott az alsóbb iskolákban mulasztott tapasztaltatásokból valamit is pótolhatnánk! Ezért a felsőbb iskolákban csak a magasabb szintű alapismeretek demonstrálása kerülhet sorra. A nagyobb hallgatólétszám miatt elengedhetetlen különleges demonstrálás (vetítés, hangosítás, ipari tv.) nagyon közvetetté teszi a tapasztaltatást. Az ilyen demonstrálások csak azokat a hallgatókat nevelik jobban mint egy filmmel, vagy diákon történő bemutatás, akik a gyakorlatokon a tapasztalásban, a műszerek kezelésében valamennyire már jártasabbá váltak!

A tanulók tapasztalási igényének megítéléséhez lássunk egy példát. A kalorimetrikus mérés demonstrációja esetében ősidők óta a lényeget, az összekevert anyagok hőmérsékletének változását, nem érzékelik a tanulók, hanem elhiszik, hogy a tanár jól olvasta le a hőmérőt. Tehát csak a segédkező tanulókat tanítják helyesen! Sok más kísérlet során a jó tanítás még az elől ülő tanulókra is kiterjed. Ennek a tanítási eljárásnak kijavítására melyik alábbi eljárást kellene általánossá tenni?

1. A hagyományos hőmérő úgy legyen kivetítve, hogy minden tanuló leolvashassa (Fiz. Tan. 1969/1). 2. A tanár az előadó asztalon, a tanulók saját asztalaikon levő berendezéssel végzik a mérést. 3. A tanár elektromos demonstrációs hőmérővel mér (Phywe Kat P 503). 4. A demonstrálás hagyományos hőmérővel és tv közvetítéssel. 5. Filmen mutatjuk be a mérést. 6. Írásvetítővel, vagy krétával a mat. modellek alapján pusztán igazoló számításokat végzünk.

Ez az egyetlen példa is megsejteti a tanulók tapasztalatszerzési igényét kielégítő oktatói, tantervi, eszköztervezői, gyártási vonatkozásait, valamint mindezeknek anyagi kihatásait. Az előbbi felsorolás jelenlegi helyzetének felmérése alapján a címbeli kérdésre a válasz kettős. A hagyományos szemléltető eszközök, kísérleti összeállítások valóban a tanulók érdekében készülnek. (A múltban nem.) Az ezekre kiadott összeg azonban elenyésző töredéke annak, amit némely iskolában az ún. korszerű szemléltető eszközökre kiadtak! Önként adódik a kérdés: Vajon nem csupán a profit miatt gyártják olyan buzgón azokat?

A tanulók és gyártók érdekeinek eltérését jól megmutatja két legmodernebbnek mondott eszköznek méretezési hibája. 11 évvel ezelőtt Társulatunk kis könyvtárszobájában mutatta be Baez először a kazettás keskenyfilmvetítőnek „oktatásra tervezett változatát", amelynek 3 perces témái „az elmaradt osztályokban jó segítséget adnak". A rögtön szóvá tett kifogásunkra, hogy nem tantermi, hanem házi, kis szobában való vetítésre tervezték, azóta sem javítottak. Viszont a legkitűnőbb főiskolai, egyetemi szintű fizikai filmek óriási serege készül hozzá. Fáj az ember szíve, hogy ez az elsőrendű oktatási anyag az érdekeltek nagy többsége számára a láthatóság alsó határa körüli megvilágításerősséggel kerül ernyőre!

Éppen megfordított irányú méretezési hibával jelennek meg a piacon az újabb és újabb írásvetítők. Azért készítik feleslegesen nagy kivetítő felülettel, hogy a krétával megszokott betűnagysággal írhassanak a transzparens lapokra a tanárok? A kényszerből hosszú izzószálúra készített izzólámpák megtévesztően nagy megvilágításerősséget, de igen gyatra kontrasztot adnak. Kisebb teljesítményű pontlámpával jobb eredmény érhető el és egy ilyen gép 90°-os elforgatásával annak használati köre volna megsokszorozható.

De korszerű ám ezeknek az ún. korszerű eszközöknek a reklámozása is! Megtéveszthet némelyik írásvetítővel rendelkező tanárt a mozgó csigára, az erők összetevésére gyártott nagyon szép, de nem olcsó transzparens lapsereg. Ezek és sok más hasonló bemutatások félrevezetők is lehetnek. Ha az írásvetítő nem állandó tantermi kellék, akkor annak cipekedésével tanár, tanuló azt hiheti, hogy a valóság tapasztalásában léptek előre!

Még gondosabban bírálandó a korszerű szemléltető eszközök „tápanyaga" után — ha a berendezés valóban üzemel is — azok karbantartása, valamint javítása. Ez a probléma átvezet olyan befejezéshez, amelyben segítő javaslatok is vannak. Amint a taneszközök javításának lehetősége pillanatnyilag kizárólag egyes tanárok barkácsolási készségére szorítkozik, megoldás lehetne a nagy eszközök karbantartása és javítása úgy, hogy azt hozzáértő tanárok végezzék fizetett mellékfoglalkozásként.

Az évtizedek során felszaporodott és szokásossá vált kísérleteknek bemutatása időhiány miatt úgy ki fog maradni a tanításból, mint ahogy a 18. század óta lecsökkent a vákuumra vonatkozó légszivattyús bemutatások száma. Mi a körpályán mozgó test időszerű tanítási anyaga? Annak megértetése, hogy a kellő sebességgel mozgó űrlabort, valamint a benne „lebegő" asztronautákat, azok füzetét és íróeszközét

azok súlyos tömegének arányában vonzza a Földünk, ezért marad azonos a sebességük nagysága az egyenlő abszolút értékű gyorsulásuk mellett. Azt hogy a testek miért nyomják a mérleget, valamint azt, hogy miért nem nyomnák az űrlaboratóriumban, ma már nem elég a Newton-i számítással bizonyítani, hiszen hamarosan űrben dolgozók lesznek tanítványaink. Azoknak pedig ismeretkincsük alapvető tapasztalati pillére a tömegvonzás közvetlen érzékelése kell hogy legyen.

A szemléltető eszközök kialakításában a tulajdonképpeni fogyasztóknak, a tanulóknak kevés közvetlen szerep jut. Azoknak a tanulókra gyakorolt hatását a tanárok közvetíthetnék, ha erre volna fórum és nem látnák eleve céltalannak ilyen irányú fáradozásaikat. Jó lenne, ha a magyar tanszerekre is kialakulna az a felfogás, hogy a gyártmány jóságát a gyártó cég jele már garantálja. A javasolt, tervezett, specifikált, legyártott, majd forgalomba került eszközöknek jobbá tételében ilyen bírálatokkal igen sok tanár venne részt, ha a lapokban ezt a cégek propagálják.

Nagyon sok fontos eszköz nem kapható a Tanértben. Tantervkészítőknek, tanároknak feladata megmondani azt, melyek szükségesek leginkább a tanulóknak. Azok felsorolásán kívül vita tárgya a sürgősségük. Gyártásra, illetőleg forgalmazásra a következőket javasolhatnánk:

Demonstrációs időszakaszmérő 10^{-1} és 10^{-4} s alsó határral

Rugós erőmérők 10, 250, 1000 pond felső határokkal

Légpárnás egyenes pálya és vetíthető légpárnás asztal

Legalacsonyabb fordulatszámokra is változtatható motor

Demonstrációs hőmérő

12 cm átmérőjű kondenzoros, bármilyen irányú tárgy képét függőleges ernyőre könnyen kivetítő készülék

Hullámzások megértetésének készlete

Vetíthető elektrométer 10, 400, 1500 V felső határokkal

Optikai padra fogható Hg és Na lámpa

Tantermek sötétítő berendezése

300 MHz elektromágneses hullámzás készlete

Erősítő készülék a demonstrációs VA-mérőhöz

A tömegvonzás demonstrációs eszköze

10^{-11} A érzékenységű demonstrációs galvanométer

Eszközöket tartó és felfogó, összehangolt állványrendszer

Házi szabvány az eszközök illesztéséhez

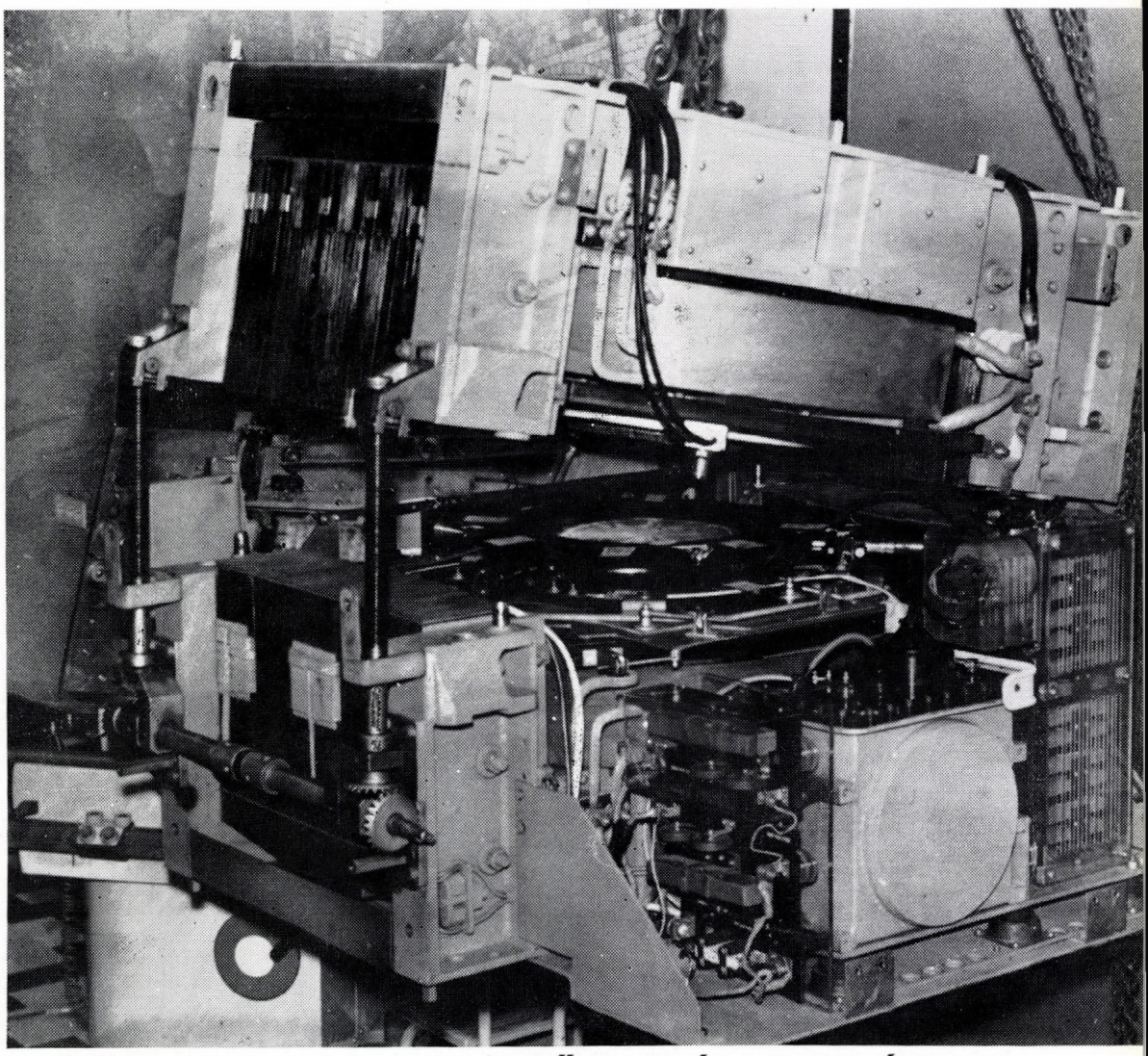
Ennek a felsorolásnak célja az is, hogy van ám tennivalója a Tanértnek az elsőrendű eszközök előállítása terén, mielőtt a másodrendű ún. korszerű eszközök gyártásába fogna.

Rá kell arra is eszmélni, hogy az ún. korszerű eszközöknek országos méretű beszerzése a tanulóknak előnyére is, de egyben azok magas ára miatt egyéni életkörülményeinek rovására is szolgálhat. A költségesebb szemléltetési berendezéseket, mint amilyen a zártláncú tv, az oktatógépes tantermek, a nyelvi laboratóriumok, a visszajelzős számonkérő termek bevezetését lépésenkint kell végezni. Sajnos csak propagáló jellegű, előzetesnek számító híradások jelennek meg róluk, nem pedig az általános használatbavételükre vonatkozó, megfontolt bírálatok. Lehetséges, hogy a lelkendező híradásoknak gyors megszűnéséből elhamarkodottan következtet a tanárok nagy többsége a kísérletek sikertelenségére! Bizonyára nagy jövőt jósolna sok tanár annak, hogy a fizikai, kémiai, biológiai, rajz, zene, kézimunka, gazdasági, háztartási, sok egyéb szakjellegű speciális, majd nyelvi laboratóriumok után olyan matematikai laboratóriumok épüljenek, amelyikben a négyjegyű táblák és logarlécek átugrásával a tanulók mindegyike már korszerű számítógépen kezdi kifejleszteni matematikai gondolkodását... Gazdaságilag ez pillanatnyilag megoldhatatlan.

A szerkesztésért felel: Túriné Frank Zsuzsa
Szerkesztőség: Budapest V., Anker köz 1. Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Távbeszélő: 227–040
A kiadásért felelős: Siklósi Norbert igazgató
Kiadja a Lapkiadó Vállalat, Budapest VII., Lenin körút 9–11. Levélcím: 1906. postafiók 223 Távbeszélő: 221–293
74.391 Akadémiai Nyomda Budapest V., Gerlóczy utca 2. — Felelős vezető: Bernát György
Terjeszti a Magyar Posta. Előfizethető bármely postahivatalnál, a kézbesítőknél, a Posta hírlapüzleteiben és a Posta Központi Hírlap Irodánál (KHI, 1900 Budapest V., József nádor tér 1.) közvetlenül vagy postautalványon, valamint átutalással a KHI 215-96162 pénzforgalmi jelzőszámlára
Előfizetés egy évre 72,— Ft: egyes szám ára 6,— Ft. Megjelenik havonta

fizikai szemle

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat lapja



25 ÉVES A SZOVJET–MAGYAR MŰSZAKI ÉS TUDOMÁNYOS EGYÜTTMŰKÖDÉSI EGYEZMÉNY

1974/7

A szerkesztőbizottság elnöke:

Marx György

A szerkesztésért felelős:

Túriné Frank Zsuzsa

A szerkesztőbizottság titkára:

Berényi Dénes

Szerkesztőbizottság:

Balázs Béla, Barlai Katalin, Barta György, Bozóky László, Csekő Árpád, Dede Miklós, Fehér István, Flórián Endre, Gaal István, Garay András, Groma Géza, Haiman Ottó, Hoffmann Tibor, Holics László, Károlyházy Frigyes, Keszthelyi Lajos, Kovács István, Mátrainé Zemplén Jolán, Mihály László, Schanda János, Soós Károly, Szigeti György, Tóth Eszter, Valkó I. Péter, Vermes Miklós

Címképünk:

Az Országos Onkológiai Intézetben három éve működő 25 MeV-s szovjet betatron. A szétnyitott mágnespólusok között látható a vízszintesen fekvő (fekete) körkörös gyorsító cső.

TARTALOMJEGYZÉK

Kiss Dezső: 25 éves a szovjet—magyar tudományos és műszaki egyezmény
G. N. Flerov: Transzurán elemek
Kroó Norbert—Rosta László—Vizi Imre: Kondenzált rendszerek vizsgálata háromtengelyű kristály spektrométerrel
Fényes Tibor: Magfizikai kutatások Dubnában
Szívós Károly—Deme Sándor: A hazai atomerőmű program jelene és távlatai
E. I. Sarapov: Impulzus üzemű reaktor és neutron spektroszkópia

ESEMÉNYEK

L. A. Arcimovics

Díjak

СОДЕРЖАНИЕ

Д. Кишш: 25 лет со дня подписания советско—венгерского согласования по научному и техническому сотрудничеству
Г. Н. Флеров: Изыскание и синтез транс-урановых элементов
Н. Кроо—Л. Рошта—И. Визи: Исследование конденсированных систем при помощью трехосевого спектрометра
Т. Феньеш: Исследования по ядерной физике в ОИЯИ — Дубна
К. Сивош—Ш. Деме: Положение и перспективы программы ВНР по ядерным электростанциям
Е. И. Шарапов: Импульсный реактор и нейтронная спектроскопия

СОБЫТИЯ

Л. А. Арцымовии

INHALT

D. Kiss: 25 Jahre seit dem Abschluss des sowjetisch—ungarischen Abkommens über wissenschaftliche und technische Zusammenarbeit
G. N. Flerow: Die Suche nach Transuran-Elementen und ihre Herstellung
N. Kroó—L. Rosta—I. Vizi: Die Untersuchung kondensierter Systeme mit einem dreiachsigen Kristall-Spektrometer
T. Fényes: Kernphysikalische Forschungen in Dubna
K. Szívós—S. Deme: Das ungarische Kernkraftwerk—Programm: Situation und Perspektiven
E. I. Scharapow: Der Impulsreaktor und die Neutronenspektroskopie

EREIGNISSE

L. A. Arzymowitsch

CONTENTS

D. Kiss: 25 years ago: The signment of the Soviet—Hungarian agreement on scientific and technical co-operation
G. N. Flerov: The search for trans-uranium elements and their production
N. Kroó—L. Rosta—I. Vizi: The investigation of condensed systems with a three-axis crystal spectrometer
T. Fényes: Nuclear physics research in the Dubna Institute
K. Szívós—S. Deme: The Hungarian nuclear power plant programme: situation and outlooks
E. I. Sharapov: The pulsed reactor and neutron spectroscopy

EVENTS

L. A. Artsymovitch

fizikai szemle

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

Alapította Eötvös Loránd 1891-ben Mathematikai és Physikai Lapok néven

XXIV. évfolyam 7. szám 1974. július

25 ÉVES A SZOVJET—MAGYAR TUDOMÁNYOS ÉS MŰSZAKI EGYEZMÉNY

Kiss Dezső
Központi Fizikai Kutató Intézet

Ez évben ünnepeljük a szovjet—magyar tudományos és műszaki együttműködési egyezmény megkötésének 25 éves évfordulóját. Az eltelt negyedszázad elégséges idő ahhoz, hogy mérleget készítsünk e kapcsolatok jelentőségéről, súlyáról, fejlődéséről. A nemzetközi kapcsolatok mindig fontos szerepet játszottak a tudományos fejlődésben, az információ állandó, gyors, friss áramlása, a közös tudományos erőfeszítések hallatlan mértékben elősegítették a tudomány forradalmi kifejlődését az egész világon. Nincs a földön olyan ország, amely ma élni tudna nemzetközi kapcsolatok nélkül. Nyilvánvaló azonban, hogy másként vetődik fel ez a kérdés a hatalmas, iparilag és tudományosan fejlett országok esetében, mint a Magyarországhoz hasonló kis országok életében. Amíg az előbbiek számára a szerteágazó nemzetközi tudományos kapcsolatok pezsgővé teszik a szellemi életet, megkönnyítik és meggyorsítják a tudományos fejlődést, addig az utóbbiak a szükséges anyagi erők koncentrálására nem lévén képesek, továbbá nélkülözve az ipari hátteret, egyszerűen életképtelennek bizonyulnak a tudományos kutatás legtöbb területén. Ezért olyan vitális kérdés számunkra a magyar tudomány bekapcsolása a nemzetközi vérkeringésbe. A Szovjetunió volt az első ország, amely ezen a területen is már 25 évvel ezelőtt segítségünkre sietett és ettől az időtől kezdve a magyar tudományos élet szorosan összefonódott a szovjet tudománnyal: a tudományos életben is a legfontosabb együttműködő partnerünk a Szovjetunió.

A tudományos kapcsolatoknak rendkívül szerteágazó formái alakultak ki az idők során: kezdve az „egyszerű" információcserétől, a közös konferenciákon, összehangolt tervek kidolgozásán keresztül a legmagasabb szintig, a tudományos kollaborációig, a tudományos mérések közös végzéséig. Ez utóbbi képviseli a legfejlettebb formát, nyújtja a legtöbb előnyt és a legnagyobb perspektívát ígéri. Az elmúlt 25 esztendő alatt tanúi lehettünk a szovjet és magyar fizika közti kapcsolatok kiszélesedésének, elmélyülésének, virágba borulásának. Érdekes és tanulságos volna a történelem tükrében végigkísérni ezt a nagyarányú fejlődést, azonban a jelen cikk terjedelme ezt nem teszi lehetővé. Alig akad ma Magyarországon olyan kutatóhely, amely ne rendelkezne tudományos kapcsolattal a Szovjetunió megfelelő intézeteivel. A szerző meg van győződve arról, hogy e cikk akkor töltené be igazán feladatát, ha ismertetné e sokirányú, tarka kapcsolatok formáit és nem feledkezne meg egyetlen szovjet és egyetlen magyar kooperációs partnerről sem. Ugyanakkor érzi, hogy egy ilyen várakozásnak nemcsak az adott cikk óhatatlanul limitált terjedelme, hanem egyébként ismeretei és információi hiányában sem tud eleget tenni. Bízik abban, hogy az olvasó megérti, hogy elsősorban csak a KFKI és néhány szovjet partnerintézet kapcsolatából tud felvillantani néhány epizódot és így a szovjet—magyar tudományos kapcsolatok seregszemléje helyett inkább ízelítőt ad e kapcsolatok jellegéről és fontosságáról. Nem szándéka ezzel valamilyen fontossági sorrendet kialakítani és lebecsülni a cikkben nem szereplő kapcsolatok fontosságát és jelentőségét.

Elsőként kell megemlíteni a VVRSZ reaktort, amelyet a Szovjetuniótól vásároltunk 1959-ben, A reaktor ma is egyik legnagyobb tudományos „eszközünk", amelynek léte valósággal forradalmasította a hazai magfizikai, magkémiai, izotóptermelési és szilárdtest fizikai kutatásokat és egészen új perspektívákat tárt a magyar fizika elé.

Nem elfogultság, ha úgy vélem, hogy a szovjet—magyar kapcsolatokban a fizika területén a legforradalmibb előrelépést a dubnai EAI létrehozása jelentette 1956-ban. Ma is e nemzetközi intézet — amely egy kedves kis városkában, a mintegy 15 000 lakosú, Moszkvától 130 km-re Északra fekvő Dubnában nyert elhelyezést — tekinthető leginkább e kapcsolatok fellegvárának. Évente általában mintegy 20—30 magyar fizikus, mérnök, vegyész, sőt kisebb számban technikus és laboráns dolgozik állandó jelleggel (néhány évig) az intézetben. Engedtessék meg ezért, hogy a többi intézetnél nagyobb mértékben foglalkozzam a szocialista tábor e *közös* intézetével.

Az intézet egyedülálló lehetőséget biztosít elsősorban a részecskefizika és magfizika, de bizonyos speciális vonatkozásokban a szilárdtestfizika és kémia területén is. Az egyedülálló lehetőségek elsősorban néhány nagy és különleges berendezés-

nek köszönhetőek, mint pl. a 10 GeV-os szinkrofazotron, a 660 MeV-os szinkrociklotron, a tandem és nehézion gyorsító és az impulzusreaktor (IBR). Talán nem felesleges, ha az alábbiakban felsorolom az intézet laboratóriumait és a laboratóriumok igazgatóit:

Nagyenergiájú Fizikai Laboratórium,
(A. M. Baldin)
Magproblémák Laboratóriuma,
(V. P. Dzselepov)
Magreakciók Laboratóriuma,
(G. N. Fljorov)
Neutronfizikai Laboratórium,
(I. M. Frank)
Számítástechnikai és Automatizálási Laboratórium (M. G. Mescserjakov)
Elméleti Fizikai Laboratórium,
(D. I. Blohincev)
Új Gyorsítási Módszerek Osztálya,
(V. P. Szarancev)

Az intézet legfelsőbb irányító szerve a teljhatalmú kormánymegbízottak értekezlete. Ez az egész intézetre érvényes döntéseit a Tudományos Tanács és a Pénzügyi Bizottság ajánlásai alapján hozza. A Tudományos Tanácsnak van egy alacsony-, és egy nagyenergiás fizikai, valamint egy elméleti fizikai szekciója. Az alacsonyenergiás Tudományos Tanács 3 bizottságot foglal magában: a magspektroszkópiai, a neutronfizikai és nehézionfizikai bizottságot. A nagyenergiás fizika megfelelő bizottságai: a fotoemulziós, kamrás és a számlálós kísérletek bizottságai. A testületi vezetés minden fokán minden társország képviselteti magát, állandó tagokkal és esetenként szakértőkkel. Hazai fizikusaink is aktívan kiveszik részüket az ilyenirányú feladatokból.

Bár a hazai fizikusok egy része hosszabb időt töltött Dubnában, vagy jelenleg is kooperációs kapcsolatot tart fenn vele, másik része pedig részt vesz a dubnai intézet testületi munkájában, e sorok írójának mégis az az érzése, hogy a szakemberek szélesebb köre számára nem eléggé és csak általánosságban ismeretesek a dubnai intézet nyújtotta lehetőségek, az ott folyó, világviszonylatban kiemelkedő tudományos kutatások részletei, ezért javasolta a Fizikai Szemle Szerkesztő bizottságának egy olyan sorozat megindítását, amelyben néhány kiemelkedő dubnai tudós számolna be az általa művelt tudományterület problémáiról, eredményeiről, lehetőségeiről. A sorozat célja, hogy a fizikus kollégák közül azok, akik nem specialisták az egyes szűk területeken, magasszintű, de könnyen befogadható ismereteket szerezzenek a dubnai eredményekről, lehetőségekről.

A nagyenergiájú fizikában a Szovjetunióval való kollaboráció lehetősége sokkal több, mint a többi tudományág esetében: egyenesen létkérdés. Ezt könnyen megérthetjük, ha arra gondolunk, hogy az alapkutatások terén világviszonylatban a nagyenergiájú részecskefizika művelése igényli ma a legnagyobb beruházásokat és összegeket: egy modern, nagy gyorsító létesítésének költségei többszáz millió rubelre rúgnak, ami természetesen egyértelműen meghatározza, hogy kis országok nem is álmodhatnak ilyen gyorsító hazai létrehozásáról. A gyorsítók üzemeltetése is rendkívül költséges, áramfogyasztásuk például egy közepes méretű magyar város áramfogyasztásával ér fel. Ha nem lenne lehetőségünk a Szovjetunióval való együttműködésre, akkor a fizikának ez az egyik legperspektivikusabb, az anyagi világ megismerésében legmélyebbre hatoló ága, amelynek annyi új ismeretet, világképünk olyan méretű változását köszönhetjük, teljes mértékben hiányozna a hazai tudományos élet spektrumából és legfeljebb irigységgel vegyes csodálattal értesülhetnénk különböző tudományos folyóiratokból a mikrovilág kutatásának csodálatos eredményeiről. De nemcsak a gyorsító rendkívül költséges, hanem a kísérletekhez felhasznált detektorok (pl. buborékkamra) is, amelyek hazai létrehozása szintén irreális, — bár méretükkel, költségkihatásukkal és bonyolultságukkal természetesen nem mérhetők a gyorsítókhoz.

Vessük ezzel szembe — és itt érezzük át igazán a Szovjetunióval való nemzetközi kapcsolataink jelentőségét — hogy a dubnai intézet létrehozása óta a kis számú lelkes hazai kísérleti részecskefizikus gárda lehetőséget nyert a mammutgyorsítón való tudományos kutatásra és részese lett annak az impozáns nemzetközi hadseregnek, amely ostromolja — és sikerrel — a mikrovilág legrejtettebb titkait. Erről nemcsak számos publikáció tanúskodik, hanem az is, hogy különböző nagy nemzetközi rendezvényeken gyakran szerepel fundamentális tudományos kutatásokról szóló beszámolókban a budapesti laboratórium, illetve munkatársainak neve. Egy ilyen munkáért részesült tavaly pl. az Akadémiai Díj-ban a hazai részecskefizikus kollektíva néhány tagja (K°-regeneráció). Ez a mérés nemzetközi viszonylatban egyike a legizgalmasabb kísérleteknek; fundamentális eredményeket hozott a nagyenergiájú kölcsönhatások világában.

A hazai kísérleti részecskefizikai laboratórium egy másik, hosszú idő óta tartó közös mérése a 76 GeV-os protonok propánnal töltött buborékkamrában való kölcsönhatásának vizsgálata. Ez a mérés éppúgy, mint az előbbi, Dubna segítségével a mérés idején a világcsúcsot jelentő nagy Szerpuhov-i gyorsítón történt. Íme, részecskefizikusaink eljutottak a világcsúcsot jelentő gyorsítóberendezéshez!

Külön kell szólnunk az ún. Új Gyorsítási Módszerek Osztályáról, amelyben rendkívül nehéz, súlyos technikai problémákat megoldó, intenzív kutatómunka folyik egy nagyon szellemes, a tradicionálistól teljesen eltérő és sokat ígérő gyorsítási elv, az ún. kollektív gyorsítás* előnyeinek technikai realizációja érdekében.

A Magproblémák Laboratóriumában magasszintű magspektroszkópiai mérésekre, eddig nem

* Kiss Dezső: Fizikai Szemle 1974. február.

ismert új izotópok előállítására és tanulmányozására nyílt lehetőség és ezzel a magyar kutatók bőven éltek a debreceni ATOMKI-ból és a KFKI-ból egyaránt. Az ATOMKI dubnai csoportja a hároméves kísérleti munka során 4 új izotópot, 1 új hosszúéletű izomer állapotot és többszáz új gamma átmenetet ismert fel elsőnek. A gamma-konverziós elektron és gamma-gamma koincidencia spektrum analízise alapján részletes információt nyert a gamma átmenetek multipolaritására, a gerjesztési nívók energia, spin és paritás értékére, az ε/β^+ arányra, a bomlássémára és — az elméleti és kísérleti eredmények összevetése alapján — az atommagok szerkezetére.

Az ún. JASZNAPP program — s benne a magyar csoport — az EAI tudományos munkáinak versenyében elnyerte az 1972. év legjobb alacsonyenergiájú magfizikai munkája címet (összintézeti vonatkozásban a második díjat). 1972-ben Magyarországon a csoport akadémiai díjat nyert.

1971 eleje óta a KFKI Magfizikai Főosztályának és az EAI Magproblémák Laboratóriumának egy-egy csoportja közösen vizsgálja a 670 MeV-os protonokkal létrehozott magreakciókat. A hosszú ideig Dubnában dolgozó kutatók csak egy részét képezik a kooperáló magyar csoportnak, a csoport másik része az otthoni előkészítésen kívül időnként néhány hónapos kinti munkát végez.

A vizsgált reakciók lehetőséget adnak mélyen fekvő héjakban egy és két-lyuk gerjesztések létrehozására és segítségükkel a magbeli nukleonok és nukleonpárok impulzus eloszlásának meghatározására. Remény van arra is, hogy a kísérleti és az elméleti módszerek pontosításával felvilágosítást nyújtanak a nukleonok közötti rövid hatótávolságú korrelációkra vonatkozóan.

A Magreakciók Laboratóriuma az extrém nehéz transzurán elemek előállítását vette célba és néhányat közülük sikerrel szintetizált. A laboratóriumban folyó nehézion gyorsító egészen új perspektívákat, lehetőségeket tárt a megfizikusok elé.

A Neutronfizikai Laboratóriumban működő impulzusreaktor (amelynek immár harmadik generációja épül) a világon egyedülálló nukleáris berendezés, amely egy rendkívül egyszerű elv alapján termel rövid impulzusokban neutronokat. Ez a reaktor neutronspektroszkópiai mérések egész sorát tette lehetővé és ugyanakkor új lehetőségeket teremtett a szilárdtestfizikusok számára, akik a neutronok segítségével vizsgálják a szilárd testek olyan tulajdonságait, amelyek más módszerrel nehezen, vagy egyáltalán nem tanulmányozhatók. Ebben a laboratóriumban hosszú évek óta találkozhatunk rendkívül aktívan és eredményesen dolgozó magyar fizikusokkal.

Viszonylag új és a kor követelményeinek megfelelően létrehozott új laboratórium a Számítástechnikai és Automatizálási Laboratórium. E laboratórium munkájában kiemelkedő szerep jutott a KFKI elektromérnökeinek, matematikusainak és emellett a KFKI kis számológépek (TPA) eladásával is öregbítette Magyarország hírnevét.

Az Elméleti Fizikai Laboratórium találkozója és munkahelye a világ, elsősorban a szocialista tábor elméleti fizikusainak. Igen erős kapcsolatot fejlesztett ki az ELTE-vel és a KFKI-val.

Egy másik, számunkra kulcsfontosságú intézet, a Kurcsatovról elnevezett moszkvai Atomenergia Intézet. Ennek az intézetnek nagy múltja, kutatási területeinek széles skálája, hatalmas mérete kiemelkedő helyet biztosít számára a szovjet intézmények között. Az intézet jelenlegi igazgatója A. P. Alexandrov akadémikus, aki rendkívül széles tudományos áttekintéssel, tapasztalatokkal, kitűnő szervezőkészséggel rendelkezik és segítőkészségének, a magyar tudósokkal való személyes kapcsolatának a hazai fizika sokat köszönhet.

A Kurcsatov Intézet egyik legfontosabb profilja a reaktorfizika és éppen ezért ezen a területen alakultak ki a legszerteágazóbb tudományos kapcsolatok. A Kurcsatov Intézettel együttműködve, a KFKI közös vizsgálatokat végzett organikus moderátorú és hűtőközegű atomerőművekkel kapcsolatban. Az együttműködés legperspektivikusabb formája az ún. ZR-6, amely az energiatermelő nagy atomerőművek zéró teljesítményű modellje és amelynek kísérleti bázisa a KFKI-ban van. Ez az együttműködés túlnőtt a két intézmény keretein és ma már 7 szocialista országnak a KGST keretében működő közös kutatási programja, amely teljesen új színfolt jelenleg a szocialista táboron belüli együttműködésben és csak büszkeséggel említhetjük meg, hogy ennek központja éppen Magyarország, ez a hazai reaktorfizikusok elismerését is jelenti. Ugyancsak a reaktorfizika területén alakult ki a termohidraulikai együttműködés, amelynek célja a VVR reaktorok hűtési problémáinak vizsgálata. A KFKI-ban most létesülő, 2,25 MW teljesítményű termohidraulikai berendezés jól illeszkedik a Kurcsatov Intézet programjához is.

Rendkívül szoros kutatókapcsolat alakult ki a reaktorfizika mellett a szilárdtestfizika és a magfizika területén is ezen intézet és elsősorban a KFKI között. Csak illusztrációként említem meg, hogy a szilárdtestfizikai együttműködés egyik sajátos formája az ún. 3 tengelyű neutronspektrométer közös elkészítése, amelynek mechanikai részét a Kurcsatov Intézetben készítették el, elektronikáját a KFKI-ban, mindenütt 2—2 példányban és így az ügyes munkamegosztás eredményeként mindkét intézet rendelkezik e nagyfontosságú kutatóberendezéssel.

A modern félvezető kutatás és gyártás egyik új módszere az ionimplantáció. E téren a Kurcsatov Intézet ugyancsak úttörő munkát végzett. 1970 végén indult meg az az együttműködés, amelynek során nem egészen 1 év leforgása alatt — rekordidő — elkészítettek és a magyar kutatók rendelkezésére bocsátottak egy ionimplantáció berendezést. E készülékkel azóta is szoros együttműködésben folynak az ionimplantáció módszerét felhasználó félvezető és egyéb szilárdtest fizikai kutatások.

A hazai reaktorfizikusok gyakran látogatnak az obnyinszki Fizikai- Energetikai Intézetbe (Obnyinszk délre van Moszkvától, kb. 100 km-re), ahol közös mérések, számítások és közös tervek kidolgozása fémjelzi a kitűnő együttműködést. Az obnyinszki intézet a gyorsreaktor kutatás szovjet fellegvára; itt kezdett működni 20 évvel ezelőtt a világ első atomerőműve. Az együttműködés gyökerei 1960-ra nyúlnak vissza, amikor közös elméleti és kísérleti vizsgálatok kezdődtek a reaktorfizikában oly fontos neutronfizikai stochasztikus folyamatok tanulmányozására. A KFKI egy külön együttműködés keretében részt vett pl. a Szever-2 kis atomerőmű tervezésében és fejlesztésében. Ezzel az intézettel a hazai hasadási fizikusoknak is szoros kapcsolata alakult ki.

Igen jó kapcsolatok alakultak ki a moszkvai FIAN (a szovjet Tudományos Akadémia Fizikai Intézete) és a KFKI között, a nagy intenzitású fény anyaggal való kölcsönhatása, az atomok és molekulák többfotonos ionizációja témában. A kvantumelektronikai kutatások legfontosabb szovjet bázisa egyébként éppen a FIAN, itt dolgozik a Nobel-díjas A. M. Prohorov és N. G. Baszov akadémikus. Ennek az együttműködésnek egy másik oldala a lézerfizikában való kooperáció, ahol a FIAN kristálynövesztő berendezést, technológiát, alapanyagokat ad át a KFKI-nak. Ezen kristályok segítségével (YAG-lézer kristály) lehet készíteni olyan megmunkáló gépeket, amelyekel vékony rétegek precíziós megmunkálását (mikroáramkörök, ellenállások) lehet beállítani. Mindenki érzi, hogy milyen nagy segítséget jelent a modernizálás útján ez a hazai elektronikai alapanyagokat gyártó iparnak.

Külön kell megemlékeznünk a FIAN és a KFKI között a kozmikus sugárzási vizsgálatok terén kialakult tudományos kooperációról. Ennek keretében a szovjet—kínai határtól nem messze fekvő, Tien-San-hegységben 3333 m magasságban működő kozmikus sugárzási állomáson folynak közös kísérleti munkák. A berendezések egy részét a KFKI készítette, sőt, a kooperációs téma iniciálása és vezetése is a magyar fizikusok nevéhez fűződik. Az itt üzemelő berendezéssel vizsgálják a galaktikus eredetű kozmikus sugárzás anizotropiáját. A mérések végzésére rendszeresen egy-egy magyar munkatárs tartózkodik e laboratóriumban. A mérési adatok feldolgozása és kiértékelése a KFKI-ban történik.

Az utóbbi években egy egészen más terület művelésére nyílt lehetőség a Szovjetunió segítségével. Megalapították az ún. INTERKOZMOSZ együttműködést, amely lehetővé teszi a szocialista tábor országai, köztük hazánk számára is, hogy szerény eszközeivel bekapcsolódjék egy olyan lélegzetelállítóan izgalmas, rendkívül perspektivikus, fiatal tudományágba, mint az űrkutatás. A Szovjetunió e program keretében lehetővé teszi, hogy rakétáira és szputnyikjaira felkerülhessenek a társországok mérőberendezései, amelyeket vagy önállóan, vagy kooperációban készítenek és a kísérletek eredményeinek feldolgozása is közösen történik. Mindenki számára közismert, hogy az űrkutatás rendkívül nagy anyagi erőfeszítéseket igényel és ez ismét egy olyan terület, ahol a nagy ipari háttérrel rendelkező, az anyagi erők nagymértékű koncentrációjára képes országok tudnak csak eredményesen működni. Az Interkozmoszprogram azonban lehetővé teszi, hogy magyar fizikusok is részesei legyenek viszonylag szerény anyagi ráfordítások felhasználásával nagy horderejű, a világűr problémáit ostromló, izgalmas kísérleteknek. Bár ezen a területen is született sok szép eredményes közös munka, várható, hogy a közeljövőben a lehetőségek rohamosan szélesednek és ez soha nem látott perspektívát biztosít a hazai kutatóknak.

És a jövő? A jövő részint azt ígéri, hogy az említett — illetve a helyhiány miatt sorra nem vett területeken tovább mélyül és szélesedik a tudományos kapcsolat a Szovjetunió és hazánk között. De többet is ígér. Lehet, hogy teljesen új területek nyílnak meg számunkra. Nem elképzelhetetlen, hogy lehetőség nyílik a termofúziós kísérletekbe való bekapcsolódásra, amelynek jelentőségét nem lehet eléggé túlbecsülni. Ez újabb távlatokat nyitna a magyar fizikusok és mérnökök előtt.

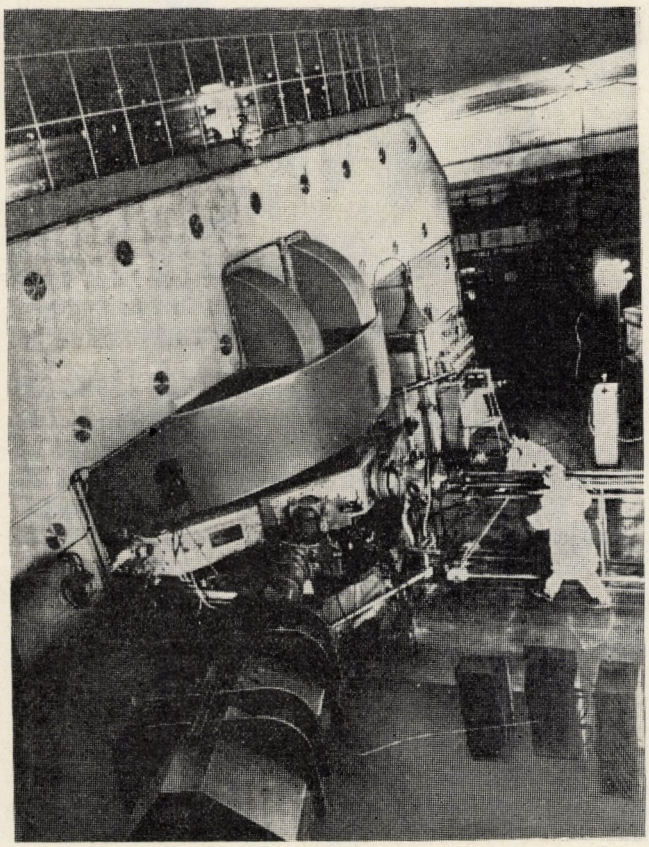
Egy ilyen bevezetőjellegű cikkben természetesen csak egy-egy epizódot lehet felvillantani illusztrációként. Nincs lehetőség a rendkívül izgalmas szakmai kérdésekben való elmélyülésre, ami pedig jogos igénye lehet a lap olvasóinak. Ezt a jogos igényt vannak hivatva kielégíteni részint azok a cikkek, amelyek a szovjet és magyar tudományos kapcsolatok egy-egy partikuláris kérdését ismertetik a Fizikai Szemle e számában, részint az a hosszútávú cikksorozat, amely a dubnai intézetben művelt kiemelkedően izgalmas tudományos kérdésekbe fog időnként betekintést nyújtani az olvasónak.

Reméljük, hogy a magyar—szovjet tudományos kapcsolatok a későbbiekben még szerteágazóbbak, még mélyebbek lesznek. Talán felesleges itt megemlíteni, hogy jó együttműködés csak akkor várható, ha a magyar tudomány irányítói ugyanolyan világosan látják, mint az érintett szakemberek, hogy ehhez elengedhetetlenül szükséges a hazai kutatóbázis erősítése, szélesítése. Ezt diktálja a józan ész, az eddigi tapasztalatok; félő, ha ilyen irányban nem kapunk segítséget, akkor légüres térben fogunk mozogni.

TRANSZURÁN ELEMEK KERESÉSE ÉS ELŐÁLLÍTÁSA

G. N. Flerov
Dubna

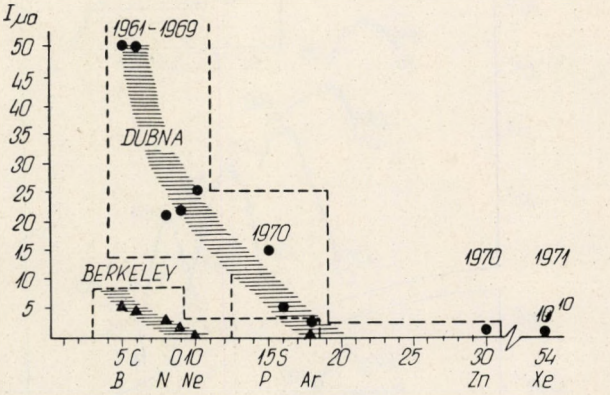
Alig több mint 10 évvel ezelőtt Dubnában, a szocialista országok nemzetközi kutatóközpontjában a kiváló szovjet fizikus, I. V. Kurcsatov akadémikus kezdeményezésére és támogatásával többszörösen töltött ionok gyorsítására alkalmas berendezést *(1. ábra)* hoztak létre azzal a céllal, hogy új transzurán elemeket szintetizáljanak, kutassák az új elemek tulajdonságait.



1. ábra. Az Egyesített Atomkutató Intézet Magreakciók Laboratóriumának U-300 jelű gyorsítója

Az Egyesített Atomkutató Intézet (EAI) Magreakciók Laboratóriumának gyorsítója 310 cm pólusátmérővel rendelkező klasszikus ciklotron. Már 10 éve ez a legjobb gyorsító olyan alapvető jellemzőket tekintve mint az energia, intenzitás vagy a gyorsítható részecskék sokfélesége. A *2. ábrán* a különböző ionfajtáknál a dubnai gyorsítónál elért nyalábintenzitás látható, összehasonlításul feltüntettük a HILAC lineáris gyorsító (Berkeley, USA) adatait is.

A kutatások megindulása óta kétségtelennek tűnt (s ma is ez a véleményünk), hogy az elemszintézis hagyományos módszerei (atomreaktorok, atomrobbantások) teljesen kimerülnek a 100 rendszámú elem közelében és további előrehaladás aligha lehetséges ezekkel a módszerekkel.

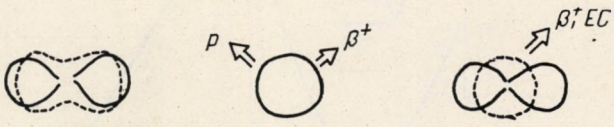


2. ábra. Az U-300 (Dubna) és a HILAC (Berkeley) gyorsítóknál, különböző ionokkal elért nyalábintenzitások összehasonlítása

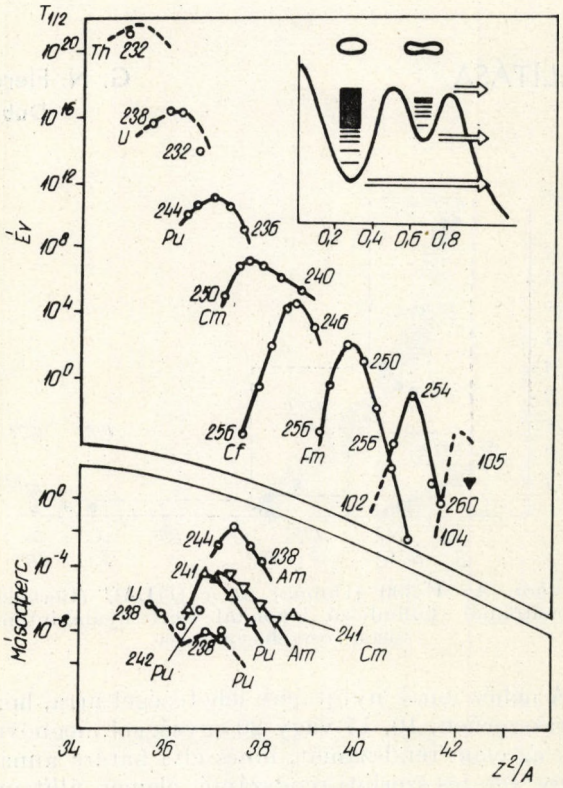
A nehéz ionok nyújtanak lehetőséget arra, hogy ugrásszerűen, 10, 15 vagy 20 egységgel megnöveljük az elem rendszámát, nincs elvi határa annak, hogy tetszés szerinti rendszámú elemet állítsunk elő. Természetesen felmerült a kérdés, hogy ilyen lehetőségek birtokában 10 éves munkával miért nem állítottunk elő pl. 20 új elemet, miért csak négyet (a 102-s rendszámtól 105-ig) s még ezekről is vita folyik. A nehézion reakciók jellemzője, hogy a transzurán elemek szintézisével együtt nagy mennyiségű háttér alfa sugárzás és spontán hasadásból eredő aktivitás lép fel s ezek nagyon megnehezítik az új elemek azonosítását. A viszony közelítőleg a következő: ha óránként az új elem 1 atomját hozzuk létre, akkor a melléktermékek atomjaiból másodpercenként 1 millió keletkezik.

Ezért már a laboratórium létrejöttétől kezdve nagy figyelmet fordítottunk a háttér aktivitást létrehozó folyamatok pl. a többnukleon átadásos reakciók, a maghasadás, a céltárgyban (főként ólomban) végbemenő reakciók tanulmányozására. Ezen reakciók eredményeképp olyan termékek jönnek létre, melyek a fermiumon túli elemekhez hasonló radioaktív tulajdonságokkal rendelkeznek.

Három új területen kezdtünk hozzá a radioaktivitás vizsgálatához *(3. ábra)*. Egyik a spontán hasadás a mag izomér állapotából, amely lényegesen különbözik az alapállapotból történő hasa-



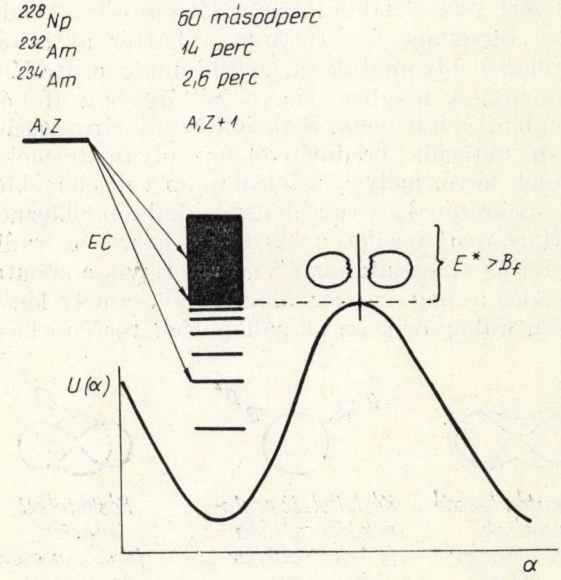
3. ábra. Új, Dubnában megindított kutatási irányok a radioaktivitás területén



4. ábra. Spontán hasadási felezési idők alap- (felső ábra) ill. izomér állapotból (alsó ábra) történő hasadás esetén

dástól [1] *(4. ábra)*. A késleltetett hasadás, melyben a stabilitási vonaltól távol eső mag β bomlás után hasad el [2] *(5. ábra)*. A harmadik új terület: a neutrondeficites magok β bomlás utáni késleltetett proton kibocsátása [3] *(6. ábra)*. Ezt a jelenséget tőlünk függetlenül Bell professzor és munkatársai is felfedezték Kanadában.

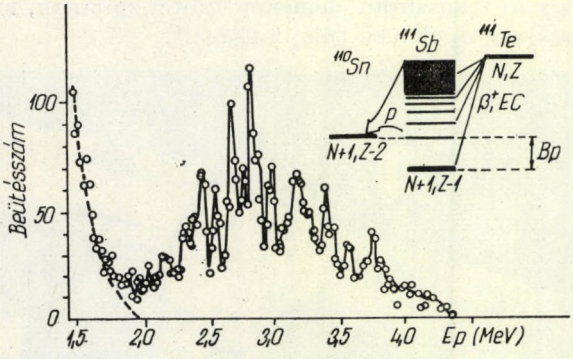
Más országok tudósai megerősítették az e téren folyó kutatások fontosságát, ma már sok laboratóriumban folynak ilyen kísérletek.



5. ábra. β bomlást követő késleltetett hasadási folyamat sémája

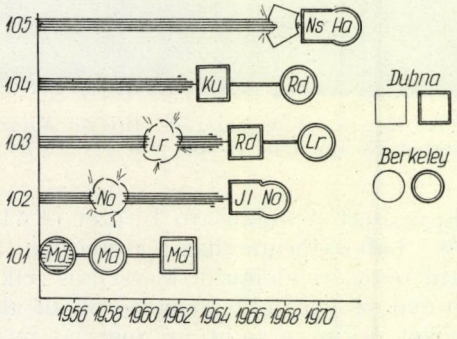
A háttéreffektusok gondos tanulmányozása adta meg a lehetőséget az új transzurán elemek (102—105) aránylag egyszerű előállítására. Az adatok végleges értelmezését lényeges hiba nélkül végezhettük el, mivel a lehetséges háttérforrásokat ismertük, hatásukat figyelembe vettük az eredmények feldolgozásánál [4].

A 102 és 103 rendszámú elemeket hitelesen azonosítottuk Dubnában az 1963—66. években. A 104-es elemet 1964-ben állítottuk elő, 1966-ban állapítottuk meg kémiai tulajdonságait.



6. ábra. A késleltetett protonok kibocsátásának folyamata és a késleltetett protonok energiaeloszlása

A 105-ös elem szintézisére irányuló kísérletek és az elem spontán hasadása vizsgálatának eredményeit 1970 elején tettük közzé egy tudományos közleményben [5], két hónappal a 105-ös elem alfa bomlásáról beszámoló amerikai közlemény megjelenése előtt. A 105-ös elem alfa bomlását és kémiai sajátosságait Dubnában is megvizsgáltuk. A történeti hitelesség kedvéért tüntettük fel a *7. ábrán* a szovjet és amerikai kísérletek időbeli sorrendjét. Elég, ha emlékeztetek arra, hogy a 102-es elemről már 27 különböző munka látott napvilágot.



7. ábra. Az új elemek előállításának időrendje

Senki előtt sem titok, hogy a 102, 103, 104 és 105 elemekkel kapcsolatos dubnai kísérleteket és az adatok hitelességét különböző amerikai tudóscsoportok kétkedéssel fogadták. A 104-es elem történetével illusztrálom, hogy mennyire jogosak ezek az ellenvetések.

A ^{242}Pu-t ^{22}Ne ionokkal bombázva 1964-ben állítottuk elő a ^{260}104 izotópot, megállapítottuk, hogy a spontán hasadás felezési ideje 0,2—0,4

másodperc (később nagyobb pontossággal újramértük s ez a mennyiség 0,1 másodpercnek adódott). 1966-ban egy másik izotóp, a $^{259}104$ kémiai tulajdonságait vizsgáltuk a reakciótermékek gázfázisban történő gyors szétválasztásával. A fizikai és kémiai vizsgálatok alapján a szerzők teljes joggal terjesztették az eredményt 1967-ben a Nemzetközi Tiszta és Alkalmazott Kémiai Unió elé és javasolták, hogy a 104-es elemet „kurcsatovium"-nak nevezzék el.

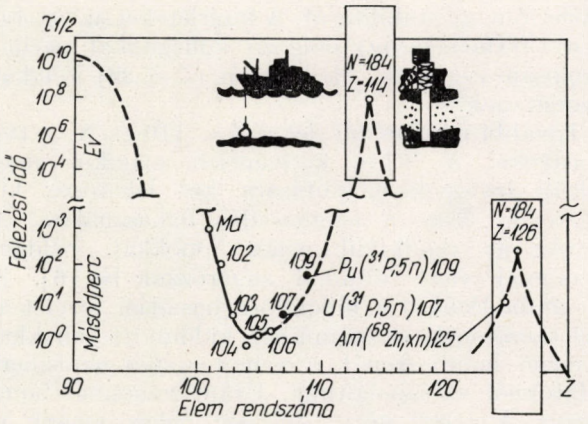
A 104-es elemmel kapcsolatos amerikai kísérletek csak az első dubnai eredmények publikálása után 4 évvel kezdődtek meg. 1968—70-ben a Berkeley-ben dolgozó csoport a 104-es elem néhány izotópjának bomlását vizsgálta. Véleményünk szerint nem voltak képesek megbízhatóan vizsgálni a spontán hasadást, mivel a módszer nem volt elég érzékeny, nem voltak képesek szétválasztani a hátteret a curium céltárgy spontán hasadásától.

Az amerikai csoport a tárgyszerű vita helyett több ízben kétségét fejezte ki a dubnai eredményekkel kapcsolatban. Méghozzá ez abban az első periódusban zajlott (1968-ig, amikor a 104-es elem szintézisére semmiféle kísérlet nem zajlott Berkeley-ben és minden kritika azon alapult, hogy kisebb rendszámú elemek ismert tulajdonságait extrapolálták, a következő években pedig nem sikerült megfigyelniük a $^{260}104$ spontán hasadását a nem kielégítő kísérleti feltételek miatt.

Az 1969-ben Dubnában lefolytatott új kísérletek során a 104-es elem egy sor további tulajdonságára derült fény, két különböző spontán hasadási felezési időt figyeltünk meg (0,1 és 3,5 másodperc), megbecsültük a kurcsatovium mennyiségi kémiai tulajdonságait, megállapítottuk, hogy a $KuCl_4$ forráspontja $450 \pm 50°$. Ily módon míg Dubnában részletesen vizsgáltuk a 104-es elem tulajdonságait, addig az amerikaiak a spontán hasadás tanulmányozásának kezdeti fázisához sem jutottak el. Ezért úgy tűnik, hogy felesleges a vita a 104-es elemről. Ezzel kapcsolatban amerikai kollégáinkhoz fordultunk és meghívtuk őket Dubnába, hogy velünk együtt minden lehetséges céltárgy és részecske felhasználásával vizsgálják meg a 104-es elem összes izotópját, detektálják az elem spontán hasadását és alfa bomlását. A vita befejezésének ez lehetne a leggyorsabb módja.

Vizsgáljuk meg az új elemek előállításának, vizsgálatának távolabbi perspektíváit. Ezeknek a munkáknak már gazdag hagyományai, kielégítő eredményei és magával ragadó távlatai vannak.

A *8. ábrán* láthatjuk a jövőbeni kutatások lehetséges irányait. Az ábrán látható a rendszám függvényében a legstabilabb izotópok felezési ideje. A mag stabilitására vonatkozó elméleti becslésekből és néhány kísérleti adatból kiindulva látható, hogy a 92-es elemtől kezdve a 104-esig a felezési idő folyamatosan csökken, egészen kis értéket ér el, majd távolabb, a 112—116 és a 120—128 rendszám tartományban a stabilitás rendkívül megnőhet (10^{10}—10^{20}-szor). Nagyon érdekes feladat ezen elemek szintetizálása, így kísérletileg bizonyítható lenne alapvető sajátos-

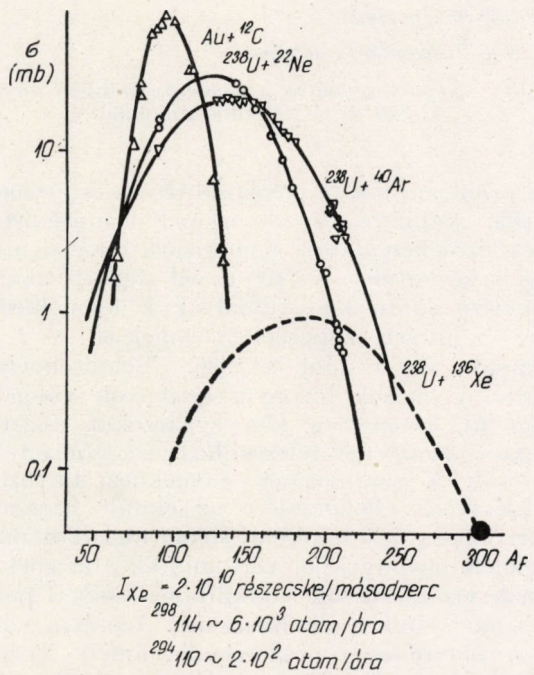


8. ábra. A szupernehéz elemek kutatásának jelenlegi irányai

ságuk, a stabilitás. Ezzel együtt hasznos információt kaphatunk a héjszerkezetnek a stabilitásra gyakorolt hatásáról ha balról közelítjük meg ezt a területet a Z=106—111 közti elemek egymástkövető szintézisével.

Laboratóriumunkban lényegesen tökéletesítettük a többszörösen töltött ionok gyorsításának technikáját és az ionforrásokat, a foszfor (Z = 15) gyorsításánál 20 μA intenzitást értünk el. Ezekkel az ionokkal lehetséges a 106—111 rendszámú elemek szintetizálása. A 107-es elem előállítására irányuló kísérletekről már 1971-ben beszámoltunk a Dubnában rendezett Nemzetközi Nehézionfizikai Konferencián.

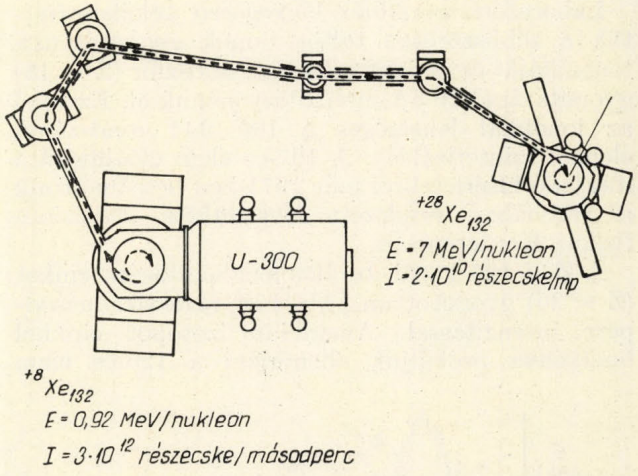
A Z = 126 körüli terület meghódítására cinket (Z = 30) gyorsítottunk kb. 10^{10} részecske/másodperc intenzitással. Americium izotópot cinkkel bombázva próbáljuk ellenőrizni a 125-ös elem



9. ábra. Különböző hasadási termékek keletkezésének valószínűsége különböző céltárgy és bombázó részecskék esetében, ○, △, ▽ kísérleti értékek, — — számított görbe

várható nagy stabilitását. A kísérleteket az Orsayben (Franciaország) dolgozó kollégákkal párhuzamosan végezzük, ők kripton (Z = 36) ionokat gyorsítanak.

További érdekes terület a Z = 116 és N = 184 környéke. A $^{298}114$ kétszeresen mágikus mag körüli izotópok előállítására két lehetőség kínálkozik. Első: a maghasadás felhasználása. A céltárgyat rendkívül nehéz ionokkal, például xenonnal vagy uránnal sugározzuk be [6]. A *9. ábrán* látható a különböző hasadási termékek keletkezésének valószínűsége különböző ionokkal történő bombázásnál, a xenon esetén az ismert adatokból extrapoláltunk. Uránt xenonnal bombázva A = 300 körüli nagyon nehéz magok is keletkeznek a közbenső mag hasadása során, köztük a kétszer mágikus $^{298}114$ is. Két ciklotront tandem üzemben egyesítve, a Magreakciók Laboratóriumában már gyorsítottunk xenont *(10. ábra)*. Viszonylag egyszerűen, a közelmúltban sikerült kb. 5×10^8 részecske/másodperc nyalábintenzitást elérnünk [7].



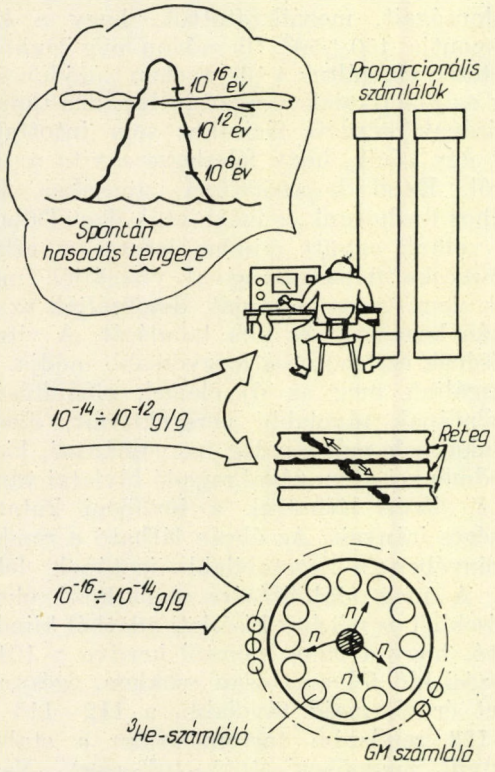
10. ábra. Xenon gyorsítás a tandem üzemben működő U-300 és U-200 ciklotronoknál

A probléma másik megközelítése a szupernehéz elemek stabilitására vonatkozó legoptimistább feltételezéseken alapul. Nem kizárt, hogy az atommagok közelítőleg 6×10^9 évvel ezelőtt lezajlott felépülése során kialakulhattak a kiemelkedően nagy stabilitású szupernehéz elemek is.

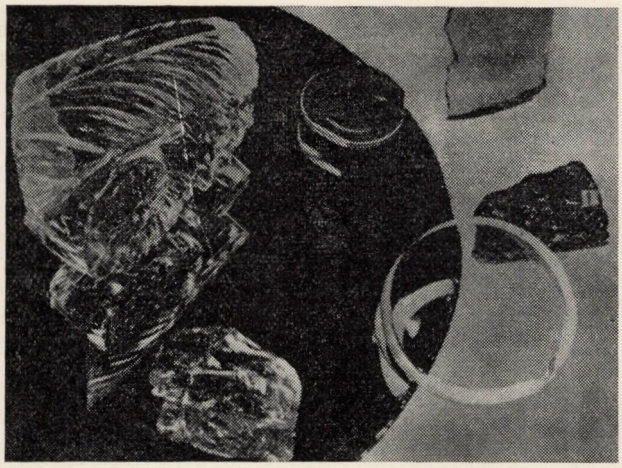
Annak idején Joliot-Curie, Schintelmeister, Adams és mások bizonyos ásványok vizsgálata során új, ismeretlen alfa sugárzókat észleltek. Nagyon csábító feltételezés, hogy az azonosítatlan sugárzók a szupernehéz elemekhez tartoznak. A feltevések ellenőrzésére az elmúlt három év során laboratóriumunkban sokat foglalkoztunk a megfelelő ásványokból vett minták alfa spektrumának vizsgálatával, a korábbinál sokkal pontosabb módszereket alkalmaztunk. Azonban semmi olyan tényre nem bukkantunk, amely igazolná a korábbi megfigyeléseket. A legnagyobb nehézséget az elmúlt évtizedben létrejött mesterséges alfa-sugárzók okozta szennyeződés jelentette.

A bomlás másik lehetséges módját, a spontán hasadást kezdtük vizsgálni, ez a téma az elmúlt 30 év során már tradicionálissá vált csoportunkban. Ezekben a vizsgálatokban az elsődleges háttér forrás a természetes urán, mivel a mesterségesen létrehozott, uránnál könnyebb elemek többsége szerencsére nem hasad spontán. A szupernehéz elemek spontán hasadó izotópjainak felkutatására három rendkívül érzékeny (10^{-16} gramm/gramm) módszert dolgoztunk ki: a hasadási termékek megfigyelése óriás proporcionális számlálókkal, a hasadási neutronok számának, koincidenciájának mérése és a két hasadási termék nyomának regisztrálása két dielektromos hártya segítségével. A *11. ábrán* ábrázoltuk a módszereket és alkalmazási körüket.

Az elmúlt évek során ezekkel a módszerekkel nagy mennyiségű geológiai mintát vizsgáltunk meg: ásványokat, érceket, meteoritokat, természetes vizeket és más anyagokat. Néhány jel arra mutatott, hogy a különböző természeti objektumokban spontán hasadó anyagok vannak jelen. Később azonban kiderült, hogy a kozmikus sugárzásból eredő hátteret alábecsültük. A proporcionális számlálókban a háttér elleni védelmet megerősítve sikerült a zajt úgy lecsökkenteni, hogy 200 nap alatt egyetlen háttérből eredő eseményt regisztráltunk. A méréseket megismételve kiderült, hogy a korábban megvizsgált anyagok egy részénél a megfigyelt effektust jelentős részben a kozmikus sugárzás váltotta ki. Más anyagoknál az effektus továbbra is létezett és sem az urán spontán hasadásával, sem a kozmikus su-



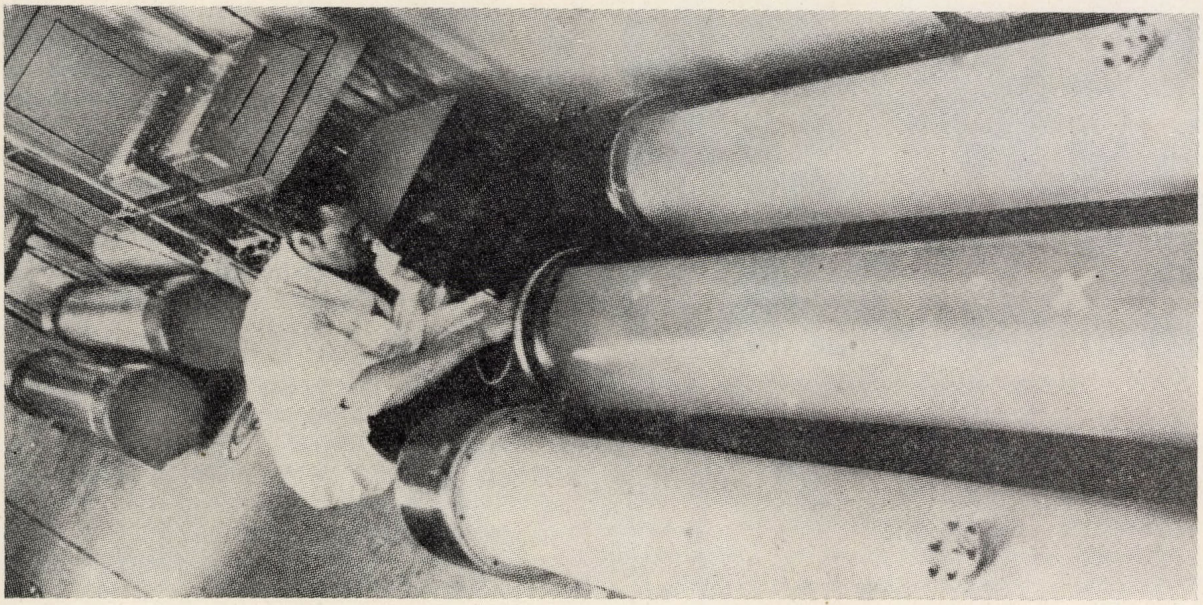
11. ábra. A természetben fellelhető hosszú élettartamú spontán hasadó izotópok vizsgálata a Magreakciók Laboratóriumában kidolgozott módszerek segítségével



12. ábra. Régi üvegek darabjai, ezekben keresik a spontán hasadás nyomait

Vizsgáltunk a Csendes Óceánból származó vasmangán tartalmú anyagokat *(14. ábra)*. A több mint 5000 méter mélységből származó anyagok nagy mennyiségben tartalmaznak nehéz elemeket, pl. ólmot, bizmutot, talliumot, higanyt és kismennyiségű uránt. A kozmikus sugárzás elleni védelem ideálisan megoldódott. Fellelkesedve ezeken a lehetőségeken, expedíciót szerveztünk a Csendes óceánra *(15. ábra)*. Körülbelül 10 tonna anyagot emeltünk ki, ezek feldolgozása most folyik.

Szintén érdekes lehetőség olyan vízforrásokból származó minták rendkívül összetett kémiai analízise, amelyek vize nagy mélységben fekvő geológiai rétegeken haladt át, átmosta azokat. Sivatagi expedíciót szerveztünk, olyan forrásokat kerestünk, amelyek nagy nehéz elem (ólom, bizmut stb.) tartalommal rendelkeznek. A vízminták

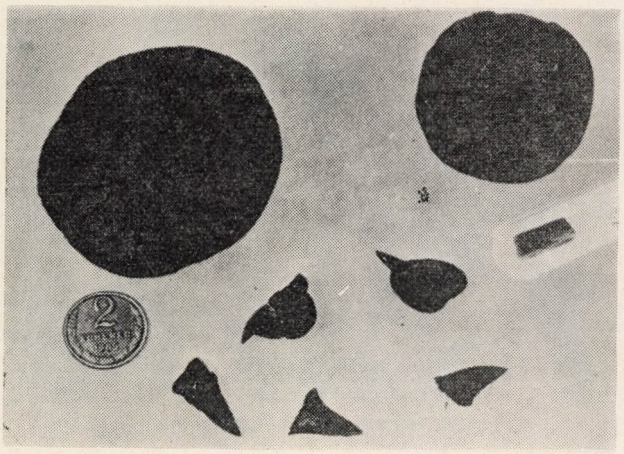


13. ábra. Hasadási termékek regisztrálására szolgáló óriás proporcionális számlálók

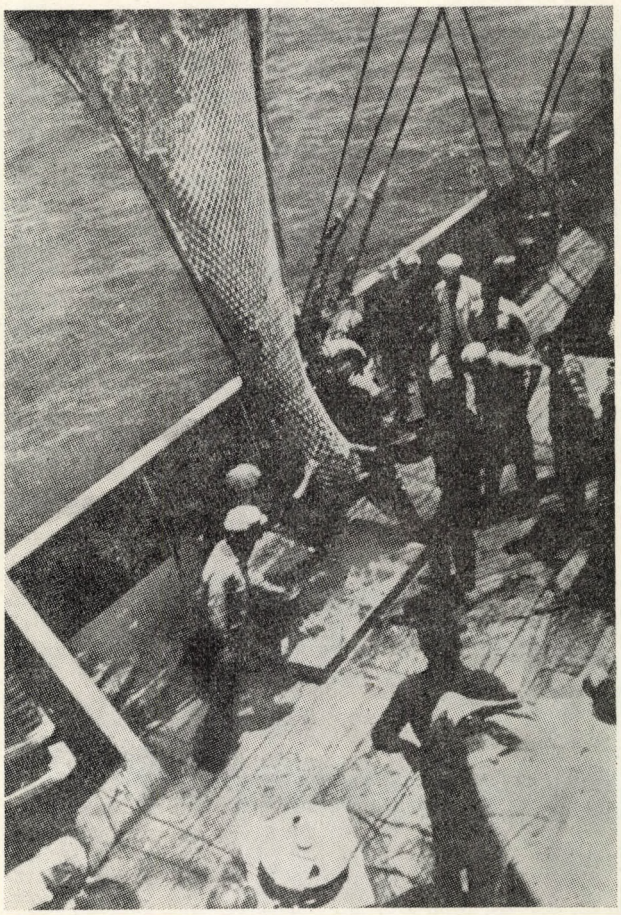
gárzás hatásával nem magyarázható. További erőfeszítéseket teszünk a kapott eredmények megerősítésére, kémiailag dúsítjuk a mintákat és kizárjuk a más elemek spontán hasadásából esetleg hozzákeveredő hátteret.

Kezdetben többszáz éves, ólomban, bizmutban, talliumban és hasonló elemekben gazdag üvegeket vizsgáltunk, megkíséreltük megtalálni az ismeretlen elemek spontán hasadásának nyomait *(12. ábra)*. A nyomok ideális indikátorok. A módszer érzékenysége 10^{-13} gramm/gramm spontán hasadó mag koncentráció kimutatását teszi lehetővé.

Arra gondolva, hogy a nyomokat nem csak üvegekben és ásványokban kereshetjük, olyan módszereket fejlesztettünk ki, amelyek lehetővé teszik nagy anyagmennyiségek vizsgálatát. Így jutottunk el óriás proporcionális számlálók építéséhez *(13. ábra)*. A számlálókban különböző anyagokat helyeztünk el, kerestük és keressük a szupernehéz elemek spontán hasadásának jeleit.



14. ábra. A Csendes óceánból felszínre hozott anyagminták



15. ábra. Munkában az expedíció a Csendes óceánon

analízisére nagy méretű ioncserélő oszlopokat használtunk, az oszlopok kb. 1 tonna ioncserélő gyantát tartalmaznak. 50 ezer m^3 ásványi tartalomban gazdag vizet dolgoztunk fel. A gyantából ki kell vonni és szét kell választani a különböző elemeket, ez a munka is folyamatban van. *(16. ábra).*

Megkezdtük a vulkáni kitörésekből származó minták vizsgálatát is. A vulkáni anyagok is tartalmazhatnak szupernehéz elemeket, mivel a föld mélyéből kerülnek a felszínre és nem voltak kitéve kémiai behatásoknak. Az egyik kamcsatkai vulkán kitörése után 2 évvel gyűjtött mintákat dolgozunk fel Dubnában.



16. ábra Ioncserélő oszlopok

Három évi munka után világossá vált, hogy a szupernehéz elemek keresése a kísérleti lehetőségek határán álló bonyolult problémák megoldásával függ össze. Széleskörű és tervszerű kutatásokat kell folytatni, ipari berendezéseket kell felhasználni a vizsgálandó nagy mennyiségű anyag feldolgozására.

Az eredmények alapján úgy tűnik, hogy a 102—105 elemek körüli vita rövidesen befejeződik és a kísérleti és elméleti fizikusok a magfizika és magkémia ígéretes új területére, a szupernehéz elemek vizsgálatára koncentrálhatják tevékenységüket. Reméljük, hogy a közeljövőben sikerül Dubnában szintetizálni a 106—107 elemeket és megállapítani kémiai sajátságaikat, a szükséges gyors kémiai módszereket már kidolgoztuk. Ezzel együtt folytatjuk a $Z \sim 116$ elemek előállítására irányuló próbálkozásokat annak ellenére, hogy az eddigi eredmények nem adnak optimizmusra okot.

A közeljövőben a xenon gyorsításával eldönthetjük, hogy reálisak-e a szupernehéz elemek hasadási termékként való keletkezésére vonatkozó becslések. Megvizsgáljuk, hogy a xenon segítségével milyen valószínűséggel szintetizálhatók a $Z = 96—98$ rendszámú ismert elemek, ebből megbecsülhetjük a szupernehéz elemek előállításának perspektíváit.

A következő években a távolabbi szupernehéz elemek keresését is tervezzük. A hosszú élettartamú szupernehéz elemek felfedezése óriási lépést jelent az atommag szerkezetének megértésében, nagy mennyiségben való előállításuk pedig lehetővé teheti szupernehéz elemekből álló rétegek készítését, ezekből kiindulva új elemek és izotópok szintézisét kísérelhetjük meg.

Fordította *Jéki László*

IRODALOM

[1] ФЛЕРОВ, Г. Н., ДРУИН, В. А., ОИЯИ Р-2539, Дубна, 1966.
[2] СКОБЕЛЕВ, Н. К., ОИЯИ Р7-5584, Дубна, 1971.
[3] КАРНАУХОВ, В. А., ТЕР-АКОПЬЯН, Г. М., СУББОТИН, В. Г., ОИЯИ Р-1072, Дубна, 1962; ФЛЕРОВ, Г. Н. и др., ЖЭТФ *47* (1964) 419.
[4] ФЛЕРОВ, Г. Н., ЗВАРА, И., ОИЯИ Д7-6013, Дубна, 1971.
[5] ФЛЕРОВ, Г. Н. и др., ОИЯИ Р7-4932, Дубна, 1970.
[6] FLEROV, G. N., KARNAUKHOV, V. A., in C. Rendus du Congrès Intern. de Physique Nucléaire *1* (2—8 July, 1964) 373; ФЛЕРОВ, Г. Н., ОИЯИ Р7-3617, Дубна, 1967; FLEROV, G. N., J. Phys. Soc. Jap. Suppl. *24* (1968) 237.
[7] ШЕЛАЕВ, И. А. и др., ОИЯИ Р9-6062, Дубна, 1971.

A cikk eredeti megjelenési helye: Proc. 4th International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1971. IAEA Vol. 7. p. 471—485. (1972).

KONDENZÁLT RENDSZEREK VIZSGÁLATA HÁROMTENGELYŰ KRISTÁLYSPEKTRÓMÉTERREL

Kroó Norbert
Rosta László
Vizi Imre
Központi Fizikai Kutató Intézet

1972. december 12-én a KFKI atomreaktoránál, az egyik laboratóriumban egy kis ünnepségre került sor; a szovjet—magyar tudományos együttműködés keretei között, több éves tervezői és építési munka eredményeként elkészült a háromtengelyű kristály-spektrométer (HKS), és megtörténtek az első próbamérések.

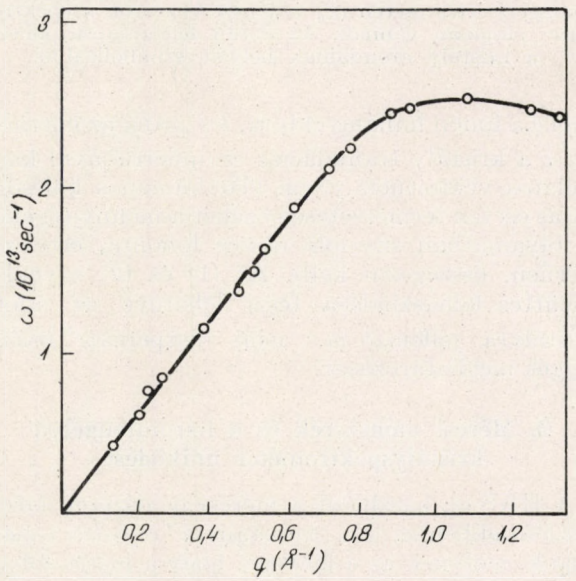
A KFKI VVR-M reaktorának 2. számú vízszintes kísérleti csatornájánál működő HKS ikertestvérét Moszkvában, a Kurcsatovról elnevezett Atomenergia Intézetben, a szovjet atomenergia kutatás egyik centrumában helyezték üzembe. A spektrométerek nagyprecizitású mechanikai részeit (l. a 6. ábrán) szovjet mérnökök tervezték és szovjet gyárakban építették; az ezeket irányító elektronikus vezérlőautomatikákat pedig a KFKI mérnökeinek tervezésében és irányításával készítették. Így a két kutatóintézet egy-egy világszínvonalon álló, nagyjelentőségű berendezéssel gyarapodott, és ezzel új távlatokhoz jutott a szilárdtestfizikai kutatásokban.

A HKS elsősorban a kondenzált rendszerek (szilárdtestek) mikrodinamikáját jellemző, olyan fizikai jelenségek tanulmányozására hivatott, amelyek a neutronok koherens szórását okozzák. Azaz a HKS segítségével a kondenzált rendszerekben lejátszódó kollektív jelenségeket, így pl. a kristályrácsot alkotó atomok vagy molekulák kollektív rezgőmozgásait, vagy a mágneses anyag „spinrácsának" rezgéseit tanulmányozhatjuk. Ezen kollektív rezgési állapotok tulajdonságaiból a kristályrácsot alkotó atomok, molekulák között ható erőkre és mágneses kölcsönhatásokra következtethetünk. A kölcsönhatások részletesebb felderítésével pedig közelebb juthatunk a modern fizika számos izgalmas feladatának, mint pl. a folyadékkristályok viselkedésének, a ferromágnesség még felderítetlen kérdéseinek vagy a magashőmérsékletű szupravezetés problémájának megoldásához.

1. Fononok és magnonok diszperziós összefüggése

A KFKI-ban működő háromtengelyű kristályspektrométerrel elsősorban fémek és ötvözetek rugalmas és mágneses tulajdonságait vizsgáljuk. Ezek a mérések a vizsgálandó anyag kristályrácsát alkotó atomok kollektív rezgőmozgásának impulzusa és energiája közötti kapcsolat, az ún. diszperziós összefüggés meghatározásához vezetnek.

A kristály atomjainak rezgőmozgását hullámok formájában terjedő rezgések szuperpozíciójaként jellemezhetjük. A kristályrács egy adott rugalmas rezgési állapotát leíró síkhullámot, a „fényhullám, mint részecske-foton" analógiájára kvázirészecskének, fononnak nevezzük.[1] A mágneses momentummal rendelkező atomokból összetevődő spinrács rezgési állapotait leíró síkhullámokat (spinhullámokat) — hasonló módon — magnonoknak hívjuk. A fononok $\omega = \omega(\vec{q})$ diszperziós összefüggése a kristályban tovaterjedő hullám hullámvektora, $\vec{q}$ $\left(q = \frac{2\pi}{\lambda};\ \lambda$ — a hullámhossz$\right)$ és a rezgés körfrekvenciája, ω (azaz a fonon impulzusa és energiája) között teremt kapcsolatot.[2] A diszperziós összefüggésnek megfelelő görbe (pl. l. az *1. ábrán)* a neutronok koherens rugalmatlan szórásának mérésével közvetlenül meghatározható, a háromtengelyű kristályspektrométer segítségével.



1. ábra. Fonon-diszperziós görbe alumínium kristályban

A vizsgálandó egykristály mintára eső, ismert energiájú (E_0) és impulzusú ($\vec{k}_0$) neutron az egész kristállyal kölcsönhatva, egy (vagy esetleg több) fonont kelthet (a neutron energiát veszít) vagy abszorbeálhat (ilyenkor a neutron energiát nyer). A kölcsönhatás során megváltozik a neutron energiája és impulzusa (E_1 ill. $\vec{k}_1$ lesz), és mivel a kölcsönhatásban teljesülnie kell az impulzusmegmaradás törvényének, így

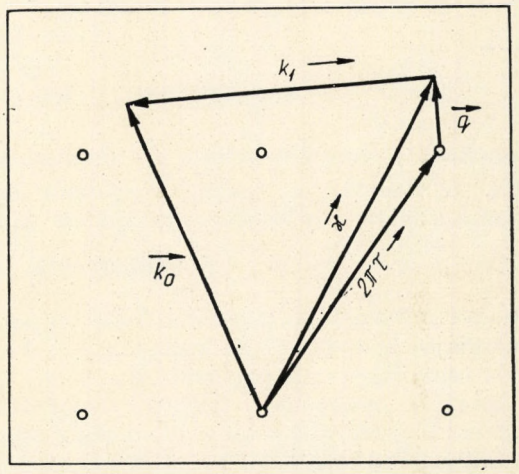
$$\vec{k}_0 - \vec{k}_1 = 2\pi\vec{\tau} - \vec{q} \qquad (1)$$

(l. a *2. ábrát);* továbbá teljesül az energia-megmaradás törvénye

$$E_0 - E_1 = \hbar\omega; \qquad (2)$$

[1] A „kvázi" jelző arra utal, hogy nem „igazi" részecskéről van szó, a fonon léte a kristályrácshoz kötött, hiszen a gerjesztett kristályrács nem sugároz ki szabad fononokat, mint ahogy pl. a gerjesztett atom kisugároz fotonokat.

[2] A $\vec{q}$ és az ω segítségével az impulzus és az energia a $\vec{p} = \hbar\vec{q}$ és az $E = \hbar\omega$ összefüggésekkel adható meg; $\hbar = h/2\pi$ — a Planck-féle állandó.

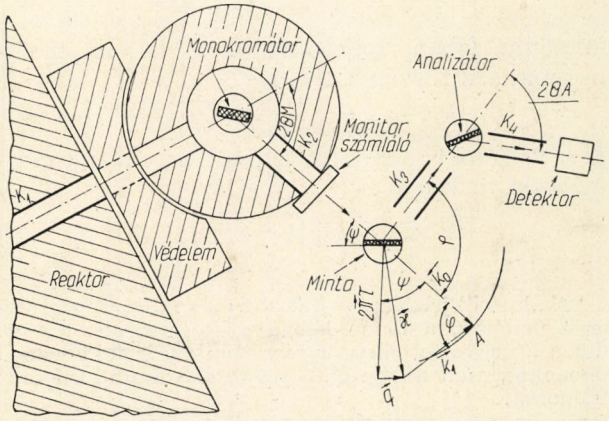


2. ábra. Rugalmatlan neutronszórás vektor-diagramja fonongerjesztés esetén ($k_0 > k_1$). A vektorok a spektrométer síkjában vannak. Az ábrán feltüntetett pontok a kristály atomjainak helyeit szimbolizálják

ahol $\vec{q}$ a fonon hullámvektora, $\hbar\omega$ pedig az energiája; $\vec{\tau}$ a kristály transzlációs szimmetriájával kapcsolatos vektormennyiség. (Többfononos kölcsönhatás esetén természetesen ezeket a mennyiségeket a folyamatban szereplő összes fononra, értelemszerűen, összegezni kell). Az (1) és (2) egyenlet együttes felhasználása teszi lehetővé az adott kristályra jellemző $\omega = \omega(\vec{q})$ diszperziós összefüggés meghatározását.

2. Mérési módszerek és a háromtengelyű kristályspektrométer működése

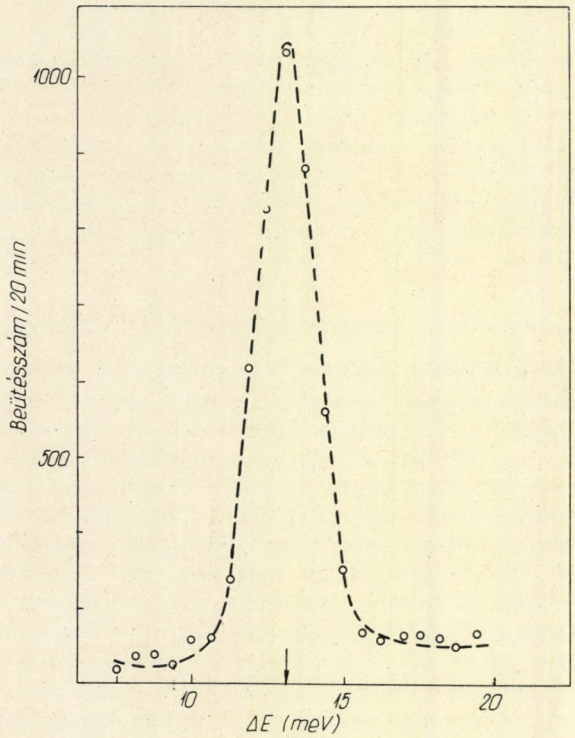
A HKS-en használatos mérési módszerek közül részletesebben az ún. „konstans $\vec{\varkappa}$" eljárást ismertetjük, melynek az a lényege, hogy a mérés folyamán a $\vec{k}_0 - \vec{k}_1 = \vec{\varkappa}$ nem változik, tehát adott a $\vec{q}$ vektor nagysága és iránya is (l. a *2. ábrát)*. Az atomreaktorból kijövő termikus neutronsugárzásból a monokromátor egykristály (l. a *3. ábrán)* koherens, rugalmas szórással a $\lambda_0 = 2d \sin \Theta_M$ Bragg-feltételnek megfelelően intenzív monokromatikus nyalábot állít elő $2\Theta_M$ szög alatt



3. ábra. A háromtengelyű kristályspektrométer elvi vázlata. K_1, K_2, K_3 és K_4 a nyaláb párhuzamosságát biztosító kollimátorokat jelöli

(λ_0 — a neutron de-Broglie hullámhossza; d — a kristály reflektáló síkjainak távolsága). Ezzel tehát megszabtuk a mintára beeső neutronok energiáját (és természetesen a $k_0 = \text{const}$). A mintáról szórt neutronok energiáját (és ezzel együtt $\vec{k}_1$-et) viszont lépésről lépésre változtatjuk. Vagyis tulajdonképpen az analizátor kristályt lépésenként elforgatjuk úgy, hogy (a Bragg-feltétel miatt) csak a kívánt energiával (és persze $\vec{k}_1$-el) reflektált neutronok jutnak a detektorba. A *3. ábrán*, a mintánál feltüntettük a szórás vektordiagramját; ezen látható, hogy a $\vec{k}_0$ és a $\vec{k}_1$ találkozását jelölő A pont a $\vec{k}_1$ változása során a $k_0 = \text{const}$ feltételnek megfelelő körív mentén fog mozogni. Eközben a $\vec{\varkappa}$-nak nem szabad változnia, ez viszont a φ és ψ szögek alkalmas beállításával történhet. Miközben változtatjuk a $\vec{k}_1$-et, az egyes értékeknél regisztráljuk a detektorba jutó neutronok számát. Minthogy a $\vec{q}$ értékét előre megszabtuk, csak az $\omega = \omega(\vec{q})$ diszperziós összefüggést kielégítő k_1 értéknél teljesül az energiamegmaradás törvénye: $\omega = \frac{\hbar}{2m}(k_0^2 - k_1^2)$. Ebben a helyzetben a detektált neutronok intenzitásában maximumot észlelünk, és végeredményben a *4. ábrán* láthatóhoz hasonló rezonanciagörbét kapunk. Ebből meghatározzuk a $\vec{q}$-hoz tartozó fonon-energiát, és megkapjuk a diszperziós görbe egy pontját.

A HKS-technikában még igen elterjedt mérési eljárás a „konstans ΔE"-módszer, melynek során előre rögzítjük a $\Delta E = E_0 - E_1$ energiacserét, és a $\vec{q}$ vektor *irányát*. Majd letapogatjuk a q egy bizo-



4. ábra. Fenonrezonancia görbe alumínium kristályban $q = 0{,}6$ Å^{-1}-nél

nyos tartományát, és — a fent leírt módon — felvesszük a rezonanciagörbét, amelynek ismeretében, a csúcsintenzitás helyéből kiszámítjuk a diszperziós összefüggésnek megfelelő $\vec{q}$ értéket. Az adott $\Delta E = \hbar\omega$ és a megmért $\vec{q}$ a diszperziós görbe egy pontját adja. Azt, hogy a leírt eljárások közül melyiket célszerű alkalmazni, mindig a konkrét fizikai probléma dönti el.

Az ismertetett mérési módszerekből kitűnik, hogy milyen kényelmes és előnyös a HKS alkalmazása. Ugyanis a szórási szögek mérése helyett kiválaszthatók az $\omega - \vec{q}$ tér adott pontjai, és közvetlenül a fizikai paraméterek ($\vec{q}$; ΔE) rögzíthetők, és mérhetők. Továbbá az egykristály minta szükségszerű használata lehetővé teszi a kristály különböző szimmetriairányaiban történő mérést, így a kollektív gerjesztések térbeli anizotrópiájának meghatározását.

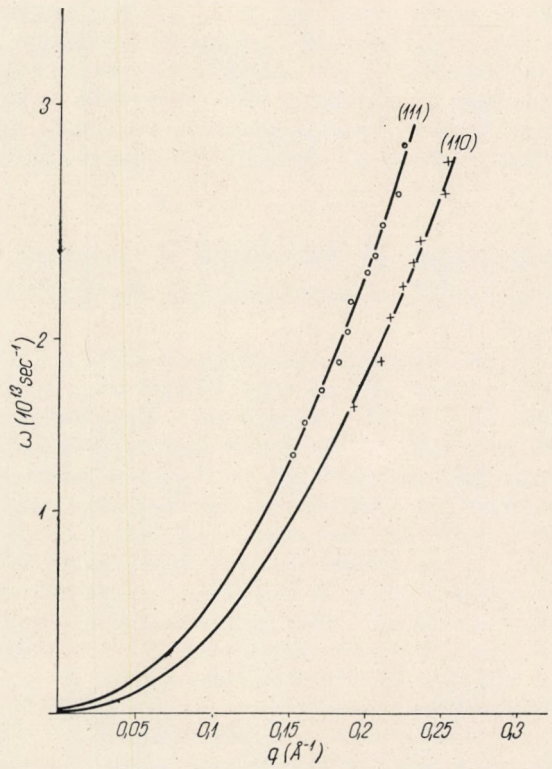
A mérési folyamat során szereplő φ, ψ, Θ_A, Θ_M szögeket trigonometrikus egyenletekből számítógép segítségével számítjuk ki, a kapott értékeket lyukszalagon rögzítjük, majd a spektrométer digitális automatikájának programrekeszeibe juttatjuk. Ezután a vezérlő automatika az egyes paraméterek változtatásáért felelős elektromotorok segítségével beállítja a megfelelő szöghelyzeteket, és elindítja a mérést. Megszámlálja és rögzíti a megadott idő alatt detektorba jutó neutronokat, majd ezután a következő mérési pontnak megfelelő szöghelyzeteket állítja be, és újra indítja a neutronszámlálást. Ily módon a spektrométer automatikusan, pontról pontra kiméri a fononrezonancia görbéjét. Ha több különböző $\vec{q}$ érték esetén meghatározzuk a fononrezonanciák helyeit, akkor a diszperziós görbe pontjait kapjuk. Az *1. ábrán* a pontok jelölik a mérési helyeket.

3. Kísérletek és eredmények

Az 1973-as esztendő az üzembehelyezés éve volt. A bonyolult berendezés működésének tanulmányozása során számos feladatot kellett megoldani. Rendkívül fontos munka volt a védelem bővítése és ezáltal a zavaró háttér-sugárzás csökkentése. Nem kevésbé jelentős tényező volt a neutronintenzitás növelése. Ezt a monokromátor és az analizátor kristályok, illetve a kollimátorok optimális megválasztásával értük el. Ezután kerülhetett sor a spektrométer üzemszerű működtetésére, a konkrét fizikai jelenségek tanulmányozására.

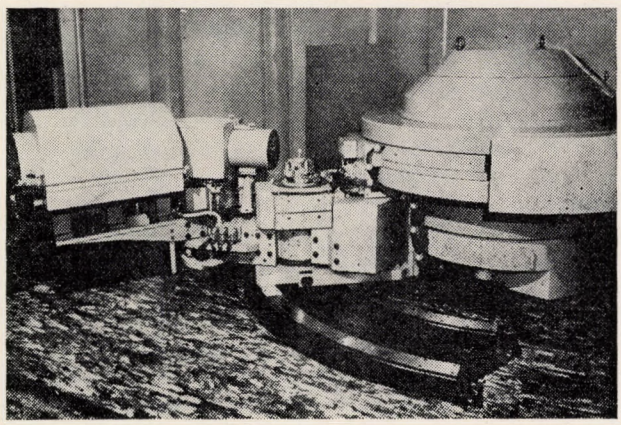
A kollektív gerjesztések vizsgálatának illusztrálására két mérés eredményét ismertetjük. Az 1. ábrán a köbös szerkezetű *Al* kristályban a testátlónak megfelelő irányban terjedő fononok diszperziós görbéje látható. Ennek, az irodalomban igen pontos méréseredményként számontartott diszperziós görbének a reprodukálásával a spektrométer működését, a kristálydinamikai kísérletek elvégzésére való alkalmasságát kívántuk ellenőrizni.

A fononok diszperziós összefüggésének méréséhez hasonló módon határozhatjuk meg a spinhullámok diszperziós görbéjét is. Az *5. ábrán*



5. ábra. Magnon-diszperziós görbék $Ni_{0,9}Fe_{0,1}$ ötvözetben. A pontokhoz illesztett D_1 meredekségű parabola a köbös szerkezetű kristály testátlójának, a keresztekhez illesztett D_2 meredekségű parabola pedig a lapátlónak megfelelő szimmetriairányban terjedő spin-hullámokat reprezentálja

a $Ni_{0,9}Fe_{0.1}$ ferromágneses ötvözetben mért magnon-diszperziós görbéket tüntettük fel. Ezek közelítőleg az $\omega = D_1q^2$, illetve az $\omega = D_2q^2$ függvényekkel írhatók le. A két parabola ág a kristály két különböző szimmetriairányában terjedő spinhullámoknak felel meg. A ferromágnesek magnondiszperziós összefüggésének ilyen anizotrópiáját elsőként a KFKI-ban működő HKS segítségével sikerült kimutatni. A diszperziós görbékből meghatározható D_1 és D_2 paraméterek ismeretében a Fe—Fe, Ni—Ni és Ni—Fe atomok közötti mágneses kölcsönhatásokra lehet következtetni. És ez végsősoron egy fontos adalék a ferromágnesség jelenségének megértéséhez.



6. ábra

Ez az utóbbi eredmény már 1974-ben született egy kiterjedt kutatási program részeként. A nemzetközi kooperációban folyó kísérletek végrehajtásában — továbbra is — elsősorban a Kurcsatov Intézet kutatógárdájával tartjuk a kapcsolatot. És miután a gyümölcsöző együttműködés első szakaszában megszületett a két HKS, most az általuk nyitott új lehetőségeket a szilárdtest-kutatás új területeinek felderítésében, a bonyolult technikai és fizikai problémák közös megoldásában kívánjuk kamatoztatni.

MAGFIZIKAI KUTATÁSOK A DUBNAI EGYESÍTETT ATOMKUTATÓ INTÉZETBEN

Fényes Tibor
MTA Atommag Kutató Intézet, Debrecen

Magfizikai kutatómunka hagyományosan a dubnai Egyesített Atomkutató Intézet négy laboratóriumában folyik, nevezetesen a Magproblémák, a Magreakciók, a Neutronfizikai és az Elméleti Fizikai Laboratóriumokban. Újabban relativisztikus magfizikai vizsgálatok indultak meg a Nagyenergiájú Laboratóriumban is. A Számítástechnikai és Automatizálási Laboratórium aktív segítséget nyújt mind az öt fent jelzett munkahelynek. A közvetlenül az intézet igazgatósága alá rendelt Új Gyorsítási Módszerek Osztályon a kollektív elven alapuló gyorsító fejlesztése folyik.

A következő tanulmány rövid áttekintést nyújt a kísérleti magfizikai kutatással foglalkozó laboratóriumok főbb berendezéseiről, a jelenlegi magfizikai kutatási témákról, néhány fontosabb eredményről, valamint a közeli fejlesztési irányokról.

I. Magreakciók Laboratórium

A Magreakciók Laboratórium központi berendezése a 310 cm pólusátmérőjű, homogén mágneses terű *nehéz ion ciklotron* (U-310). A rádiófrekvenciás rendszer gyors átállításával lehetőség van különböző ionok gyorsítására a $3{,}5 \leq A/Z \leq 7$ tartományban, ahol A a gyorsított ion tömegszáma, Z a töltésszáma. A C és Ar közötti elemek ionjai 10 MeV/nukleon energiáig gyorsíthatók. Az elérhető ionáramok nagyok, pl. a Ne környéki elemekre $10^{13} \div 10^{14}$ ion/sec; a könnyebb ionokra nagyobbak, a nehezebbekre kisebbek.

A laboratóriumban működik egy kisebb, U-200 szektor fókuszálású nehéz ion ciklotron is, amivel $9 \div 20$ MeV/nukleon energiára lehet ionokat gyorsítani az $A/Z \geq 2{,}8$ tartományban. Szükség esetén gyorsítható deutron molekula nyaláb is.

A két ciklotron tandem üzemmódban is működtethető. Ekkor az U-310-ben felgyorsított ionokat átvezetik az U-200-ba, ott egy fóliával számos elektront lefosztanak róluk, majd tovább gyorsítják őket. Ezzel a módszerrel sikerült ≈ 800 MeV energiájú és $\approx 2 \cdot 10^{10}$ ion/sec intenzitású $_{54}Xe$ nyalábot nyerni.

Mind a szupernehéz elem, mint a magszerkezeti kutatások szempontjából fontos a nagy energiájú nehéz ion nyalábok intenzitásának további növelése. Ezért a laboratórium egy új, 400 cm pólusátmérőjű szektor fókuszálású ciklotron (U-400) létrehozását tervezi, ami a xenonig sokféle ion gyorsítására alkalmas ≈ 10 MeV/nukleon energiával. A nagyobb gyorsító intenzívebb nehéz ion nyaláb elérését teszi lehetővé, mivel az ionok nagyobb utat tehetnek meg benne és így pl. a Xe^{+6} ionok is elérhetnek olyan energiát, mint a kisebb ciklotronban a Xe^{+9} ionok. A plazma típusú ionforrás azonban Xe^{+6} ionokból többszörösen erősebb nyalábot tud adni, mint Xe^{+9}-ből. A szektor szerkezetű mágneses tér erősebb fókuszálást és könnyebb nyalábkihozási lehetőséget biztosít, mint a hagyományos ciklotronok homogén mágneses tere, ami további nyalábintenzitás növekedést eredményez.

A laboratórium egyik fő kutatási iránya a *szupernehéz és transzurán elem kutatás*. Szupernehéz elemeket keresnek a természetben és nehéz ion gyorsítókban is dolgoznak előállításukon.

A természetben főleg olyan elemek mellett várható szupernehéz elemek bedúsulása, amik a periódusos rendszer szerint hasonló viselkedést mutatnak. Célszerűnek látszik pl. a geotermikus vizek vizsgálata, mivel ezek érintkezésben lévén a földkéreg mélyebb rétegeivel, oldható nehéz fémekben gazdagok. Reményteljesnek látszik a kozmikus sugárzásnak tartósan kitett meteoritok vizsgálata is. Mivel a szupernehéz elemek várhatóan erősen hajlamosak spontán hasadásra, a mintákból koncentrált anyagok spontán hasadási eseményeit vizsgálják proporcionális számlálókkal és szilárd test nyomdetektorokkal, valamint a hasadáskor fellépő neutronokat — ^3He töltésű Geiger—Müller számlálókkal.

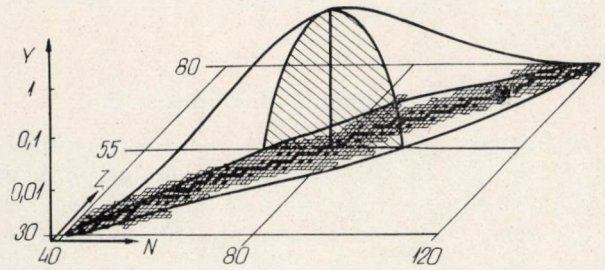
Szupernehéz elemek mesterséges előállításához nehéz elem (pl. $_{96}Cm$) céltárgyakat és különböző (pl. Ar, Ti, V, Ge, Xe) bombázó nehéz ion nyalábokat használnak. Itt is a termékek spontán hasadását vizsgálják, pl. (hasadási repesz — hasadási repesz — neutron) koincidenciák észlelése útján. Mérik a repeszek energiáját (Si(Li) detektoros spektrométerekkel), a spontán hasadáskor fellépő neutronok számát (^3He töltésű számlálócsövekkel) és a spontán hasadó izotópokhoz vezető magreakciók hatáskeresztmetszetét (szilárd test nyomdetektorokkal). A szupernehéz elemek azonosítására gáztermokromatográfiai és tömegszeparátoros módszereket és berendezéseket dolgoztak ki.

Vizsgálják a már ismert 101—105 rendszámú transzurán elemek kémiai és fizikai sajátságait. Új transzurán elemeket keresnek a ≥ 106 tartományban. A fizikai vizsgálatokhoz főleg He gázáramoltatásos reakciótermék gyűjtő berendezést és félvezető detektoros spektrométereket használnak.

A legújabb közlések szerint a laboratóriumban sikerült szintetizálni a 106-os elemet.

A szupernehéz és transzurán elem kutatás közös nehézsége jelenleg a rendkívül ritka eseményszám, a kis hozamok.

Nagyon érdekesek a vizsgálatok mellékeredményei is. Olyan reakciók tanulmányozása, mint pl. a $^{132}_{54}Xe + ^{238}_{92}U$, nagy bombázó energiáknál teljesen új felismerésekhez vezethetnek. Fontos pl. az a megállapítás, hogy a nagyenergiájú nehéz ionokkal nehéz magokon létrehozott hasadás mind az erősen neutron többletes, mind a neutron hiányos izotópok előállítása szempontjából a legegyetemlegesebb módszer. L. az *1. ábrát.*



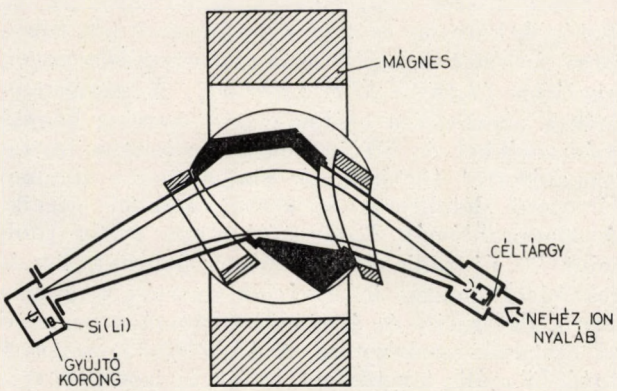
1. ábra. Az $_{92}U + _{18}Ar$ reakció hasadási termékeinek hozam (Y) eloszlása. A hozam maximuma Z = 55-nél van, ami fele a közbenső mag rendszámának. N — a neutronok száma az atommagban. Az adatok G. N. Flerov és munkatársai kísérleti eredményei [1]. A reakció ≈1000 izotópot állít elő. Nehezebb bombázó részecskék alkalmazásával több ezer izotóp is nyerhető

A szupernehéz elemek felfedezésének gyakorlati jelentősége is lehet a reaktor konstrukció és atombomba gyártás szempontjából, mivel ezeknél az egy hasadásra eső neutron emisszió száma várhatóan nagyobb, mint a jelenleg használatos hasadó anyagoknál és így a kritikus tömeg lényegesen csökkenthető.

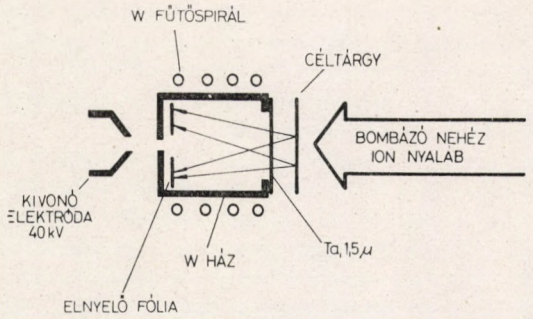
A Magreakciók Laboratórium másik fontos kutatási iránya *az atommagok proton bomlásának vizsgálata.* A kísérleti berendezés vázlatrajza a *2. ábrán* látható.

Az ionforrást részletesen a *3. ábra* mutatja.

A nehéz ion reakciótermékek a vékony céltárgyból nagy valószínűséggel kirepülnek és egy Ta fólián át bejutnak az ionforrásba. Az ionforrás egy fűtőspirálissal kb. 2500 C°-ig hevíthető. A



2. ábra. Gyors elektromágneses tömegszeparátor a nehéz ion nyalábon. Karnauhov és munkatársai [2]



3. ábra. A nehéz ion nyalábon működő elektromágneses tömegszeparátor termoionizációs ionforrása. [2]

magas hőmérséklet hatására az elnyelő fóliából egyes reakciótermékek kidiffundálnak a felületre, elpárolognak, majd az ionforrás falával való ütközéskor termoionizációt szenvednek. Az ionok elektromos térerősséggel felgyorsíthatók és kivonhatók a forrásból. A továbbiakban vákuumban repülnek a tömegszeparátor gyűjtőkorongjáig.

A céltárgyból kirepült ionok transzporthatásfoka a gyűjtőkorongig Cs-ra 40%, Ba-ra 25%; a tömegfeloldás 670. A tömegszeparálásban a leglassúbb folyamat a termékek kidiffundálása az elnyelő fóliából. Megfelelő fűtőteljesítménynél Ta elnyelő fólia alkalmazásával elérhető, hogy a tömegszeparálás csak ≈1 sec-ot vesz igénybe. A berendezés segítségével máris több új Cs és Ba izotópot fedeztek fel. Mérték az izotópok felezési idejét, a p/β elágazási tényezőket stb. A továbbiakban a berendezést a késleltetett p (és α) radioaktivitással kapcsolatos kvantitatív ismeretek szerzésére óhajtják felhasználni.

Jelentős sikereket ért el a laboratórium a *könnyű elemek erősen neutron többletes izotópjainak vizsgálata területén* is. Kiderült, hogy a nehéz ion átadási reakciók igen hatásos módszert jelentenek a jelzett izotópok előállítására. Mérték a reakciótermékek impulzusát (mágneses analizátorral), specifikus ionizációját (vékony félvezető detektorral), energiáját (Si(Li) detektorral) és a repülési idejét (késleltetett koincidencia berendezéssel). E mennyiségek lehetővé tették a termék egyértelmű azonosítását. Ezzel a módszerrel sikerült kimutatni 29 új izotóp létezését, többek között olyan nehéz izotópokét, mint ^{30}Mg, ^{33}Al, ^{36}Si, ^{38}P, ^{40}S, ^{42}Cl. Sikerült meghatározni az ^{21}O és ^{22}O atommagok tömegét (a magreakciók Q értékéből), továbbá hasznos következtetéseket levonni az átadási reakciók mechanizmusára és az atommag stabilitási határra. A kutatások tovább folynak, pl. vizsgálják, hogy létezhet e kötött állapotban ^{10}He, ^{14}Be, ^{17}B stb. E kérdéseknek különös jelentősége van, mivel ezeknek az izotópoknak maganyaga közel áll a tiszta neutron anyaghoz.

A neutron többletes nehéz ion reakciótermékek magspektroszkópiai vizsgálatát on-line tömegszeparátorral végzik. E tömegszeparátor sok tekintetben hasonló a korábban ismertetetthez, csak ebben inverz magnetron típusú plazma ionforrás van. A vizsgálandó izotóp nyalábot a tömeg-

szeparátorból egy alacsony sugárzási hátterű mérőszobába vezetik eltérítő mágnes segítségével. E szeparátor segítségével újabban a ^{22}F ($T_{1/2} = 4{,}2$ sec), ^{25}Ne és ^{41}Cl felezési idejét, bomlásenergiáját és bomlássémáját vizsgálták.

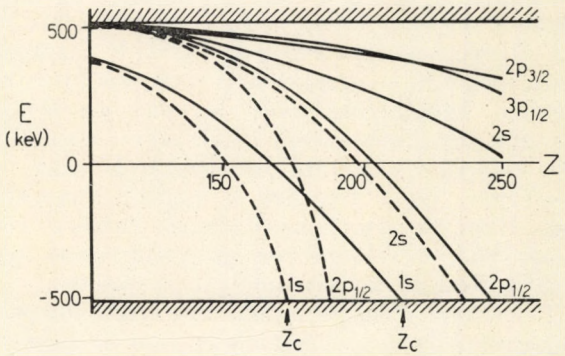
Eredményes magszerkezeti kutatómunkát folytat még a laboratórium a következő területeken: *spontán hasadó és más izomér állapotok vizsgálata; életidő mérések Doppler effektussal; gerjesztett állapotok mágneses nyomatékának meghatározása; kiterjedt rotációs sávok tanulmányozása* stb. A nehéz ion bombázó nyalábok különösen hathatós eszközt adnak az említett problémák vizsgálatához.

Fontos kutatási téma a laboratóriumban a *nehéz magok közötti kölcsönhatás*, pl. Coulomb gerjesztés vizsgálata. Eredményes munkát végeznek közbenső atommagok életidejének mérése területén is „árnyékhatás" effektussal.

Új kutatási irány a Magreakciók Laboratóriumban a *belső atomhéjak ionizációjának vizsgálata nehéz ion — atom ütközéskor*. A belső atomhéjak ionizációja valószínűleg úgy történik, hogy amikor a bombázó ion atommagja közel kerül a céltárgy atommagjához, rövid időre „kvázimolekula" jön létre közös elektron héjjal. A Pauli elv miatt ekkor az atomelektronok egy része magasabb héjakra megy át. Amikor aztán az atommagok messze elhaladnak egymástól, a belső héjakon elektron hiány keletkezik. A fellépő röntgen sugárzást Ge(Li) és Si(Li) detektorokkal vizsgálják. Mérik például a K_α röntgen sugárzás gerjesztésének hatáskeresztmetszetét a céltárgy atomnál és a bombázó ionnál különböző céltárgy — bombázó ion kombinációkra és különböző bombázó energiáknál.

Az is előfordulhat bizonyos (meglehetősen kis) valószínűséggel, hogy a „kvázimolekula" egy közös belső héja ionizálódik. Gyenge effektust észleltek pl. a kvázimolekulák M héjának ionizációjával kapcsolatban. A jelenség vizsgálata fontos, mivel segítséget nyújthat a szupernehéz elemek azonosításához.

Alapvető elvi fontosságú lehet olyan atomok röntgen sugárzásának vizsgálata, melyek rendszáma ≥ 150. Az atomelektronok kötésenergiája a



4. ábra. Az atomelektronok kötött állapotainak energiái Z rendszámú izotópokban [3].
——— A Born—Infeld nem lineáris elektrodinamika szerint
— — — A Maxwell elmélet szerint

Maxwell-féle lineáris és Born—Infeld-féle nem lineáris elektrodinamika szerint lényegesen eltér egymástól szupernagy megtöltések esetén (l. *4. ábra)*, ezért ez atomok K röntgen sugárzásának vizsgálata a kvantumelektrodinamikai számítások kísérleti ellenőrzéséül szolgálhat.

A *4. ábrán* feltüntetett számítások másik következménye, hogy a Z_c kritikus rendszám felett a kváziatom K héján levő üresedés elektron—pozitron pár képződéséhez vezethet. Az elektron befogódik a K héjra és az atomból monoenergetikus pozitron sugárzás lép ki.

A nehéz ion — atom ütközéskor fellépő röntgen sugárzás tanulmányozása segítséget nyújthat plazmafizikai és gyorsító technikai kérdések tisztázásához is.

II. Magproblémák Laboratórium

A laboratórium központi gyorsítója a *szinkrociklotron*, ami jelenleg 680 MeV energiájú, 2,3 μA intenzitású belső és 667 MeV energiájú, $\approx 0{,}15$ μA intenzitású kihozott proton nyalábot szolgáltat. Különböző céltárgyak alkalmazásával előállíthatók továbbá neutron, polarizált proton, π és μ mezon nyalábok is.

A tervek szerint a gyorsítót 1977-ig rekonstruálják, a jelenlegi homogén mágneses teret átalakítják szektor fókuszálásúvá és a részecske „csomagok" időegység alatti számát megnövelik. A rekonstruált szinkrociklotron (vagy új nevén: erősáramú fazotron) várhatóan 700 MeV energiájú, 50 μA intenzitású belső proton nyalábot fog szolgáltatni. Új nagy hatásfokú kihozási módszer alkalmazásával a külső proton nyaláb intenzitása még nagyobb arányban nő és remélhetőleg eléri a $30 \div 40$ μA körüli értéket.

A laboratórium egyik fontos kutatási témája a *több száz MeV energiájú protonokkal létrehozott magreakciók vizsgálata*. A reakciótermékeket mágneses analizátorral, helyzetérzékeny detektorokkal, repülési idő méréssel és más berendezésekkel vizsgálják. A kutatások fontos információt szolgáltatnak az atommagban levő nukleon csoportok effektív számára, az atommag nukleonok és nukleon csoportok impulzus eloszlására, a rövid hatótávolságú korrelációkra stb.

Másik fontos magfizikai kutatási irány az új izotópok keresése és a neutron hiányos (ill. többletes) *izotópok magspektroszkópiai vizsgálata proton nyalábon (JASZNAPP program)*. A reakciótermékek azonosítása on-line vagy expressz kémiai módszerekkel és off-line elektromágneses izotóp szeparátorral történik. A vizsgálatokat zömmel félvezető detektoros spektrométerekkel végzik. A Magproblémák Laboratóriumban eddig több mint 70 új radioaktív izotópot fedeztek fel és rendkívül gazdag információt nyertek a gömbszerű, deformált és átmeneti tartományban levő atommagok szerkezetére. A JASZNAPP program további reális lehetőséget nyújt új izotópok előállítására és kitűnő kutatási lehetőséget a következő területeken: alacsonyan és középmagasan

gerjesztett atommag nívók vizsgálata; bomlásenergiák és magtömegek meghatározása; alak, K tiltott, többrészecskés és más izomér állapotok sajátságainak feltárása; α, β, γ, p bomlási folyamatok vizsgálata; magreakció hatáskeresztmetszet kutatások; radioizotópok termelése gyakorlati célokra stb. A szinkrociklotron rekonstrukciója után a JASZNAPP tömegszeparátor on-line üzemmódban fog működni, ami lehetővé teszi, hogy a jelenlegi ≈ 1 perc helyett $\approx 0{,}1$ másodperc legyen a vizsgálható izotópok felezési idejének alsó határa. Mivel több, mint két nagyságrenddel nőni fog a gyorsítóból kihozott proton nyaláb intenzitása (és ennek megfelelően a források erőssége), megnyílik az út újtípusú mérésekre is, pl. a kis fényerejű, de precíziós mágneses spektrográfok, magnyomaték mérő berendezések stb. alkalmazására rövid felezési idejű izotópoknál. Újabban kidolgoztak olyan gyors számítógépes módszereket, melyek lehetőséget adnak a spektrumok pár órás kísérlet alatti feldolgozására és így a mérésparaméterek egy mérésen belüli optimalizálására.

A Magproblémák Laboratórium perspektivikus kutatási iránya a *mezoatom jelenségek és az atommagok mezon befogásának vizsgálata*. A Bohr-féle atommodell alapképletei alapján könnyen belátható, hogy a K atomhéjra befogott mezon pályasugara ≈ 200-szor kisebb az ugyanezen héjon levő elektron pályasugaránál. Így az is várható, hogy a mezoatomok röntgenvonalának eltolódása izotópról izotópra értékes információt szolgáltat a magalak változására. Mezon nyalábok sikeresen felhasználhatók alakizomér állapotok, kétpúpú potenciálfalak, spontán hasadó izomérek stb. tanulmányozására. Vizsgálják a mezonok kölcsönhatását atommagokkal, a reakciótermékek irány és energia eloszlását stb.

A Magproblémák Laboratórium kutatási tematikájának alapvető része az elemi részecske fizikával kapcsolatos. Több kutatási téma azonban a *magfizika és az elemi részecske fizika határterületéhez* sorolható, mint pl. a nukleon-nukleon kölcsönhatások stb. vizsgálata.

Ismeretes, hogy a kémiai kötés lényeges hatást gyakorol a lassú negatív mezonok atomi befogására. Ez a tény új utakat nyit meg a komplex vegyületek kémiai kötésének vizsgálata, a kémiai reakció állandók meghatározása, a szilárd test fizika és más területeken. *A mezonokkal folytatott kémiai vizsgálatok* szintén helyet kaptak a laboratórium programjában.

A Magproblémák Laboratórium lehetőséget nyújt *biológiai, orvosi kísérletek folytatására* a szinkrociklotron nyalábokon. Ezt a lehetőséget több intézmény intenzíven ki is használja.

III. Neutronfizikai Laboratórium

A laboratórium központi berendezése a 25 kW-os *gyors neutronokkal működő impulzus reaktor*, az IBR-30. A reaktor működhet ún. reaktor üzemmódban, amikor egy forgó korong és álló rész megfelelő szektorainak egybeesésekor jön létre a neutron impulzus. A lineáris elektron gyorsító üzemmódban az elektron csomagok fékezési sugárzása által kiváltott fotoneutronokat sokszorozzák hasadó anyag alkalmazásával. Az IBR-30 már hosszabb idő óta üzemel. Jelenleg épül egy nagyobb teljesítményű impulzus reaktor, az IBR-2, ami a tervek szerint 1976-ig reaktor üzemmódban megkezdi működését. Az új lineáris gyorsító valamivel később lesz kész. A működő és épülő reaktorok főbb adatai az alábbi táblázatban láthatók.

Az impulzus reaktorral kombinált repülési idő mérő berendezés lehetőséget ad monoenergetikus neutronokkal végzett kísérletekre. A laboratórium egyik központi témája *a lassú neutronok atommagokkal való kölcsönhatásának vizsgálata és az atommagok rezonancia állapotainak tanulmányozása*. A vizsgálatok célja: új atommag rezonancia paraméterek meghatározása, a neutron rezonancia befogás spinfüggésének tanulmányozása, neutronok kölcsönhatásának vizsgálata hasadó atommagokkal és reaktor alapanyagokkal, az (n, α) reakció tanulmányozása rezonancia neutronokkal, atom-

	IBR-30	IBR-2
Közepes teljes reaktor teljesítmény		
reaktor üzemmód	25 kW	4 MW
e^- gyorsító üzemmód	$\approx$ 6 kW	
Gyors n impulzus hossz		
reaktor üzemmód	$\approx$50 μsec	$\approx$50 μsec
e^- gyorsító üzemmód	$\approx$ 5 μsec	$\approx$ 5 μsec
Impulzusok száma sec-ként		
reaktor üzem	0,2÷5 imp/sec	
gyorsító üzem	50 imp/sec	
n-fluxus a lassító felületén, reaktor üzemmód, imp.-ban	$\approx 3 \cdot 10^{13}$ n/cm^2 sec	$\approx 10^{15}$ n/cm^2 sec
Az e^- gyorsító adatai		
energia	30 MeV	30 MeV
intenzitás	150 mA	250 A
impulzus hossz	$\approx$ 4 μsec	$\approx$ 4 μsec

mag állapotok különböző parciális nívószélességének mérése stb.

A vizsgálatokhoz neutron, α, γ és hasadási repesz detektorokat, proporcionális kamrákat és más berendezéseket használnak. A kísérletekhez polarizált neutron nyalábok is rendelkezésre állnak.

Világviszonylatban kiemelkedő eredménynek számít olyan atommag nívók mágneses nyomatékának meghatározása, amelyek az alapállapot fölött ≈ 6 MeV magasságban vannak. E vizsgálatokhoz alacsony hőmérsékleteken polarizált céltárgyakat használnak. Az alacsony hőmérsékletet $^3He/^4He$ keveredési hűtőgép biztosítja.

Másik fontos témakör *a neutron és az elektron alapvető sajátságainak vizsgálata.* Ultrahideg neutronok felhasználásával méréseket végeznek a neutron elektromos dipólnyomatékának meghatározására. Az elektronok elektromos dipólnyomatékát is vizsgálják szupravezető technika felhasználásával. Tanulmányozzák a neutron—elektron kölcsönhatást. Wolfram poron és monokristályon létrehozott neutron diffrakciós kísérletekkel adatokat kívánnak nyerni a neutron elektromágneses sugarára.

A laboratóriumban működő *5 MeV-es elektrosztatikus gyorsító* felhasználásával atommag izobár analóg állapotokat, három részecske kilépéssel végződő magreakciókat, (p, γ), (n, α), (n, γ) folyamatokat stb. vizsgálnak.

A Neutronfizikai Laboratórium programjának fontos *része a szilárd test fizikai és újabban biológiai kutatás magfizikai módszerekkel.*

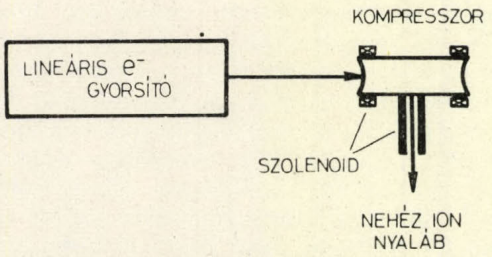
IV. Új Gyorsítási Módszerek Osztály

Az osztály alapvető feladata a kollektív gyorsító prototípusainak kifejlesztése.

A kollektív gyorsító alapötlete V. I. Vekszlertől származik. A működési elv röviden a következő (l. *5. ábra*).

Szilárd testből téremissziós vagy fűtött katódos eljárással elektronokat szabadítanak ki. Az elektronokat gyorsítják, gázatomokkal ütköztetik és szekunder elektron kiváltással megsokszorozzák. A plazmából rövid, ≈ 20 nsec-os impulzusban $100 \div 1000$ A rendű elektron áramot vonnak ki. Az elektronokat lineáris gyorsítóval gyorsítják, majd az ún. kompresszorban a haladási irányra merőleges mágneses térrel ≈ 40 cm sugarú gyűrűt formálnak belőlük. Ezután a mágneses térerősséget megnövelik, és a gyűrűt lényegesen kisebb, ≤ 4 cm sugarú gyűrűvé nyomják össze. A gyorsítandó atomokat tartalmazó gázból rövid impulzust engednek a kompresszorba. Az elektronáram plazmát hoz létre. A következő lépés a mágneses tér csökkentése a gyűrű egyik oldalán, ennek hatására a gyűrű kicsit megnagyobbodva kiugrik a helyéről és az elektronok azimutális sebessége részben tengelyirányúba megy át. L. *6. ábra.*

A gyűrű a továbbiakban egy szolenoidban halad, amelyben a mágneses térerősség a tengely mentén fokozatosan csökken. Az elektron áram magával ragadja a nehéz ionokat is. A szolenoid végén,



5. ábra. A kollektív nehéz ion gyorsító elve

ahol megszűnik a mágneses tér, az elektronok azimutálisan szétrepülnek és eredményül gyorsított nehéz ion nyalábot kapunk.

A gyorsítótípusnak várhatóan számos előnye lesz a hagyományos gyorsítókhoz képest. Ezek közül a fontosabbak a következők:

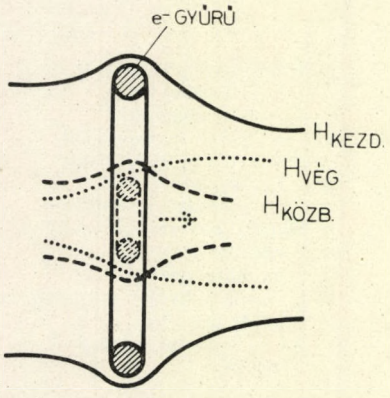
a) A gyűrűben tengelyirányba repülő nehéz ionok ugyanolyan sebességre tesznek szert, mint az elektronok. Mivel azonban már a proton tömege is közel 2000-szer nagyobb az elektronénál, a nehéz atomok ionjai sok nagyságrenddel nagyobb energiára tesznek szert, mint az elektronok.

b) A hagyományos gyorsítókban eddig maximálisan 0,5 MV/cm gyorsító elektromos térerősséget sikerült elérni. A kollektív gyorsító gyűrűjében ez az érték egy-két nagyságrenddel is nagyobb lehet. A számítások szerint 6 m hosszúságú kollektív gyorsítóban várhatóan ugyanolyan energiára lehet nehéz ionokat gyorsítani, mint egy ≈ 130 méteres lineáris gyorsítóban és a nehéz ion áramok sem fognak lényegesen eltérni egymástól. Többek között innen következik, hogy a kollektív elven alapuló gyorsító költségei várhatóan lényegesen kisebbek lesznek, mint a hagyományos (lineáris, ciklikus stb.) gyorsítóké.

c) A kollektív gyorsító további várható előnye, hogy igen sokféle nehéz ion gyorsítható vele.

d) A kollektív gyorsító nyalábszerkezetére a rövid, intenzív részecske csomagok jellemzők. Ez előnyösen felhasználható rövid életű izomérek vizsgálatára, repülési idő mérésekre stb.

Elméleti becslés szerint a kompresszor egy elektron gyűrűjében $N_e \leq 10^{14}$ elektron tárolható. Ha az elektronok azimutális átlagenergiája a gyűrűben 20 MeV, és azt kívánjuk, hogy nehéz



6. ábra. A mágneses térerősség eloszlása a kollektív gyorsító kompresszorában [4]

ionok 10 MeV/nukleon energiára gyorsuljanak, akkor a gyűrűben levő elektronok száma (N_e) és a gyorsítható nehéz ionok száma (N_i) között a következő összefüggés írható fel:

$$20\,[\mathrm{MeV}] \cdot N_e \cdot 0{,}1 \approx 10\left[\frac{\mathrm{MeV}}{\mathrm{nukleon}}\right] \cdot A \cdot N_i,$$

ahol A a gyorsított ion tömegszáma, pl. 200, 0,1 az elektron → nehéz ion energia átadás mértékére jellemző szám.

Innen $N_i \approx 10^{-3} N_e$.

Ez azt jelenti, hogy ha pl. higanyt akarunk gyorsítani és egy gyűrűben 10^{13} elektron van, akkor $\approx 10^{10}$ Hg ion gyorsítható egy-egy impulzusban. Ha sikerül elérni másodpercenként 100 impulzust (amire jól megalapozott remény van), akkor a nehéz ion nyaláb intenzitása $\approx 10^{12}$ ion/sec lesz.

A gyorsító kifejlesztése számos nehéz technikai probléma megoldását kívánja. A kompresszorban pl. 10^{-9} Hgmm rendű vákuum fenntartása szükséges, amit el is értek. A kompresszor mágneses terét szolenoidokon átengedett 5 ÷ 10 kA-es áramok hozzák létre. Ilyen áramerősségek msec idő alatti változtatása, kapcsolása szintén nehéz, de tirisztorokkal és magnetronokkal már megoldott feladat. Az elektronok sugárzásos energiavesztesége miatt a gyorsító környékén igen intenzív γ sugárzási háttér van. Kérdés, hogyan fogják bírni a gyorsító szigetelő anyagai a tartós, intenzív sugárterhelést.

A kollektív nehéz ion gyorsító fejlesztés még nem lépett ki a kísérleti stádiumból a világ egyetlen laboratóriumában sem. Az elért sikerek azonban reményt adnak arra, hogy rövidesen sikerül létrehozni az első működő modellt.

E rövid áttekintésben nehéz teljes képet adni a kb. 3500 főt foglalkoztató, hatalmas intézet magfizikai kutatásairól. Világszerte ismertek és elismertek az *ELMÉLETI FIZIKAI LABORATÓRIUM* eredményei a magszerkezet kutatás területén. Néhány perspektivikus kutatási irány a laboratórium magfizikai programjából: atommag gerjesztési állapotok szerkezetének vizsgálata különböző gerjesztési energiáknál; az atommag alak vizsgálata a tömegszám függvényében; hipermagok szerkezetének vizsgálata alap és gerjesztett állapotban; nukleonok, π és μ mezonok, valamint atommagok atommagokkal való kölcsönhatási mechanizmusának vizsgálata különböző energiáknál; matematikai módszerek kidolgozása a magfizikai többtestprobléma közelítő megoldására stb.

Sokat tett a *SZÁMÍTÁSTECHNIKAI ÉS AUTOMATIZÁLÁSI LABORATÓRIUM* is a magfizikai kutatás érdekében az egységes intézeti számítógép rendszer kialakítása, a laboratóriumok mérőcentrumainak létrehozása, kis számítógépek üzembehelyezése és a számítógépes adatfeldolgozási módszerek kifejlesztése területén.

A *NAGYENERGIÁJÚ LABORATÓRIUMBAN* az utóbbi időben sikerült deuteronokat és alfa részecskéket 5000 MeV/nukleon energiára gyorsítani. Remény van arra, hogy rövidesen még nehezebb (szén, nitrogén) ionokat is sikerül nyerni hasonló energiával. Ez eredmények lehetőséget adnak a relativisztikus magfizikai vizsgálatok széleskörű kibontakoztatására, az elektromágneses folyamatok, a hiper és izomagok, monoenergetikus neutronokkal és polarizált részecskékkel létrehozott folyamatok stb. vizsgálatára.

A magyar kutatók és mérnökök aktívan részt vesznek mind a hat laboratórium és a központi szervek munkájában.

IRODALOM

[1] *G. N. Flerov*, Preprint JINR, Dubna, D7 — 3623, 1968.

[2] *V. A. Karnauhov, A. V. Gyemjanov, D. D. Bogdanov, G. I. Koval, L. A. Petrov*, Preprint OIJAI, Dubna, P13—7657, 1974.

[3] *A. Balanda, V. Volkov, Ju. Gangrszkij, V. Karnauhov, Sz. Karamjan, K. Kaun, G. Flerov*, Szoobscsenyija OIJAI, Dubna, 7—7073, 1973.

[4] *V. P. Szarancev*, Priroda, No 6, Fizika 30, 1970.

A HAZAI ATOMERŐMŰPROGRAM JELENE ÉS TÁVLATAI

Szivós Károly
Erőmű és Hálózattervező Vállalat

Deme Sándor
Központi Fizikai Kutató Intézet

Bevezetés

A hagyományos energiahordozók erősen korlátozott mennyisége a világ sok országában szükségessé teszi, hogy az elektromos energia egy részét atomerőművekkel állítsák elő. Az már az utóbbi idők olajválsága előtt világossá vált, hogy az elektromos energia iránti növekvő igényt csak úgy lehet kielégíteni, ha az 1980 után építendő erőműveknek egyre nagyobb hányada atomenergiával működik majd. Az olajválság — különösen az energiában szegény, de iparilag fejlett országokban — ahhoz az elhatározáshoz vezetett, hogy az atomerőművek építési üteme már a következő 3—4 éven belül érje el a korábban csak 1980-ra tervezett szintet.

Az energiahiány megteremtette az atomerőművek építésének szükségességét. A lehetőséget viszont az teremtette meg, hogy az elmúlt évtizedben mind a Szovjetunióban, mind a vezető tőkés államokban sok tapasztalatot szereztek atomerőművek építése és üzemeltetése terén. Ma már a hagyományos erőművekkel vetekedő műszaki és gazdaságossági paraméterekkel rendelkező atomerőműveket lehet építeni, s intenzív kutatások folynak az atomenergia adta lehetőségeknek a mainál sokkal jobb hatásfokú kihasználására.

Az atomerőművek térhódításához nemcsak energetikai kérdéseket kellett megoldani. Elsőrendűen fontos volt, hogy az atomerőművek ne jelentsenek veszélyt környezetükre. Ehhez olyan erőművekre volt szükség, melyek-

ben a radioaktív szennyezéssel járó üzemzavar lehetőséget igen kicsire csökkentik, s emellett olyan műszaki megoldásokat alkalmaznak, melyek az esetleg mégis bekövetkező üzemzavaroknál a radioaktív szennyeződés környezetbe jutását olyan mértékben gátolják, hogy az a környező lakosságra ne jelenthessen veszélyt. A megfelelő technológiai berendezéseket az atomerőművekben olyan környezetellenőrző rendszerek egészítik ki, melyek ki tudják mutatni a levegőben, a vízben, talajon, növényzetben stb. a maximálisan megengedhető sugárzó anyagok mennyiségének már igen kis hányadát is, ha azok kikerülnek az erőműből. Ma már az atomerőművek okozzák a legkisebb kárt a környezetükben a különböző típusú erőművek közül, mert az atomerőművek a vízierőművekhez és a földgázzal működő erőművekhez hasonlóan „tiszták".

A jelen és a közeljövő

Ma már hazánkban is kialakult az atomerőművek építésének programja. Az energiahordozók szempontjából történt felmérés szerint a 2000-ig építendő erőműveknek legalább 60%-a lesz atomerőmű, de legfeljebb 75%-os arányukra lesz szükség. Az építendő típusok egy negyedszázad alatt igen sokat változhatnak, s most még csak a következő 6—8 évben üzembehelyezendő erőművek típusát lehet és kell kiválasztani.

Mint ismeretes, hazánkban Pakson épül az első atomerőmű. Kormányunk határozata alapján már megindultak az előkészítő munkák, hogy a két blokkból álló első, 880 MW-os atomerőmű első blokkjának üzembehelyezésére 1980-ban sor kerülhessen. Ez az első erőmű nyomottvizes, termikus neutronokkal működő típus lesz. Ez a típus az ipari alkalmazásra legjobban megérett, az egész világon nagy számban gyártott rendszer. Ilyenek közé tartozik a Szovjetunióban kifejlesztett VVER-típusú víz-vizes energetikai reaktor, melyből 2 darab 440 MW-os egységet vásárolunk meg a Szovjetuniótól s helyezünk üzembe Pakson. Erre a típusra jellemző, hogy a reaktor egy nyomás alatti tartályban helyezkedik el, mind a lassítóközeg, mind a hőátadó közeg víz. A nyomás a primérkörben akkora, hogy a víz ne tudjon felforrni. A VVER-típusú reaktoroknak különböző teljesítményű egységeit fejlesztették ki, eddig a 210, a 365 és a 440 MW_e (elektromos teljesítmény megawattban) blokkokat állították üzembe, jelenleg az 1000 MW_e teljesítményű blokk tervezését fejezték be. A felsorolt négy típus főbb jellemzőit az *I. táblázat* tartalmazza. A legkisebb teljesítményű típus, a VVER-210 már 10 éve működik a Szovjetunióban, Novovoronyezsben. A kedvező üzemi tapasztalatok tették lehetővé a nagyobb teljesítményű blokkok kifejlesztését. Az új, 1000 MW_e teljesítményű blokk kifejlesztésében a KGST keretében hazánk is résztvesz. Magyarországon, a Központi Fizikai Kutató Intézetben épült fel a ZR-6 kritikus rendszer, melyen nemzetközi kutató kollektíva vizsgálja a VVER-1000 típus reaktorfizikai tulajdonságait. Ez a kritikus rendszer lehetővé teszi, hogy igen kis reaktorteljesítménnyel — tehát olcsón és egyszerűen — tanulmányozzák a létrehozandó reaktort a legkülönbözőbb zónaelrendezéseknél. A hőtechnikai paraméterek vizsgálatára szolgál az ugyanott épülő termohidraulikai hurokberendezés.

A VVER típusnál előnyt jelent a fűtőelemek rendkívüli nagy fajlagos hőterhelése, s a víz jó neutronlassító hatása révén létrehozható kis méretű aktív zóna, tehát nagy teljesítménysűrűség. Ennek következtében e típus beruházási költségei — a különböző országok szakembereinek egybehangzó véleménye szerint — már 500 MW_e teljesítménynél megközelítőleg azonosak a hagyományos erőművek fajlagos (egységnyi teljesítményre eső) beruházási költségeivel. További előny, hogy a nukleáris fűtőanyagot más termikus reaktortípusokhoz képest e típus aránylag jól kihasználja, azaz magas az elérhető kiégetési szint. Az 1000 MW_e-os típus fizikai, hőtechnikai paraméterei, valamint műszaki jellemzői elérik, sőt túl is szárnyalják a fejlett tőkés országokban épülő hasonló rendszerű erőművek jellemzőit. Ha az I. táblázat alapján összehasonlítjuk egymással a különböző VVER típusokat, akkor láthatjuk, hogy nemcsak a reaktorok összteljesítménye nőtt, hanem a szekunderkör gőznyomása, a felhasznált urán dúsítási

I. táblázat
A VVER-típusú atomerőművek adatai

Műszaki jellemző	Mértékegység	Típus			
		VVER-210	VVER-365	VVER-440	VVER-1000
Elektromos teljesítmény	MW_e	210	365	440	1000
A turbógenerátorok száma és teljesítménye	db × MW_e	3 × 70	5 × 73	2 × 220	2 × 500
Termikus teljesítmény	MW_t	760	1320	1375	3000
Hatásfok, bruttó	%	27,6	27,6	32	33
A szekunderköri nyomás a turbina előtt	atm	29	29	44	60
A reaktortartály nyomása	atm	100	105	125	160
Vízhőmérséklet a reaktor belépőnyílásánál	°C	250	250	269	289
Átlagos melegítés a reaktorban	°C	19	25	31	35
Az aktív zóna					
— átmérője	m	2,88	2,88	2,88	3,12
— magassága	m	2,50	2,50	2,50	3,50
— urántöltete	Mp	38	40	42	66
A fűtőanyag utántöltések közötti idő	óra	5200	6500	7000	7000
A fűtőelemek átlagos dúsítási foka (urán-235)	%	2,0	3,0	3,5	3,3—4,4
Az aktív zóna fajlagos energiatermelése	kW_e/l	46	80	83	111

foka és a turbógenerátorok egységteljesítménye is. Egyidejűleg javult mind a fűtőelemek kiégetési szintje, mind a rendszerek termikus hatásfoka.

Technikailag nem lenne akadálya 1000 MV_e-nál nagyobb teljesítményű reaktorok építésének sem, azonban ez a teljesítmény gyakorlati felső határnak látszik. Az ennél nagyobb teljesítményű rendszerek gazdaságossága már nem javul az 1000 MW_e-hoz képest, sőt 1500 MW_e-nál már romlani kezd. Lényeges szempont az is, hogy egy nagyon nagy egység üzemzavarból vagy karbantartásból eredő kiesése az energiarendszerek szempontjából nagyon jelentős problémát okoz. Ezért tekinthetjük egyelőre felső határnak az 1000 MW_e-egységteljesítményű atomerőműveket. A villamosenergia össztermelésének emelkedésével ez a felső határ módosulhat.

Az atomerőművek közeljövőjének a nagyszámú 440, illetve a későbbiekben az 1000 MW_e VVER-típusú reaktor építése látszik, mert ez a típus jól bevált, s építése elsősorban a megfelelő kapacitású, igen speciális gépgyártó iparág intenzív fejlesztésén múlik. E téren a KGST országok összefogásával, megfelelő gyártásszakosítással lehet gyorsítani az atomerőművek építését.

Kutatási irányok és távlati célkitűzések

Bár jelenleg a VVER-típusú reaktorok a leginkább érettek a széleskörű felhasználásra, a Szovjetunióban intenzíven foglalkoznak a grafit moderátoros, csöves típusú reaktorok kifejlesztésével is. Erre a típusra az jellemző, hogy a moderátorként használt grafit nincs nyomásálló edényben, a nagynyomású gőz a moderátorban (nagyméretű grafittömbben) elhelyezett csövekben keletkezik. Ugyancsak a moderátorban helyezkednek el a fűtőelemek is. Ez a rendszer lehetővé teszi a hagyományos erőművek gépgyártás technológiájának használatát, a kisebb méretű egységesített elemekből nagy teljesítményű reaktorok építését, a keletkezett gőz reaktorban történő túlhevítését, az üzem közbeni fűtőanyag cserét, a primér kör kis részletekre bontásával a lehetséges maximális üzemzavar mértékének csökkentését. A leírt előnyök azonban sok nehézséggel is együttjárnak. A nagymennyiségű, reaktorba beépített szerkezeti anyag (elsősorban rozsdamentes acél) károsan befolyásolja a reaktor fűtőanyagának hasznosítását, a rendkívül vékonyfalú, kis átmérőjű rozsdamentes acélcsövek bonyolult rendszerét alkotó túlhevítő csatornák gyakran meghibásodnak, ez rontja a reaktor üzembiztonságát. Ez az oka, hogy az 1964-ben, illetve 1967-ben üzembehelyezett 100, illetve 200 megawatt teljesítményű bjelojarszki atomerőműtípust (BAE-1 és BAE-2) csak módosított formában kívánják továbbfejleszteni. A továbbfejlesztett típus az RBMK-1000 (nagy teljesítményű, forraló). Ennél a típusnál a rozsdamentes acél helyett a sokkal jobb nukleáris jellemzőkkel rendelkező cirkóniumot használják, a reaktorban történő túlhevítést is elhagyták a megbízhatóság fokozására. Ilyen típusú reaktort építenek jelenleg Leningrád közelében, már az üzembehelyezés munkái folynak. Mivel ilyen fajta reaktorral még nincsenek üzemeltetési tapasztalatok, a leningrádi erőművet — nagy teljesítménye ellenére is — csak kísérleti atomerőműnek lehet tekinteni. A távlati tervekben szerepel a leírtakkal azonos elven működő, de annál kétszer nagyobb teljesítményű RBMKP-2000 típusú reaktor fejlesztése is, melynél a reaktorban történő gőztúlhevítést is előirányozták.

A csöves típusú, grafitmoderátoros reaktorok paramétereinek fejlődését szemlélteti a *II. táblázat.* Meg kell jegyezni, hogy a csöves típusú reaktorok nem építhetők olyan kompakt módon, mint a tartályos típusúak, nagyobb építészeti volument képviselnek, a beruházási költségük legalább 20—30%-kal magasabbra becsülhető, mint a tartályos VVER-típusú atomerőműveké. Maguknak a csöves reaktoroknak a szerelése is munkaigényesebb, mint a tartályosoké, mert felépítésükhöz sok speciális minőségű helyszíni szerelő és beszabályozó munkára van szükség.

Ma még korai lenne megmondani, hogy a csöves

II. táblázat
A csöves típusú atomerőművek adatai

Műszaki jellemző	Mértékegység	Típus			
		BAE-1	BAE-2	RBMK-1000	RBMKP-2000
Elektromos teljesítmény	MW_e	100	200	1000	2000
Hőteljesítmény	MW_t	286	530	3200	5620
Hatásfok, bruttó	%	36	37	32	36
Gőzparaméterek a turbina előtt					
— nyomás	atm	90	90	65	65
— hőmérséklet	°C	500	500	280	450
Az aktív zóna					
— átmérője	m	7,2	7,2	11,8	13,5
— magassága	m	6,0	6,0	7,0	7,0
— urántöltete	Mp	67	48	180	294
Fűtőelemburkolat					
— rozsdamentes acél		+	+		+
— cirkónium				+	+
A fűtőelemek átlagos dúsítási foka (urán-235)	%	1,8	3,0	1,8	2,5
Az urántöltet fajlagos energiatermelése	MW_t/Mp	4,3	11,3	17,8	19,2

reaktorok a jövőben mennyire terjednek el, mert míg a tartályos reaktoroknál nagyjából látszanak a továbbfejlődés korlátai, addig a csöves reaktorok kutatása sokkal kezdetibb időszakban van. Ha a csöves reaktoroknál sikerül megoldani a felmerült nehézségeket, akkor ez az építési mód számos előnnyel fog rendelkezni a jelenleg legkiforrottabb, tartályos megoldással szemben.

A technológiai kérdéseken túl van egy sokkal alapvetőbb probléma az atomenergia hasznosításában, s ez az, hogy jelenleg csak legfeljebb egy százalékát használjuk ki a természetben előforduló hasadóanyagoknak. A termikus reaktorok az urán 235-ös tömegszámú izotópjának hasadásakor felszabaduló energia révén termelik a hőt. A természetes uránnak azonban csak 0,7%-a a 235-ös izotóp, s ez azt jelenti, hogy az uránban rejlő energia 99%-át nem használjuk ki. Mód van ugyan arra, hogy az urán 99%-át kitevő 238-as izotóp egy igen kis hányadát kihasználjuk annak révén, hogy abból a reaktorban igen jó reaktor fűtőanyag, a plutónium 239-es izotópja keletkezik, azonban a keletkező plutónium mennyisége sokkal kisebb, mint az elhasznált urán-235.

A hasadóanyagok bővített újratermelését oldják meg az ún. gyors szaporítóreaktorok. Ezeknél a reaktoroknál elérhető, hogy a kezdeti urán-235 és urán-238 töltettel a kiégő (elhasadt) urán-235 helyett annyi plutónium keletkezzen, mely elegendő a reaktor további üzemének fenntartására. A gyakorlatban ez azt jelenti, hogy a továbbiakban csak arra van szükség, hogy a kiégett fűtőelemeket feldolgozva megkapjuk belőlük a keletkezett plutóniumot s azt a korábbról megmaradt s a későbbiekben hozzáadott urán-238-al együtt új fűtőelemként használjuk a reaktorban. Ez a folyamat mindaddig folytatódhat, míg a teljes uránkészlet el nem fogy. Sőt még ebben az esetben sincsen különösebb baj, mert ez a reaktortípus alkalmas a természetben az uránhoz képest nagy mennyiségben előforduló tórium hasznosítására is, így a hasadási energián alapuló energiatermelés lehetőségei a jelenlegihez képest többszázszorosan megnőnek.

A gyors szaporítóreaktorok gyakorlati alkalmazását, legalábbis szélesebb körben, ma még az gátolja, hogy számtalan — elsősorban technológiai és konstrukciós — kérdés megoldásra vár. Ezekben a reaktorokban rendkívül körültekintően kell megválasztani a reaktorba kerülő anyagokat, hogy azok moderátor nélkül is kritikusak legyenek. (Meg kell jegyezni, hogy az atombombák is tulajdonképpen gyorsneutronokon alapuló reaktorok, mert azok sem tartalmaznak moderátort. A leglényegesebb eltérés a gyorsreaktorok és az atombombák között, hogy míg az előbbiekben szabályozott, időben állandó intenzitású energiatermelés folyik, addig az atombombában a cél éppen az, hogy a bomba szétrobbanása előtt minél több hasadás, azaz minél nagyobb energiafelszabadulás jöjjön létre.)

Az eddig elvégzett vizsgálatok szerint a gyorsreaktoroknál hőhordozónak kizárólag folyékony nátrium alkalmazható. Biztonsági okokból szükség van egy másik, hőcserélővel a primérkörhöz csatlakozó nátriumkörre is. Így a turbinák hajtására szolgáló gőz csak a harmadik körben kering. Nagyon komoly problémát jelent e reaktorok biztonságos üzemeltetésének megoldása is. A biztonság magában foglalja a nukleáris biztonságot és a technológiai biztonságot is. Szükség van a legkülönbözőbb anyagok és konstrukciók reaktorokban való hosszú idejű kipróbálására. Meg kell oldani mind a kellő termikus hatásfok biztosítását, mind a hasadóanyag jó hatásfokú bővített újratermelését. E kérdések megoldása folyik, különösen a Szovjetunióban értek el e téren jelentős eredményt. A jelenleg indítás előtt álló bjelojarszki 3-as blokk, a BN—600 már 7 üzemelő, nagyteljesítményű szovjet gyorsreaktor üzemi tapasztalatait hasznosítja.

Mind a szovjet, mind a nyugati szakemberek egybehangzó véleménye szerint a jövő a gyors szaporítóreaktoroké. A leírt problémák miatt azonban csak a 90-es évektől kezdve várható, hogy azok felváltják a jelenleg széleskörűen használt termikus reaktorokat. A gyorsreaktorok előretörését azért is könnyű megjósolni, mert az olcsón kitermelhető uránkészletek kifogyóban vannak, s a drágábban termelt urán esetén az atomerőművek üzemeltetési költsége, s ezen belül a fűtőanyag beszerzése egyre nagyobb részét fogja kitenni a teljes költségnek. Ez azt jelenti, hogy érdemes lesz lényegesen nagyobb beruházási költséggel felépíteni egy gyors szaporítóreaktort, mint egy aránylag olcsó termikus reaktort, mert az előbbinél az uránárak emelkedése gyakorlatilag nem játszik szerepet, hiszen az azonos uránmennyiségből közel százszoros mennyiségű energiát képes termelni, mint a termikus reaktor.

Az ismertetett kérdések megoldásán számos országban igen nagy erővel dolgoznak. E kutatásokban lehetőségeinkhez mérten, a KGST keretében hazánk is résztvesz, s részese lesz a közös eredményeknek. Ennek alapján várható, hogy az elkövetkezendő másfél évtizedben a VVER-440, majd a VVER-1000 típusú termikus reaktorokkal működő atomerőművek fogják képezni a hazai atomerőműépítési program alapját, míg az első gyorsreaktor üzembehelyezésére csak az évezred utolsó évtizedében kerülhet sor hazánkban, de hosszú távú perspektívája főként ez utóbbi típusnak van.

IRODALOM

A. M. Petroszjanc: Ot naucsnogo poiszka k atomnoj promislennoszti. Moszkva, Atomizdat, 1972.

IMPULZUS-ÜZEMŰ REAKTOR ÉS A NEUTRON SPEKTROSZKÓPIA

E. I. Sarapov

A megzabolázott atomrobbanás

Kis mennyiségű „atom robbanóanyag" (urán-235 vagy plutónium-239) nyugodtan tárolható bármilyen hosszú ideig, miközben lassú rádióaktív bomlásból származó energiát sugároz. De ha ilyen anyagból szorosan egymás mellé helyezünk két vagy több darabot úgy, hogy együttes tömegük nagyobb legyen egy bizonyos kritikus értéknél, akkor olyan grandiózus, romboló hatású robbanás következik be, amely teljesítmény szempontjából egyenértékű több tízezer tonna trinitrotoluol robbanásával, és a hely fölött, ahol egyesítettük az anyagot, kinő az ijesztő „atom gomba", amelyet olyan jól ismerünk fényképekről és moziból.

Minden atomerőmű és kutató atomreaktor kizárólag a kritikus tartományban működik, a konstrukció és az automatikus védelmi rendszer biztosítják, hogy semmilyen körülmények között ne jöhessen létre a szuperkritikus állapot.

Viszont az *1. ábrán* bemutatott berendezés csak szuperkritikus rendszerként működik, vagyis az atomrobbanás körülményei között, de ennek ellenére már évek óta sikeresen üzemel. Ez a berendezés az Egyesített Atomkutató Intézet (EAI) impulzus üzemű, gyors[1] reaktora (IBR).

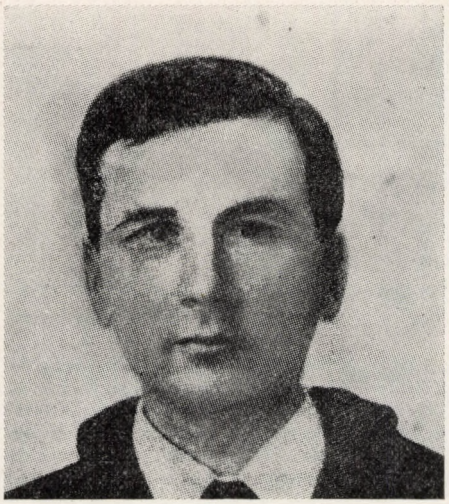
Az IBR aktív zónája — ahol végbemegy a maghasadás — három különálló egységből tevődik össze, amelyek anyaga majdnem teljesen tiszta urán-235, illetve plutónium-239 izotóp. Az egyik rész rögzítve van, tömege kisebb a kritikusnál. A másik, amelyet betétnek neveznek, egy kb. 50 fordulat/sec-os állandó sebességgel forgó 1 m átmérőjű acélkorong szélére van erősítve. A korong forgása közben az aktív betét periódikusan elhalad a zóna mozdulatlan része mellett. Azonban együttes tömegük valamivel a kritikus alatt marad. A harmadik, szintén mozgó rész egy kis kerékre van erősítve, amelynek a fordulatszáma kisebb a korong fordulatszámánál. A harmadik rész tömege úgy van megválasztva, hogy mindhárom rész együttes tömege meghaladja a kritikust. A találkozás pillanatában a részek egységes egésszé olvadnak össze, tömegük a kritikus fölé emelkedik és megindul az atomrobbanást jellemző láncreakció. De bármilyen gyorsan is terjed a láncreakció az urán és plutónium magokban, bármilyen nagy sebességgel is bontakozik ki, ez a sebesség véges és nem végtelen nagy. Ha a mozgó betét előbb lép ki az aktív zónából, mint ahogy a láncreakció az anyag atommagjainak veszélyes százalékát ragadja magával, akkor a „robbanás" rögtön az elején megszakad, a felszabadult energia-mennyiség, valamint a mozgásba jött részecskék száma kevés lesz ahhoz, hogy romboló hatást gyakoroljon. A megszakított atomrobbanás nyoma mindössze egy nagy teljesítményű, rövid neutronimpulzus kisugárzása lesz *(2. rajz)*, az IBR tervezésekor éppen ennek elérése volt a cél.

Az impulzusok időtartama igen rövid (~ 60 μsec), a kisugárzott neutronmennyiség viszont: $\sim 10^{15}$ neutron/sec. (20 kV-os átlag reaktorteljesítmény esetén).

Az impulzusok hossza és az átlagos hőteljesítmény változatlan, viszont az impulzusok másodpercenkénti gyakoriságát a három rész találkozásának száma, vagyis a harmadik rész fordulatszáma határozza meg.

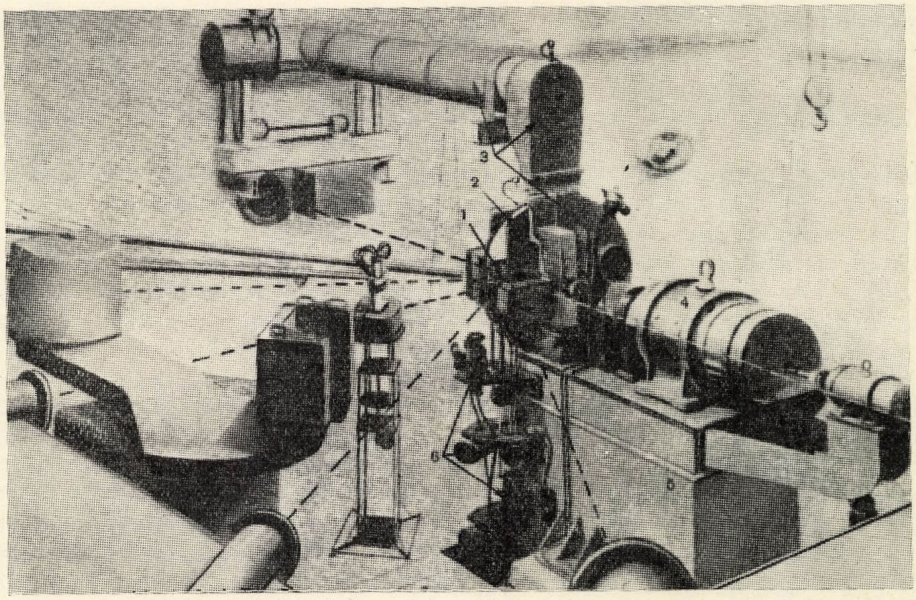
Az IBR átlagos hőteljesítménye az 1960-as első üzembe helyezéskor 0,75 kW volt, 1964 után 3 kW, az 1969-es felújítás óta pedig 25 kW. Az ilyen, viszonylag jelentéktelen hőmennyiség elvezetésére még elégséges a léghűtés. Bár a részek találkozásának pillanatában (másodpercenkénti 4 impulzus esetén)[1] az impulzusteljesítmény az IBR-ben eléri a 80 ezer kW-ot, aktív zónájának térfogata viszont csak 2,5 l, nem pedig kb. 1 m³, mint a tipikus, stacionárius kutató reaktorokban. Tehát az IBR egy szokatlanul kis berendezés. Egy $10 \times 10 \times 7$ m; méretű terem közepén áll az alap, amelyen el van helyezve egy doboz az aktív zónával, egy 1 m átmérőjű acélkorong az aktív betéttel és a forgatását végző villanymotorral, valamint egy ventillációs rendszer *(1. rajz)*. Balesetvédelmi berendezések, teljesítményszabályozók és az impulzusok gyakoriságát változtató egységek tartoznak még a reaktorhoz.

[1] Gyors neutronokat használ fel.

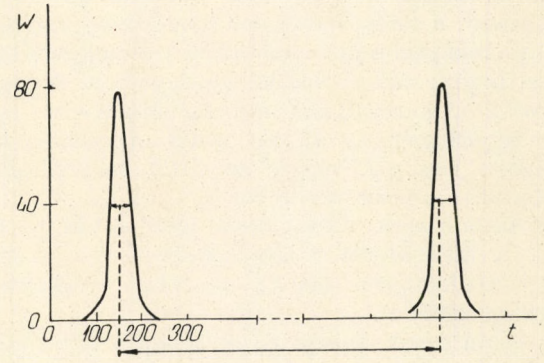


Eduard Ivanovics Sarapov a Dubnai Egyesített Atomkutató Intézet Neutronfizikai Laboratóriumának tudományos főmunkatársa. Az atommag neutronspektroszkópiájával foglalkozik. Sok publikáció szerzője a rezonancianeutronok szóródása és a sugárzásos befogás területén

[1] Az impulzusüzemű reaktor átlagteljesítménye egyenlő a pillanatnyi teljesítménynek, az impulzus hosszának és az impulzusok gyakoriságának szorzatával.



1. ábra. Gyors neutronokkal dolgozó impulzusreaktor (IBR) makettje.
1 — aktív zóna; 2 — az aktív betétet hordozó korong; 3 — az aktív zóna burkolata és a léghűtést hordozó rendszer; 4 — a korongot forgató elektromotor; 5 — a berendezés fundamentuma; 6 — a reaktor vezérlő rendszer; 7 — a vákuum neutronvezetékek kezdeti szakaszai. Szaggatott vonallal a neutronok útja van jelölve mielőtt a neutronvezetékekhez érnek



2. ábra. Az IBR W teljesítmény impulzusainak alakja. A reaktor különböző impulzussűrűséggel képes dolgozni, de állandó átlagteljesítménnyel és változatlan impulzusszélességgel (60 μsec). A 200 ezer μsec-os intervallum másodpercenkénti 5 impulzusnak felel meg. A legszélső rekordállapot, amely megvalósítható: egy impulzus 5 sec alatt. Ebben az esetben az impulzus pillanatnyi teljesítménye eléri a 2 millió kW-ot!

IBR injektorral

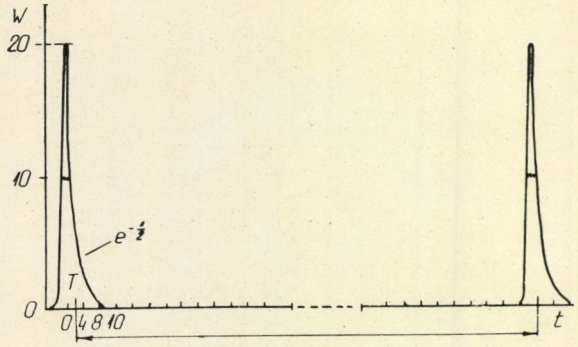
Az elektron bármilyen sebességváltozása elektromágneses hullámok kibocsátását vonja maga után, és minél nagyobb ez a sebességváltozás, annál kisebb a kisugárzott fénykvantum hullámhossza, és annál nagyobb az energiája. Egy gyorsítóban az elektronok sebessége majdnem eléri a fénysebességet, és lefékeződve a targetben kemény γ-kvantumokat bocsátanak ki, amelyek gerjesztik az atommagokat és így neutronsugárzást hoznak létre.

Sok magfizikai kísérletnél az IBR 60 μ sec-os impulzusa túlságosan hosszúnak tűnik. A lineáris elektron gyorsítók mindössze 1 μ sec-os, vagy annál is rövidebb impulzusokat képesek kiadni. Bár ebben az esetben a neutronmennyiség néhány nagyságrenddel kevesebb.

Az EAI neutronfizikai laboratórumában kidolgoztak egy módszert, amellyel egyesíthetők a reaktor és a gyorsító előnyös tulajdonságai.

A lineáris gyorsítót[1] függőlegesen helyezik el a reaktorcsarnok fölött. A gyorsító targetjét az IBR aktív zónájában helyezik el. A reaktort úgy állítják be, hogy a három aktív egység egybeesésének pillanatában is csak szubkritikus állapotban legyen. Ebben az esetben csak akkor ad ki impulzust (láncreakciót), ha az aktív zónában kívülről neutronok jutnak be, vagyis neutronsokszorozóként működik.

A gyorsító és az IBR egyidejűleg működnek, vagyis az elektronimpulzus abban a pillanatban hatol be az aktív zónába, amikor odaér az aktív betét. Ezt nem nehéz megvalósítani, mivel az



3. ábra. W teljesítmény impulzusok alakja, amikor a reaktor szubkritikus üzemben, a lineáris gyorsító targetjében keletkezett neutronok sokszorozójaként működik. Az impulzusok lényegesen rövidebbek a megszokottnál (lásd 2. rajz.) az elektronsokszorozó impulzusainak frekvenciájával követik egymást (100 imp./sec) és más az alakjuk

[1] Kezdetben a Sz. P. Kapica által tervezett más rendszerű gyorsítót, a nagy áramú elektron mikrotront alkalmaztuk injektorként.

elektronimpulzus hossza kb. százszor kisebb a betétnek az aktív zónán történő áthaladási idejénél. Az elektronimpulzus kezdetén a kibocsátott neutronmennyiség exponenciálisan nő, de mihelyt megszakad a neutronok külső forrásból való belépése, az impulzus gyorsan lecseng, mert az IBR szubkritikus állapotban van. *(3. rajz.)* Az impulzus időtartama így az eddigi 60 μsec-ról 3 μsec-ra csökken. A gyorsítótargetből kilépő neutronmennyiség ebben az esetben megszorzandó egy adott értékkel (pl. 100-al), attól függően, hogy a reaktor állapota milyen messze van a kritikustól. Egy ilyen összetett berendezésben a neutronnyaláb megközelítően: 10^{14} neutront tartalmaz másodpercenként.

Milyen előnyei vannak az IBR-nek egy közönséges kutató atomreaktorral szemben? Egy sztacionárius, 50—60 ezer kW teljesítményű reaktor jóval nagyobb neutronfluxust szolgáltat, kb. 10^{15} neutr./sec.cm^2. De először is: ezek az IBR-hez képest óriási berendezések, másodszor: a neutronok folyamatosan sugárzódnak ki és nem lehet megállapítani kibocsátásuk időpillanatát. Impulzus üzemet úgy lehet kialakítani, hogy a neutronnyaláb útjába mechanikus szaggatókat kell helyezni, résekkel ellátott masszív hengereket. A szaggató forgása közben a rések kb. 1 μsec-nyi időre adnak utat a neutron-sugárnak, de ezáltal a nyaláb intenzitása több ezred részére csökken. El kell ismerni, hogy az IBR sokkal szellemesebben és jobb eredménnyel oldja meg ezt a problémát.

Még nem volt szó arról, hogy miért van minderre szükség, mihez kellenek a neutron impulzusok. Mielőtt válaszolnánk erre a kérdésre, felelevenítjük a neutron felfedezésének történetét és beszélünk néhány tulajdonságáról.

A neutron története

Az évszázad 20-as éveinek végén minden ismeretterjesztő- és tankönyvben azt írták, hogy a világmindenség csak protonokból és elektronokból épül fel. Már tudtak arról, hogy az atom egy magból és a körülötte forgó elektronokból áll. Az elektronok száma megadta az elem atomszámát a periódusos rendszerben, a protonok száma pedig megközelítően az atomszám kétszerese kellett hogy legyen. Ahhoz, hogy a mag töltése egyenlő legyen az elektronok töltésével és az összprotonszám egybeessen az elektronok számával az szükséges, hogy a magban legyen ugyanannyi elektron, ahány a maghéjon van. Úgy tűnt, hogy ez a feltevés igazolódott is, mivel létezett a rádióaktív β-bomlás, melynek során elektronok repültek ki a magból. Számszerűleg ugyan minden rendben lett volna, de nagy mennyiségű elméleti levezetést és kísérleti adatot nem lehetett összeegyeztetni elektronok jelenlétével az atommagban. Nem beszélve a méretek olyan durva közelítéseiről, amelyekben az elektron lényegesen nagyobb volt a magnál. Ha ilyen felépítést tételezünk fel, akkor lehetetlen a magban lejátszódó jelenségeknek akár kis részét is elméletileg megmagyarázni.

Úgy tűnt, hogy legegyszerűbb lett volna azt feltételezni, hogy a magban levő részecskék fele töltés nélküli, tömegük pedig a protonéval egyezik, és ezzel minden a helyére került volna. De senki sem tudta leküzdeni a pszichológiai akadályt, senki sem merte feltételezni egy, a magban található, de eddig senki által meg nem figyelt semleges részecske[1] létezését.

Mi most már hozzászoktunk több száz, különböző tulajdonságokkal rendelkező elemi részecske létezéséhez, de abban az időben az elektron és a proton teljesen elégségesnek tűnt.

A neutront Rutherford tanítványa és munkatársa J. Chadwick fedezte fel 1932-ben. A neutron — meglepő tulajdonságokkal rendelkező részecskének bizonyult. A protonokkal együtt az atomok stabil magját alkotja, és a magban képes tetszőlegesen hosszú ideig „élni". De szabad állapotban (a magon kívül) elveszti stabilitását, és elbomlik kb. 700 sec-os felezési idővel: protonra, elektronra és antineutrinora. A neutron tömege valamivel nagyobb, mint a protoné. A neutron rendelkezik saját impulzus momentummal (spin), mágneses momentummal, de nincs elektromos töltése.

Napjainkban a magfizikában a neutron szinte nem is képezi a megfigyelések tárgyát, inkább a kutatások eszköze lett. A semleges neutron szabadon be tud hatolni a magba és ott az energianívók széles spektrumát képes gerjeszteni. Ezek tanulmányozása — a mag tulajdonságairól szerezhető információk egyik forrása.

A modern tudomány egyik legszélesebb körű területén, a szilárdtestfizikában szintén nagyon fontos kutatási eszköz a neutron. Az utóbbi évek sikereihez a kristályok atomi és mágneses felépítésének tanulmányozásában, a szilárdtestek és folyadékok belsejében folyó különféle mozgástípusok megismerésében nagy mértékben hozzájárult a neutron.

A neutronnak köszönhető, hogy lehetővé vált a szabályozható, hasadásos láncreakció folyamata — az atomenergia alapja.

A neutron segítségével teljesülhetett az alkimisták álma is: egyik elemnek másikba történő átalakítása, és olyan új anyagok létrehozása, amelyek korábban ismeretlenek voltak a természetes elemek és az izotópok között.

Neutronspektroszkópia

Most pedig rátérünk a szilárdtestek és az atommagok neutronokkal történő tanulmányozásának egyik alap módszerére: a neutronspektroszkópiára.

A spektrum fogalmát rendszerint elektromágneses sugárzással asszociáljuk. A prizmával felbontott napfény folyamatos színképet ad, a spektrum közepén $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ cm-es hullámhosszal. Minden más izzó test is folyamatos színképet ad. Egyatomos gázok kibocsátási spektruma viszont diszkrét, vonalas: pl. a higanypára szín-

[1] Rutherford még a 20-as években egyik előadásában utalt egy ilyen lehetőségre.

képében van egy $\lambda = 2{,}52 \cdot 10^{-5}$ cm hullámhosszú vonal, amely kb. E = 4,9 eV energiának felel meg.[1] A karakterisztikus röntgen sugárzás szintén diszkrét spektrummal rendelkezik, $\sim 10^{-8}$ cm-es hullámhosszal, és 10 keV körüli energiával. A diszkrét röntgenspektrumok ugyancsak az atomok elektronhéjában létrehozott gerjesztéssel kapcsolatosak.

Az atomokhoz hasonlóan a magok is rendelkeznek energianívókkal, az ezek között lezajló átmenetek még keményebb γ-sugárzást idéznek elő ($\lambda \sim 10^{-10}$ cm, $E \sim$ 1MeV). Elég magas energianívók esetében a gerjesztés más mechanizmussal is megszűnhet: protonok, neutronok vagy α-részecskék kirepülésével.

Ismeretes, hogy léteznek — az eddig tárgyalt — emissziós spektrumokon kívül abszorpciós spektrumok is. Mindkettő hordoz információkat az anyagról.

Abban a kísérletben, amelyben először figyeltek meg neutront, Chadwick ^{9}Be-ra α-részecske nyalábot irányított, amelyet polónium bocsátott ki természetes rádióaktív bomlás útján.

A következő reakció ment végbe:

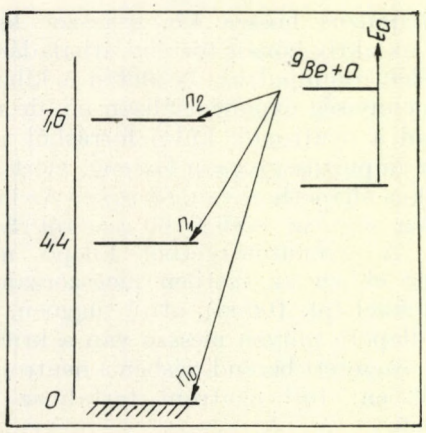
$$^{9}\mathrm{Be} + {}^{4}\mathrm{He} \rightarrow {}^{12}\mathrm{C} + \mathrm{n}.$$

10^7 neutr/sec-os intenzitásig laboratóriumi neutronforrások létrehozásához most is ezt a reakciót használjuk fel, de polónium helyett gyakran egy mesterséges rádióaktív elemet, a plutóniumot alkalmazzák α-forrásként. Nagyobb teljesítményű neutronforrás létrehozásához gyorsítókból kilépő elektromos töltéssel rendelkező részecskenyalábot használnak. Az utóbbi években széles körben alkalmazzák a lineáris elektrongyorsítókat. Amikor a fölgyorsult elektronok lefékeződnek a nehéz wolfram nagy plutónium targetben, akkor fékezési γ-sugárzás indul meg, és ez hozza létre a neutronokat. Egy 30 MeV-es, átlagosan 100 μA-es elektron gyorsító kb. 10^{13} neutr/sec-os forrást képes biztosítani. A legnagyobb teljesítményű neutronforrások mégis a nukleáris reaktorok. Egy 5 MW hőteljesítményű kutatóreaktor aktív zónájában másodpercenként $\sim 10^{17}$ neutron keletkezik. A létrejött neutronok sebessége különböző, vagyis folyamatos energiaspektrummal rendelkeznek.

A *4. ábra* a diszkrét neutronspektrum keletkezését magyarázza a ^{9}Be + ^{4}He reakcióban monoenergetikus α-részecskékben. A reakció terméke — a ^{12}C mag — létrejöhet gerjesztett, vagy alapállapotban is. Természetesen azok lesznek a legnagyobb energiájú neutronok, amelyek alapállapotban hagyják a ^{12}C magot.

Az ilyen emissziós neutronspektrumok tanulmányozása nukleáris reakciókban, — a neutronspektroszkópia egyik feladata. Ezen a területen kutatva információk szerezhetők az atommag energianívóinak elrendeződéséről és tulajdonságairól, a nukleáris reakciók mechanizmusáról. A

[1] A fotonok energiája: $E = hc/\lambda$, ahol:
c — fénysebesség ($c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec),
h — Planck-állandó ($h = 6{,}6 \cdot 10^{-27}$ ergsec).
(Megemlítjük, hogy $1{,}6 \cdot 10^{-12}$ erg. = 1eV).



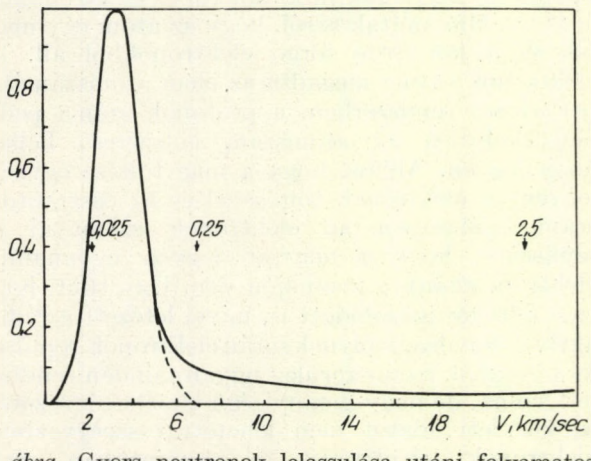
4. rajz. Neutronok monoenergetikus csoportjai a következő nukleáris reakcióban:

$$^{9}\mathrm{Be} + \alpha \rightarrow {}^{12}\mathrm{C} + \mathrm{n}.$$

A reakció terméke — a ^{12}C mag — gerjesztett és alapállapotban is létrejöhet. Ha az α-részecske energiája 5 MeV, akkor három neutroncsoport keletkezik: no, n1, n2, amelyek energiája: 9,9; 5,5 és 2,3 MeV. A függőleges tengelyen a ^{12}C mag energiaállapotai vannak feltüntetve, alapállapotból kiindulva

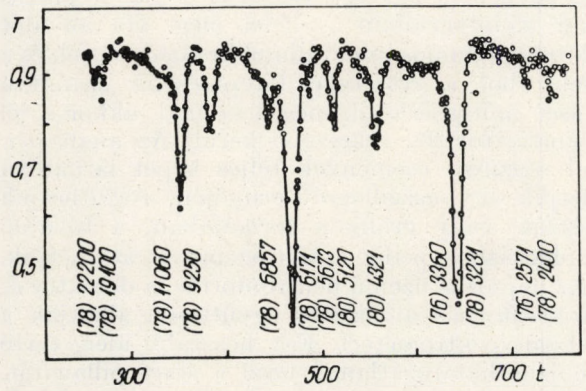
neutron energiája ezekben a kölcsönhatásokban rendszerint nagy — több millió elektronvolt, ezért ezeket gyors neutronoknak nevezik. Az 1 MeV energiájú neutron sebessége 14 ezer km/sec, ami a második kozmikus sebesség 1000-szerese.

A gyors neutronok diszkrét spektrumát könnyű folytonossá alakítani, ha lelassítjuk őket hidrogéntartalmú anyagokban (víz, parafin). Mivel a neutron és a hidrogén atommag (proton) tömege megegyezik, ezért a neutron minden ütközéskor elveszti energiájának nagy részét (átlagosan az ütközés előtti energiájának felére csökken). A lassulás megszűnik, amikor a neutron sebessége kiegyenlítődik az anyag atomjainak hőmozgásból származó sebességével. Egy ilyen „termikus" neutron szobahőmérsékleten még mindig ~ 2 km/sec-os sebességgel mozog, ami megfelel a kilőtt puskagolyó sebességének. A lelassított neutronok spektrumát az *5. ábra* mutatja.



5. ábra. Gyors neutronok lelassulása utáni folyamatos spektrum. $M(v)$ — a néhány centiméter vastag parafinlemezből kilépő neutronfluxus. A nyilak fölötti számok a neutronok kinetikus energiáját jelzik, a szaggatott vonal a Maxwell-spektrum szélét. A rezonancianeutronok fluxusa megfelel ($E >$ 1eV) az eloszlás *farkának* és gyorsan csökken az energia növekedésével

1935-ben a kiváló olasz fizikus, Enrico Fermi (később az első atomreaktor megalkotója) először figyelte meg lelassított neutronok szelektív abszorbcióját különféle mintákon. Mint ahogy az a *6. ábrából* is látszik, a neutronspektrumban az anyagon való áthaladás után bemélyedések, ab-



6. ábra. Szelén minta neutronáteresztő képessége T a repülési idő függvényében (a következő munkából Л. Б. Пикельнер, Ядерная физика т. 8. вым. 6. (1969) Minta nélkül a neutronspektrum folyamatos. A mintán való áthaladás után a spektrumban gödrök — rezonancia helyek figyelhetők meg. A rez. energiák a vonalak alatt vannak feltüntetve eV-ban, a zárójelben levő szám a szelénizotópot adja meg, amelyhez az illető rezonancia tartozik

szorbciós vonalak jelennek meg. Ilyen képet adnak az 1 eV és néhányszor 10 KeV közötti energiával rendelkező neutronok. A magok abszorbciós spektrumának „rezonancia" neutronokkal történő vizsgálata a neutronspektroszkópia egyik széleskörű, önálló területe.

A neutron energiát ad át a magnak, amely egyenlő a neutron kötési energiájának és a neutron kinetikus energiájának összegével. Mivel a mag diszkrét energianívókkal rendelkezik, ezért a maggal történő kölcsönhatás valószínűsége ugrásszerűen megnő, amikor az ütköző neutron mozgási energiája közel van a mag energianívóihoz. Az ilyen maximumot rezonanciának nevezzük.[1]

[1] A mechanikából tudjuk, hogy ha egy rendszer saját rezgésének periódusa egybeesik a külső erő periódusával, akkor a rezonancia jelensége lép fel. Ez azt jelenti, hogy a külső erő nagymértékben megmozgathatja a rendszert. Mivel bármely reális oszcillátornak van súrlódása, így a rezgés amplitúdójának a frekvenciától való függését ábrázoló görbének (rezonancia görbe) van szélessége, amely arra mutat, hogy a rezonancia nem pontosan egy meghatározott rezgésszámon jön létre, hanem van egy frekvencia intervallum, amelyen belül a rendszer rezgésbe hozható. A kvantum-fizikában szintén minden rendszert meghatározott sajátrezgésszám jellemez, amely az egyik energiaállapotból a másikba történő átmenettel van kapcsolatban. Ebből következik, hogy energiaelnyelés akkor lehetséges, amikor a rendszerbe bevitt energiamennyiség megegyezik két energiaállapot közti energiakülönbséggel. A rezonancia maximumnak (rezonanciavonalnak) mégis van meghatározott szélessége. A rezonancia-vonal véges szélessége magának az energiaállapotnak a határozatlanságával kapcsolatos, amely a kvantum-fizika egyik alaptételéből a határozatlansági relációból következik. (A szerk. megjegyzése.)

A nukleáris kölcsönhatás valószínűségének legmegfelelőbb mértéke az effektív hatáskeresztmetszet, amely egyenlő valamely effektív objektum területével, melyet az atommag jelent a neutron számára.

Megállapodás szerint a mag keresztmetszetét kb. $5 \cdot 10^{-24}$ cm^2-nek választották (ahogy a fizikusok mondják: 5 barn) Az effektív hatáskeresztmetszet ennél lehet több is, kevesebb is. A neutron számára az effektív keresztmetszet elérheti a több 10 000 barnt is. Ez azt jelenti, hogy a neutron bekerülhet a magba, mintegy beleszívódhat, még akkor is, ha a mag sugarához képest jóval nagyobb távolságra repül el a mellett.

Szilárdtest spektroszkópia, lassú neutronok segítségével

A szilárd testek nagy része rendelkezik kristályszerkezettel, amelyet az atomok térbeli periódikus elhelyezkedése jellemez. Ilyen rácsszerkezetben az atomok egymástól való távolsága ~ 2Å ($2 \cdot 10^{-8}$ cm). Köztük elektromos és mágneses erők hatnak. Bármely atom egyensúlyi helyzetből való elmozdulása az összes többi atom rezgőmozgását idézi elő, egy ilyen rezgési állapot hullámszerűen, a hangsebességhez közeli sebességgel terjed.

Ilyen gerjesztések leírásához nagyon alkalmas és termékeny eljárásnak bizonyult a fonon fogalmának bevezetése, — mint meghatározott energiával, impulzussal és tömeggel rendelkező kvazirészecske Az atomok mágneses momentuma mágneses rácsot alkot, ezt gerjesztve, másik kvazirészecske jön létre: a magnon. A szilárdtestfizika művelése a kristály atomi és mágneses struktúrájának, fononok, magnonok és más mozgástípusok frekvencia-spektrumának tanulmányozását jelenti. A folyadékokban pedig a különböző molekulák helyzetei közti pillanatnyi korrelációk[1] játszanak lényeges szerepet.

A termikus neutronok hullámhossza[2] nagyságrendben egybeesik az atomok közti távolsággal, ezért a neutrondiffrakció szolgálhat és szolgál is olyan célt, mint a szerkezeti röntgenanalízis. A „neutronogrammok" azért előnyösek, mert ezeket könnyű atomokra is fel lehet venni (többek között szerves vegyületek hidrogénjeire is, ahol a röntgen eredménytelen).

A neutron mágneses momentummal is rendelkezik. Ezért az anyag mágneses felépítésének vizs-

[1] A folyadékokban a szomszédos molekulákból kis csoportok jönnek létre és semmisülnek meg minden időpillanatban, ezek a csoportok bizonyos mértékig hasonlítanak a kristályszerkezetre. Ezen kívül létezik egy állandó rendező hatás, amelyet a szomszédos molekulák gyakorolnak egymásra. De ezt a rendezettséget folytonosan összerombolja a hőmozgás.

[2] A 0,025 eV energiájú termikus neutron sebessége $2{,}2 \cdot 10^5$ cm/sec, amely 1,8 Å-ös hullámhossznak felel meg $\lambda = h/m \cdot c$ alapján. (A neutron tömege: $m = 1{,}675 \cdot 10^{-24}$ g.)

gálatára a neutrondiffrakció egy igen intenzív[2] (és majdnem egyedüli) módszer, segítségével adatokat gyűjthetünk mágneses anyagokról, atomjaik mágneses momentumainak eloszlásáról és orientációjáról.

Még meg kell említeni a beeső neutronok rugalmatlan szórását, amely a neutron — mag kölcsönhatásokat kíséri. Ekkor a neutron energia- és impulzus-változása a születő vagy elenyésző elemi gerjesztések pl. fononok impulzusával és energiájával fog megegyezni. Ellentétben a röntgensugarakkal, amelyek kezdeti energiája néhány tízezer elektronvolt, ez az energiaváltozás ($\Delta E = 10^{-2} - 10^{-3}$ eV) nagyságrendileg egybeesik a termikus vagy a hideg neutron[3] kezdeti energiájával, és ezért könnyen mérhető. A neutronspektroszkópia harmadik széles körű területe: a szilárd testeknek és folyadékoknak lassú neutronok szóródásával történő vizsgálata.

A táblázatban megadtunk a neutronokra jellemző néhány adatot, és összefoglaltuk azt a felosztást, amelyet eddig is használtunk.

Bár a táblázatban relativisztikusnak csak az utolsó sorban feltüntetett neutronokat neveztük (sebességük egyenlő a fénysebesség 0,997-szeresével), de a nagyenergiájú neutronok (sebesség = = 0,42c) sebességének és hullámhosszának kiszámításakor is figyelembe kell venni a relativitáselméletet.

Repülési idő spektrometria

Neutronimpulzusokra a spektrometriában, vagyis a neutron energiájának mérésekor van szükség. A neutron kinetikus energiája ($E = mv^2/2$) kiszámítható, ha ismert a sebessége v. A sebességet meg lehet határozni, ha adott útszakaszon megmérjük a neutron repülési idejét ($v = L/t$). Az idő méréséhez tudni kell, hogy melyik pillanatban lépett ki a forrásból a neutron. Impulzus neutronforrással ez könnyen elérhető. Egy nagyon rövid elektromos impulzus jelzi a kirepülő neutronok indulását a regisztráló berendezés (detektor) felé. Ha a neutronspektrum folyamatos, akkor az egyszerre induló, de különböző sebességű részecskék szétoszlanak az útszakaszon, és a futóversenyzőkhöz hasonlóan, különböző időpillanatokban érnek a célba (detektorhoz). Pl. egy 1000 eV-os rezonancia neutron 230 μsec alatt tesz meg 100 m-t, amíg egy 0,025 eV energiájú termikus neutron ugyanezt 46 000 μsec alatt.

Az időmérő és a számláló szerepét bonyolult elektrotechnikai berendezések, sokcsatornás idő analizátorok töltik be.

Egy modern analizátornak egy kisméretű elektronikus számítógéphez hasonló memóriája van. Ez lehet pl. 4096 memóriarekesz, amelyek mindegyikének egy-egy csatorna — az impulzus utáni időintervallum — felel meg. Ha az időt mikrosecundumos intervallumokra osztjuk fel, és a detektorból a részecske kirepülésétől számítva 23 μsec múlva érkezik meg a szignál, akkor a jel az analizátor 23. rekeszébe kerül. Az analizátor által rögzített események teljes képét láthatóvá tehetjük egy oszcillográf ernyőjén, rögzíthetjük táblázat vagy grafikon formájában, a további feldolgozáshoz pedig számítógépre is átvihetjük.

Az impulzus üzemű neutronforrás, a detektor és a sokcsatornás analizátor együttesen alkotják a neutron spektrométert. Egy hosszabb ideig tartó impulzus határozatlanná teszi a start pillanatát, következésként a repülési időt is, és így befolyásolja a meghatározandó energiaérték pontosságát. Ezért olyan fontos csökkenteni az impulzus időtartamát. Természetesen javítható a felbontóképesség azzal is, ha a detektort nagyobb távolságra helyezzük a forrástól. De mindkét eljárás a neutronfluxus intenzitását csökkenti.

Neutronspektroszkópia és atommag-modellek

Nils Bohr még a 30-as években javasolta a közbenső magmodellt (compound-mag).

Eszerint a modell szerint a neutronbefogás következtében a magban sok nukleon gerjesztődik, köztük gyorsan eloszlik a neutron által bevitt energia és a compound-mag „elfelejti" saját születésének történetét.

Elég hosszú idő[1] telik el, mire a kötési energiának megfelelő energia koncentrálódik újra valamelyik neutronon és az elhagyja a magot. Ha pedig a mag viszonylag sokáig él, pl. 10^{-17} sec-ig, akkor a kvantummechanikai határozatlansági reláció $\Delta E \cdot \Delta t \simeq \hbar$ szerint a gerjesztett energianívó éles kell hogy legyen, $\Delta E \sim 1$ eV. Mivel a compound-állapot igen bonyolult, ezért minden konkrét állapot élettartamának elméleti közelítése lehetetlen.

De éppen ez a tény — a bonyolultság, a *sokrészecske* állapot — ad alapot a probléma statisztikus megközelítéséhez. A mag statisztikus modellje sok kísérleti tényt sikeresen magyarázott meg. Ugyanakkor még korántsincs megmagyarázva a mag compound — állapotának minden tulajdonsága. Pl. még nyitott kérdés a neutronokat kötő magerők spin függése. A másik probléma, amely még megoldásra vár — a compound állapot mágneses momentumainak mérése.

Ezeken kívül sikeresen alkalmazzák még a neutronspektroszkópiában a mag optikai modelljét is, amely az effektív hatáskeresztmetszet

[2] Mivel a neutronoknak nincs töltésük, így mélyen az anyag belsejébe tudnak hatolni, a kis energiájú (néhány 100 eV) elektronokkal ellentétben. Az utóbbiak diffrakciója csak az anyag felületi rétegeinek mágneses felépítéséről szolgáltat adatokat.

[3] Hidegnek nevezik a neutront, ha energiája 5 meV alatt van.

[1] A nukleáris idő mértékegységét egy gyors neutronnak a magon történő áthaladási ideje adja meg (10^{-21}—10^{-22} sec).

néhány mill eV-os neutron-energiáknál megfigyelt hullámszerű változásán alapul. Ezek a megfigyelések olyan jelenségekre emlékeztetnek, amelyek fénynek féligáteresztő gömbön való áthaladásakor lépnek fel. Az optikai modellben a mag úgy írható le matematikailag, mint egy valós és egy immaginárius résszel rendelkező véges potenciál. És akkor a neutron és a mag kölcsönhatása úgy képzelhető el, hogy a neutronhullám áthalad egy ilyen komplex energiavölgyön. A potenciál Im része a neutronnak a magban való elnyelését fejezi ki. Az optikai potenciál paramétereinek ismeretében a szórás amplitúdójából kiszámítható a jelenség átlagos keresztmetszete.

Napjainkban feltételezik, hogy a compound állapot kialakulásakor a mag átmegy egy közbeeső korszakon („bemenő állapot"), amikor a mag és a neutron egy eléggé egyszerű héj- konfigurációt hoznak létre viszonylag kis számú gerjesztett részecskével. A közbenső állapotok az effektív hatáskeresztmetszetben is egy közbenső szerkezet megjelenéséhez kell, hogy vezessenek.

A maghasadás fizikájának tanulmányozásában is aktív szerepet játszik a neutron-spektroszkópia, ahol — mint ismeretes — széles körben alkalmazzák a mag csepp modelljét.[1]

Ezek a példák természetesen nem merítik ki az összes kérdést, amivel a neutron-spektroszkópia foglalkozik. Azért lettek kiválasztva, hogy illusztrálják a magfizika olyan problémáinak jellegét, amelyeket a neutronspektroszkópia segítségével lehet megoldani.

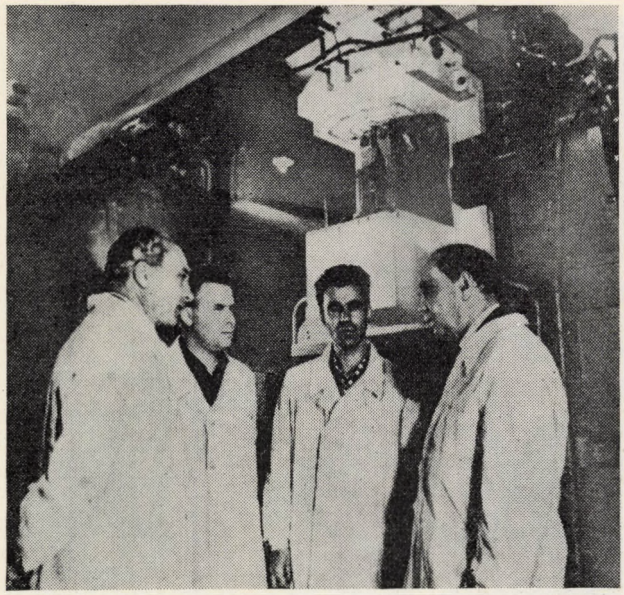
A neutronspektroszkópia új iránya

1969-ben az impulzus reaktor új, tökéletesített formáját —IBR-30 — hozták létre, tervezett átlagos 30 kW-os hőteljesítménnyel *(7. rajz)*.

A reaktorral együtt injektorként egy új, lineáris gyorsító működik *(8. rajz)*. És bár az utóbbi években jelentek meg különböző hasonló tervezetek külföldön is, de mostanáig az IBR a világon egyetlen impulzus üzemű, gyors neutronokon, periodikusan működő reaktor.

Napjainkban az EAI neutronfizikai laboratóriumában új kutatások valósulnak meg, amelyek kiszélesítik a repülési idő módszeren alapuló munkák eddigi körét. Ezek elsősorban polarizált rezonancia neutronokkal és rezonancia magokkal végzett kísérletek, valamint a compound állapot α-bomlásának mérése és ultrahideg neutronokon végzett megfigyelések.

Ismert tény, hogy magok és lassú neutronok kölcsönhatásakor létrejövő energianívók spinje $I + 1/2$ vagy $I - 1/2$ lehet. A gerjesztett magenergianívók spinjének meghatározása közönséges kísérleti körülmények között igen bonyolult feladat, de leegyszerűsíthető, polarizálva a neutronokat és a magokat. (Spinjeiket I egy irányba fordítva.) A momentumok összegezési szabályainak megfelelően parallel orientáció esetén $I + 1/2$ spinű nívók keletkeznek, antiparallel orientáció esetén pedig túlnyomóan $I - 1/2$ spinűek. Ez azt jelenti, hogy a neutronok transzmissziójára vonatkozó megfelelő kísérletekben a mintán áthaladó neutron-nyaláb intenzitásában minimumok csak a J_+ spinű rezonanciáknál lesznek a 1. (parallel orientáció) kísérletben és kevésbé kifejezett minimumok J_+ spinnel a 2. (antiparallel orientáció) kísérletben, ahol természetesen megjelennek a J_--spinű rezonanciáknak megfelelő minimumok is.



7. ábra. Az impulzusreaktor új, továbbfejlesztett variánsa: IBR-30. A fényképen (balról jobbra) F. L. Sapiro, az LNF helyettes igazgatója, a SzU TA-jának lev. tagja, A. I. Babajev főmérnök, V. T. Rudenko főmérnök, I. M. Frank akadémikus, a laboratórium igazgatója

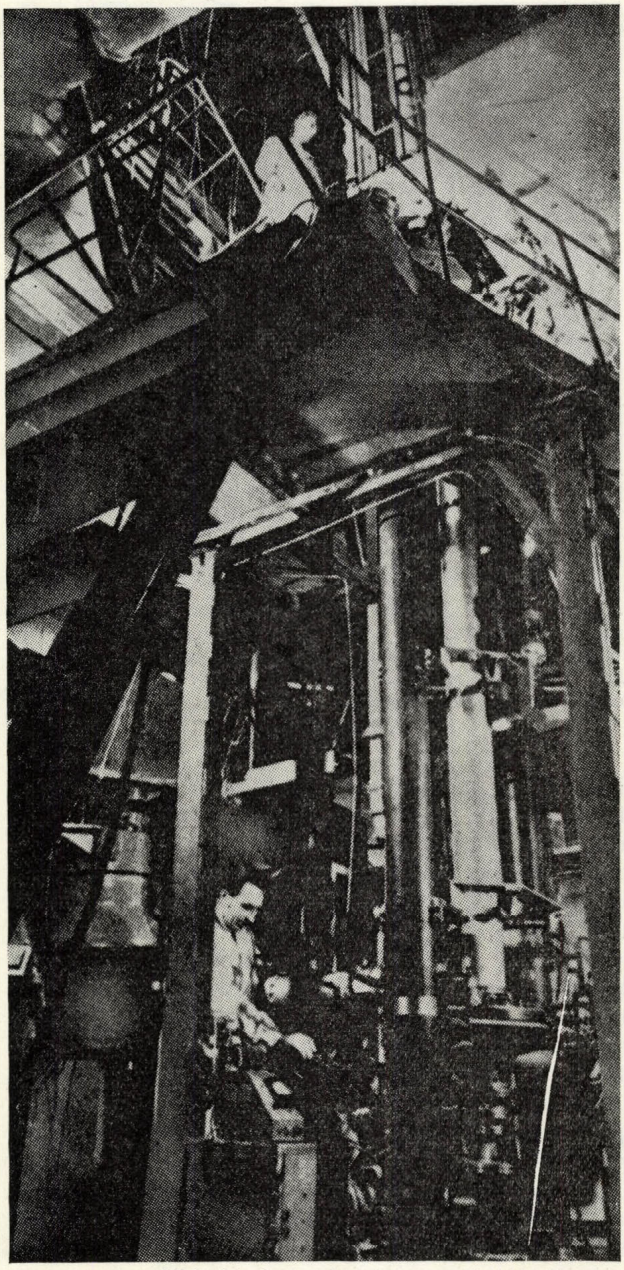
A párhuzamos illetve antipárhuzamos orientációval kapott kísérleti görbék különbségéből szemléletesen kimutatható a rezonancia spin *(9. rajz)*: a görbék maximumhelyein a rezonanciaspin egyenlő: $I - 1/2$, a minimumokban $I + 1/2$.

Az ilyen kísérletek megvalósításához meg kellett oldani a néhány elektronvoltnál magasabb energiájú rezonancia neutronok polarizálásának problémáját. E célból a neutronnyalábot átengedték egy speciális targeten, amely polarizált protonokat tartalmazott. A céltárgy előtt a nyalábban levő neutronok spinjeinek vetülete parallel vagy antiparallel a protonok polarizációs irányára.

A targetből csak a proton polarizációjának irányával párhuzamos *spin-vetületű* neutronok lépnek ki. A másik irányú vetülettel rendelkező neutronok eltűnnek a nyalábból, mivel a protonokkal való kölcsönhatás valószínűsége antiparallel orientáció esetén kb. 10-szer nagyobb.

Polarizált proton target előállítása és a vizsgálandó magok polarizálása — már önmagában is bonyolult és érdekes probléma, amelyről nehéz

[1] Ebben a modellben a magot egy neutron- és protonfolyadékból álló cseppnek képzelik el, meghatározott felületi feszültséggel. Ha nagy energiák jutnak be, akkor erős rezgések jöhetnek létre a belsejében, aminek következtében két részre szakadhat.

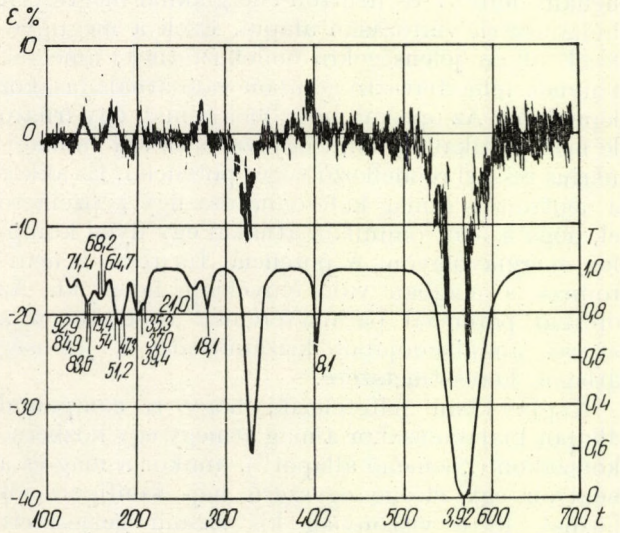


8. rajz. Az IBR-30-al injektorként működő lineáris gyorsító

röviden beszélni. Ezen kérdések megoldása közben laboratóriumunkban előállítottunk polarizált deutérium targetet is, ennek segítségével pedig elvégeztünk egy kísérletet, amelyből egyértelműen meghatároztuk a magfizikai háromtest probléma számára fontos neutron—deuteron szórási hosszat.

Így tehát polarizált neutronok és atommagok felhasználása lehetővé teszi a neutron rezonancia spinek közvetlen mérését, melyek ismerete nélkülözhetetlen a neutron — magkölcsönhatás hatáskeresztmetszete spin-függésének vizsgálatában.

A mag compound állapotainak mágneses dipol momentumait (a neutron kötési energiájánál magasabb energianívók, amelynek kb. 10^{-14} sec-ig „élnek") mind a mai napig senki sem mérte meg.



9. ábra. A Holumin-165 mintán a mag és a neutron spin parallel ill. anti parallel orientációjával mért transzmissziók E % (bal oldali skála) relatív különbségének a kísérleti görbéje van az ábra felső részén feltüntetve (В. П. Альфиненков, Ядерная физика т. 3. вым. 2 (1966) munkából.)

A maximumok a görbén megfelelnek annak, hogy a rezonancia spinje 3, a maximumoknál pedig 4.

Az alsó görbe közönséges transzmissziós spektrum (jobb oldali skála) nem polarizált minta a neutronnyaláb esetén. A számok a rezonancia energiáját mutatják elektronvoltokban. A mérés a repülési idő módszerével történt. A vízszintes tengelyen a skála a repülési idővel arányos

Ugyanakkor, ahogy ezt a SzTA lev. tagja F. L. Sapiro[1] megmutatta, a neutron nyaláb polarizálása a magon erős mágneses térben közelebb visz a probléma megoldásához.

Arról van szó, hogy a compound-magnívó teljes energiája függ az újonnan létrehozott mágneses momentumának orientációjától a mágneses térhez képest. A neutronpolarizáció megfordulása a mágneses momentum irányát is ellenkezőjére változtatja, ami létrehoz egy kicsi, de elvileg mérhető eltolódást a rezonancia energiában. Az eltolódás nagysága arányos a mágneses momentum értékével, irányát pedig a momentum előjele határozza meg.

Ebben az időben olyan kísérletek folynak a laboratóriumban, amelyek ezt az ötletet realizálják. Kivitelezésük érdekes, minőségileg új információkat nyújt a mag compound-állapotának tulajdonságairól:

A mag rezonancia neutronok által gerjesztett, izolált energia-nívóról történő α-bomlást először az IBR-en kezdték vizsgálni.[2] α-részecskék kisugárzásának nagyon kicsi a valószínűsége. Ezen kívül még bonyolultabbá teszi a mérést egy erős zajszint, amelyet egy konkurrens reakció, γ-kvan-

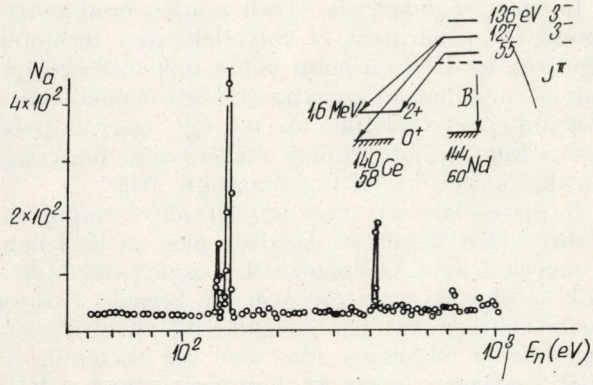
[1] F. L. Sapiro cikke, amelyben ezt a módszert javasolja a következő gyűjteményben jelent meg: „Research Application of Nucl. Pulsed System" Vienna, IAEA, 1967, p. 176.

[2] I. Kwitek, U. P. Popov, „Phys. Letter", v. 22, 1966, No. p. 186. Ez előtt csak termikus neutronokon végeztek méréseket.

tumok kisugárzása ad. Százezer vagy millió compound-állapotból átlagosan egy bomlik fel α-részecske kirepülésével, a többiek γ-bomlást szenvednek.

Az IBR nagy teljesítményű impulzusai, valamint a kísérletezőknek nagy érzékenységű detektorok készítésében elért eredményei lehetővé tették, hogy már 1966-ra rendelkezzünk, szamárium targetban, neutron-elnyeléssel kiváltott α-sugárzás vizsgálatának első eredményeivel. Ez után méréseket végeztünk különböző izotópokon is:

$Nd^{143-145}$, Mb^{95}, Tl^{123}



10. rajz. Neutronelnyelési reakció α — részecske keletkezésével a berepülő neutron energiájának E_n függvényében. $N\alpha$ — a targetből (neodium-143) kirepülő α-részecskék száma, amelyeket regisztrált a detektor. Látszanak a vékony rezonancia vonalak. Jobbról a neodium-144 állapotának α-bomlása látható az energiaszintek sematikus ábrázolásával

A *10. ábrán* egy neodium 143 mintán α-részecske detektorral mért kísérleti görbét látunk. A rajzon feltüntetett α-bomlás sémája mutatja, hogy a rezonancia neutronokon az $(n\alpha)$-reakció információkat szolgáltathat elvileg nem csak a compound-mag magasan gerjesztett energia-nívóiról, hanem az α-bomlás eredményeként keletkezett produktum-mag szintjeiről is.

Ehhez nem csak az α-részecskék teljes számának meghatározása szükséges, hanem az energiájuk megmérése is. A szamarium 147 néhány rezonanciájára az α-részecskék energiaspektrumának első mérései már megvalósultak, de a munka nagy része, amely feltétlenül sok új eredményt fog hozni, még hátra van.

Ultrahideg neutronok

A lassú neutronok fizikáját gyakran neutronoptikának is nevezik. Itt, mint az igazi optikában, fontos szerepet játszik a törésmutató, n — a neutron sebességének hányadosa az anyagban és vákuumban. A neutronoptikában gyakran használt kifejezés:

$$n^2 = 1 - \frac{\lambda^2 N \cdot a}{\pi}$$

azt mutatja, hogy a neutron törésmutatója függ a hullámhossztól ($\lambda = h/m \cdot v$) és a „szórási hossztól" — amely a neutron és anyag kölcsönhatásának, igen fontos jellemzője. (N = az anyag 1 cm³-ben levő atommagok száma). A szórási hossz előjele lehet pozitív vagy negatív, értéke pedig a mag méreteihez van közel ($\sim 10^{-13}$ cm). Sok anyagban pozitív a szórási hossz, ez azt jelenti, hogy a neutron számára a vákuum az optikailag sűrűbb közeg, tehát vákuumban mozogva az anyag határához érve a neutron teljes belső visszaverődést képes szenvedni.

Különleges tulajdonságokkal rendelkeznek a nullához közeli törésmutatójú lassú, — ultrahideg neutronok. Az ilyen neutronok hullámhossza megközelítően 500 Å. A termikus neutronokkal ($\lambda \sim 1$ Å) ellentétben, ezek már nem repülnek a kilőtt golyó sebességével, hanem 10 m/sec-nál kissebb sebességgel „futnak".

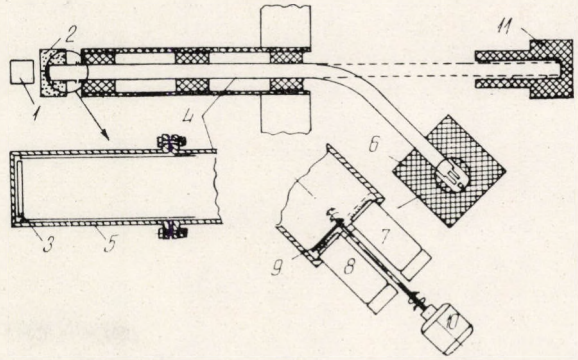
1959-ben A. B. Zeldovics akadémikus felfigyelt arra a jelenségre, hogy a 10^{-7} eV-nál kisebb energiájú neutronok bizonyos közegek határán (réz, berilium) bármilyen szög alatt — még egyenes szög alatt is — képesek teljes visszaverődést szenvedni.

Ez a tény lehetőséget ad ultrahideg neutronoknak gyengén abszorbeáló falakkal határolt zárt térben való tárolására: a neutron „futkározik", állandóan visszaverődve a falakról mindaddig, amíg el nem bomlik (a neutron felezési ideje ~ 700 sec) vagy el nem nyelődik.

Az ultrahideg neutronok regisztrálása igen nehéz feladatnak bizonyult: a Maxwell-eloszlás egy százmilliárdnyi részét foglalják el.

Ez nagyon kicsi, és ezen kívül még kétséges, hogy érvényben marad-e $v \to o$ esetén a neutronok sebesség szerinti Maxwell-eloszlása. 1968-ban az IBR-en, F. L. Sapiro vezetésével sikerült először megfigyelni ultrahideg neutronokat.

Erre a célra létrehoztak egy berendezést *(11. rajz)*, amelynek leglényegesebb eleme egy 9,5 cm átmérőjű meghajlított rézcső, a reaktortól 10 m



11. rajz. Ultrahideg neutronok megfigyelésének sematikus rajza IBR-en.
1 — az IBR aktív zónája
2,3 — lassítók (fékezők)
4,5 — vízszintes síkban meggörbített rézcső
6 — a detektor védelme
7,8 — neutrondetektorok
9 — vékony rézszűrő
10 — a szűrőt mozgató motor
11 — kriosztát az egyenes nyaláb termikus és gyors neutronjai számára

távolságra elhelyezve egy kísérleti helyiségben. Az ultrahideg neutronok a cső egyik végén léptek ki a lassító közegből és diffundáltak a cső másik vége, a detektor felé.

Az effektus lényege abban állt, hogy megváltozott a beütésszám, amikor a detektor elé egy vékony rézlemezt helyeztek, amely csak az ultrahideg neutronokat nem engedte át.

Ultrahideg neutronokkal közönséges reaktoroknál is lehet kísérleteket végezni. A neutronokat a bemenő nyílás lezárásától számítva 15 sec-os időintervallumra sikerült eddig rézcsőben eltartani.

Az impulzusreaktor előnye abban rejlik, hogy az impulzus kilövelésének pillanatában fellépő neutrongáz-nyomás következtében a neutronok beszívhatók a zárt térbe, vagyis az impulzusreaktor különleges ultrahideg neutron szivattyúvá válhat. Az ultrahideg neutronok igen érzékenyek az őket visszaverő felület minőségére, ezért a későbbiekben határfelületek fizikai tulajdonságainak tanulmányozására alkalmas eszközzé válhatnak. Az ultrahideg neutronok valószínűleg a szilárdtestfizikában is felhasználást nyernek, mint a Mössbauer-effektust kiegészítő módszer, kis energiakülönbségek és elmozdulások mérésére. Ultrahideg neutronoknak nem elnyelő felületekkel határolt zárt térben történő bomlásának megfigyelése új módszert kínál a neutron felezési idejének mérésére.

Az ultrahideg neutronok segítséget kell, hogy nyújtsanak a fizikusoknak a neutron — mint elemi részecske — tulajdonságainak kutatásában is. Nagyon fontos a neutron maximálisan lehetséges elektromos dipolmomentumának pontosabb megközelítése. Elméleti szemszögből a neutron elektromos dipolmomentuma nulla kellene, hogy legyen. De ha nem egyenlő nullával, akkor ez azt jelentené, hogy elektromos kölcsönhatások esetén megsemmisül a tér (P) és idő (T) szimmetria. Ismert tény, hogy gyenge kölcsönhatásokra ezek a szimmetriák megsemmisülnek,[1] de egyéb kölcsönhatások esetén — gravitációs, elektromágneses és erős — ezek érvényben maradnak. Ami a T-szimmetriát illeti, eddig egyáltalán nem létezik megszegésének egyenes bizonyítása.

Polarizált neutronokkal végzett, eddigi leggondosabb mérések során sem sikerült elektromos dipol momentumot kimutatni neutronokra. Bizonyított tény, hogy ha egyáltalán létezik, akkor az értéke minden bizonnyal kevesebb $5 \cdot 10^{-23}$ cm e-nél (itt „e"-elemi töltés). Ultrahideg neutronok felhasználása a mérések pontosságát 100 vagy 1000-szeresére javíthatja.

Itt nem szerepel sok olyan munka eredménye, amelyet a szilárdtest és folyadékfizika területén végeztek az IBR-en lassú neutronok diffrakciójának és rugalmatlan szórásának segítségével. Bár a neutron-spektroszkópiának ez egy nagyon perspektivikus területe, amely megérdemli, hogy egy másik cikkben külön foglalkozzunk bele.

Napjainkban új nagy teljesítményű impulzusreaktor IBR-2 építését kezdték meg az EAI-ban. A terveket az EAI dolgozta ki, együttműködve a SZU több tervezőintézetével. A készülő reaktor gyors neutronokat fog szolgáltatni, aktív zónájának hűtése folyékony fémekkel fog történni. Az IBR-2 átlagos tervezett hőteljesítménye 4 MW.

Az impulzusteljesítmény másodpercenkénti 5 kilövellés esetén 8 millió kW lesz. Intenzitás szempontjából az IBR-2 a most üzemelő reaktorral szemben 200-szoros nyereséget ad. Ez a tény lehetővé teszi, hogy a nagy neutronfluxust igénylő kísérletek egész új színvonalra emelkedjenek. A magfizikában, a szilárdtestfizikában és az ide kapcsolódó területek egész sorában a kísérletek számára széles perspektívák nyílnak.

Fordította Buka Ágnes

[1] Lásd G. L. Vargyenga, E. O. Okonov: A gyenge kölcsönhatások csökkentik a szimmetriát. Priroda, 1970. No. 9.

A szerkesztésért felel: Túriné Frank Zsuzsa
Szerkesztőség: Budapest V., Anker köz 1. Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Távbeszélő: 227–040
A kiadásért felelős: Siklósi Norbert igazgató
Kiadja a Lapkiadó Vállalat, Budapest VII., Lenin körút 9–11. Levélcím: 1906. postafiók 223 Távbeszélő: 221–293
74.0066 Akadémiai Nyomda Budapest V., Gerlóczy utca 2. — Felelős vezető: Bernát György
Terjeszti a Magyar Posta, Előfizethető bármely postahivatalnál, a kézbesítőknél, a Posta hírlapüzleteiben és a Posta Központi Hírlap Irodánál KHI, 1900 Budapest V., József nádor tér 1.) közvetlenül vagy postautalványon, valamint átutalással a KHI 215-96162 pénzforgalmi jelzőszámlára
Előfizetés egy évre 72,– Ft: egyes szám ára 6,– Ft. Megjelenik havonta
Index: 25.289

ESEMÉNYEK

A LUMINESZCENCIA ÉS FÉLVEZETŐ TANSZÉKI KUTATÓCSOPORT (MŰKÖDIK A JATE KÍSÉRLETI FIZIKAI TANSZÉKÉN) ÉS A BJELORUSZ TUDOMÁNYOS AKADÉMIA MŰSZAKI FIZIKAI INTÉZET KÖZÖTTI KAPCSOLATOKRÓL

Ketskeméty István
JATE Fizika Tanszék, Szeged

A két intézmény közötti tudományos kapcsolatokat az a körülmény segítette elő, hogy a lumineszcencia hatásfokra vonatkozó Vavilov-törvény és az abszorpciós és emissziós spektrumokra vonatkozó Sztyepanov féle egyenlet vizsgálata 1960-as években mindkét helyen folyt. A konferenciák és kiküldetések által nyújtott lehetőségek felhasználásával a kapcsolatok elmélyültek, és 1969-ben a két intézmény írásban is rögzítette az együttműködés feladatait. Ennek az együttműködési szerződésnek az ad különleges jelentőséget, hogy 1966-ban a minszki intézetben épült meg az első folyadék-lézer és a szovjet tapasztalatok átadása megkönnyítette az ilyen vizsgálatok Szegeden való megkezdését is. A technikai és tudományos dokumentációkon kívül a szovjet együttműködő fél a szegedi intézet rendelkezésére bocsátotta az első folyadék-lézer megépítéséhez szükséges alkatrészeket is. A JATE Kísérleti Fizikai Intézetében a folyadéklézerek hangolásával, e lézerek működésének értelmezésével és a keverékoldatok lézer-sugárzásával kapcsolatban értek el elméleti és kísérleti eredményeket.

Az 1972—75-ös időszakra vonatkozó együttműködési megállapodás főbb tudományos célkitűzései: a keverékoldatok, kis hatásfokkal fluoreszkáló anyagok lézer-sugárzásának, a festékmolekulák roncsolódásából származó veszteségeknek és a folyadék-lézerekben használt oldatok lumineszcencia paramétereinek tanulmányozása, továbbá — a tervidőszak végére — egy nagyteljesítményű, széles hullámhossztartományban hangolható, ipari gyártásra is alkalmas festék-lézer megépítése.

KITÜNTETÉSEK

Az 1973. évben a hazai fizikai kutatás színvonalának nemzetközi elismeréseként több magyar csoport is kapott díjat a dubnai Egyesített Atomkutatási Intézet tudományos munkáinak versenyében. A **Fényes Tibor** által vezetett kutatócsoport: **Mahunka Imre, M. Rutkovszky Mária, Máté Zoltán, Vandlik János és Vandlik Tatjana** 1973-ban elnyerte az EAI második díját.

A dubnai Egyesített Atomkutató Intézet minden évben pályázatszerűen intézeti díjjal tünteti ki az előző akadémiai évben született tudományos munkákat. A dubnai intézetben igen széles skálán folyik kutatómunka: részecskefizikában, magfizikában, szilárdtestfizikában. Az intézetnek több akadémikus és Nobeldíjas munkatársa van. Ezek a tények is mutatják az intézeti díj rangját. Az 1973. évi összintézeti díjjal tíz év után ismét egy elméleti kollektívát tüntettek ki a „Dimenzióanalízis" című munkaciklusért. A kollektíva tagjai **P. N. Bogoljubov, V. A. Matveev, R. M. Muradyan R. Robaschik, E. Wieczorek** és **Kunszt Zoltán.** Ez az első alkalom, hogy magyar kutató az Egyesített Atomkutató Intézet első díját kapta. Kunszt Zoltán az ELTE Atomfizikai Tanszékének adjunktusa, kandidátus.

1969-ben a Stanfordi Lineáris Elektron-Gyorsítóval (SLAC) végzett mélyen inelasztikus elektron-proton szórási kísérletek azt mutatták, hogy a hatáskeresztmetszet aszimptotikus viselkedése (Bjorken-skálázás) azzal egyezik meg, amit egyszerű dimenzióanalízisből kapnánk, feltéve, hogy nincsenek az elméletben lényeges, nem elhanyagolható dimenzióval rendelkező paraméterek (tömege, csatolási állandók stb.). A pályamunkában összegyűjtve szerepeltek mindezek az eredmények, amelyeket a szerzők 1970—1972 folyamán kaptak azzal a kérdéssel kapcsolatban, hogy milyen módon és hogy lehet alkalmazni a dimenzióanalízist a nagyenergiájú részecske fizika egyéb folyamataiban, és melyek azok a folyamatok, ahol ilyen értelemben aszimptotikusan skálaviselkedést kapunk. Kunszt Zoltán munkáiban a lepton-hadron folyamatokat, így a neutrino-nukleon mélyen rugalmatlan szórás, a foton-foton szórás, az elektron és pozitron annihilációja hadronokba folyamat továbbá a lepton-pár keltése hadronütközésekben folyamat aszimptotikus viselkedését vizsgálta meg. Kiderült a dimenzió analízist mint dinamikai hipotézist kell alkalmazni, amely segít annak a fizikai képnek a kialakításában, amely alapján aszimptotikusan skálaviselkedést várhatunk.

A dubnai Egyesített Atomkutató Intézet 1973. évi Intézeti Díjának II. fokozatát **Vesztergombi György,** a KFKI Nagyenergiájú Fizikai Főosztályának tudományos munkatársa kapta, a K° mezonok szénen való regenerációjának vizsgálatában elért eredményeiért.

LEV ANDREJEVICS ARCIMOVICS (1909–1973)



1973. március 1-én Moszkvában elhunyt Lev Andrejevics Arcimovics akadémikus. 64 éves volt. Mint a moszkvai Kurcsatov Intézet igazgatója, a Szovjetunió Tudományos Akadémiája Elnökségének tagja, az Akadémia Általános Fizikai és Asztronómiai Szakosztályának elnöke, az Európai Fizikai Társaság Tanácsának tagja, a Szovjet Fizikusok Bizottságának elnöke, a Szovjetunió Tudományos Akadémiája Elnöksége leszereléssel foglalkozó bizottságának tagja, és a Pugwash Konferenciák Nemzetközi Bizottságának tagjaként Arcimovics csaknem két évtizedig játszott központi szerepet a szovjet tudomány fejlődésében és nemzetközi kapcsolatainak bővülésében.

Arcimovics érdeklődése a fizika számos területére terjedt ki. Foglalkozott röntgen-sugarakkal, lassú-neutron-fizikával, gyors elektronok kölcsönhatásaival, pozitron-annihilációval, mágneses fékezési sugárzással, ion- és elektronoptikával, elektromágneses izotópszeparációval és gázkisülésekkel. Az utóbbi húsz évben tudományos érdeklődésének középpontjában a magas hőmérsékletű plazmák fizikája állt. Ezen a területen mindenre kíváncsi, lehetetlent nem ismerő kísérletező volt, aki a legegyszerűbb, de a legtöbb eredményt hozó megoldásokat kereste; olyan tudós, aki meg tudta őrizni magát a tudományos világot elárasztó divatoktól.

Vezetése alatt érte el a Kurcsatov Intézet első nagy sikerét 1962-ben, mikor először hoztak létre kísérletben mágneses tükröt; a részecske-összetartási időt ily módon több nagyságrenddel megnövelték.

A zárt mágneses rendszerek közül a legegyszerűbb létrehozható konfigurációt, a kétdimenziós tóruszt vizsgálta intenzíven, ahol az összetartó mágneses tér létrehozásában a plazmában indukálódott áram maga is részt vesz. Az ezen az elven működő úgynevezett TOKAMAK berendezések egész sorozatát fejlesztették ki a Kurcsatov Intézetben. Arcimovics az első kiváló eredményeket 1965-ben publikálta, és az 1969-es dubnai konferenciáig eltelt négy év alatt a TOKAMAK-okkal kivívták az egész tudományos világ elismerését.

Halála előtt a plazmafűtés módszerének és a mágneses konfigurációnak tökéletesítésével foglalkozott, remélve, hogy végül sikerül áthidalni az ionhőmérsékletben azt a tízes faktort, mely még elválasztja a TOKAMAK-okat a termonukleáris energiatermeléshez szükséges szinttől. Bár Arcimovics biztos volt benne, hogy laboratóriumban megteremthetők a szabályozott termonukleáris reakcióhoz szükséges körülmények, mégis ugyanúgy biztos volt abban is, hogy a reakció gyakorlati alkalmazására az ő életében még nem kerül sor: ilyen hatalmas technológiai nehézségeket rejtő probléma megoldásához nélkülözhetetlen a folyamatok fizikájának jobb megértése.

Arcimovics érdeklődése messze túlterjedt a plazmafizikán. Hitte, hogy a legkülönbözőbb területeken végzett intenzív alapkutatások az egész tudomány javát szolgálják. Lelkiismeretes pedagógus volt; plazmafizikai előadásainak népszerűségére legalább annyira büszke, mint tudományos eredményeire.

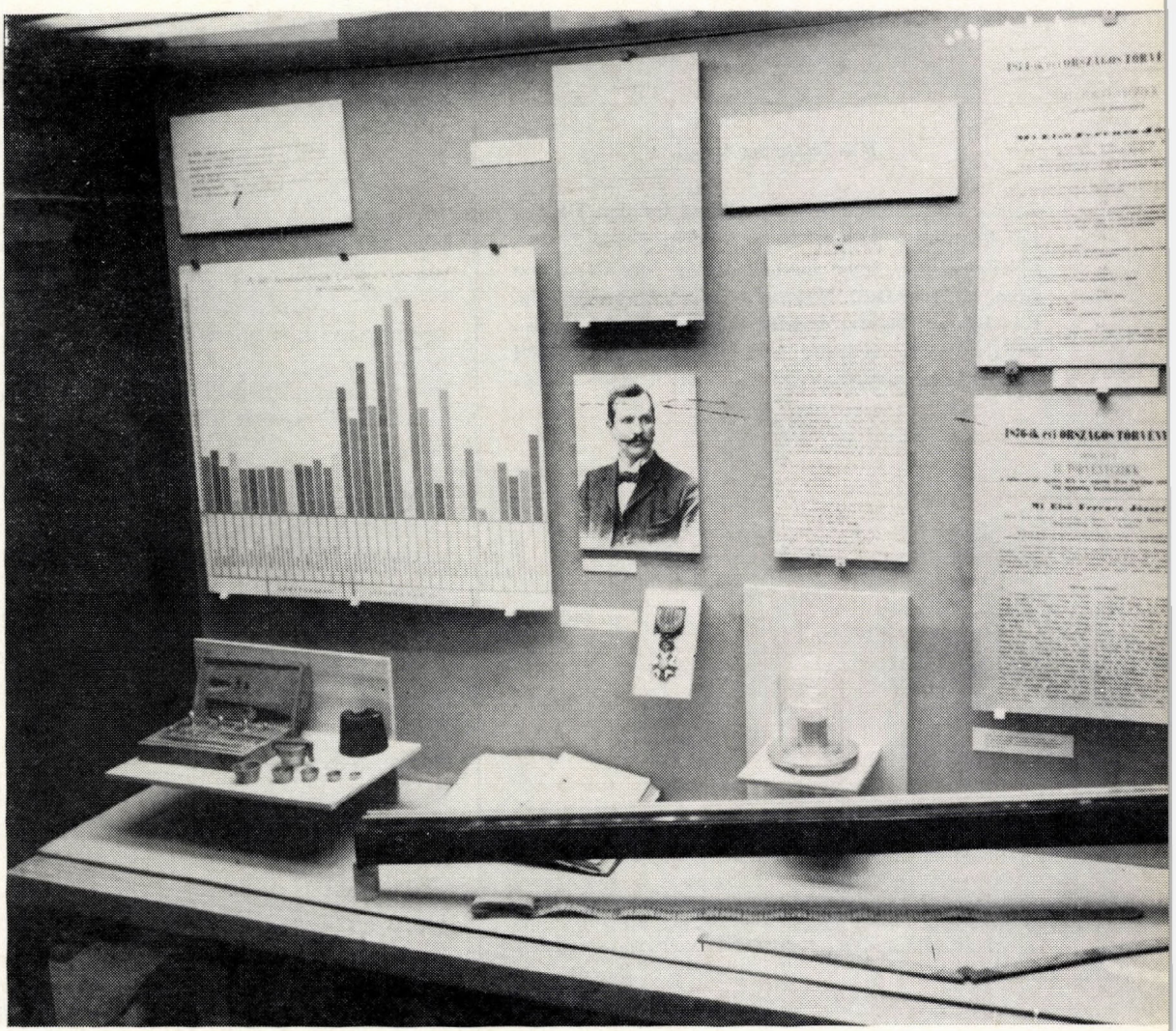
Nemcsak tanítványaihoz, de a tudomány minden művelőjéhez szólnak sorai: „A tudomány járatlan földjein a tehetséges ember számára egyszerre több út is nyílik. Mint a hegyek közt kanyargó utak, ezek sem vezetnek egyenesen; messzire nem látni, és az új dolgok a legváratlanabb helyeken bukkanhatnak elő. Ha valaki nyomain jártok, mégha a sarkában is, az első felfedezések öröme nem nektek adatik meg. Azoké lesz, akik, ha csak kicsit is, de előbbre járnak."

B. I.

(Az Uszpéhi Fizicseszkih Nauk és a Physics Today cikkei nyomán)

fizikai szemle

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat lapja



1974/8

A szerkesztőbizottság elnöke:

Marx György

A szerkesztésért felelős:

Turiné Frank Zsuzsa

A szerkesztőbizottság titkára:

Berényi Dénes

Szerkesztő bizottság:

Balázs Béla, Barlai Katalin, Barta György, Bozóky László, Csekő Árpád, Dede Miklós, Fehér István, Flórián Endre, Gaal István, Garay András, Groma Géza, Haiman Ottó, Hoffmann Tibor, Holics László, Károlyházy Frigyes, Keszthelyi Lajos, Kovács István, Mihály László, Schanda János, Soós Károly, Szigeti György, Tóth Eszter, Valkó I. Péter, Vermes Miklós

Címképünk:

Száz esztendeje iktatta törvénybe a méterrendszert a magyar törvényhozás. Képünk a budapesti platina-iridium méter-etalont mutatja „Az ember és műszerei" kiállításon a Nemzeti Múzeumban. (Lásd a kiállítási beszámolót és Móra Ferenc cikkét.)

TARTALOMJEGYZÉK

Erdey-Grúz Tibor: Mi a kémia?
Montvay István: A sokrészecske keltés statisztikus modellje
Kónya Albert: Mátrainé Zemplén Jolán
Móra Ferenc: Jubileum

A FIZIKA TANÍTÁSA

Károlyházy Frigyes: A kvantummechanika alapfogalmainak elfogadtatása

ESEMÉNYEK

EREDMÉNYEK

VÉLEMÉNYEK

Berényi Dénes: Oktatás és kutatás

СОДЕРЖАНИЕ

Т. Эрдеи-Груз: Что мы знаем и что мы должны преподавать о химическом строении
И. Монтваи: Статистическая модель многочастицного рождения
А. Коня: Й. Земплен-Матраи

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

Ф. Мора: Юбилей
Ф. Каройхази: Изложение и восприятие основных понятий квантовой механики

СОБЫТИЯ

РЕЗУЛЬТАТЫ

ОТЗЫВЫ И ВЫРАЖЕНИЯ МНЕНИЙ

INHALT

T. Erdey-Grúz: Was wissen wir über die chemische Struktur und was sollten wir darüber lehren?
I. Montvay: Das statistische Modell der Vielteilchen-Erzeugung
A. Kónya: Frau J. Zemplén-Mátrai
F. Móra: Das Jubileum

UNTERRICHT DER PHYSIK

F. Károlyházy: Die Präsentation und die Aneignung der Grundbegriffe der Quantenmechanik

EREIGNISSE

ERGEBNISSE

STELLUNGNAHMEN UND MEINUNGSÄUSSERUNGEN

CONTENTS

T. Erdey-Grúz: What do we know about chemical structure and what should we teach about it?
I. Montvay: The statistical model of many-particle generation
A. Kónya: Mrs. J. Zemplén-Mátrai
F. Móra: The jubilee

THE TEACHING OF PHYSICS

F. Károlyházy: Presentation and acceptance of the basic notions of quantum mechanics

EVENTS

RESULTS

OPINIONS

fizikai szemle

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

Alapította Eötvös Loránd 1891-ben Mathematikai és Physikai Lapok néven

XXIV. évfolyam 8. szám 1974. augusztus

MI A KÉMIA?

Erdey-Grúz Tibor

Magyar Tudományos Akadémia

Előadásom bevezetéseként legyen szabad hangsúlyoznom, hogy nem a leendő új iskolarendszer egyik tárgyának a tantervéről vagy tananyagáról fogok szólni. A jövő iskolarendszerének szerkezetével, tantárgyi tagozódásával, tananyagának, valamint oktatási-nevelési módszereinek előkészítésével a szakemberek tekintélyes grémiumai foglalkoznak, közöttük a Tudományos Akadémia elnökségének a Közoktatási Bizottsága. Az új iskolarendszer kialakításáig még további elmélyülő vizsgálatokra, sokoldalú vitákra és széleskörű kísérletekre van szükség. Konkrét tananyag helyett ezért előadásomban inkább néhány kémiai alapfogalommal összefüggő szemléleti problémáról szeretnék beszélni, amelyek a tárgyi ismeretek oktatásában és a dialektikus materialista gondolkodásra nevelésben érvényesíthetők, függetlenül a tanterv beosztásától és a tananyag terjedelmétől.

Rátérve az előadás tárgyára, vagyis a kémiai szerkezetre, illendő először definiálni: mi a szerkezet és mi a kémia.

A szerkezet — e fogalom filozófiai definíciója szerint — az adott rendszer alkotóelemeinek viszonylag állandó egysége, az elemek viszonya egymáshoz és a tárgy egészéhez, a rendszer viszonylag változatlan aspektusa. Kiindulóként, alkotóelemekként, a tárgy szerkezetének analízisében különféle fogalmak tekinthetők.

E definícióból világos, hogy a szerkezet a viszonylag állandó egységes egész (az objektum) és alkatrészei közötti viszonyra vonatkozik. Konkrét kifejezése jelentékeny mértékben azon múlik, hogy mit tekintünk az objektum alkatrészeinek, más szóval építőelemeinek. A kémiai szerkezet vonatkozásában erre a kérdésre nyilván a „kémiai" jelző ad felvilágosítást. Alapjában véve ui. bizonyos határok között elhatározásunktól függ, hogy egy tudományág keretein belül mit tekintünk egy tárgy alkatrészeinek vagyis mit tekintünk e vonatkozásban kiindulási elemnek.

Első hallásra talán filozófiai idealizmusnak tűnik az a nézet, miszerint elhatározásunktól függ az, hogy mit tekintünk egy tárgy alkatrészeinek. Való igaz, hogy egy reális tárgy összetétele objektív tény, amely teljesen független a róla alkotott nézeteinktől. A tudomány egyes ágai azonban nem foglalkozhatnak az objektív valóság teljes egészével minden vonatkozásban, hanem a valóságnak csak egy-egy szektorával egy vagy néhány vonatkozásban. A szektorok határainak és a vonatkozásoknak a megválasztásában már nem kötnek egyértelműen az objektív törvényszerűségek, csupán bizonyos kereteket szabnak meg, amelyeken belül elhatározásunkon múlik, hogy miként határolunk el egy-egy tudományágat (más néven szaktudományt) a többitől. Ez természetesen a kémiára is érvényes, és kihat arra, hogy mit tekintünk a kémiai szerkezetben alkatrésznek, szerkezeti elemnek.

A kémia a természettudományok egyik ága. A természettudományok egészének tárgya a világ anyagának és az anyag mozgásának mindenirányú vizsgálata, beleértve az anyag fejlődését az egyszerűbbtől az összetettebb felé, s ennek során a különféle anyagfajták és mozgásformák kialakulását ill. átalakulásait valamint az azonos és különböző anyagfajtákhoz tartozó egyedek kölcsönhatásait. Ide tartozik annak a kutatása is, hogy milyenek az objektumok alkatrészeinek a viszonyai a geometriai elrendeződés, a kölcsönhatásaik módja és energiája tekintetében.

Amint a természet és a társadalom a maga sokrétűségében és változatosságában alapjában egységes rendszer, amelyben közvetlenül vagy közvetve minden összefügg minden mással, úgy a tudomány is a maga egészében egységes rendszer, amely az anyag sajátságait, az anyag fejlődését, a különböző fejlettségű anyagok szerkezetét, mozgásait és kölcsönhatásait igyekszik felderíteni. A szaktudományok ennek részeit alkotják.

Ha általában anyagszerkezetről beszélünk, akkor a szerkezet fogalmában szereplő összetevő alkatrész (építőelem) alatt a legegyszerűbb ismert anyagi részecskéket kell tekintenünk. Noha e mondat nagyon tárgyilagosnak (úgy értem szubjektív véleménytől függetlennek) hangzik, mégis utal tudásunk pillanatnyi szintjére, vagyis történeti mozzanat is van benne. Hiszen legegyszerűbb anyagi részecskéknek a múlt században az atomokat tartotta a tudomány, századunk első ne-

Előadás a kémiatanárok VI. Országos Konferenciáján (Eger 1974. június).

gyedében a protont és az elektront, második negyedében hozzájuk jött a pozitron és a neutron, majd századunk közepétől kezdve ismertté váltak további elemi részecskék. Ezekből napjainkban sok ismert, de manapság azt gyanítják a tudósok, hogy e sok ismert elemi részecske két—három még kisebb, még elemibb részecskéből áll. Valaha a természettudományokban az „elemi" jelző azt jelentette, hogy legegyszerűbb, tovább semmiképpen sem bontható, belső szerkezet nélküli; ma már azonban devalválódott e jelző értéke, és relatívvá vált a tartalma: legszigorúbb értelemben is csupán annyit jelent az elemi jelző, hogy jelenlegi módszereinkkel még egyszerűbb részecskét eddig nem sikerült megfigyelni. A tudomány történetének tanúságait figyelembe véve azonban aligha kételkedhetünk abban, hogy léteznek még egyszerűbb, „szubelemi" részecskék, és idővel sikerül őket is megfigyelni.

Az „elemi" jelzőnek van azonban manapság egy másik, viszonylagosabb jelentése is, amely mégis egyértelműbb: adott viszonylatban eleminek azokat az objektumokat tekintjük, amelyeket a jelenségek adott körében szereplő energiákkal nem lehet még egyszerűbbekre szétbontani. Ez az értelmezés adja meg a kulcsot a kémia tárgykörének és kémiai szerkezetnek korszerű értelmezéséhez is.

Energetikai oldalról megközelítve a kémia tárgykörét, azok a folyamatok tartoznak e tudományágba, amelyekben a részecskék kölcsönhatásának az energiája elég nagy ahhoz, hogy szétválassza az atomokat egymástól, ill. megváltoztassa az atomok külső elektronjainak az állapotát, elektronokat vihessen át egyik atomról a másikra, de nem elég nagy ahhoz, hogy szétbontsa az atomokat, ill. megváltoztassa az atommag vagy az elektron belső állapotát.

Nagyjából azt tapasztaljuk, hogy atomonkint mintegy 0,1 eV-nál kisebb energiával nem idézhető elő kémiai változás, vagyis nem vihető át részben vagy egészen elektron egyik atomról másikra, viszont mintegy 10 eV-nál nem igen szükséges nagyobb energia ilyenféle változásokhoz. Ennek megfelelően a kémia tárgykörébe azok a kölcsönhatások tartoznak, amelyek hozzávetőleg atomonkint 0,1—10 eV energiával járnak. Ez annyiban egyértelmű elhatárolás, hogy az atommag megváltoztatásához több millió eV nagyságrendű kölcsönhatás szükséges, a határ tehát — legalább is a tipikus folyamatok vonatkozásában — nem mosódik el.

* * *

A kémiai szerkezet tekintetében ezek szerint a viszonylag egyszerű összetevő az atom, az összetett rendszer pedig a kémiai individuum (sok esetben a molekula, de nem mindig ez). A kémiai individuum két vagy több — határozott módon összekapcsolódó — atomból keletkezett anyagi rendszer, amely alkatrészeitől minőségileg eltérő sajátságú, viszonylag önálló és viszonylag állandó. Ez más szóval azt jelenti, hogy a kémiai individuumon belüli atomok között nagyobbak az összetartó erők, mint az adott individuum és a környezete között (de kisebbek, mint az atom alkatrészeit összetartó erők). Ha két olyan kémiai individuum találkozik egymással, amelyek atomjai között erősebbek a kölcsönhatások, mint egy-egy individuum saját atomjai között, akkor kémiai átalakulás következik be.

Kémiai folyamatok (reakciók) azok az anyagi változások, amelyek során kémiai individuumok keletkeznek, átalakulnak vagy elbomlanak. Kémia vonatkozásban az atom szerkezetének csak a külső elektronhéja érdekel, egyébként általában olyan építőelemeknek tekinthetők az atomok, amelyek belső szerkezete nem változik (belső szerkezetükkel az atomfizika foglalkozik). A kémiai individuumok egészének egymás közötti kölcsönhatásai, amelyek során ők maguk nem változnak meg lényegesen, szintén nem tartoznak a szoros értelemben vett kémia körébe (ezekkel a makrofizika ill. fizikai-kémia foglalkozik).

Indokolt itt két megjegyzés.

1. A kémiai individuum sok esetben molekula, de egyáltalában nem mindig. Pl. kémiai individuum a kősó, noha nincsenek benne molekulák, hanem a Na^+- és a Cl^--ionok térbeli hálózata alkotja a kristályt. Kémiai individuumok továbbá a fehérjék, a cellulóz, a műanyagok, noha makromolekulákból állnak, amelyek nem egyszerűen óriási molekulák, hanem ezektől minőségileg eltérő anyagi rendszerek. Kémiai individuumok a felületi vegyületek is (ezek képződésén alapszik többek között a textíliák színezése), amelyekből nem állíthatók elő makroszkopikusan háromdimenziós objektumok.

2. A kémiai individuumokban az atomok nem változatlanok, hanem minőségileg megváltozott sajátságúak, mert a kémiai kötést az atomok külső elektronjai mozgásának ill. állapotának a megváltozása valósítja meg. Gondoljunk e vonatkozásban pl. a fémnátrium és a kősóban levő nátriumion különbözőségére. Ezért nem szabatos, ha azt mondjuk, hogy a kémiai individuumok atomokból állanak; szabatosabb úgy kifejezni a tényeket, hogy atomokból keletkeztek. Szabatosan úgy is leírhatjuk a valóságos helyzetet, hogy a kémiai individuumok atomtörzsekből és az őket összefűző elektronokból állnak. (Atomtörzs az atommag + a kémiai kötésben részt nem vevő elektronok.)

Atomokra — és nem még kisebb alkatrészekre — utalni azonban mindenképpen szükséges. Egyrészt ui. 0,1—10 eV nagyságrendű energiákkal egyértelműen különválaszthatók az atomok a kémiai individuumokból, és visszaállíthatók eredeti sajátságaik, másrészt az atomoknál kisebb alkatrészek (az atommagok ill az elemi részecskék) nem változnak meg a kémiai folyamatokban. Az atomok tehát (külső elektronhéjuktól eltekintve) kémiai változásokban ma is változatlanoknak, oszthatatlanoknak tekinthetők.

* * *

Az előzőkben vázolt értelemzéssel összhangban a kémiai szerkezet fogalma arra vonatkozik, hogy a kémiai individuum milyen atomokból keletkezett, milyen geometriai elrendeződésben és mekkora kölcsönös távolságban helyezkednek el benne az atomtörzsek, milyen állapotban vannak a kémiai kötést létrehozó elektronok (vagyis milyen jellegű a kémiai kötés), mely atomtörzseknek számottevő a kölcsönhatása egymással és mekkora erők származnak ettől, milyenek az atomtörzsek periodikus mozgásai egyensúlyi helyzetük körül, milyen szerkezeti alegységek (atomcsoportok, ionok, molekulák) vannak jelen. A kémiai szerkezet leírásának azt is figyelembe kell vennie, hogy a kémiai individuumok önállósága, lezárt mivolta csak viszonylagos. Gyenge vonzóerők (és persze megfelelő taszítóerők) mindenféle kémiai individuumok között működnek. Ezek idézik elő többek között pl. a gázok cseppfolyósodását és a folyadékok kristályosodását.

A kémiai szerkezettel kapcsolatban felmerülhet a kétely: vajon megállapítható-e egyértelműen az atommagok ill. atomtörzsek kölcsönös helyzete a kémiai individuumban, amikor tudjuk, hogy az elektronok helyzetének ilyetén megállapítása az atomban nem lehetséges. Erre a kérdésre a Heisenberg-féle határozatlansági reláció ad választ. Eszerint egy m tömegű részecske x koordináta menti helyzetének Δx határozatlansága és sebességének Δv határozatlansága között a

$$\Delta x = \frac{h}{m \Delta v}$$

összefüggés érvényes (h a Planck-állandó). Az elektron tömegének kicsinysége folytán az elektron helyzetének a határozatlansága az atomban olyan nagyságrendű, mint az atom mérete. Nincsen tehát értelme a pontszerűnek képzelt elektron atombeli pontos helyzetéről beszélni. Az atommagok tömege azonban legalább mintegy kétezerszer, de általában több ezerszer nagyobb az elektronok tömegénél, ezért helyzetük határozatlansága elenyésző kicsi a molekulák (atomoknál nagyobb) méreteihez képest. A kémiai szerkezet vonatkozásában tehát joggal beszélhetünk az atommagoknak (ill. atomtörzseknek) a kémiai individuumokban elfoglalt helyzetéről, ill. geometriai elrendeződésükről.

A következő kérdés, hogy miként lehet megismerni a kémiai szerkezetet. A múlt század második feléig visszanyúló legrégibb közvetett módszer tudvalevően a kémiai sajátságok tanulmányozása. A makroszkopikus kémiai sajátságok tk. az adott kémiai individuum átalakulásainak, kémiai reakcióinak összességéből adódnak. Mivel a kémiai individuumok közötti kölcsönhatások következményei a kémiai szerkezettől függenek, a kölcsönhatások makroszkopikus termékeiből bizonyos határok között vissza lehet következtetni a kölcsönhatásban résztvevők kémiai szerkezetére. Századunk elejéig ez volt a kémiai szerkezetkutatás egyetlen módja. Valamely kémiai individuum szerkezetének ily módon való kutatása tk. az adott individuum elpusztulásával jár együtt. Ezen az áron is csak hozzávetőleges kvalitatív képet lehetett kapni a kémiai szerkezetről.

A kémiai individuumok roncsolása nélküli szerkezetvizsgálatokat az atomfizika kibontakozása tette lehetővé, ami századunk tízes éveitől kezdődően indult meg, és kvantitatív eredményekhez is vezetett. E vizsgálatok zöme a kémiai individuumok által elnyelt és kibocsátott ill. szórt elektromágneses sugárzáson, továbbá az elektronok és neutronok szóródásán ill. interferenciáján alapszik.

A kémiai individuumok szerkezetének geometriáját, vagyis az atomtörzsek egyensúlyi helyzetének térbeli rendjét főleg a röntgen- valamint elektronsugarak interferenciájának (diffrakciójának) a vizsgálata, továbbá a molekulaszínképek révén lehet meghatározni. A molekulaszínképek tanulmányozásából a kémiai individuumok mechanikai (dinamikai) sajátságaira, vagyis az egész rendszernek és részeinek a forgására, rezgésére, az atomtörzsek között működő erők nagyságára és irányára is lehet következtetni. A látható és az ultraibolya színképek tanulmányozása mellett mind nagyobb fontosságra tesz szert az infravörös, a mikrohullám, ill. a rádiófrekvenciás spektroszkópia, valamint a mágneses rezonancia jelenségeit felhasználó spektroszkópia. Mindezek alapján meghatározható a kémiai individuumban kialakult elektronburok szerkezete, felderíthetők az atommag és az elektronburok kölcsönhatásai, s ezáltal részletesen vizsgálhatók a kémiai kötések tulajdonságai. A molekulák elektromágneses szerkezetére értékes következtetések vonhatók a dielektromos állandó, a törésmutató, az optikai forgatóképesség valamint a mágneses tulajdonságok elemzéséből is.

* * *

A kémiai individuumok határozott szerkezetű anyagi rendszerek, amelyekben az őket alkotó atomtörzsek összekapcsolódnak, de megtartják viszonylagos különállásukat, ill. önállóságukat. Ebből következik, hogy a kémiai individuumokban — mint minden határozott szerkezetű anyagi rendszerben — ellentétes erők működnek. Egyrészt vonzzák egymást az atomtörzsek, s ennek hatására közelednek egymáshoz, másrészt viszont amint elég közel kerültek egymáshoz, taszító erők ébrednek, amelyek a kölcsönös távolság csökkenésével rohamosan növekszenek. Mivel a vonzó erők kisebb mértékben növekszenek az atomtörzsek egymáshoz közeledtével, mint amilyen mértékben a taszító erők növekszenek, egy bizonyos távolságban a taszító erők egyenlővé lesznek a vonzó erőkkel. Ebben a helyzetben az atomtörzsek kölcsönhatásának az eredője nulla, ez felel meg egyensúlyi helyzetüknek. Ez az egyensúly azonban csak viszonylagosan idéz elő nyugalmi állapotot, valójában az atomtörzsek rezegnek és forroghatnak az egyensúlyi helyzetük körül, éspedig annál nagyobb energiával, minél magasabb a hőmérsék-

let. (Ebből persze az következik, hogy pl. kémiailag teljesen tiszta vegyületek egyes molekulái sem teljesen azonosak egymással, mert alkatrészeik pillanatnyi rezgésállapotai általában különbözők; vagyis a kémiai azonosság is csak viszonylagos.)

A kémiai individuumok tehát csak a vonzás és taszítás dialektikus ellentétének egysége révén jöhetnek létre. Ha az atomok nem vonzzák egymást (ill. a vonzás hatótávolsága kisebb, mint a taszításé), akkor nem kapcsolódnak egymáshoz az atomok. Ha viszont nem taszítanák egymást az atomtörzsek, akkor nem helyezkedhetnének el határozott szerkezet szerint viszonylag elkülönülten, hanem teljesen összeolvadnának, vagyis a kémiai individuumban nem lennének atomtörzsek megkülönböztethetők. Mivel sokféle vizsgálattal kétségtelenül megállapítható az atomtörzsek viszonylag elkülönült léte a kémiai individuumokban, kétségtelen a taszító erők jelenléte is. A taszító erők nagyságára utal egyébként az is, hogy milyen nagy erő kell szilárd vagy cseppfolyós testek összenyomásához, vagyis atomjaiknak az egyensúlyi helyzetükön túli közelítéséhez.

Érdemes megjegyezni, hogy vannak a természetben részecskék közötti olyan kölcsönhatások, amelyekben csak vonzás érvényesül, és elmarad a taszítás. Ilyen egyebek között az elektron és a pozitron fotonná alakulása. Elektron és pozitron egymáshoz közeledése során nem ébred taszítás, ezért oly bensőleg egyesülnek egymással, oly mélyrehatóan alakulnak át, hogy a belőlük keletkező fotonban már nem különböztethetők meg viszonylag különálló maradványaik. A szokott értelemben közelítőleg sem állíthatjuk, hogy a foton elektronból és pozitronból áll.

* * *

A kémiai individuumokban működő vonzás és taszítás egyaránt az elektronok mozgásával ill. állapotával függ össze. A vonzást, ami a kémiai kötést idézi elő, az atomok legkülső héjának az elektronjai valósítják meg. Ezeknek a kémiai kötés létrejöttekor megváltozik a mozgása ill. a kvantumállapota, többnyire részben vagy egészben egyik atomról át is mennek egy másikra. Mivel a külső elektronhéj állapota többnyire nem gömbszimmetrikus, a kémiai kötések gyakran irányítottak a térben, és a kötő elektronok állapotától ill. kölcsönhatásaitól függően specifikusak.

A taszító erők zömmel az atomtörzsektől származnak, vagyis az atomoknak a kívülről számított második elektronhéjától erednek. Mivel ez a héj gyakran közelítőleg gömbszimmetrikus lezárt héj, a taszító erők kémiailag kevésbé specifikusak, mint a vonzóerők. Az atomtörzsek közötti taszító erők — amelyek viszonylagos különállásukat idézik elő — lényegében attól a kölcsönhatástól származnak, amelyre a Pauli-féle „tilalmi elv" vonatkozik. Eszerint egy atomi erők által összekapcsolt anyagi rendszerben („részecskében") nem lehet két vagy több olyan elektron, amelynek azonos az állapota, vagyis mind a négy kvantumszáma azonos. Ha az atomtörzsek annyira közelítenék meg egymást, hogy elektronhéjuk egymásba hatol, akkor ebben két vagy több azonos állapotú elektron lenne. Ezt pedig nagy taszítóerők ébredése akadályozza meg. Mivel az atomtörzsek alapállapotukban többnyire gömbszimmetrikusak, és elektronjaik a kémiai reakciókban nem gerjesztődnek, az egy atomtörzsből kiinduló taszításnak általában nincs kitüntetett iránya, és kevéssé specifikus.

* * *

Az atomok közötti vonzó erőt — ami a kémiai kötést létesíti — az egymással összekapcsolódó atomok külső elektronhéjában levő elektronok mozgásának ill. állapotának a megváltozása idézi elő. Ez az állapotváltozás nagyon sokféle lehet (sokféle lehet a kvantumállapotuk). Ennek folytán a kémiai erők nagyon változatosak, specifikusak. Fő vonalaiban könnyen áttekinthető a kémiai kötés, részleteiben, finoman árnyalt individualitásaiban azonban — amelyek a vegyületek sajátságainak beláthatatlan változatosságát idézik elő — rendkívül bonyolult jelenség a kémiai kötés. Részletes elméletén még napjainkban is dolgoznak a tudósok.

Fő vonásaiban, a domináló hatások tekintetében a kémiai kötések tudvalevően három nagy csoportba sorolhatók: az ionkötés, a kovalens kötés és a fémes kötés csoportjába, amelyeken belül azonban sok a változat, és amelyek között sok az átmenet. Mindezek mélyebb megértése ill. elméleti megközelítése csak a kvantumelmélet ide vonatkozó ágazata: a kvantumkémia révén lehetséges. Ennek részletesebb tárgyalása messze meghaladná az általános iskola és a középiskola színvonalát. Arra azonban törekedni kell, hogy a kvalitatív (esetleg félkvantitatív) szemlélet, amit tanítványainkhoz közvetítünk, lényeges vonásaiban ne legyen ellentétben a kvantumkémia szemléletével. És ez megvalósítható a kémia iránt nem különösen érdeklődő tanulók számára is elfogadható módon.

Viszonylag legegyszerűbb az *ionkötés*, ami fémek és nemfémek között tudvalevően azáltal létesül, hogy a fématomról egy vagy több elektron (ún. vegyérték-elektron) megy át a nemfémes jellegű atomra, ill. atomcsoportra. Ezáltal pozitív és negatív töltésű ionok (pl. Na^+ és Cl^-) keletkeznek, s ezek elektrosztatikus vonzása tartja össze a kémiai individuumot (pl. a kősókristályt). A különféle korszerű szerkezetvizsgáló módszerekkel egyértelműen kimutatható, hogy az ionkristályban és olvadékában nincsenek molekulák (a kősóban nincsen NaCl molekula), hanem a szabályos geometriai rendben, egyenletes eloszlásban elhelyezkedő ionoknak az egész kristályra kiterjedő térbeli hálózata alkotja a vegyületet. Az elektrosztatikus vonzóerők nagyságának és a térbeli hálózat merevségének a következménye az ion-

kristályok viszonylag nagy keménysége, magas olvadáspontja és kis gőznyomása. A kristályrácsban uralkodó rend szétrombolásához csak viszonylag magas hőmérsékleten elegendő a termikus energia, és még nagyobb energia szükséges ahhoz, hogy egy-egy elektromosan semleges molekula kiszakadjon a kristályból. Gőzállapotban ui. az ionkötésű vegyületek is valódi molekulákból állnak (pl. a kősó gőzében NaCl molekulák vannak).

Találkozunk azzal az álhírrel, hogy az ionkötés megérthető a klasszikus makrofizika alapján, hiszen a Coulomb-féle elektrosztatikus vonzásról van szó. Ez azonban csak részigazság, és ez a hír alaptalan, mert a klasszikus fizika alapján érthetetlen, hogy miért megy át egy elektron a fématomról a nemfémes atomra. Erre csak a kvantumelmélet ad magyarázatot; vagyis még ebben a legegyszerűbb esetben is kiviláglik: a makrofizika törvényei nem eléggé híven és nem elég mélyrehatóan írják le a valóságot ahhoz, hogy megérthetők legyenek az atomok világának a folyamatai. Az atomok elektronjainak és egyéb alkatrészeinek a mozgástörvényeit a kvantumelmélet írja le, amely az anyag olyan sajátságaival ill. mozgástörvényeivel is foglalkozik, amelyek a makroszkopikus testek folyamataiban ill. mozgástörvényeiben közvetlenül nem mutatkoznak meg.

A kémiai kötések második fő típusa a *kovalens kötés*. Ezt olyan elektronok valósítják meg, amelyek egyidejűen, kollektíve tartoznak két vagy több atomtörzshöz, amelyek mozgásának pályája — képletesen szólva — két vagy több atomtörzset vesz körül. A kovalens kötések legtipikusabb példáival a kémiai elemek kétatomos molekuláiban találkozunk: pl. a H_2 molekulában a kötést létesítő két elektron egyenletesen veszi körül a két hidrogénatom-magot. Helyesebben szólva a két elektron átlagosan egyenletes töltéseloszlást idéz elő a két atommag körül, a molekula elektromosan szimmetrikus, a pozitív és a negatív elektromosság súlypontja egybeesik. Hasonlóan közös — mintegy kollektivizált — elektronok révén valósulnak meg a kovalens kötések különböző atomok között (pl. HCl, H_2O). Ezekben azonban az elektronok nem teljesen egyenletesen oszlanak el a két különböző atomtörzs között, aminek következtében az atomcsoport ill. a molekula nem szimmetrikus. A kötést létesítő elektronok az egyik atomtörzs közelében átlagban hosszabb ideig tartózkodnak, mint a másik közelében, ezért nem esik egybe a pozitív és a negatív elektromosság súlypontja, két pólus alakul ki, a kötés ill. az atomcsoport poláris.

A domináló közvetlen hatásokat tekintve általában az egy vegyértéknek megfelelő tipikus egyszeres kémiai kötést egy elektronpár (vagyis két ellentétes spinű elektron) létesíti, amelyek mozgása két atomtörzset vesz körül. Más szóval, a klasszikus kémia szerkezeti képletei egy vegyértékvonalának a legegyszerűbb tipikus esetekben egy elektronpár felel meg, amit az újabb típusú szerkezeti képletekben két ponttal szokás jelölni (pl. H : Cl, H : N : H Kettős kötést a legegyszerűbb esetekben két elektronpár, hármas kötést pedig három elektronpár valósít meg.

A kovalens kötést létesítő elektronok állapota az összekapcsolt atomok kvantumállapotaiból alakul ki, s bizonyos mértékig örökli ezek sajátságait. Ha pl. az atom *s* kvantumállapotú elektronjai létesítik a kötést, akkor az innen származó vegyértéknek nincsen határozott térbeli iránya, mert az *s*-állapotban gömbszimmetrikus a töltéseloszlás. Ha viszont az atom *p* kvantumállapotát foglalják el a kötést létesítő elektronok, akkor a tőlük származó vegyérték a térben határozott irányú, mert a *p*-állapotokban az elektroneloszlás nem gömbszimmetrikus, hanem három egymásra merőleges irányban elnyújtott alakú. Ez az oka pl. annak, hogy a H_2O molekula háromszög alakú, az NH_3 molekula pedig három oldalú piramis alakú: az alapháromszög csúcsaiban a három hidrogén atom van, a piramis csúcsán pedig a nitrogénatom. Ha *s* és *p* állapotú elektronok együtt vesznek részt a kémiai kötésekben (pl. a szén egyszerű vegyületeiben), akkor a tér egyenletesen elosztott négy irányába mutatnak a vegyértékek, és tetraéderes atomelrendeződés alakul ki. Ha több atom vagy atomcsoport kapcsolódik egymáshoz, akkor ezek többé-kevésbé megváltoztatják a vegyértékek irányultságát.

A kovalens kötést létrehozó elektronok okozta töltéseloszlás határozott irányú maximumai, vagyis a kovalens vegyértékek térbeli irányított mivolta az oka annak, hogy a kovalens kötésű molekulák sokféle alakúak. Ennek nagy szerepe van a vegyületek rendkívül sokféle és differenciált sajátságaiban. A molekulák térbeli alakjának a sajátságokkal való összefüggéseivel foglalkozik a sztereokémia.

A kovalens kötések ugyan nem merevek, hanem bizonyos mértékig elhajlíthatók és nyújthatók (ezért rezeghetnek a kovalens kötéssel összekapcsolt atomok), de a kovalens kötéssel összekapcsolt atomok kölcsönös elhelyezkedése nagy mértékben és tartósan csak a kémiai kötések elszakadása révén változtatható meg. Ezért merevek ill. nem sajtolhatók, nem hengerelhetők, kalapálással nem alakíthatók a térbeli kötéshálózatú szerves anyagok (pl. bakelit és számos más műanyag). A hosszú atomláncokat tartalmazó makromolekulákból álló anyagok nyújthatók ill. hajlíthatók (pl. a gumi, a PVC) de tartós alakításuk csak kovalens kötések elszakítása ill. újak létesítése által lehetséges, ami nagy energiát igényel (pl. magas hőmérsékletre hevítést).

A kémiai kötések harmadik fő csoportját a *fémes kötés* alkotja. Szilárd és cseppfolyós állapotban a fématomokról az ionkötéshez hasonlóan leszakadnak a külső elektronok, de — az ionkötéssel ellentétben — nem csatlakoznak más atomhoz, hanem a pozitív fémionok között többé-kevésbé szabadon mozogva (mintegy elektrongázt képezve) tartják össze a fématomokat. A fémes kö-

tés eszerint bizonyos mértékben hasonlít az ionkötéshez, de egyben a kovalens kötéshez is, mert több atomtörzshöz kollektíve tartozó elektronok valósítják meg, de nem lokalizálva. A külső elektronok leszakadása után visszamaradó ionok többékevésbé gömbszimmetrikusak, kötéseik csak kevéssé irányítottak. Ezért alakíthatók a fémek tartósan pl. hengereléssel, sajtolással vagy kalapálással. E műveletek közben a fémionok mintegy elgördülnek egymáson, és kölcsönös helyzetük viszonylag nagy mértékű megváltozásának a hatására sem szakadnak meg a kapcsolataik. A fémes kötés sokkal kevésbé változatos, mint a kovalens kötés, és csak fématomok között valósulhat meg.

* * *

A kémiai kötés fő típusai idealizált határesetek, a valóság többé-kevésbé úgyszólván mindig eltér tőlük.

Az ideális ionkötésben két gömbszimmetrikus ion kapcsolódnék össze. Leginkább megközelíti ezt a határesetet a két legkisebb ionból álló vegyület, a LiF. Kis mértékben azonban ebben a vegyületben is — és még inkább a többiben — a pozitív ion a körülményektől függő mértékben maga felé vonzza a negatív ion külső elektronjait, a negatív ion pedig taszítja a pozitív ion külső elektronjait, ami által eltorzul, deformálódik mindkét ion gömbszimmetriája. Más szóval ionkötések esetében sem teljesen igaz az, hogy a kémiai kötést létesítő elektronok csak egy atomtörzshöz kapcsolódnak, hanem a külső héj elektronjai többé kevésbé mindkét atomtörzs hatásának ki vannak téve. Mivel a kovalens kötést jellemzi az, hogy két vagy több atomtörzs együttes hatásának kitett elektronok valósítják meg, az előbb vázolt tényt úgy is kifejezhetjük, hogy az ionkötésnek a valóságban mindig van kovalens jellege is.

Másrészt viszont a kovalens kötésnek többnyire van ionos jellege is. A kötő elektronok ui. többnyire nem egyenletesen oszlanak el az összekapcsolt atomok között, ezért az egyik atomtörzs körül pozitív, a másik körül negatív töltésfelesleg („parciális töltés") alakul ki, amelyek elektrosztatikus vonzása is hozzájárul a kémiai kötéshez. Ez pedig az ionkötésre jellemző.

A kémiai kötés némely tulajdonsága alapján meg is becsülhető az ionkötésben a kovalens hányad, a kovalens kötésben pedig az ionos részesedés.

* * *

Az a megállapítás, hogy egy-egy vegyértékvonallal jelképezett kovalens kémiai kötést egy elektronpár létesít, több vonatkozásban csupán nagyon durva megközelítése a valóságnak, sőt sok esetben még közelítésként sem fogadható el. Elég ehelyütt csak néhány bonyolító tényezőre rámutatni a sok közül.

Igaz ugyan, hogy gyakran domináló a kémia kötésben a két atomtörzset összekötő elektronpár (a kétcentrumos kötés), a valóságban azonban azok az atomok is hatnak egymásra, amelyek nincsenek ily módon összekapcsolva. Az ilyen általánosabb kölcsönhatások is befolyásolják a sajátságokat, és módosítják a közvetlen kötést. A kémiai individuumokban tehát figyelembe kell venni az atomok közötti általános kölcsönhatásokat, aminek következménye az, hogy a molekula ill. makromolekula viszonylag egységes anyagi rendszer, amelynek sajátságait *összes atomjainak összes kölcsönhatásai* szabják meg. Sok esetben ill. némely vonatkozásban bizonyos kölcsönhatások dominálók lehetnek (ezeket jelezzük vegyértékvonalakkal), mások viszont alárendeltebbek.

De ez nem is mindig ill. minden vonatkozásban van így. Főleg sokszor nem is helytálló az a nézet, hogy a kötő elektronok két atommaghoz tartoznak. Számos nagy jelentőségű vegyületcsoport van, amelyekben több atom kölcsönhatása oly mértékű, hogy a kötő elektronok kettőnél több atomtörzshöz tartoznak egyenlő mértékben *(többcentrumos kötés)*. Ilyenek egyebek között a benzol és összes származékai, az élővilágban oly fontos aromás vegyületek. A benzol, C_6H_6, molekulájában a hat szénatom gyűrűt alkot, amelyben egyrészt két-két szomszédos szénatomot egy-egy elektronpár köt össze, másrészt hat elektron (az ún. pi-elektronok) egyenletesen veszik körül mind a hat szénatomot, és egységes elektronburkot alakítanak ki az egész molekula körül. Képletesen úgy is kifejezhető ez, hogy a hat pi-elektron az egész molekulát átfogó molekulapályákon mozog. Ezektől az elektronoktól, ill. az általuk létesített egységes buroktól erednek a benzolnak és származékainak a jellemző specifikus tulajdonságai, amelyek a klasszikus vegyértékelmélet alapján semmiképpen sem érthetők.

Többcentrumos kötés ill. egységes elektronburok több atomból összetevődő csoport körül nem csak a szerves vegyületek körében elterjedt, hanem a szervetlen vegyületek körében is. Pl. a szulfátiont, SO_4^{2-}, is egységes elektronburok veszi körül, aminek következtében a négy oxigénatom egyenlően kötődik a centrális kénatomhoz. Tévesnek bizonyult tehát a régi vegyértékelméletből származó azon kép, amely szerint a szulfátionban két oxigénatom kettős kötéssel, a másik két oxigénatom viszont egyszeres kötéssel kapcsolódik a kénatomhoz.

* * *

Messze vezetne a kémiai individuumokban működő kölcsönhatások további részletezése. Tudomásul kell vennünk azt a tényt, hogy a kémiai individuumokban az atomok között kölcsönhatás általános. Egyesek közülük dominálhatnak, mások esetleg kevésbé feltűnők, de a valóságban az összes kölcsönhatások együttesen alakítják ki a kémiai sajátságok azon rendkívüli változatosságát, individualitását, finoman differenciáltságát, amivel a beláthatatlanul sokrétű, sokoldalú és sokszínű élettelen és élő természetben, valamint

a mesterségesen előállított anyagok körében találkozunk.

A vegyértékvonalakkal felírt klasszikus szerkezeti képletek mindezt a sok finomságot figyelmen kívül hagyják, és csak a domináns — vagy dominánsnak vélt — kölcsönhatásokat vázolják. Ezért a szerkezeti képletek csak nagyon egyszerűsítve, sematizálva tükrözik a kémiai sajátságokat, sőt sok esetben téves következtetésekre is vezetnek.

Ez még ismeretelméleti zavarokra is okot adhat. Abból ui., hogy a primitív módon felírt szerkezeti képletek sok esetben nem adnak számot a vegyületek sajátságainak a részleteiről, egyesek arra következtetnek, hogy a molekulák szerkezete nem ismerhető meg. Ez az idealista nézet azonban alaptalan. A modern kémia sokféle fizikai módszer és korszerű műszerek segítségével napról napra pontosabban ismeri meg kvantitatíve is a kémiai individuumok valódi szerkezetét, és értelmezi ennek alapján a kémiai anyagok sajátságait részleteikben is mind hívebben.

A rendkívül sematizált vegyértékvonal használata, ill. a szerkezeti képletek hagyományos írásmódja tk. már régen idejét múlta. A vegyértékvonalak szinte minden esetben mást jelentenek. A kötő elektronoknak pontokkal való jelképezése, ill. az elektronburkot mechanikusan ábrázoló kalotta modellek sokat segítenek, de még ezek sem olyan képei a valóságnak, amelyek kielégítenék a mai igényeket. Korszerű új szimbolika kidolgozására történtek kísérletek, eddig azonban egyik sem vezetett általánosan elfogadható eredményekre.

* * *

Végezetül figyelmet érdemel még egy megjegyzés. Tudomásul véve a kémiai individuumok atomjainak általános kölcsönhatásait, indokolt a kérdés, hogy miként adódik a klasszikus kémiának két egyszerű alaptétele: a vegyértékek egésszámúsága és telíthetősége. Noha ma már tudjuk, hogy e tételek is csak közelítőek, de első közelítésben mégis érvényesek.

A vegyértékek egésszámúsága és telíthetősége a kvantumelmélet alapján magyarázható. Egy atomhoz normális körülmények között csak annyi elektronpár kapcsolódhat, amennyi alapállapotban az n, l és m kvantumszámok által jellemzett kvantumállapotok (energiaszintek) száma a külső héjban. Ez pedig az atom rendszámától (magtöltésétől) függő egész szám. Tehát egy atomhoz csak egész számú elektronpár kapcsolódhat. Ha a külső héj valamennyi kvantumállapota igénybe van véve (vagyis be van töltve elektronokkal, amelyek egy része több atomhoz is tartozhat), akkor további elektronok már nem létesíthetnek kémiai kötést, ilyen körülmények között további vegyértékkapcsolatok már nem valósulhatnak meg: bekövetkezik a kémiai telítettség. A vegyértékek egésszámúsága és telíthetősége eszerint a kvantumállapotok egész számokkal jellemezhető diszkrét voltából következik.

Nem hagyható azonban figyelmen kívül, hogy az egészszámúság és telíthetőség csak közelítőleg érvényes. Atomok ill molekulák ui. nem csak a klasszikus értelemben vett vegyértékkötésekkel (vagyis egyik atomról ill. atomcsoportról a másikra részben vagy egészen átmenő elektronok által) kapcsolódhatnak egymáshoz. Pl. poláris molekulák dipólusainak egymásra vagy ionokra kifejtett hatása, továbbá nem poláris molekulák kölcsönös deformációja folytán keletkezett dipólusok hatása is előidézheti két vagy több — közönséges értelemben telített — kémiai individuum összekapcsolódását. Az ilyenféle ún. van der Waals-féle erők okozta kapcsolatok azonban általában sokkal lazábbak, mint a szoros értelemben vett kémiai kötések. A klasszikus vegyértéken túlmenő különleges kémiai kötéseket létesíthet a hidrogén is, amelynek atomjai — a korábbi nézetekkel ellentétben — nem csak egy, hanem két más atommal kapcsolódhatnak. A második kapcsolat (az ún. *hidrogénkötés* vagy hidrogénhíd) ugyan sokkal gyengébb, mint az első (a klaszszikus vegyértéknek megfelelő), mégis igen nagy szerepe van az élettelen és élő természetben egyaránt.

* * *

Egy előadásban (még ha hosszúra nyúlik is) a kémiai szerkezetre vonatkozó korszerű nézeteknek csak néhány vonásáról lehet szó. Azt hiszem, az általános és középiskolai oktatásban sem lenne helyes túlságosan elmélyedni a részletekben. Inkább a korszerű szemlélet kialakítására kellene törekedni. Ehhez kívántam némi segítséget adni azzal, hogy a korszerű szemléletnek a hagyományostól eltérő néhány vonásáról szóltam.

A SOK-RÉSZECSKE-KELTÉS STATISZTIKUS MODELLJE

Montvay István
ELTE Elméleti Fizikai Tanszéke

I. Bevezetés

A hadronok értelmezés szerint azok a részecskék, amelyek résztvehetnek erős (nukleáris) kölcsönhatásban. Hadron például a proton, neutron, a π- és K-mezon, valamint minden rövid élettartamú mezon- és barion-rezonancia. Nem hadron az elektron (általánosabban a leptonok) és a foton. Az erős kölcsönhatások egyik jellemzője, hogy rendkívül gyorsan játszódnak le. A hadron-rezonanciák élettartama például éppen azért olyan rövid ($\sim 10^{-23}$ s), mert erős kölcsönhatással bomlanak. Az erősségen és gyorsaságon kívül az erős kölcsönhatásnak a szinte minden esetben szembetűnően jelentkező tulajdonsága, hogy részecskék keletkezésével jár együtt. Ez talán a legtipikusabb vonása, hiszen a gyengébb kölcsönhatásoknál éppen a csatolási állandó kicsisége korlátozza a részecskekeltést. Elektron-pozitron-párból pl. azért nem keletkezik sok egy folyamatban, mert minden újabb pár

keltésének valószínűségében megjelenik egy újabb {1/137}² szorzó, az elektromágneses csatolási állandó négyzete. Az erős kölcsönhatás csatolási állandója nagy, ezért ez a korlátozás nincs.

A rezonanciabomlás folyamata tekinthető részecskék keletkezésének. Egy konkrét példát véve: az A2-mezon rezonancia bomolhat ϱ-mezon rezonanciára és egy π-mezonra (pionra) a ϱ-rezonancia pedig további két pionra. Így az eredeti A2-mezonból végül 3 darab pion lesz. A legtipikusabbnak tekinthető részecskekeltési folyamatok azonban nagyenergiájú részecskeütközésekben játszódnak le. A jelenlegi legnagyobb energiájú gyorsítókban két részecske (pl. két proton) ütközésekor esetenként akár többször tíz részecske is keletkezik. (A CERN tárológyűrűjénél a keletkezett részecskék átlagos száma ütközésenként 20 körül van.) Ennyi keletkezett részecske minden adatát (impulzusát, energiáját, spinjét, belső kvantumszámait) pontosan megmérni gyakorlatilag lehetetlen, de azt is nehéz elképzelni, hogy az adatok eloszlását valaha is elméletileg, részletekbemenően megjósolni lehessen. Ilyen esetben a fizikában gyakran a statisztikus leírásban reménykedünk. Így van ez a részecskekeltés esetén is, amelyre jelenleg több statisztikus jellegű modell is létezik.

A statisztikus modellekben általában a részecskekeltés folyamatát két (vagy több) lépésben képzeljük el. Az egyik lépésben a nagyenergián (több GeV = 10^9 eV) összeütköző hadronokból erősen gerjesztett hadronállapot, „tűzgolyó" (fireball) keletkezik, majd a másik lépésben ez elbomlik a végállapotban megfigyelt stabil (vagy metastabil) hadronállapotokra. A jelen cikkben a részecskekeltés statisztikus (v. termodinamikus) bootstrap modelljével foglalkozunk. A második részben röviden összefoglaljuk az ide vonatkozó jellegzetes kísérleti eredményeket, a harmadik rész a tűzgolyó állapotoknak és azok bomlásának elméletével foglalkozik, míg a negyedik részben, röviden a tűzgolyók keletkezését tárgyaljuk.

II. A sokrészecskekeltés kísérletileg megfigyelt tulajdonságai

Az utóbbi néhány évben a sokrészecskekeltés tulajdonságait sok mérésben vizsgálták, így tekintélyes mennyiségű adathalmaz áll rendelkezésre. Ezért itt csak a legjellemzőbb kísérleti tényeket soroljuk fel. Részletesebb tárgyalás található az [1] munkákban és az ott felsorolt hivatkozásokban.

Tekintsük a két nagyenergiájú hadron ütközését a tömegközépponti (tk) rendszerben, ahol a két hadron impulzusa egyenlő nagyságú de ellenkező irányú. Az ütközésben keletkezett „kimenő" hadronok impulzusa legyen rendre $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \ldots, \mathbf{p}_n$ (ha n darab keletkezik), tömegük legyen m_i $(i = 1, 2, \ldots, n)$, A tk rendszerben a bejövő hadronok impulzusának iránya fizikailag kitüntetett szerepet játszik, ezt nevezzük „longitudinális" iránynak, az erre merőleges irányokat „transverzális"-nak. A $\mathbf{p}_i$ impulzus longitudinális komponensét jelölhetjük $p_{i\parallel}$-sal, a transverzálist $p_{i\perp}$-sel. A bejövő hadronok impulzusa legyen $\mathbf{p}_L$ (a balra mozgóé) és $\mathbf{p}_R$ (a jobbra mozgóé). Értelmezés szerint $\mathbf{p}_L$ és $\mathbf{p}_R$-nek csak longitudinális komponense van: $p_{R\parallel} = -p_{L\parallel} \equiv p_* > 0$. Az i-edik részecske diszkrét kvantumszámait (spin, paritás, töltés, izospin stb.) jelöljük összefoglalóan α_i-vel, ekkor az i-edik keletkezett részecske állapotát egyértelműen jellemzi a $K_i = (\mathbf{p}_i, m_i, \alpha_i)$ kvantumszám (amely tehát magában foglalja az impulzust, a tömeget, és az összes diszkrét kvantumszámot.) A $p_{i\parallel}$ longitudinális impulzuskomponenst gyakran az ütköző részecskék p_* impulzusára vonatkoztatjuk:

$$x_i =: \frac{p_{i\parallel}}{p_*} \qquad i = 1, 2, \ldots, n \qquad (1{,}1)$$

x_i a részecske „longitudinális impulzushányada". A longitudinális mozgást másképp az ún. „gyorsasággal" (rapiditással) lehet jellemezni. Az i-edik részecske y_i gyorsasága annak a longitudinális Lorentz-transzformációnak a paramétere, amelyik a részecskét a tk rendszerből kiindulva nyugalomba transzformálná. Az impulzuskomponensekkel kifejezve:

$$y = \frac{1}{2} \log \frac{p_{io} + p_{i\parallel}}{p_{io} - p_{i\parallel}} \qquad i = 1, 2, \ldots, n \qquad (1{,}2)$$

(A p_{io} energia kifejezése: $p_{io} = \sqrt{m_i^2 + p_{i\parallel}^2 + p_{i\perp}^2}$.)

Egyrészecske eloszlás

A keletkezett részecskék eloszlásának egyik legegyszerűbb jellemzője a $d(K)$ „egyrészecske eloszlás", amely megmondja, hogy adott kezdeti állapot esetén átlagban hány K kvantumszámú részecske keletkezik. Miután $d(K)$ mérésekor csak az adott K-kvantumszámú részecskéket számoljuk, a többivel nem törődünk, Feynman az ilyen típusú mérést „inkluzívnek" nevezte. Ugyanis $d(K)$ mérése szempontjából lényegtelen, hány és milyen egyéb részecske keletkezik a megfigyelt K-kvantumszámú mellett. Nem kell „kizárnunk" a mérés folyamán egyéb részecskék keletkezését (szemben az ún. „exkluzív" méréssel, amelynél egyértelműen meghatározott $K_1, K_2, \ldots, K_n$ végállapoti konfiguráció meghatározása a cél).

Multiplicitás eloszlás

Az egyrészecske eloszlás értelmezése alapján $d(K)$ integrálja a végállapotban levő összes részecske átlagos számát, $\langle n \rangle$-et adja:

$$\langle n \rangle = \int d(K)\, dK \qquad (1{,}3)$$

(Itt a dK integrálás alatt általában a $\mathbf{p}$-re vett relativisztikusan invariáns integrálást és az α-ra vett összegezést értjük.) Legyen w_n annak a valószínűsége, hogy az adott kezdőállapotú ütközésben pontosan n darab részecske keletkezzen. A w_n ún. „multiplicitás eloszlásból" szintén egyszerűen kiszámítható az átlagmultiplicitás, hiszen

$$\langle n \rangle = \sum_n n w_n. \qquad (1{,}4)$$

Miután w_n „exkluzív" jellegű mennyiség („ki kell zárni", hogy n-nél több vagy kevesebb részecske keletkezzen), az (1,3) és (1,4) egyenlet összehasonlításából egyszerű összefüggésre jutunk exkluzív és inkluzív mennyiségek között.

A kis transzverzális impulzusok törvénye

Általános jellegű megfigyelés, hogy a szereplő longitudinális impulzusokhoz képest a keletkezett részecskék transzverzális impulzusa kicsi. Ha pl. két biliárdgolyót egymással szembelövünk, akkor (alkalmasan választott rálövési paraméternél) az ütközés utáni transzverzális impulzus akkora is lehet, mint az ütközés előtti (longitudinális) impulzus. A proton sokkal puhább a biliárdgolyónál, mivel a keletkezett részecskék átlagimpulzusa a legnagyobb energiákon is csak 0.3 GeV körül van. A transzverzális impulzus szerinti eloszlás $p_\perp$-sel exponenciálisan csökken. Ha az egyrészecske eloszlást az impulzus függvényében tekintjük (az α kvantumszámokat nem mérjük, vagy hallgatólagosan valamilyen értéket adunk nekik), akkor közelítőleg

$$d(\mathbf{p}) \cong d_0 e^{-\frac{p_\perp}{T_0}} \qquad (1,5)$$

A T_0 állandó 0.15—0.2 GeV közötti értéket vesz fel és lényegében független az ütközési energiától, az ütköző és keletkezett részecskék egyéb kvantum számaitól valamint a $p_\parallel$ longitudinális impulzustól. (A $p_\parallel$-függést (1,5)-ben d_0 tartalmazza.) A kis transzverzális impulzusok törvénye tehát univerzális jellegű.

Feynman-skálázás

Az egyrészecske eloszlás másik jellegzetes tulajdonsága, hogy ha a $p_\perp$ transzverzális impulzus és az (1,1)-ben definiált x longitudinális impulzushányad függvényeként tekintjük, akkor elég nagy energián energiafüggetlenné válik:

$$d(x, p_\perp) = \text{energiafüggetlen}\,(-1 \leqslant x \leqslant 1) \qquad (1,6)$$

Ezt a törvényszerűséget („skálázás", scaling) általános kvantumtérelméleti megfontolások alapján Feynman előre megjósolta [2]. Egy speciális modellben azonban, jóval korábban, mások is levezették [3].

Határfragmentáció, centrális plató

A Feynman-skálázás egy megnyilvánulása, amelyet Yang és munkatársai Feynmantól függetlenül vezettek le [4] az ún. „határfragmentáció" (limiting fragmentation) jelensége. Ha ugyanis az (1,6) összefüggést egy olyan vonatkoztatási rendszerbe transzformáljuk, ahol az egyik ütköző részecske nyugalomban van, akkor az következik belőle, hogy a keletkezett részecskék eloszlása ebben a koordinátarendszerben a bejövő energiától függetlenné válik, csak a $\mathbf{p}$ impulzustól függ. Hiába ütjük a nyugvó részecskét egyre nagyobb és nagyobb energiájú másik részecskével, töredékeinek impulzusa egy idő után már nem fog változni.

Szintén a Feynman-skálázásból következik, hogy ha az egyrészecske eloszlást $p_\perp$ mellett az y gyorsaság függvényében ábrázoljuk, akkor $y = 0$ körül, elég nagy energián, kialakul egy szimmetrikus (centrális) plató, amelyik az ütközési energia logaritmusával arányosan hosszabbodik, de magassága nem változik. A plató két oldalán levő „lejtő" alakja is energiafüggetlen, mert az felel meg a két bejövő részecske fragmentációs tartományának.

A keletkezett részecskéket három csoportra oszthatjuk. A kétoldali lejtőkön vannak a bejövő-részecskék „töredékei" (fragmentumai), amelyek magukon hordozzák a kezdeti állapot jegyeit, a platón pedig a „centrális részecskék", amelyek függetlenek a kiindulási részecskék diszkrét kvantumszámaitól. Nagy energián a centrális részecskék válnak uralkodóvá, amelyek a tk rendszerben a bejövőkhöz képest lassan mozognak. A megfigyelések szerint a centrális részecskék túlnyomó többsége (mintegy 70—80%-a) a legkönnyebb hadron, tehát pion.

Az is világos, hogy a tk rendszert semmi sem tünteti ki lényegesen más vonatkozási rendszerhez képest. Egy véges paraméterű Lorentz-transzformáció semmit sem változtat meg lényegesen. Az eloszlás egy kicsit aszimmetrikussá válik, de ez elég nagy energián elhanyagolható.

Leading-részecske effektus

Már a nagyenergiájú kozmikus sugárzás tanulmányozásakor észrevették, hogy az ütközések jelentős részében keletkezik „vezető" (leading) részecske, amely az egyik bejövő hadronnal azonosítható: diszkrét kvantumszámai ugyanazok és elviszi a bejövő részecske impulzusának nagy részét (80—90%-át). Az ütközés folyamán létrejövő, hihetetlenül nagy energiakoncentráció ellenére sok olyan eset van, hogy az ütköző hadron nem törik darabokra. A teljesen rugalmas ütközések száma is jelentős, az ütközések mintegy 20%-a. A hadronok ugyan puhák, de egyúttal rendkívül szívósak.

A kis átlagmultiplicitás törvénye

Szintén régi tapasztalat, hogy a rendelkezésre álló összenergiához viszonyítva kisszámú részecske keletkezik. Az átlagmultiplicitás növekedése közelítőleg az energia logaritmusával (vagy ami nagy energián ugyanaz, p_* logaritmusával) arányosan nő:

$$\langle n \rangle = a \log p_* + b, \qquad (1,7)$$

ahol a és b a kezdeti diszkrét kvantumszámoktól függő állandó. Ez eredményezi az ISR energiákon a kb. 20-as átlagos részecskeszámot. Összehasonlításképpen, ha a legnagyobb ISR energián egy ütközésben minden energia tömeggé alakulna, akkor kb. 400 pion is keletkezhetne. Az ütközésben az energia tehát nem szívesen alakul nyugalmi tömeggé. Az átlagmultiplicitás (1,3) alapján számolható ki az egyrészecske eleszlásból. (1,7)-ben a konstans tagot a fragmentumok adják, a logaritmikus növekedést pedig a logaritmikusan hosszabbodó centrális plató.

Koba—Nielsen—Olesen skálázás

Eszerint nagy energián

$$w_n \to \frac{1}{\langle n \rangle} \psi\left(\frac{n}{\langle n \rangle}\right), \qquad (1,8)$$

ahol ψ egy energiafüggetlen, univerzális függvény [5]. Így az energiafüggés egyedül az $\langle n \rangle$ átlagmultiplicitás növekedése miatt van. Ha az n részecskeszámot $\langle n \rangle$ mértékegységben mérjük, akkor a multiplicitáseloszlás alakja energiafüggetlen. Az (1,8) törvénnyel a legutóbbi mérések igen jó összhangban vannak. A $\psi(v)$ függvény közelítőleg leírható a Bozóki és munkatársai által korábban javasolt [6] empirikus alakkal:

$$\psi(v) = A v e^{-Bv^2} \qquad (1,9)$$

ahol A és B állandók.

Bizonyítékok a tűzgolyók létezésére

Miután több statisztikus modell épül közbenső tűzgolyó állapotokra, felmerül a kérdés, milyen megfigyelések bizonyítják a tűzgolyók létezését. A helyzet az, hogy jelenleg közvetlen, egyértelmű bizonyíték nincs. Ilyen lenne például [7], ha az egyes ütközési eseményekben a részecskék gyorsasága általában nem egyenletesen oszlana el a teljes gyorsaság intervallumban, hanem kb. 2 egységnyi hosszúságú szakaszokra csoportosulna. Egy-egy ilyen csoport felelne meg egy tűzgolyó bomlástermékeinek. Jelenleg erre vonatkozó mérési adat még nincs, mert ez az effektus nyilván csak akkor észlelhető, ha a rendelkezésre álló gyorsaságintervallum sokkal nagyobb 2-nél. Az ISR energiákon a gyorsaságkülönbség a két bejövő részecske között kb. 8, ezért ott már elképzelhető a kérdés eldöntése, ha megfelelő detektort lehet építeni.

Közvetlen bizonyítékok hiányában csak közvetett utalásokra hivatkozhatunk, amelyek alátámasztják a tűzgolyókról alkotott elképzeléseinket. Ilyen például az, hogy kvantumszámok, mint a ritkaság vagy barionszám igen rövid gyorsaságintervallumon belül (lényegében „lokálisan") kikompenzálódnak [8]. Vagy például az ún. „diffrakciós gerjesztési" tartományban a különböző multiplicitású végállapotok keltésének hatáskeresztmetszete az energiával erősen változik, de ha összeadjuk őket, akkor a gyors változás kikompenzálódik és közelítőleg állandót kapunk. (Ennek így is kell lennie, mert a diffrakciós gerjesztés értelmezés szerint energiafüggetlen hatáskeresztmetszettel történik.) Az egyes multiplicitások gyors változása szorosan követi a rendelkezésre álló fázistérfogatok nagyságát, ami jól érthető, ha a folyamatot két lépésben képzeljük el: egy tűzgolyó energiafüggetlen gerjesztését és utána a fázistér által meghatározott statisztikus bomlását [9]. A legmeggyőzőbb bizonyíték a nemrég megfigyelt un. „rövidhatótávolságú kétrészecske korreláció".

III. A tűzgolyó állapotok statisztikus modellje

A statisztikus részecskekeltési modellek őse a Fermi-modell [10], amely a magreakciók közbenső mag modelljének pontos mása. Az ütközés folyamán, a hadronokat az erős kölcsönhatás miatt körülvevő, virtuális pionfelhőből erősen gerjesztett, igen magas hőmérsékletű „tűzgolyó" keletkezik, amely azután statisztikusan elbomlik a lehetséges végállapotokra. Az ötvenes években, amikor Fermi ezt a modellt felállította, még nem volt elegendő adat a jóslatok ellenőrzésére, amelyet maga Fermi is csak rendkívül nagy energián hitt helyesnek (10^{12}eV körül). A hatvanas években, a nagy gyorsítók megépítésével azonban olyan kísérleti tények váltak ismertté, amelyek a modell tarthatatlanságát két alapvető szempontból is megmutatták. Először is bebizonyosodott, hogy a tk rendszerben a részecskék eloszlása távolról sem gömbszimmetrikus, ami egy tűzgolyó statisztikus bomlásánál lenne, hanem longitudinális irányban sokkal több részecske keletkezik. A részecskék legnagyobb része két, ellentétes longitudinális irányú „sugár"-ban (jet-ben) található („sugár-szerkezet"). Így tehát az ütközésben nem egy, hanem több tűzgolyó keletkezik, amelyek egymáshoz képest longitudinálisan mozognak. (Ezzel a IV. részben foglalkozunk részletesebben.) Másrészt, ebben az időben már igen nagyszámú rezonancia-állapotot ismertek, amelyek ugyanolyan joggal résztvehetnek a tűzgolyók felépítésében és bomlásában, mint a pionok. Ahhoz, hogy helyes statisztikus modellt dolgozzunk ki, figyelembe kell venni minden rezonanciát. Ez viszont csak úgy lehet, ha valamilyen átfogó elméletünk van a rezonanciaállapotokra. És ez jelenlegi ismereteinket figyelembevéve nem kis követelmény!

A nagyszámú rezonancia láttán nem lehetett többé valamelyik vagy valamelyik néhány részecskét eleminek tekinteni és a többit ennek kötött állapotaként felfogni. Épp ellenkezőleg, úgy tűnt, hogy a sok részecske teljesen egyenrangú, „nukleáris demokráciában" él, és ugyanakkor mindegyik összetett (senki sem gondolt komolyan arra, hogy néhány száz *elemi* részecske lenne). Ez úgy lehetséges, ha *a részecskék egymás kötött állapotai*. Így a részecskeállapotok elméletét kidolgozó fizikus a rosszmájúak szerint hasonlóvá válik ahhoz az emberhez, aki a saját cipőfűzőjénél fogva akarja magát felemelni. Innen származik a „bootstrap elmélet" elnevezés.

Teljesen realisztikus bootstrap modellt a nagy matematikai nehézségek miatt mindmáig sem sikerült kidolgozni. Szerencsére a statisztikus részecskekeltés elmélete nem követeli meg, hogy a rezonancia állapotokat pontos részletességgel ismerjük, hiszen maga is statisztikus átlagolásra épül. Elegendő az állapotoknak egy leegyszerűsített modellje is, amelyik azonban magán viseli a hadron spektrum lényeges jegyeit, legalább átlagolt formában. Ilyen modellt, az ún. „statisztikus" vagy „termodinamikus" bootstrap modellt dolgozott ki Hagedorn [11], amelyet később Frautschi [12] tökéletesített. A modell alapvető egyszerűsítése az, hogy a kötött állapotban elhanyagoljuk a kötési energiát. A kötött állapotot összetartó potenciálgödrön belül az alkotórészek szabadon mozognak, a potenciálgödör méretét csak a lehetséges állapotok összeszámlálásánál vesszük figye-

lembe. A kötési energia elhanyagolása a „cipőfűző" jellegét is megváltoztatja valamelyest. A legkisebb tömegű hadronok (a mezonoknál a pion, a barinoknál a nukleon stb.) kitüntetett helyzetbe kerülnek, mert azokat így nem lehet leírni, hanem kívülről kell az egyenletbe betenni. A cipőfűző *másik* vége fix, külső ponthoz van odakötve. Így már nem teljesen reménytelen a felemelkedés.

Hagedorn eredetileg a feketetest sugárzás analógiájára építette fel a statisztikus bootstrapot, a tűzgolyót hadronokból levő feketetest-sugárzásnak tekintette. A statisztikus bootstrap későbbi megfogalmazásaiban (pl. [12]) ez a feketetest sugárzást tartalmazó doboz már nem létezik. A legegyszerűbb megfogalmazás, amikor minden összetevőt teljesen szabadnak tételezünk fel. Minden részecskének megvan a saját „doboza", de egyébként egymástól teljesen függetlenek [13].

Mi a statisztikus bootstrap modellt csak a legegyszerűbb esetben tárgyaljuk. Általánosabb tárgyalást a [14] munka tartalmaz. Tekintsük a legkönnyebb hadront, a piont. Két pion kötött állapotai hadron rezonanciákat adnak, amelyek a bootstrap-elv szerint ugyanolyan jogú hadronok, mint a pion maga. Nincs tehát semmi akadálya annak, hogy tekintsük két vagy több ilyen rezonancia vagy néhány ilyen rezonancia és néhány pion kötött állapotait, amelyek szintén magasabban fekvő rezonanciák. Ezek megint tekinthetők még magasabban fekvő rezonanciák alkotórészeiként sít. Ezek után ha valaki azt kérdezi, hogy mik a magasan gerjesztett hadron rezonanciák, tehát a *tűzgolyók*, akkor a felelet a következő: a tűzgolyók →kisebb tömegű tűzgolyók kötött állapotai, amelyek még —

A kötési energiákat elhanyagoljuk, tehát ez a leírás csak erős gerjesztésre lehet jó. Feltesszük azonban, hogy az így kapott gerjesztési spektrum alja, legalábbis átlagosan, simán megy át a legalsó hadron állapotokba, amelyeket a stabil és metastabil hadronok és a legalul levő, könnyen azonosítható rezonanciák alkotnak. Ezt nevezhetjük a tűzgolyó állapotok és az igazi rezonanciák „korrespondenciájának". A hadron spektrum kettéosztása igazi rezonanciákra és magasan gerjesztett tűzgolyókra nem mond ellent a megfigyelésnek, mert kb. 2 GeV rezonanciatömeg felett a rezonanciák összefolynak, egymásra csúsznak és többé nem azonosíthatók külön-külön. Még magasabb tömegnél pedig teljesen eltűnnek mutatva, hogy a tűzgolyóknak megfelelő kontinuum közelítés jó lehet.

Ha a lehetséges tűzgolyó állapotokat ismerjük, akkor a következő kérdés, amelyik a sokrészecskekeltés szempontjából tulajdonképpen döntő, hogy miként játszódik le a tűzgolyó bomlása.

Alapvető feltételezés, hogy a bomlás statisztikus, tehát az adott végállapot súlyát, a rendelkezésre álló fázistérfogat határozza meg. Más szóval, az a végállapot a valószínűbb, amely többféleképpen valósulhat meg. Ezt a feltételezést a rezonanciák megfigyelt bomlásai kvalitatíve alátámasztják. Például a jól ismert, 0,77 GeV tömegű ϱ-rezonancia mellett nemrég felfedeztek egy 1,6 GeV tömegű ún. ϱ'-rezonanciát, amelyik — nagyobb tömegétől eltekintve — teljesen hasonló a ϱ-hoz. A ϱ-rezonancia két pionra bomlik, a ϱ' pedig majdnem kizárólag négy pionra. A ϱ' felfedezése éppen azért váratott olyan sokat magára, mert a négy-pion állapotban sokkal nehezebb észrevenni. Ha bomlana két pionra is, akkor már régen azonosították volna. A ϱ' azért nem bomlik két pionra, mert nagyobb tömegénél fogva számára a négy pionos végállapot statisztikusan sokkal kedvezőbb. Sokkal több út vezet a ϱ'-ből 4π-be, mint 2π-be. A ϱ'-nél is nagyobb tömegű ϱ-szerű rezonanciák, mondjuk ϱ'', ϱ''' stb., létezésében nem kételkedünk, de azonosításuk gyakorlatilag lehetetlennek tűnik, hiszen a statisztikus bomlás számukra a 6π, 8π stb. végállapotokat részesíti előnyben, ahol már valóban rendkívül nehéz rezonanciákat kimutatni.

A magasabb rezonanciák bomlásának másik jellemzője, hogy ha lehetséges, akkor kaszkádszerűen történik. Erre példa a bevezetőben említett $A2$-mezon bomlása $\varrho\pi \to \pi\pi\pi$-re, vagy az előbbi ϱ'-mezon, amely túlnyomóan $\varrho' \to \varrho\pi\pi \to$ $\to 4\pi$ mintára bomlik. A négy pion tehát nem egyszerre jelenik meg, hanem az első lépésben lesz egy közbenső ϱ-mezon is, ami azután két pionra bomlik. Semmi okunk sincs abban kételkedni, hogy ez a kaszkád-bomlási tendencia a gyakorlatilag azonosíthatatlan, magasabb rezonanciáknál is érvényesül. Ezen kívül ez összhangban van az előbb tárgyalt statisztikus feltevéssel is, mert a fázistérfogatok is kedvezőbbek kaszkád-bomlás esetén.

Mi a magasabb rezonanciákat átlag-értelemben azonosítjuk a tűzgolyókkal. A magasan gerjesztett, átlagos rezonancia az előbbiek szerint statisztikusan, kaszkádszerűen bomlik. („Átlagos" rezonancia bomláson azt értjük, hogy a sok, egymáshoz közel eső rezonancia bomlásaira átlagolunk.) A kaszkád folyamatot matematikailag leírhatjuk egy integrálegyenlet rendszerrel, ha ismerjük a lehetséges kaszkád lépések valószínűségét (a részletes tárgyalást l. [15]-ben.)

A bomlást leíró integrálegyenletek megoldása egyszerűbbé válik ha feltesszük, hogy a tűzgolyók felépítése és bomlásfolyamata között egy nagyon szoros kapcsolat, „reciprocitás" áll fenn. Eszerint „*a bomlás a felépítés pontos fordítottja*". A tűzgolyó elbomlása során az a hadroneloszlás valósul meg, amelyik a tűzgolyóban, felépítése folytán, virtuálisan benne volt. Ez a reciprocitás az ideálisan statisztikus bomlások jellemzője, hasonló a termodinamikai reverzibilis folyamatok absztrakciójához. Itt is tulajdonképpen „megfordításról" van szó, mert ha a bomlási folyamatot visszafelé képzeljük el, akkor eljutunk az eredeti tűzgolyó felépítéséhez.

A statisztikus tűzgolyóbomlás integrálegyenleteken alapuló leírása egzaktul figyelembe veszi a négyesimpulzus megmaradását. Tehát pl. a tűzgolyó visszalökődését egy bomlási lépés során. Belsőkvantumszámokra általánosított alakja pedig

minden megmaradó kvantumszámot tiszteletben tart. Ez lényeges előnye a korábbi, főként a feketetest sugárzáson alapuló tárgyalásokkal szemben.

A bootstrap megoldás tulajdonságai

A bootstrap-egyenlet és a bomlást leíró egyenlet megoldása megadja a tűzgolyók minden lényeges tulajdonságát. Nézzük először a bootstrap egyenlet megoldásának jellemzőit. A $\tau(M^2,B)$ *tömegnégyzetbeli állapotsűrűség* leglényegesebb tulajdonsága, hogy nagy M^2 esetén exponenciálisan nő. Az $M \to \infty$-beli aszimptotikus viselkedése egész pontosan.

$$\tau(M^2, B) \cong \text{const.}\ M^{-3/2}\, e^{M\beta_0} \qquad (2,1)$$

ahol β_0 egy állandó. Ha a bootstrap egyenlet valóban helyesen írja le a magasan gerjesztett rezonanciák állapotsűrűségét, akkor a rezonancia vadászat nagyobb tömegeknél teljesen reménytelen, mert a sok rezonancia közül egyik sem keletkezik számottevő valószínűséggel, és különben is olyan közel esnek egymáshoz, hogy nem lehet őket külön-külön azonosítani. Mindenesetre a jelenleg 1,5 GeV tömeg alatt ismert rezonanciaállapotok sűrűsége konzisztens, az exponenciálisan növekvő spektrum aljával, ha a β_0 állandó közelítőleg a pion tömeg reciprokával egyenlő.

Az exponenciálisan növekvő spektrum figyelemreméltó következménye, hogy minden egyes nagy tömegű hadronállapot keltése külön-külön igen valószínűtlenné válik. Olyan nagy a hasonló tömegű többi állapot „statisztikus konkurrenciája", hogy a kiszemelt állapot gyakorlatilag sohasem valósul meg. Ha például léteznének a hadronokat felépítő kvarkok, és tömegük 4—5 GeV-nél nagyobb lenne, akkor gyakorlatilag lehetetlen lenne őket nagyenergiájú szórásban előállítani, mert a (2,1) állapotsűrűség $M = 4$—5 GeV felett már olyan nagy. Ez lehet a magyarázata annak, hogy mindmáig nem láttak kvarkokat, bár létezésüket sok közvetett, elsősorban elméleti megfontolás látszik alátámasztani.

Az állapotsűrűség exponenciális növekedéséből következik, hogy a termodinamikai állapotösszeg $T > T_0 = \beta_0^{-1}$ esetén nem létezik. Így tehát nincs értelme T_0-nál nagyobb hőmérsékletnek. Ugyanúgy, mint ahogy a hőmérsékleti skálának van egy alsó határa, az abszolút zérus fok, van egy felső határa is, a T_0 maximális hőmérséklet. A maximális hőmérséklet létezését, a statisztikus bootstrap modell alapján, először Hagedorn posztulálta [11]. A fentiek szerint T_0 nagyjából a piontömeggel egyenlő (a mi egységrendszerünkben, ahol $c = \hbar = k = 1$), körülbelül 0,15—0,20 GeV közé esik. Ez Celsius- vagy Kelvin-fokra átszámítva 10^{12} körül van, tehát elképzelhetetlenül magas hőmérséklet. Ha egy képzeletbeli tartályban az anyagot a T_0 hőmérséklet közelébe melegítenénk, akkor a további melegítés energiája a hőmérsékletet nem emelné T_0 fölé. Az energia nem az anyagrészecskék átlagos kinetikus energiáját növelné, hanem új részecskéket hozna létre. Valamelyest hasonló a helyzet mondjuk a jég olvadásához, amikor szintén nem növekszik a hőmérséklet addig, amíg a teljes jégmennyiség el nem olvad. A különbség viszont, hogy T_0 közelében a keletkezett részecskék a „semmiből" jönnek létre, ott tulajdonképpen a *vákuumot olvasztjuk* és annak sosem jutunk a végére. Ezért nem emelkedik a hőmérséklet soha T_0 fölé.

A maximális hőmérséklet létezése a statisztikus bootstrap modellnek talán a leglényegesebb jellemzője. Minden olyan modell, amelyikben T_0 létezik (vagy ami azzal ekvivalens, az állapotsűrűség exponenciálisan nő) hasonló jóslatokat ad a részecskekeltésre. A bootstrap modellek igen széles köre [14] vezet exponenciálisan növekvő állapotsűrűségre. A hadron fizikában az exponenciális spektrum általánosságát mutatja az is, hogy minden olyan modellben fennáll, ahol lineárisak a Regge-trajektóriák és a részecskehalmazok szub-energiái ezekre a lineáris trajektóriákra esnek [16].

Mint említettük, az állapotösszeget és azon keresztül a termodinamikai mennyiséget definiáló integrál $T > T_0$ hőmérsékletre nem létezik. Létezik viszont az integrál analitikus folytatása, ha T-nek komplex értékeket adunk. Érdemes megvizsgálni T-ben a $Z(T)$ állapotösszeg analitikus tulajdonságait. Mint kiderül $Z(T)$-nek a $T = T_0$ helyen egyszerű pólusa van. Ez a szingularitás felel meg a maximális hőmérsékletnek. Általánosabb statisztikus bootstrap modellekben a $T = T_0$ pont nem feltétlenül pólus, hanem lehet egyéb típusú szingularitás (pl. négyzetgyökös elágazás) is. Az aszimptotikus állapotsűrűség (2,1) kifejezésében a szingularitás jellege az exponenciálist szorzó hatvány kitevőjét befolyásolja (pl. négyzetgyökös elágazás esetén $M^{-3/2}$ helyett M^{-3} áll). Ez azonban az exponenciális mellett csak lényegtelen eltérésekre vezet.

A tűzgolyó bomlását leíró integrálegyenlet szintén megoldható. A bomlástermékek eloszlása különösen (a T_0-hoz képest) nagy M tűzgolyótömegekre egyszerű. Az egyrészecske eloszlás pl. $M \to \infty$ esetén a következő:

$$d(M, E) \cong \text{const.}\ M\, e^{-\frac{E}{T_0}} \qquad (2,2)$$

Itt E a megfigyelt pion energiája a tűzgolyó nyugalmi rendszerében. Ennek az egyenletnek több lényeges következménye van. Az egyik, hogy a bomlástermék pionok (1.3) átlagmultiplicitása a tömeggel arányos. Ha a tűzgolyó tömegét növeljük, akkor a pionok átlagenergiája állandó marad, csak számuk nő M-mel arányosan. Az energiában az egyrészecske spektrum exponenciálisan csökken. (2.2) megfelel egy T_0 hőmérsékletű *Boltzman-spektrumnak*! Tehát egyrészt a nagytömegű tűzgolyó állapot jó közelítéssel leírható adott hőmérsékletű piongázként, másrészt a piongáz hőmérséklete T_0, tehát a maximális hőmérséklettel egyenlő. (2.2) bizonyítja, hogy a hőmérséklet fogalom bevezetése a statisztikusan bomló tűzgolyó esetén teljesen jogos, jó közelítést ad. Ez az állítás a bootstrap egyenletek explicit megoldása nélkül egyáltalán nem triviális, hiszen pl. a részecs-

keszám közel sem olyan nagy (mondjuk néhányszor tíz) a tűzgolyóban, mint például közönséges körülmények között egy adott hőmérsékletű, gázzal töltött léggömbben.

Szintén megvizsgálhatjuk a bomlás során keletkező pionok multiplicitás eloszlását is. Mint kiderül [15], ez meglehetősen hasonló a Poisson-eloszláshoz, bár annál viszonylag „szűkebb" (kisebb a szórása). Más szóval, a pionok között nincs erős korreláció, lényegében egymástól függetlenül keletkeznek. A gyenge korrelációt a négyesimpulzus megmaradása okozza.

Megjegyzések a bootstrapról

A bootstrap egyenletek szerint a tűzgolyók kisebb tömegű tűzgolyók kötött állapotai. Ismeretes azonban, hogy a kötött állapot fogalma erős kölcsönhatás esetén nem olyan egyszerű. Általában azt mondják, hogy pl. az atommagok protonokból és neutronokból állnak, a deuterium pl. egy protonból és egy neutronból. Tulajdonképpen nem könnyű megmondani, hogy miért, hiszen pl. a deuterium magokat más részecskével ütköztetve sok más hadron is keletkezhet a proton és a neutron mellett. Mégis valahogy szét lehet választani, hogy mi az, ami „benne volt" a deuteriumban és mi az, ami az ütközés folyamán azokból még keletkezett. Ennek az oka talán a proton és neutron viszonylag kis kötési energiája a deutriumban. Mindenesetre az elméleti számítások „stimmelnek", ha következetesen azt tesszük fel, hogy a deuterium egy protonból és egy neutronból áll. Más a helyzet azonban mondjuk a ϱ-mezonnál, ami ugyan gyakorlatilag mindig 2 pionra bomlik, nem is kellene, hogy az alkotó pionoknak nagy legyen benne a kötési energiája, de mégsem lehet azt mondani, hogy a ϱ-mezon két pion kötött állapota.

Valahogy az elméleti számítások ebben az esetben nem stimmelnek. A ϱ-mezon (és a hozzá hasonló alacsonyan levő rezonanciák) problémája a statisztikus bootstrapban sem megoldott. Nem világos, hogy a pionhoz hasonlóan külön be kell-e írni az egyenletek inhomogén tagjába, vagy pedig átlagosan már benne van a két pion kötött állapotok között. A lényeges feltevés, hogy a statisztikus bootstrap az erősen gerjesztett, nagy tömegű hadronállapotokat átlagosan leírja. Nagy gerjesztések esetén jogos a kötési energiák elhanyagolása az állapotszámlálásnál, és akkor az összes lehetséges kötött állapot figyelembe vétele egyenértékű az erős kölcsönhatások figyelembevételével. Az eredetileg az egyenletbe „betett" állapotok helyett, amelyeken a szórás-mátrix (S-mátrix) is definiálva van, tekintjük azok kötött állapotait és az S-mátrixot most már ezeken definiáljuk. Ezáltal figyelembe vettük az erős kölcsönhatások egy részét, ami a kötést létrehozza. Ezt az eljárást folytatjuk addig, amíg eljutunk a kötött állapotok kötött állapotainak a ... kötött állapotaihoz, amikor az S-mátrix teljesen egyszerű lesz: egy állandó. Ekkor a bomlási arányokat a fázistér fogja meghatározni, tehát a bomlás statisztikus lesz, a tűzgolyót létrehozó erős kölcsönhatást pedig teljesen figyelembe vettük (l. [8]-ban és az ottani hivatkozásokban).

Ezzel az elképzeléssel egyenértékű, de talán valamivel egyszerűbb a tűzgolyó következő fizikai képe [15]: a tűzgolyó egy erősen kölcsönható piongáz. A pionok erős kölcsönhatását azáltal vettük figyelembe, hogy a piongáz állapotainak összeszámlálásakor tekintetbe vettük a pionok kötött állapotait, a kötött állapotok kötött állapotait sít. A tűzgolyó bomlása az erősen kölcsönható piongáz állapotváltozása, „darabokra szakadása" útján történik (a darabok között megszűnik a kölcsönhatás), míg végül minden darab egyetlen piont nem tartalmaz. A megengedett bomlási folyamatok megfelelnek a tűzgolyó állapotok megengedett felépítési mintáinak és az átlagos bomlás egyes lépései statisztikusak (reciprocitás).

A tűzgolyók piongáz felfogása azért hasznos, mert a modell egyes eredményei szintén jól interpretálhatók ebben a keretben. Mivel a pionokat meghatározott térfogatúaknak vesszük, ha a tűzgolyó l-darab pionra bomlik, akkor a még éppen kölcsönható (tehát egymástól az erős kölcsönhatás hatótávolságára távolodott) pionok össztérfogata nyilván a piontérfogat l-szerese lesz (vagyis az effektív térfogat arányos lesz a multiplicitással.) Ezt a triviális várakozást a bootstrap explicit megoldása igazolja, mert kiderül, hogy az l-pion állapotok súlya az l-szeres piontérfogatú piongáz statisztikus súlyának (fázistérfogatának) felel meg. Ezzel a statisztikus bootstrap igazolja Pomerancsuk korai modelljét [17] amelyben a piongáz térfogata a multiplicitással arányos.

IV. A tűzgolyók keletkezése

A nagyenergiájú részecskekeltést a statisztikus bootstrap modellben úgy képzeljük el, hogy az ütköző hadronok anyagából az ütközéskor létrejövő nagy energiakoncentráció miatt erősen gerjesztett tűzgolyók keletkeznek, majd ezek ismét alapállapotú hadronokra bomlanak. A tűzgolyók keletkezése, a bomlással ellentétben, nem statisztikus, egyensúlyi folyamat, hanem a hadron felépítésétől, a hadron részeinek kölcsönhatási tulajdonságaitól függ. Jelenleg a tűzgolyók keletkezésére nincs véglegesnek tekinthető, részletes elmélet, bár az ismert kísérleti adatokból a tűzgolyó keletkezésének — és így a hadronok felépítésének — sok lényeges tulajdonságára tudunk következtetni.

A részecskekeltés teljes leírására elegendő lenne, ha tudnánk annak a $W_n(p_R, p_L; r_1, \ldots, r_n)$ valószínűségét, hogy a p_L és p_R négyesimpulzusú hadronok ütközésekor adott n számú és r_1, r_2, ..., r_n négyesimpulzusú tűzgolyó keletkezzen. Egyelőre be kell azonban érnünk a közelítő leírással, tehát a W_n függvények néhány jellegzetes, közelítőleg érvényes tulajdonságával. Miután a legtöbb mérési eredmény a keletkezett hadronok egyrészecske eloszlására és multiplicitás eloszlására vonatkozik, a W_n-eknek elsősorban azokat a tulajdonságait ismerjük, amelyek ezekben az eloszlásokban lényegesek. A *kis transzverzális impulzusok törvénye* értelmében az egyrészecske eloszlások $p_\perp$-ben az (1,5) exponenciális csökkenést mutatják. Ebből következik, hogy a keletkezett tűzgolyóknak ál-

lában igen kicsi a transzverzális impulzusa. Ha a longitudinális impulzusokat teljesen elhanyagoljuk, akkor a keletkezett hadronok transzverzális impulzusa tisztán a hadronok tűzgolyón belüli hőmozgásából ered. Mivel az előző részben mondottak szerint a tűzgolyó jó közelítéssel leírható, mint egy maximális hőmérsékletű hadron-gáz, a transzverzális impulzusbeli csökkenés a T_0 hőmérsékletű hőmozgásnak felel meg. Így az (1.5) kis transzverzális impulzusok törvényében fellépő univerzális állandót jogosan jelöltük T_0-lal, tehát ugyanazzal a betűvel, mint a maximális hőmérsékletet. A maximális hőmérséklet létezésének éppen (1.5) a kísérleti bizonyítéka. Ha a hőmérséklet akármilyen nagy lehetne, akkor nehéz lenne elképzelni, hogy növekvő energián miért ne fordulnának elő az ütközésben egyre nagyobb hőmérsékletek és ennek következtében egyre nagyobb átlagos transzverzális impulzusok. A megfigyelések szerint az (1.5)-ben szereplő T_0 állandó igen jó közelítéssel energiafüggetlen, mondjuk 5 és 50 GeV tömegközépponti energia között, tehát egy igen jelentős energiatartományban.

Lényeges információt ad a tűzgolyók keletkezéséről a *leading-részecske effektus*, amely azt mutatja, hogy a bejövő hadron anyaga szívesen marad együtt, még eredeti, gerjesztetlen formában is. Ezért igen kézenfekvő a tűzgolyókat a bejövő hadronokkal kapcsolatba hozni. A legegyszerűbb kép, ha minden ütközésben legfeljebb két tűzgolyó keletkezik, éspedig oly módon, hogy vagy mindkét vagy az egyik hadron tűzgolyóvá gerjesztődik (rugalmas szórás esetén pedig egyik sem gerjesztődik). Ezen az elképzelésen alapszik Hwa, Jacob és Slansky [18] „nova-modellje". A nova modell, bár viszonylag nem túl nagy energiákon az egy- és kétrészecske eloszlásokat jól leírja, végeredményben nem bizonyult helyesnek. A modell paramétereinek semmilyen megválasztása mellett sem lehet egyszerre leírni vele az egyrészecske eloszlás *centrális platóját* és a multiplicitás-eloszlás energiafüggését. A legutóbbi batáviai mérések szerint még a leading-részecske effektust sem lehet oly módon leírni, hogy a leading-részecske mellett a másik hadron egyetlen tűzgolyóvá gerjesztődjön. Következésképpen, ha a hadron gerjesztődik, akkor általában több tűzgolyóvá „fröccsen" szét.

Több tűzgolyóra épül a tűzgolyókeltés Hagedorn—Ranft-féle [19] termodinamikus modellje, amelynek lényeges alapfeltevései a következők:

i.) A hadronanyag kollektív mozgásainak csak az ütközési tengely irányában van komponense. Találhatók olyan (a tűzgolyókkal) együttmozgó lokális Lorentz-rendszerek, amelyben a megfigyelő saját környezetében csak termikus mozgást észlel. Turbulencia nem lép fel.

ii.) A bejövő részecske összes kinetikus energiája, ami a hadronanyag lelassulása folytán elveszik, adiabatikusan lokális gerjesztési energiává (hővé) alakul. A tűzgolyók elosztását ebben a modellben egy empírikus függvénnyel írjuk le, amelyet a tapasztalatból veszünk. A modell ebben a formájában jól leírja a megfigyelt egyrészecske eloszlásokat a ma ismert legnagyobb energiákig, ha a transzverzális impulzusban a 2 GeV alatti tartományra szorítkozunk. A legnagyobb energiákon, a CERN tárológyűrűjével 2 GeV-nél nagyobb transzverzális impulzusokra az (1,5) törvénytől eltérés tapasztalható. Ebben a tartományban több nagy transzverzális impulzusú részecske keletkezik, mint ami (1,5)-ből következne. Ezt az eltérést a Hagedorn—Ranft modell keretei között nehéz megmagyarázni. Mindenesetre, a gyors exponenciális csökkenés miatt a $p_\perp = 2$ GeV-nél nagyobb transzverzális impulzusú részecskék az összes részecskéknek csak kevesebb mint 1%-át teszik ki, így a modell jól leírja a részecskék túlnyomó többségének eloszlását.

Vannak elképzelések, miszerint a viszonylag ritka, nagy transzverzális impulzus keletkezése azzal függ össze, hogy az igen rövid ütközési idő miatt a tűzgolyókra egyébként jellemző egyensúlyi állapot az ütközések egy részében nem áll be. Más elképzelések szerint a nagy transzverzális impulzusokat a hadron feltételezett pontszerű összetevőinek, a *partonoknak* az egymáson való szóródása hozza létre. A parton modellek szerint a hadron nagyenergiájú ütközésekben úgy viselkedik, mintha végtelen sok pontszerű összetevőből állna (a legtöbb modellben kvarkokból és kvark—antikvark párokból). A partonok ütközés után ismét hadronokká rekombinálódnak és így alakul ki a végállapot. Van olyan modell, amelyben a nagy transzverzális impulzusú részecskekeltés úgy történik, hogy az egymáson szóródott partonok magukkal ragadnak a többi parton közül néhányat, hogy helyreállítsák a hadronkvantumszámokat (a kvark-partonok törtértékű töltés kvantumszámait valahogy mindenképpen kompenzálni kell, mert a megfigyelt hadronok egész törtésűek). A többi közül kiszakadt partonokból alakul ki a nagy transzverzális impulzusú tűzgolyó, amelyik elbomlása nagy transzverzális impulzusú részecskéket eredményez. A tűzgolyó transzverzális gyorsasága viszonylag nagy, így bomlástermékeiből erősen kollimált, *nagy transzverzális impulzusú sugár* (jet) keletkezik.

Mint az eddigiekből is kitűnik, jelenleg a tűzgolyók keletkezésének elmélete elsősorban *fenomenológikus* (a jelenséget leíró, de meg nem magyarázó) jellegű. Egyelőre nincs átfogó, egységes elmélet, amely a jelenségek teljes körét megmagyarázná. Meg kell elégednünk egyes részjelenségek, bizonyos kiragadott összefüggések megértésével. Ezek jelentőségét azonban nem szabad lebecsülnünk, mert a majdani, összefogó elmélethez csak ilyen út vezet.

IRODALOM

[1] Montvay I., Gombosi T.: A sokrészecskekeltés fenomenológiája, KFKI jegyzet (1971)
Montvay I.: Bevezetés a sokrészecskekeltés fenomenológiájába, jegyzet a XI. Elméleti Fizikai Iskolán (1973), a Magyar Fizikai Folyóiratban megjelenő-ben.

[2] R. P. Feynman, Phys. Rev. Letters *23*, 1415 (1969)

[3] D. Amati, S. Fubini, A. Stanghellini, Nuovo Cimento *26*, 896 (1962)
S. Fubini, Scottish Universities Summer School Lecture (1963)

[4] J. Benecke, T. T. Chou, C. N. Yang, E. Yen, Phys. Rev. *188*, 2159 (1969)
[5] Z. Koba, H. B. Nielsen, P. Olesen, Nucl. Phys. *B40*, 317 (1972)
[6] G. Bozóki, E. Gombosi, M. Posch, L. Vanicsek, Nuovo Cimento *64A*, 881 (1969)
[7] E. L. Berger, G. C. Fox, A. Krzywicki, Phys. Lett., *43B*, 132 (1973)
[8] R. Hagedorn, Thermodynamics of Strong Interactions, CERN lecture notes 71—12 (1971)
[9] S. Pokorski, L. Van Hove, Nucl. Phys. B60, 379, (1973)
[10] E. Fermi, Progr. Theor. Phys. *5*, 570 (1950)
[11] R. Hagedorn, Nuovo Cim. Suppl. *3*, 147 (1965)
[12] S. Frautschi, Phys. Rev. *D3*, 2821 (1971)
[13] J. Yellin, Nucl. Phys. *B52*, 583 (1973)
[14] R. Hagedorn, I. Montvay, Nucl. Phys. *B59*, 45 (1973)
[15] I. Montvay, Nucl. Phys. *B53*, 521 (1973)
I. Montvay, Phys. Lett. *42B*, 466 (1972)
[16] H. Satz, Phys. Letters *44B*, 373 (1973)
[17] I. Ja. Pomerancsuk, Dokladü Akad Nauk SzSzSzR *78*, 889 (1951)
[18] R. C. Hwa, Phys. Rev. Letters *26*, 1143 (1971)
M. Jacob, R. Slansky, Phys. Letters *37B*, 408 (1971)
[19] R. Hagedorn, J. Ranft, Suppl. Nuovo Cim. *6*, 169 (1968)

MÁTRAINÉ ZEMPLÉN JOLÁN 1911—1974

Kónya Albert
BME Fizikai Intézete

Megdöbbenten állunk a ravatalnál, hogy utolsó búcsút vegyünk Dr. Mátrai Lászlóné Dr. Zemplén Jolántól, a fizikai tudományok doktorától, a Budapesti Műszaki Egyetem Kísérleti Fizika Tanszékének tanszékvezető egyetemi tanárától. A Budapesti Műszaki Egyetem rektora megbízásából, az Egyetem vezető testületei nevében, az Építőmérnöki Kar dékánja és Tanácsa nevében és a szakmailag közelebbállók, az Egyetem Fizika Tanszékcsoportja dolgozói nevében fejezem ki utolsó köszöntésünket professzortársunknak, kollégánknak, barátunknak és tolmácsolom legőszintébb részvétünket a gyászoló családnak, hozzátartozóinak.

Alig néhány hete még, hogy Tanszékcsoportunk szokásos vezetői megbeszélésén együtt dolgoztunk, beszéltünk, vitatkoztunk az alakuló szervezet számos kérdéséről és ebben — mit sem tudva az alattomos betegségről — vártuk és megkaptuk Mátrainé véleményét, aktív részvételét. Kereste, alakította az általa vezetett tanszék és kutató csoport feladatait oktatási és kutatási területen egyaránt az elhatározott, kialakítandó Intézet keretei között. Javaslatokat tett és harcolt azért, hogy munkatársai körülményei javuljanak, hogy új fiatalokat tudjon bevonni a munkába.

Mátrainé Zemplén Jolánt azóta, hogy 1935-ben megszerezte matematika—fizika szakos középiskolai tanári oklevelét, egész tevékenysége helyileg is, szakmailag is a Budapesti Műszaki Egyetemhez fűzte. 1936-ban megírt bölcsészdoktori értekezése az atmoszferikus oxigénsávok Zeemanjelenségéről már a Műegyetem Fizika Tanszékén, a Pogány-tanszéken készült Schmid Rezső és Gerő Loránd irányításával és ezt több spektroszkópiai és ezzel rokon tárgyú kísérleti fizikai munka követte.

Úgy vélem, nála mint a Zemplén család egyik tagjánál érthető, hogy érdeklődése nem maradt meg egy szűk speciális résztémánál, hanem átfogóbb történelmibb kérdések felé fordult. A Zemplén-család több kiváló, jelentős és eredeti, a tudományok különböző területein működő egyéniséggel gazdagította a magyar tudományos életet. A többféle terület hatása általánosabb történeti — filozófiai érdeklődéssé ötvöződött őbenne. Így fordult érdeklődése a fizika története felé, amit oly sok sikerrel művelt. 1960-ban kandidátus, majd 1966-ban a tudományok doktora fokozatot nyerte el. 1967-ben nevezték ki egyetemi tanárrá: első női professzora lett a Budapesti Műszaki Egyetemnek és ugyancsak az első női professzor az egész országban fizika tanszéken.

Mint tanszékvezetőnek legfőbb törekvése az volt, hogy összehangolt, egymás munkáját segítő kollektívát tudjon létrehozni, mely a maga belső életét demokratikus úton képes szabályozni. Egyik legelsőként valósította meg e célnak megfelelően a tanszéki tanácsot, ami szervező fórumként is, a tanszéki munkatársak nevelési, tapasztalatszerzési fórumaként is sikeresen működött vezetésével. Ezt jelzi, hogy a tanszék oktatómunkája is kialakult, rendeződött, valamint hogy több doktori és kandidátusi értekezés került megvédésre tanszékvezetői működésének évei alatt. Szervezői tevékenységének sikere a Tudomány- és Technikatörténeti Kutató Csoport megszervezése is — valamint általában az a szerep, melyet a tudománytörténet hazai művelésének, tervszerűvé tételének érdekében országosan kifejtett.

Jellemző volt Zemplén Jolánra, hogy érdeklődése széles, általános volt, működését nem skatulyázta be egy-egy részterület, tevékenységét sem határolta le egy intézmény feladata. Széleskörű és évtizedeken át töretlen volt így tevékenysége az Eötvös Loránd Fizikai Társulatban is: az Elnökség tagjaként és a Fizikai Szemle szerkesztőbizottsági tagjaként egyaránt sokra becsült munkát fejtett ki. Ezért a Társulat vezetősége és tagjai ugyancsak fájdalmas veszteségnek érzik halálát és megrendülten búcsúznak tőle.

Társadalmi érdeklődéséből fakadt az Egyetem, az Építőmérnöki Kar számos bizottságában: tudományos bizottságban, Világnézeti Nevelési bizottságban való eredeményes közreműködése. Ez az érdeklődése vezette őt rövid minisztériumi tevékenysége során a felsőoktatási reform-mun-

A Farkasréti temetőben tartott búcsúbeszéd.



kákban való részvételében is — és ugyanez tette méltán több nemzetközi szervezet és rendezvény megbecsült munkatársává.

A közös munka során egyéniségének sok vonzó tulajdonságát ismertük és szerettük meg, melyek kollektívája alakításában, nevelésében elősegítették személyes hatását. Csak illusztrációként hadd idézzek néhány sort a doktori védés alkalmából a bírálóknak — köztük nekem — adott válaszából:

„Köszönöm elsősorban mindazt a dícséretet, amit elmondtak és amiből azt látom, méltányolták és értékelték azt a nagy munkát, amelyet a disszertáció elkészítésébe fektettem. Talán még jobban köszönöm azonban a bíráló megjegyzéseket, mert ezek igen nagy segítséget fognak jelenteni további munkámban, akár ennek a könyvnek egy esetleges új kiadásánál, akár a magyarországi fizika történetének harmadik részének megírásánál."

Ez az idézett pár sor az őt ismerőknek különösen sokat mond. Benne van a munka szeretete és az elvégzett munka elismerése feletti mély belső öröm, amit őszinte nyílt egyéniségével megmutat. Hozzátehetem sok személyes tapasztalat alapján, hogy munkatársai eredményes munkájának és különösen azok elismerésének nem kevésbbé hanem még sokkal jobban tudott örülni, azokról nagy lelkesedéssel beszélt, számolt be róluk.

Benne van az idézetben az a jó értelmű szellemi érzékenység, mellyel a reflexiókat, a kritikát figyelni tudta, mely a szakmai lényegre koncentrált és munka javára igyekezett fordítani minden tudományosan hasznosítható észrevételt. És benne van végül az idézett sorokban az a sok-sok további terv, mellyel tele volt mindig, mely új és új feladatok kitűzésére és megoldására sarkallta őt mindig. Élete során így volt nála mindig — és ugyanez jellemezte a legutolsó hetekben is. Ezeket valóra már nem válthatta, legalább is személyesen el nem végezhette. Munkatársaié, tanítványaié a feladat, hogy folytassák az elkezdett művet, vigyék tovább azt, amit ő annyi lelkesedéssel, annyi szívvel lélekkel és szép sikerrel végzett.

Mi kollégák és munkatársak, megőrizzük emlékét, elsősorban azzal, hogy erőnkhöz, lehetőségeinkhez képest segítjük, támogatjuk tervei megvalósítását.

Mátrainé Zemplén Jolán publikációinak jegyzéke

1. Az atmoszférikus oxigénsávok Zeeman jelenségéről. Bp. 1936. (doktori értekezés) 28 l.
2. Az atmoszférikus oxigénsávok Zeeman jelenségéről. Matematikai és Természettudományi Értesítő. 1936. *LV*. 373—399.
3. A modern fizika világképe. Magyar Szemle. Bp. 1941. 80. l.
4. Háromezeréves fizika. Franklin. Bp. 1946. 240 l.
5. Háromezeréves fizika. Franklin. II. kiadás. Bp. 1950. 320 l.
6. Roger Bacon. Bp. 1954. Művelt Nép 127 l.
7. Irène Joliot Curie. Magyar Tud. 1956. 4—6 sz. 268—270.
8. Bitumenek belső súrlódási együtthatójának meghatározása. (Szabó Piroskával közösen) Magyar Fizikai Folyóirat V. 1957. 325—341.
9. Max Planck. Természettudományi Közlöny. 1958. ápr. 174—176.
10. Régi fizikai kéziratok kutatása Erdélyben. Magy. Tud. 1958. 6. 207—218.
11. Pósaházi János, az első magyar Philosophia Naturalis (1667). Fizikai Szemle, 1959. 2. 52—58.
12. Néhány gondolat Novobátzky Károly „A fizikai megismerés úttörői" c. tanulmánykötetével kapcsolatban. Felsőoktatási Szemle 1959. szept.
13. Galilei: Párbeszédek (fordítás, válogatás, jegyzetek és 25 l. terjedelmű tanulmány) Európa kiadó, Bp. 1959.
14. Fordítás angolból: Herzberg: Molekulaszínképek. I. Ak. kiadó Bp. 1956, 642 l. — Molekulaszínképek II. Ak. Kiadó Bp. 1959. 640 l.
15. Kísérletezés úttörői c. könyv fizikai része .
16. A kopernikánizmus és annak elterjedése Magyarországon I. Fizikai Szemle 1960. 7., 213—218.
17. A kopernikánizmus és annak elterjedése Magyarországon II. Fizikai Szemle 1960. 8. 245—252.
18. A mechanika a XVIII. század Magyarországi fizikairodalmában. ÉKME Tud. Közl. VII. 1. 91—143.

19. Mihail Lomonoszov, a fizikus. Magyar Tudomány 1962. I.
20. Debrecen és a magyarországi fizika. Fizikai Szemle 1962. 12. sz.
21. A magyarországi fizika története a XVIII. században. Bp. 1964. Akadémiai Kiadó 495 l.
22. Mihail Lomonoszov. Világosság. 1965. 4. sz.
23. A gravitációs törvény felfedezésének 300 éves évfordulójára. A Fizika tanítása. 1966. 3. sz.
24. Mihail Lomonoszov, a fizikus. Fizikai Szemle 1965. 9. sz.
25. Megtagadni vagy kisebbíteni (Dominikánusok Galileiről régen és ma) Világosság 1966. 4. sz.)
26. Görög—római ókor és jelenkor. Nemzetközi kongr. Brnoban. Magyar Tudomány 1966. 7—8.
27. A jezsuiták és a fizika fejlődése. (Egyházi tankönyvek Magyarországon a XVIII. században) Világosság 1966. 7—8.
28. A modern tudományos világkép kialakulása I. Világosság *8* (1967) 121—125.
29. A modern tudományos világkép kialakulása II. Világosság *8* (1967) 239—244.
30. A modern tudományos világkép kialakulása III. Világosság *8* (1967) 359—364.
31. Michael Faraday. A fizika tanítása. *VI.* 119—123. (1967).
32. Mme Curie Maria Sklodowska, A fizika tanítása *VI* (1967) 146—148.
33. Copernicus and the development of Physics in Hungary — Actes du XIe Congres International d'Histoire des Sciences 60—67 p.
34. The Atomism of the Greeks and Natural Philosophy in Hungary — Acta congressus Internationalis habiti Brunae Diebus 12—16 mensis Aprilis p. 553—557.
35. Hozzászólás John Dalton and the progress of science c. kötetben. 289. old.
36. Eötvös Loránd. Világosság. *1969.* április.
37. Hell Miksa. Fizika tanítása. 1970. 8. sz.
38. Eötvös Loránd (Egyed Lászlóval közösen) Bp. 1970. Akadémiai Kiadó.
39. A fizika oktatása Nagyszombatban (szlovákul) Z Dejin vied a techniky Na Slovensku 1970.
40. A magyarországi tudomány- és technikatörténet kutatás helyzete (Bíró Gáborral és Palló Gáborral közösen) SZU. Tud. Ak. Tud. és Technikatörténeti Szemle (oroszul).
41. The Eötvös Experiment and Modern Physics. — XII. Congress International des Sciences Paris 1968. — Paris 1971.
42. „Fyzika na trnavskej univerzite" (1635—1777)-Z dejin vied a techniky na Slovensku VI. — 117. oldal — Bratislava 1972.
43. „The reception of Copernicanism in Hungary" — Studia Copernicana V. — 310. oldal. Polskiej Akadémii Nauk 1972.
44. A magyarországi fizikaoktatás egy problémája a XVIII—XIX. sz. fordulóján. — MTESZ Bp. 1973. 183—193.
45. Mikolaj Kopernik—Nicolaus Copernicus (1473—1543). A fizika tanítása 1973. XII. évf. (1973) 1. 13. old.

JUBILEUM

Móra Ferenc

Hogy el ne szalajtsuk, idejében szólok: Annyi szép jubileumot csináltunk a följebbvaló esztendőkben, hogy már az idén se maradjunk anélkül. Legalább egy ódapályázatot, meg egy szoborpályázatot írjunk ki. Az ódát a centiméterről kell szerkeszteni, szobrot meg a liternek állítani. Ennek különösen az kedvezne, ha egy kis választásos időt is hozna ránk mostanában a jó Isten. Legalább az ihlet is kéznél volna.

Ebben az esztendőben jubilál Magyarországon a méterrendszer. 1874-ben történt, hogy a szittya nemzet befogadta ezt a jakobinus találmányt és ezzel is utat nyitott a destrukciónak. No már amennyiben az új divat a nemzeti mértékek feladását jelentette.

A nemzeti mértékrendszer alapja — a bécsi öl volt. Amilyen magas szokott lenni egy jól megtermett bécsi ember, olyan hosszú ércrudat öntöttek, azt betették a bécsi levéltárba, és ilyen hosszúra kellett venni az ölet Budán is, meg Lembergben is, meg Jásztatárszentgyörgyön is. Az ölnek hatodrészét elnevezték lábnak, mert körülbelül ilyen hosszú szokott lenni a bécsi ember lábafeje. A láb tizenkettedrésze volt a hüvelyk, mert nagyjában egy hüvelykujj szélességnek felelt meg, s ennek tizenkettedrészét hívták vonalnak. Ez bizonyosan nagyon szemléltető mértékrendszer volt, csak az elképzelhetetlen, hogyan tudtak vele mérni. Azt megértem, hogy Napoleon karrierje Toulon ostromakor kezdődött, mikor kiszámította, hogy hány embere holtteste elegendő a sáncok betömésére. Ha az ember kutyákkal végez ilyen számtani műveletet, akkor azt mondjuk rá, hogy pecér, Napoleonra azonban kénytelenek vagyunk azt mondani, hogy lángelme. Pedig nem könnyű volt, mert ő már köbméterekben számított. Az én szememben sokkal nagyobb világtörténelmi rejtély, hogy hogyan csináltak költségvetést a régi világban, ha például egy szobát ki akartak padolni a vármegyeházán. Hiszen annyit tudott az alispán is, meg az asztalos is, hogy a hosszúságot meg kell szorozni a szélességgel, de annak az ördöggel kellett cimborálni, aki a három öl, két láb, négy hüvelyk hosszúságot meg tudta szorozni a két öl, egy láb, kilenc hüvelyk keskenységgel.

És hozzá még a hosszúságmérésben nem is egészen az ölé volt a hatalom. Aggatott neki némi ellenzék is, az egyik vidéken rúd, a másikon kötél, a harmadikon nyilas és az egész világon rőf formájában. A többi mértékek közt tán még nagyobb volt az összevisszaság. A pint, a verdung, az icce, a meszely, az mind űrmérték volt, nem is szólva a szapuról, vékáról, csöbörről, kupáról, ejtelről, ficsórról, finakról és egyéb ősi találmányokról. Akó kettő is volt, a nyolcvan iccés bécsi akó és a hetvennégy iccés magyar akó, de például a Hegyaljának egyik se kellett, mert ott gönci hordóval mértek, csakhogy abból is kettő volt, az egyik száznyolcvan iccés, a másik százötven. Tán még

1874-ben iktatták törvénybe hazánkban a méterrendszert. A centenáriumra emlékezve közöljük Móra Ferenc 1934-ben a hatvanadik évfordulóra született írását a „Fele se tudomány" kötetből (Bibliotheca, 1948).

legkönnyebb volt eligazodni a súlymértékek közt. Ha más nem, a patikáros bizonyára tudta, hány szemer tesz egy latot, hány lat egy fontot és hány font van egy mázsában. Itt legföljebb az okozhatott egy kis kavarodást, hogy volt bécsi font és vámfont, s más-más mázsával mért a posta, a vasút és a vám. Persze csak az ország területén belül. A gránicon túl megint más mértékrendszerben üdvözültek, a népek és valószínűnek tartom, anélkül, hogy akadémiai tagságra törekednék, hogy ezzel függhetett össze a parókaviselés európai divata. Az emberek belekapaszkodtak a mértékszámításba, a fináncminiszterek az udvarnál, a professzorok a katedrán, a dámák a piacon. Tessék elgondolni, micsoda lélekveszedelem lehetett abból, mikor a „Zöld kutyáról" nevezett boltos lemérte a nádmézet a dáma számára és ezt mondta neki:

— Éppen két bécsi font, meg hat és fél lat.

Madame Curie egy új teremtés alapjait rakta le a rádiummal, de azért azt hiszem, a nádméz árának kiszámításába ő is belebukna, még ha tudná is, hogy harminckét lat esik egy bécsi fontra.

Most már azt mondhatná az ember, hogy a mértékeknek ebben a babiloni zűrzavarában mindenütt örömmel kaptak az olyan egyszerű és józan mértéken, mint a méterrendszer. Pedig dehogy! Éppen úgy felhördültek ellene, mint ahogy most tusakodnának egy egységes európai valuta ellen.

A magyar országgyűlés 1874-ben iktatta törvénybe az új mértéket, de kimondva, hogy csak 1876-ban teszi kötelezővé, időt akar adni, hogy addig falu, város összeszokhasson vele, s ezalatt a két esztendő alatt elárasztották az országot népszerűsítő füzetekkel. De hát azokkal nem sokra mentek. Először, mert a nép nagyrésze írástudatlan volt, másodszor, mert a népszerűsítő füzeteket írástudók csinálták. Tudniillik a kormány írástudói, akik akkor is azt hitték, hogy valami nagy szégyen volna az, ha ők nemcsak hivatalosul tudnának, hanem magyarul is.

Így aztán az új mérték körül olyan forradalmi zűrzavar támadt az országban, hogy arról érdemes volna külön kortörténeti tanulmányt írni. Hebe-hurgya volt egy kicsit a törvény is, s ennél is nagyobb baj volt az, hogy a régi mértékeket eltiltották, mielőtt újakat készítettek volna, a rendőrség természetesen feladata magaslatán állt, razziázott a boltokban, s ahol iccét, rőföt, fontot talált, azt elkobozta. Budán majd a Dunába hajítottak egy Bojisics nevű városbírót, aki nagy ügybuzgalommal tényked ett e téren. A gabonatőzsdén is nagy volt a riadalom. A búzakereskedők nem vállalták mértékegységnek a kilogrammot, mert kicsinyelték. Napokig tartottak az izgalmas tanácskozások, míg végre valaki kitalálta a métermázsát, ami egyszerre véget vetett a tőzsdések forradalmának. Attól fogva már csak azon panaszkodnak a pestiek, hogy az új rend mindent megdrágított. Tudniillik a nemzet akkor is kerekített, mint mikor a mi időnkben a pengőt behozták.

A vidéken természetesen még tovább tartott a zűrzavar s hónapokig küldik a mértékfrontról a hadijelentéseket a vidéki boltosok. Kecskeméten például beverték a fejét annak a kocsmárosnak, aki az új renddel meg akart szabadulni a kontóra ivóktól, s elsőnek krétázta ki az ajtóra:

— Bejött a liter, elmúlt a hitel!

Ebből a szentenciából szállóige lett, s a mértékváltozás népköltészeti termékeiből körülbelül csak ez maradt az utókorra. Ellenben feledésbe ment az a szélsőbali kuruc, aki ezekkel a rigmusokkal tüzelte a nemzeti ellenállást:

Szaladj Andris, szaladj Péter!
Haragosan jön a méter,
Nyomában lityeg a liter,
Az a mérges kutyaliter,
A grammok is ott ügetnek,
Az istenit a németnek!

Persze a labancokat is megrúgta a Pegazus. Föltétlen hivatalos ihlet érzik abból a törvénytisztelő tanköltem ényből, amely így kezdődik:

Régi mérték mit sem ér már,
Új mértékkel mér a kalmár,
Két fontot tesz a kilogramm,
Négy latot meg hét dekagramm . . .

A költő egy kicsit keverte a műfajokat s a tanköltemény ódái lendülettel végződik:

Ezt elfeledni nem szabad
S aki igen, szamár marad.

Ettől félt az a Keskeny Péter nevű magyar is, akit a borsodi Hejőszalontán egyhangúlag bíróvá választottak, noha kézzel-lábbal kapálózott ellene. Végre sírva fakadt és kimondta, hogy miért nem vállalja a nagy tisztséget.

— Miért akarnak engem öreg koromra megrontani a bírósággal? Hiszen nem tudok én franciául. Szent Pétert tisztelem, becsülöm, de mit tudom én, kiféle, miféle volt ez a francia Szent Méter? Pedig most azzal lesz a bírónak legtöbb dolga.

Igaza is volt neki, mert mindenfelé összekeverték az új mértékeket nemcsak a régiekkel, hanem egymással is. A komáromi főjegyzőné elküldte a székbe a cselédjét egy kiló húsért, a lány azonban métert kért, mire a mészáros megnézvén az átszámítási táblázatot, beletett négy borjúlábat a kosárba, mondván:

— Egy méter ugyan csak három és fél láb volna, de már csak ne csúfoskodjunk azzal a fél lábbal, vigye el mind a négyet.

A kolozsvári székely cselédlány meg úgy könnyített a lelkén, mikor a méterrendszer másnapján beállított a boltosukhoz:

— Istálok alássan két fityinget három fittyfiritty borsót, oztég kérek fotogémet es, belestül vaj egy fél métejt; tuggya a varasbéka, hogy es vegyünk már valamit ebben a pettyengős velágban.

Az új rendnek különben sokáig métely rendszer volt a neve az egész országban, és a nyelvészek számára jegyzem fel, hogy a faddi dohánybeváltóhivatalnál a nép egy hét alatt a következő válto-

zatokat csinálta az akkor először hallott kilogramm szóra:

— Kilográf, kiliger, kalager, kilográt, tilogram, kiugrom, geográf, kiogresz, kilogrász, gelográf, kalográf, kiligran, koligram, filigran, pilugram, puligram, koligráf, koligrád, koligran, kinogram, guligrim, kurikra, fuligram, kirugom, ilegráf, kiágrász, dilegron, diligra, kiágrány, poligrány.

Csak egynek nem mondta tévedésből se senki: kilogramnak.

Valamelyik minisztérium levéltárában tán még most is megvan a tordai tanács következő furfangos felirata:

— Tekintve az öl hosszúságát és a méter rövidségét, méltóztassék a nagyméltóságú kormánynak megengedni, hogy Torda városa addig kizárólag a régi mértékeket használhassa, míg az újba belejön, mert különben a célirányos újításból is nagy veszedelmek leendnek.

De hát nem lett semmi veszedelem se, alig félszáz év alatt egészen jól beleszoktunk a métely-rendszerbe. Igaz, hogy mifelénk a tanyákon még most is suk-okban és coll-okban mérnek, és — a szó köztünk maradjon — magam se vagyok mindig biztos benne, hogy a méter családfáján merre van a lefelé. Ezt a jubiláris emlékezést is úgy írtam meg, hogy vannak némi kétségeim afelől, a grammnak a dekagramm-e a kisöccse, vagy a decigramm. De tapasztalataim szerint az is a dolog rendje, hogy akik jubilálnak, azok soha se legyenek egészen tisztában a jubilálttal.

A FIZIKA TANÍTÁSA

A KVANTUMMECHANIKA ALAPFOGALMAINAK ELFOGADTATÁSA

Károlyházy Frigyes
ELTE Elméleti Fizikai Tanszéke

I. Bevezetés

1. Ez a cikk elsősorban azokhoz a tanárokhoz szól, akik a modern atomfizika középiskolai oktatásának ügyéért lelkesednek. Annak az előadásnak az alapján íródott, amelyet a múlt év nyarán a tárgykörben Tatán rendezett társulati konferencián tartottam. Mondanivalója a konferencia programjához igazodik. Nem terjed ki a kvantummechanika konkrét atomfizikai alkalmazásaira, noha vitathatatlanul ezeknek kell a születőben levő atomfizikai tananyag gerincét képezniük, sőt még arra az alapvető didaktikai kérdésre sem, hogy az eljövendő hivatalos tananyagban a kvantummechanikai alapokból hol és mennyinek kell szerepelnie. A ψ fogalmában rejlő speciális nehézségekről és leküzdésük lehetőségéről lesz szó. Konkrétan egy olyan gondolatmenetet ismertetek, amely érdemben csupán a klasszikus mechanika alapfogalmaira és a Coulomb-potenciál fogalmára támaszkodik és — érzésem szerint — mégis elvezet az elektron atomi viselkedését leíró ψ elfogadásának élményéhez. Az előadáshoz képest annyi a változás, hogy a gondolatmenetből minden nélkülözhetőt elhagytam, elsősorban azért, hogy az pl. szakkörön, vagy akár egyénileg érdeklődő diákoknak közvetlenül átadható legyen.

Meggyőződésem, hogy minden modern fizikát tanító tanárnak, függetlenül az átadni kívánt tananyag felépítésétől, munkájának megkezdése előtt át kell esnie a kvantummechanika elfogadásának „pszichológiai" élményén. Éspedig két okból:

a) Az atomfizika modern bemutatása okvetlenül számos súlyos leegyszerűsítést követel meg; a tanárnak *éreznie kell*, hogy nem azért hazudik annyit, mert maga sem érti az egészet.

b) A ψ fogalmában rejlő alapvető nehézséget az osztály legélénkebb gondolkodású diákjai előtt legfeljebb ideigóráig lehet elkendőzni. Márpedig ezeknek a diákoknak a lelkesedésére a tanárnak — különösen a kísérleti tanítás kiélezett korszakában — szüksége van, kérdéseiket nem hagyhatja megnyugtató válasz nélkül.

2. Kiindulópontunk a következő. A kvantummechanika alapjaival kapcsolatban a nehézség lényege nem a dolgok bonyolultsága, hanem az, hogy valami *egyszerűről* valami *képtelent* hallunk.

A kentaur lónak ember, embernek ló. Csak a kentaurhoz hasonlít igazán. De végülis meg tudjuk mondani, hogy milyen.

Az elektron golyónak hullám, hullámnak golyó. Csak az elektronhoz hasonlít igazán. De az elektronról, úgy tűnik, lehetetlen megmondani, hogy milyen.

A két-rés interferométer ernyőjén való becsapódás pillanatában az elektron kis kiterjedésű, makroszkopikus szempontból pontszerű valaminek mutatkozik; ha az elektronok egyenként érkeznek, az ernyő hol itt, hol ott, de mindig egyetlen helyen villan fel.

Csakhogy *ugyanez* a kísérlet azt is bizonyítja, hogy az elektron, bármi legyen is különben, *nem lehet* kis kiterjedésű. Ha kicsi lenne, akkor a két, *egymástól makroszkopikus távolságban levő* rés közül szükségképpen vagy az egyiken, vagy a másikon keresztül jutna el a katódtól az ernyőig. Márpedig az ernyőn van olyan körzet, amelybe jócskán érkeznek elektronok, ha akár az egyik, akár a másik rés *egyedül* van nyitva, de teljesen elkerülik, ha mind a két rés nyitva van. Az elektronok a makroszkopikus távolság ellenére „tudomást szereznek" mind a két résről.

Nem az a baj tehát, hogy az elektron nem hasonlít semmilyen korábban megismert dologhoz, hanem az, hogy a létezése logikai képtelenségnek tűnik.

Ez a körülmény illuzórikussá teszi azt az igyekezetet, hogy a kvantummechanikát egyszerű ráépítéssel, mintegy a figyelmet a nehézségekről elvonva értsük meg.

3. A mi taktikánk alapja, éppen ellenkezőleg, a nehézség ilyen jellegének *kihangsúlyozása*. A továbbiakat ez a kiindulás szinte egyértelműen megszabja.

A legelőször felmerülő kérdés éppen az, hogy hogyan tűnhetnek tapasztalati tények nem csupán furcsának, hanem logikai képtelenségnek. A válasz így hangzik. Valamikor régen, talán még csecsemőkorunkban, valami olyan alapvető tapasztalatról alkottunk hamis képet, amely tapasztalat megszerzésére már egyáltalán nem emlékszünk, s a hamis képet annyira természetesnek érez-

zük, hogy akaratlanul is becsempésszük a gondolatmenetünkbe. Így keletkezik az ellentmondás látszata.

4. Ezek után a tennivaló két következő lépése is világos.

a) Élménnyé kell tennünk, hogy *minden* fogalmunkhoz tanulással jutottunk, még a legegyszerűbbekhez is, mert akkor világossá válik, hogy ezekbe is hiba csúszhatott.

b) Át kell látnunk, hogy valóban, még a legegyszerűbb fogalmakat is rosszul tanultuk meg.

A feladat első része a kisgyerekkori megismerés elemzését kívánja, ez élvezetes és könnyű. *b)* fogasabb kérdés. Alapfogalmaink tökéletlenségét legradikálisabban maguk a modern fizikai tények demonstrálják. Ezen az úton haladt a tudomány. A századforduló táján új tényekhez csakhamar kialakult az új, eredményes formalizmus, ez volt a bizonyítéka annak, hogy nem a természet megismerhetetlen, hanem az elfelejtett eredetű képek rosszak. Ez az út a tanulás számára nehezen járható, a furcsa tények és a furcsa formalizmus kettős terhét jelenti. Közben az, hogy tehetetlenül kell tűrnünk a térre és anyagra vonatkozó legintimebb érzéseink ledorongolását, bizonyos ellenállást vált ki, kudarcnak számít.

Az általunk követett út az lesz, hogy miután a csecsemőkorra való „visszaemlékezés" alapján gyanút fogtunk alapfogalmaink megbízhatóságát illetően, Sherlock Holmes módjára kiokoskodjuk, *a makroszkopikus mechanika körén belül maradva*, hogy hétköznapi szemléletünk kialakítása közben hol követtük el a hibát. Ha erre „magunktól jövünk rá", a mikrofizika tényeinek útmutatásáról látszólag elfeledkezve, az nem megy az önérzetünkre, megszünteti a makrovilág és a mikrovilág közötti szakadékot és a további nyomozásban aktív részvételre ösztökél.

5. A hátralevő rész éppen abból áll, hogy a klasszikus szemlélet kritikájából fakadó felismeréseket következetesen továbbgondolva mintegy előre kitaláljuk, „megjósoljuk" az elektron atombeli viselkedését.

II. Szemléletünk gyengéi

1. A tárgyak önállósága

Szemléletünknek az a primitivitásában felülmúlhatatlan, látszólag magától értetődő eleme, amelynek megtanulására nem emlékszünk, s amely majd a valóság leegyszerűsítésének bizonyul, a következő: az anyag tartósan azonosítható, nyomonkövethető részekből áll. A nyomonkövethetőség más szóval azt jelenti, hogy az anyag részei meghatározott pályán, műszóval trajektórián mozognak.

Ennek a szemléletnek, amelyet a klasszikus fizika fenntartás nélkül magáévá tett, a hátterében az „anyagmegmaradás tételének" csecsemő-, illetve kisgyerekkori felismerése, öntudatlan megfogalmazása áll. Az anyagmegmaradás az 1—2 éves kisgyermek számára a tárgyak maradandóságát, egymástól való elkülönülését, azaz a tárgyak önállóságát jelenti.

Ezt a tételt a csecsemő tanulja. Fokozatosan jut el az egyes tárgyak által létrehozott ingercsoportok elkülönítéséhez, ismétlődésük megjegyzéséhez, végül a tárgyak önállóságának fogalmához.

Négyhónapos csecsemő érdeklődve figyeli csörgőjét. Ha a csörgőt a szeme előtt letakarjuk egy zsebkendővel, érdeklődése megszűnik.

Nyolchónapos gyerek előtt, miközben odafigyel, feltűnő módon elővesszünk a zsebünkből egy tárgyat, amely a gyerek érdeklődését már korábban felkeltette. Lassan átvezetjük a látómezején s párnája alá dugjuk. A gyerek tekintetével követi a tárgyat, mikor eltűnt, keresni kezdi. De ott keresi, ahol előbukkant, nem pedig ott, ahol eltűnt. Mintegy *a jelenség megismétlődését várja.*

Másfél éves gyerek pityeregve elbúcsúzik apjától a vasútállomáson, majd anyjával hazatér és megdöbben azon, hogy apját nem találja otthon.

Kb. 2 éves a gyerek, mire eljut odáig, hogy a tárgyakat saját cselekvéseitől függetlenül is, folyamatosan („mindig valahol") létező dolgoknak érezze.

A *nyomonkövethetőség* azután innen kezdve a történések általános rendező elvévé válik. Ezen a következőt értjük. A kisgyereknek természetesen kezdettől fogva kialakulnak a tárgyak helyváltoztatásánál mélyrehatóbb változásokról is bizonyos érzékletes benyomásai. De a későbbiekben csak akkor érzi, hogy sikerült róluk *képet alkotnia*, ha sikerült őket alárendelnie a nyomonkövethetőség már elfogadott követelményének, ha a megérteni kívánt folyamat *átalakulás*. A kiscsibe a tojásból lesz, a királyfi a békából. „Az a megmaradó valami, ami béka volt, most királyfi" stb. Ennek a tudatosan ki sem mondott megállapításnak a nyugalmát a változatlan tárgyak élményéből meríti a gyerek. Természetesen a változatlan tárgyak elkülönülése, önállósága is igényel változást. Noha szinte bosszantóan szép példája a dialektikának, mégis igaz: változás és megmaradás csupán egymás mellett, egyszerre létezhetnek. Hogy a cuclisüveg és a szoba mennyezete két különböző dolog, az csak azon keresztül derül ki, hogy relatív helyzetük sokat és bonyolultan változik, eközben nyílik alkalom a valóban összetartozó érzéki benyomások megragadására. A tárgyak kölcsönös elrendeződésében rejlő lehetőségek halmaza röviden nem más, mint a tér szerkezete. *Amikor a gyerek eljut a tárgyak önállóságához, valójában térszemléletének alapjait is lerakja.* A térbeliségről tudatosan és megbízhatóan, a konkrét tárgyaktól elvonatkoztatva gondolkozni azonban csupán tízéves kora körül képes.

2. Atomizmus

Az átalakulás alárendelése a nyomonkövetésnek természetesen csak azért lehetséges, mert a trajektória a kisgyermek számára nem szigorú vonal (amilyet egy mozgó pont rajzol), hanem alkalmazkodóképes, gyermeteg valami. A királyfi „ott" jelenik meg, ahol a béka volt stb. (Ennek örökségeképpen fogadjuk el az iskolában olyan természetességgel, hogy „a magárahagyott test egyenesvonalú, egyenletes mozgást végez", akkor is, ha pl. a test forog és a súlypontról még semmit sem tanultunk, vagy a súlypont kívül van a testen.)

A nyomonkövethetőség gyermeki élménye nem durva tévedés, hanem jó közelítés, amely valóban nélkülözhetetlen a tapasztalatok összefogásában. Ha azonban egy átalakulás részletei iránt érdeklődünk, pl. azt kérdezzük, hogy hogyan *kezd* a kiscsirke kirajzolódni az eredetileg egyöntetű tojássárgában, a jelenség egyszeriben rejtélyessé válik. Amikorra viszont a gyerek — vagy felnőtt — értelme eljut odáig, hogy az ilyen kérdések izgalmas voltát felfogja, addigra a csecsemőkori élmények már rég feledésbe merültek. Ezért ahelyett, hogy a nyomonkövethetőség korlátlan érvényességében kételkednék, igyekszik annak élményét újra felidézni, azaz a tojás sárgáját olymódon kisebb egységekre bontani, hogy az embrió fejlődésének megindulása azok átrendeződéseként vagy átalakulásaként legyen leírható. Egy kicsit tovább okoskodva megérthetjük, hogyan jutott el már a görög gondolkodás az atom fogalmához. Ha a kisebb egységek is átalakulnak mozgásuk közben, akkor az előbbi lépés megismétlődik, hiszen akkor most ennek az átalakulásnak a részletei után érdeklődhetünk. Ebben a megismerési folyamatban csak akkor van megállás, ha olyan végső építőkövekig jutunk el, amelyek már csupán átrendeződnek, de át nem alakulnak.

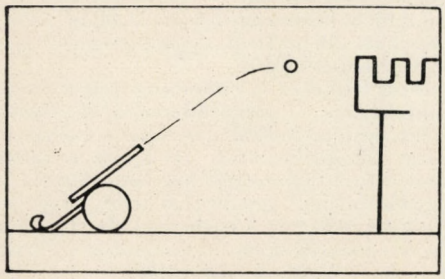
A tudománytörténetnek sokáig egyik nagy talánya volt, hogyan juthatott el a görög gondolkodás az oszthatatlan atom gondolatához a kémiai reakciók stöchiometriai szabályainak, a mikroszkópnak stb. ismerete nélkül. Most megértjük: a végső építőkő fogalmát a tárgyak állandóságáról szerzett élményünk kisgyerekkori, azóta tudat alá süllyedt *egyeduralma* sugallja.

3. Állapot és mozgás

Környezetének variálásában s ezen keresztül az összefüggések megismerésében, a helyzetek megértésében a kisgyermek tevékenyen részt vesz. 4—6 hónapos korában jól észre lehet venni, hogy vizuális és mozgásos (motorikus) élményeit koordinálja, egyezteti. Az új tapasztalatoknak a különböző mozgás-sémák begyakorlásán (belső-

vé tételén) és felidézésén keresztül történő rendezése, hozzáillesztése a már meglevő élményanyaghoz 1—2 éves korban egyenjogú, sőt részben elsődleges a vizuális tapasztalatszerzéshez képest. (A kisgyerek szeme nem ér messzebb, mint a karja: a távoli jelenségek látványa még nem mond neki semmit.) Feltehetjük, hogy ebben az életkorban ugyanolyan konkrét érzés a gyerek számára, ha, egy kezében levő test mozog, mint ha meleg. De csakhamar a látás lesz az uralkodó információforrás a környezet állapotának felmérésében. *A lassan mozgó tárgyakat a szemünk könnyedén megtanulja nyomonkövetni.* A szem számára ezért a lassan mozgó test látványa olyan pillanatképek egymásutánja, amelyek külön-külön ugyanolyanok,mntha a test az éppen elfoglalt helyen állna. (A lecsapott ping-ponglabdát esetleg fehér csíknak látjuk, ennek azonban már nincs számottevő hatása a szemléletünkre: egyszerűen megállapítjuk, hogy a túlságosan gyors tárgyat szemünk nem képes követni.)

A *pillanatnyi állapot* bennünk élő, vizuálisan vezérelt fogalmából hiányzik a mozgás. Nem véletlen, hogy az „állapot" vagy „tényállás" szó az áll igéhez kapcsolódik, mint ahogy az sem véletlen, hogy egy pillanatképre valami igazában oda nem illőt rajzolunk, ha érzékeltetni akarjuk hogy a képen valami mozog *(1. ábra)*.



1. ábra.

A tárgyak létezéséhez képest azok mozgása alárendelt, másodlagos valaminek tűnik. Ez a benyomás megfelel a hétköznapi tapasztalatnak, nincs mit szégyellni rajta. Az elgurult labda mozgása csakhamar „nyomtalanul" megszűnik, a mozgás csak kivételesen jár olyan drasztikus következményekkel, mint pl. egy váza eltörése. A helyzet általában fontosabb, mint az, hogy hogyan érjük el; a „hol van?" kérdés sokkal gyakoribb, mint az hogy „hogyan mozog?".

Az általános iskolai oktatás annak ellenére, hogy manapság minden diák betéve tudja: „anyag és mozgás elválaszthatatlan", a mozgás alárendeltségét csak megerősíti, amikor a sebességet leszármaztatott mennyiségként, a megtett út és a hozzá szükséges idő hányadosaként értelmezi. Ez ellen még csak nem is tiltakozhatunk. Az iskola csak azt teszi szabatossá, ami hallgatólagosan már úgyis él bennük. A sebesség fogalmát lényegében két helyzet összehasonlításából származtatjuk le. A szánkázó, vagy motoron száguldó kamasz ugyan látszólag közvetlenül érzékeli és élvezi a sebességet, benyomásairól (zúgás, ellenszél stb.) azonban ő maga is tudja, hogy nem eléggé „szakszerűek".

4. Anyag és impulzus

Valójában a mozgás jelentőségben egyenrangú az anyaggal. Ez azonban csak azután vált világossá, hogy kiderült: egy test mozgásának nem annyira a sebessége, mint inkább az impulzusa (lendülete, lökőképessége) az igazán fontos jellemzője. Az impulzus ugyanis ugyanúgy megmarad, mint az anyag.

A gurulő labda csupán látszólag veszti el mozgását nyomtalanul. A valóság az, hogy átadja impulzusát a földgolyónak. Az impulzus semmivel sem kevésbé elpusztíthatatlan, mint az anyag.

Mihelyt az impulzus fontosságát átérezzük, nagyon megerősödik a gyanúnk, hogy a pillanatnyi állapot bennünk élő képe alapvetően csonka.

Ha egyszer az impulzus éppúgy *van*, mint az anyag, akkor valószínű, hogy az impulzus a pillanatnyi tényállás része, nem lehet csupán két tényállás viszonya, két tényállás összehasonlításának az eredménye. A pillanatnyi állapot helyes képe valami olyasmi kell hogy legyen, amiből nemcsak a szorosan vett helyzet, hanem a mozgásállapot is kiolvasható.

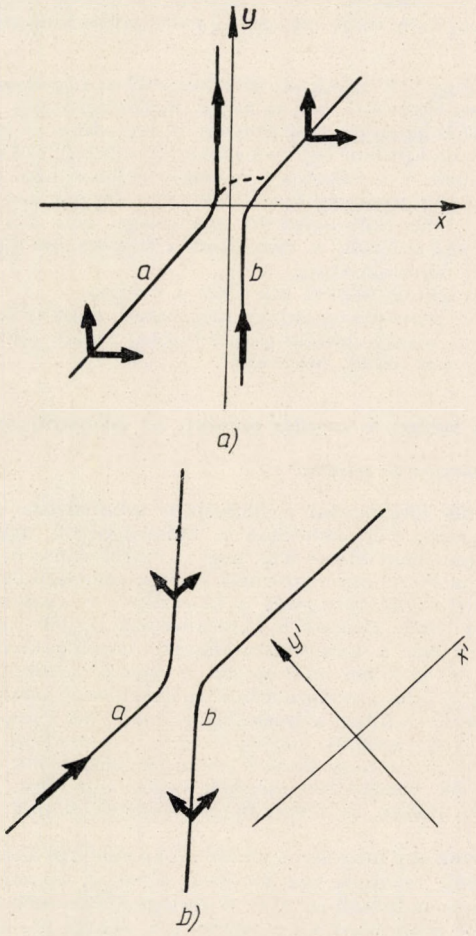
A szigorúan trajektórián mozgó anyag elképzelésének a kegyelemdöfést azzal adhatjuk meg, hogy megkérdezzük: hogyan mozog az impulzus?

Impulzusa a mozgó anyagnak van. Egy szabadon mozgó test, pl. a billiárdgolyó nyilvánvalóan „magával viszi" az impulzusát. Ha tehát a golyó trajektórián mozog, akkor ezt teszi az impulzusa is.

De mi történik az impulzussal, ha ez a golyó centrálisan nekiütközik egy ugyanakkora, nyugvó billiárdgolyónak? Tudjuk jól: az első golyó megáll, a második megindul.

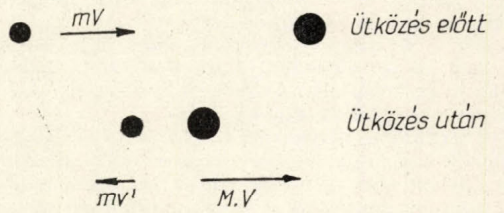
De vajon azt gondoljuk-e, hogy az impulzus egy rövid időre önállósul, elszakad az anyagtól, s mint holmi gonosz lélek egy primitív törzs varázslójának parancsára, kivonul az egyik testből és átköltözik a másikba?

Helyesebbnek látszik azt mondani, hogy a két test kölcsönhatása során az első test impulzusa *elhal*, miközben



2. ábra. Egyenlő tömegű a és b test rugalmas ütközése síkban. A két test pályáját tüntettük fel, valamint az impulzus komponenseit ütközés előtt és után. A b test már az ütközés előtt is mozog, éspedig úgy, hogy az (x, y) koordinátarendszerben sebességének y komponense végig állandó és megegyezik az a test sebességének y komponensével. Ha csak az *a)* ábrát nézzük, azt gondolhatjuk, hogy a két test impulzusának y komponense külön-külön együtt mozog a két testtel, az a test impulzusának x komponense azonban átköltözött a b testbe. Ha viszont ugyanezt az ütközést az (x', y') koordinátarendszerben vizsgáljuk (*b.* ábra), akkor azt kellene mondanunk, hogy a b test impulzusának y' komponense költözött át az a testbe.

a második testben impulzus *keletkezik*. *Az impulzus mintegy újjászüli önmagát*, nem pedig úgy marad meg, hogy egyes adagjait az ujjunkkal nyomon követhetjük. Ha mégis megpróbáljuk fenntartani azt az elképzelést, hogy az ütközésnél az impulzus „darabkái" meghatározott útvonalon, trajektórián *mennek* át egyik testből a másikba, csakhamar ellentmondásra jutunk (lásd a *2.* és *3. ábrát* és a kísérő szöveget). Röviden úgy fejezhetjük



3. ábra. Két test vonalmenti ütközése. A kezdetben nyugvó *b* test *M* tömege nagyobb, mint a nekiütköző *a* test *m* tömege. *a* nem áll meg, hanem visszapattan. A *b* testnek „átadott" impulzus több, mint amennyi eredetileg az *a* testnek volt. Az eredeti impulzus tehát nem úgy osztódik szét, nyomon követhető darabkák formájában, mint egy zacskó pattogatott kukorica

ki ezt, hogy azt mondjuk: *az ütközésnél az impulzus nem halad* (trajektórián), *hanem terjed* (újjászületéssel).

Ha tehát az anyag trajektórián mozog, akkor az impulzus hol halad (mikor egy test szabadon mozog), hol terjed (ütközésnél), a viselkedését egységesen leírni nem lehet.

Az anyag nyomonkövethetőségére alapuló szemléletünknek tehát két alapvető gyengesége van. Az elsőt közvetlenül érezzük, a másodikat a tapasztalat felhasználásával kiokoskodtuk.

A) A pillanatképből hiányzik a mozgás.

B) Az impulzus ugyanúgy megmarad, mint az anyag, de míg az anyag mindig (trajektórián) halad, addig az impulzus hol halad, hol terjed.

III. A helyzet és mozgás egysége. Az állapotfüggvény

1. A fotóriporter trükkje

Sikerült megingatni a klasszikus szemléletbe vetett bizalmunkat. Természetesen a billiárdgolyók ütközése önmagában nem bizonyítja, hogy többről van szó, mint klasszikus fogalomrendszerünk puszta szépséghibájáról. A billiárdgolyók mozgását a klasszikus mechanika kielégítően leírja. Csupán a billiárdasztalt figyelve aligha lehetett volna a kvantummechanika alapfogalmait kitalálni. *Mi azonban most mégis ezt fogjuk csinálni.* Úgy teszünk, mintha a modern atomfizikáról nem is hallottunk volna, ezzel szemben a *klasszikus szemlélet két gyengeségét alapvető hiányosságnak fogjuk fel, ami a valóságban „nem lehet úgy"*, s mintegy látnoki szemmel felismerjük a billiárdgolyók viselkedése mögötti teljes igazságot. Ezen keresztül azután az elektron viselkedését fogjuk megérteni.

Betörtek egy magányos villába. A színhelyről hatalmas lábnyomok vezetnek egy kavicsos térségig, onnan apró lábnyomok indulnak tovább. A mesterdetektívnek rövid töprengés után felcsillan a szeme: „A ravasz gazember! Hogy megtévesszen, kis cipőt húzott a nagy bakancsára!"

Több éleslátásra nekünk sincs szükségünk. Az ütközésnél az impulzus *biztosan* nem trajektórián mozog. Ha az impulzus és az anyag viselkedése nem szétesö részletekből áll, hanem egységes, akkor *sem az impulzus, sem az anyag nem mozog soha szigorúan trajektórián.* Ha mégis úgy tűnik, az csak megtévesztő látszat.

Mi van a látszat mögött? Gondoljunk az *A)* hiányosságra! A pillanatnyi *helyzet* (állapot) korrekt fogalma a hely mellett az impulzust is kell, hogy tartalmazza.

A fotóriporter egyszerű trükk segítségével éri el, hogy a száguldó versenyautóról készült „pillanatfelvétele" érzékeltesse az autó mozgását. Hamis pillanatfelvételt készít, szándékosan viszonylag hosszú expozíciós időt választ, ezért a képen az autó elmosódottan jelenik meg.

Az elmosódottság azt jelenti, hogy *aminek a képen egyetlen pontnak kellene lennie, az nem egy pont*, hanem szétkenődik, kiterjed. Ennek a kiterjedésnek nyilvánvalóan semmi köze nincs ahhoz, hogy az autó nem pontszerű, hanem kiterjedt test, éppen úgy, mint ahogy az általa létrehozott elmosódottságnak semmi köze sincs az olyan elmosódottsághoz, ami nem a test mozgásával, hanem bizonytalan körvonalaival függ össze, ha pl. nem autót hanem az égen száguldó felhőt fényképezünk. Hogy az ilyenfajta félreértést elkerüljük, mindjárt állapodjunk meg abban, hogy amikor a továbbiakban egy test *klasszikus fizikai értelemben vett* helyéről beszélünk, akkor mindig a tömegközéppontra gondolunk, tehát egy olyan valamire, ami a klasszikus fogalmak szerint matematikai szigorúsággal egyetlen pont, akármilyen a test. „Ott van a test" — ezen azt fogjuk érteni, hogy a tömegközéppontja ott van.

Amit a fotós hamisítással állít elő, azt a Természet csalás nélkül valósítja meg.

A pillanatnyi állapot szemléletünkben élő képe és a mögötte megbújó valóságos pillanatkép között a különbség pontosan az, hogy ami a klasszikus fogalmak szerint *egyetlen pont*, az a valóságban valami egyéb (azonnal megmondjuk, hogy micsoda), olyasvalami, amit — hihetetlenül parányi mértékben — *elmosódott pontnak* nevezhetünk, de amit a hétköznapi gyakorlatban a fényképész trükkfelvételével ellentétben, a geometriai ponttól megkülönböztetni nem tudunk.

A klasszikus fizikában a *pillanatnyi helyzet* éppen azért nem tartalmazhatja a mozgásállapotra vonatkozó információt, mert egy geometriai pontnak a helyzetén kívül egyéb adata, jellemzője nincs. De ha az a matematikai valami, ami a test pillanatnyi helyzetét igazán jellemzi, csupán „gyakorlatilag" geometriai pont, szigorúan véve vannak részletei, akkor az *A)* nehézség elsik, az impulzusra vonatkozó információt ezek a részletek fogják hordozni, az impulzus a helyzet részévé válik.

2. A Természet bűvészmutatványa

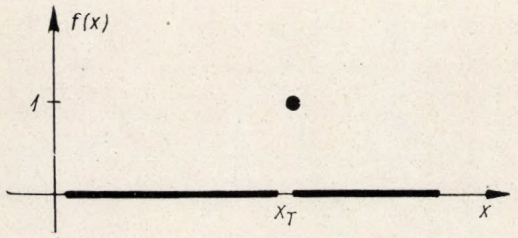
Tudjuk, hogyan állít elő elmosódott pontot a fényképész, azt is tudjuk, hogy ez csalás. Vajon hogyan oldja meg a feladatot a Természet?

A kérdés varázsa a pontnak, mint geometriai fogalomnak a végletes egyszerűségében rejlik. A pont olyan egyszerű, hogy ami egy kicsit más, az okvetlenül nagyon más is, olyasféleképpen, mint ahogy egy kicsiny pozitív szám is végtelenszer nagyobb a nullánál. Fogalmilag valami merőben új dologról kell, hogy szó legyen, és várható, hogy *alkalmas körülmények között* a különbség kidomborodik. Azt, hogy a kvantummechanikai viselkedés olyan nagyon más is tud lenni, mint a klasszikus, csírájában már ebben a pillanatban megértettük.

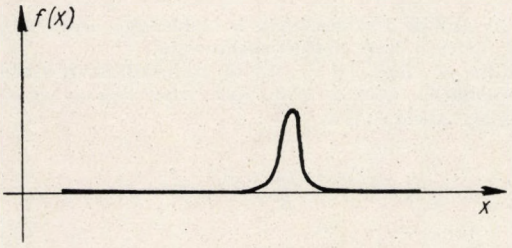
Induljunk ki abból, hogy hogyan adhatjuk meg a test helyzetét a klasszikus mechanikában. Egyszerűség kedvéért egydimenziós (x-tengely menti) mozgásra szorítkozunk. A szokás az, hogy megadjuk a test (a súlypont) x_T koordinátáját valamilyen origóra vonatkoztatva. Ehelyett azonban úgy is eljárhatunk, hogy az x-tengely mentén egy alkalmas $f(x)$ függvényt definiálunk. Egy függvényt megadni, jól tudjuk, annyit tesz, mint az x-tengely minden pontjához (minden x értékhez) egy számértéket rendelni. Esetünkben alkalmas függvény a következő. Az x-tengely minden pontjához, kivéve az x_T pontot, a zérus értéket rendeljük, az x_T ponthoz pedig az 1 értéket *(4. ábra)*. Kétségtelen, hogy ez a — kissé mesterkélt, nem folytonos — függvény ugyanolyan jól jellemzi a test helyzetét a klasszikus mechanikában, mint az x_T koordináta. (Ahol az $f(x)$ nem zérus, ott a súlypont.)

Ezután szinte „muszáj" kitalálni: az az elmosódott pont, amely a test pillanatnyi helyzetét igazán jellemzi, egy olyan — immár folytonos, mesterkéletlen — $f(x)$ függvény, amely nem csupán egyetlen pontban, hanem egy pont kis környezetében különbözik zérustól *(5. ábra)*.

A test „ott van, ahol az $f(x)$ van" (= ahol $f(x)$ nem zérus). Az impulzust, mint nyomban meglátjuk, $f(x)$ alakja kódolja. (Éppen azért szorítkoztunk a 3-dimenziós



4. ábra



5. ábra

tér helyett az 1 dimenziós x-tengelyre, hogy a papír síkjának másik dimenzióját $f(x)$ szokásos grafikus ábrázolására használhassuk fel. A háromdimenziós térben $f(x)$ helyére egy olyan $f(x, y, z)$ függvény kerül, amely ugyancsak egy pont kis környezetében különbözik zérustól.)

Az, hogy a „hol van?" kérdésre nem egyetlen határozott számadat, hanem egy függvény a válasz, fogalmilag valóban teljesen új. Rögtön feltevődik, hogy mit jelent ez közelebbről. De semmi értelme nincs annak, hogy most a szemünket kíváncsian meresztgessük a környező tárgyakra. A retinánkon (vagy akár a legfinomabb fényképlemezen) keletkező kép életlensége ugyanis — mint a részletes elemzés mutatja — mindenképpen igen nagy (kb. billiószoros) $f(x)$ elmosódottságához képest.*

Más szóval a billiárdgolyó esetében minden szokásos megfigyelés szempontjából $f(x)$ ugyanazt a szerepet játssza, mint a pont. Ezért egyelőre félretesszük azt a kérdést, hogy hogyan lehet $f(x)$ fizikai valóságát kísérletileg demonstrálni s ehelyett $f(x)$ tulajdonságainak és viselkedésének kitalálásával foglalkozunk.

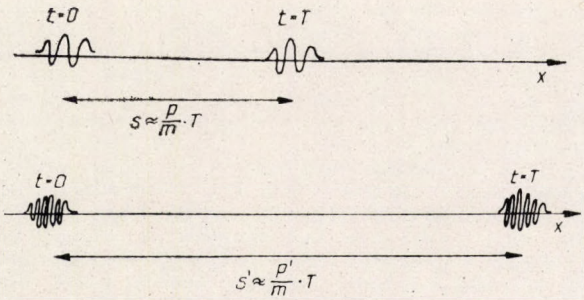
3. *Az impulzus kódolása*

A test impulzusának kódolását a természet radikális egyszerűséggel oldja meg. „Közelebbről megnézve" $f(x)$ fésűfogszerű mintázattal rendelkezik *(6. ábra)*, csupán madártávlatból olyan tagolatlan, mint amilyennek az 5. ábrán feltüntettük. A mintázat sűrűsége adja meg az impulzust. Minél sűrűbb a mintázat, annál *nyugtalanabb* a görbe alakja, annál hevesebb pontról pontra való változása. Azt is mondhatjuk tehát, hogy az impulzust $f(x)$ térbeli változásának hevessége kódolja.

Kvantitatíven a mintázat sűrűségét két szomszédos fésűfog távolságának reciprokával, megszokottabb kifejezéssel, az $f(x)$ által képviselt hullámalak λ hullámhosszának reciprokával jellemezhetjük. A p impulzus és $1/\lambda$ között az elképzelhető legegyszerűbb kapcsolat az arányosság. Ez valósul meg a természetben. Az arányossági tényezőt, amely minden testre vonatkozóan egyenlő, univerzális állandónak bizonyul, h-val jelölve

$$p = \frac{h}{\lambda}$$

* Hacsak a szemünk erőltetését nem tudatosítjuk magunkban, a testek helyét általában *teljesen* határozottnak érezzük. Ez bonyolult idegrendszeri folyamat eredménye, egyfajta optikai csalódás, amely mintegy megszabadítja a felső központokat attól a felesleges tehertől, amit a retinán keletkező kép bizonytalanságának folyamatos tudomásul vétele jelentene.



6. *ábra.* Az „elmosódott pont" lassabb, ill. gyorsabb mozgása

Látnivaló, hogy h (impulzus × hosszúság) dimenziójú. A makroszkopikus testek mozgásának körében maradva h számértékét természetesen nem lennénk képesek meghatározni, minthogy ilyenkor $f(x)$ kísérletileg nem különböztethető meg a ponttól, λ közvetlenül nem mérhető. Mikroszkopikus mérésekből azonban tudjuk, hogy h éppen a Planck-állandó.

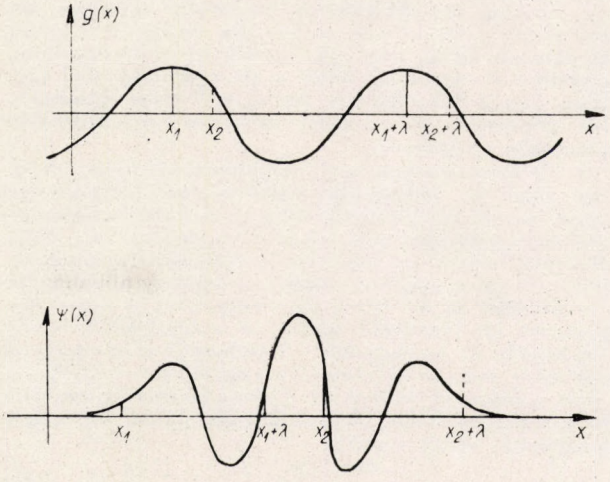
Ha egyszer $f(x)$ tartalmazza az impulzust, akkor várható, hogy $f(x)$ térbeli alakja egy adott pillanatban $f(x)$ további, időbeli viselkedéséről is számot ad. Ez így is van.

Annyi rögtön világos, hogy az idő múlásával $f(x)$ mintegy elmozdul, halad az x-tengely mentén — az x-tengelynek az a kicsiny szakasza, amelyen $f(x)$ zérustól különbözik, arrébb kerül — hiszen $f(x)$ nemcsak az impulzust, hanem a helyet is jellemzi, márpedig tudjuk jól, hogy ha egy m tömegű testnek p impulzusa van, akkor a helyét $v = p/m$ sebességgel változtatja *(6. ábra)*. Egyelőre erőmentes mozgásokra szorítkozunk.

A *grafikusan ábrázolt* $f(x)$ időbeli alakulása tehát a sima víztükrön tovahaladó hullámvonulatra emlékeztet. Ezért most „leleplezzük" $f(x)$-et. Szokásosan hullámfüggvénynek vagy állapotfüggvénynek nevezik és $\psi(x)$-szel jelölik. Tisztán matematikai szempontból a vízhullám és $\psi(x)$ viselkedése, mint rögtön szó lesz róla, valóban mutat rokonságot. Egyebekben azonban a különbséget kell hangsúlyozni. A vízhullám azért kiterjedt, mert *sok* vízrészecske szerepel benne egyszerre; a pillanatnyi hullámalak *csak helyeket* tartalmaz, mozgást nem. A $\psi(x)$ klasszikus őse egyetlen pont, ezt sose feledjük. A szokásos elnevezést éppen azért „titkoltuk" eddig, hogy a félrevezető gondolattársításokat elkerüljük.

Az elmosódott pont időbeli viselkedése izgalmasabb annál, amit az egyszerű $v = p/m$ összefüggés kifejez. Hogy ezt átláthassuk, térjünk vissza az impulzus kódolásához.

Az ránézésre látszott, hogy a $\psi(x)$ által megadott *hely* nem felel meg egyetlen határozott számértéknek. Nos, majdnem ugyanennyire világos, hogy a $\psi(x)$ által kódolt



7a b ábra

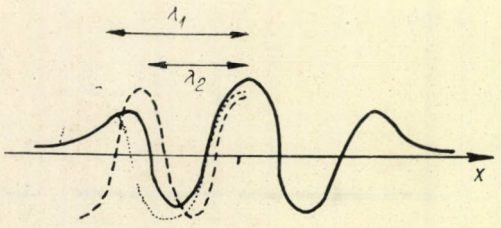
impulzus sem lehet egyetlen határozott érték. A λ hullámhossz ugyanis csak a teljesen szabályos, azaz egyforma szakaszok végnélküli ismétlődéséből álló hullámvonalnak egyértelmű jellemzője. A *7/a. ábrán* található olyan λ, hogy $g(x) = g(x + \lambda)$, minden x-re, a *7/b. ábrán* viszont ez szigorúan véve nem igaz. (Ha például λ-t akkorának választjuk, hogy $\psi(x_1) = \psi(x_1 + \lambda)$ legyen, akkor $\psi(x_2) = \psi(x_2 + \lambda)$ általában nem teljesül.) Akárhogy próbálkoznánk is, $\psi(x)$ mintázata nem lehet tökéletesen szabályos, ez természetes velejárója annak, hogy $\psi(x)$-nek előbb vagy utóbb bele kell simulnia az x-tengelybe. Körülbelüli impulzusról azonban éppúgy beszélhetünk, mint körülbelüli helyről. Intuitíve érezzük: minél több foga van a fésűnek, annál kisebb a szélek relatív szerepe. Ha tehát a körülbelüli impulzus bizonytalanságát csökkenteni akarjuk, egyre szélesebb hullámvonulatot kell rajzolnunk, a hely határozatlansága tehát egyre nő. Ez nem más, mint a Heisenberg-féle határozatlansági reláció kvalitatív megfogalmazása. $\psi(x)$ fogalma, annak ellenére, helyesebben éppen azért, mert x és p szétválaszthatatlanságának, egyszerre való tükrözésének jegyében születik, x és p bizonyos szembenállását is kifejezi. A ψ olyan, mint a jó házasság. Ahogy az igazi összetartozáshoz a felek egyénisége bizonyos mértékig feloldódik egymásban (az egyéni igények egy bizonyos mértéken túl csak a másik igényeinek rovására érvényesíthetők), azonképpen x ill. p *egyéni* jellemzői egy bizonyos határon túl csak egymás rovására élesíthetők.

Az egész elgondolás csődjét jelentené, ha az impulzus most felismert határozatlansága a mindennapos tapasztalatokkal konfliktusba kerülne. Ettől azonban nem kell félni. Képzeljünk el egy sörétszemet, amelyre $m = 1g$, $v = 1$ cm/s, azaz $p = 1$ g cm/s. Akkor körülbelül $\lambda = h/p = 10^{-27}$ cm. Ha tehát a súlypont egy adott pillanatban pl. 10^{-15} cm szélességben van elmosódva (elméleti megfontolások alapján ez reális érték), akkor a 7/b ábra mintájára elképzelt vonulatra kb. egybillió fésűfog rajzolható zavartalanul, azaz az impulzust is bátran egyértelműnek tekinthetjük. Az, hogy parányi Δx-re is ilyen sok λ fér, a $\lambda = h/p$-ben szereplő p viszonylag nagy értékével, az utóbbi viszont elsősorban a sörétszem viszonylag (= az egyes atomokhoz viszonyítva) nagy tömegével függ össze. (Más szavakkal: cgs egységekben kifejezve a h Planck-állandó azért olyan rendkívül kicsiny, mert az $1g$ tömegegység nem tükrözi vissza a sörétszem atomjainak irdatlan nagy számát.) Az elektron tömege huszonnyolc nagyságrenddel (!) kisebb a sörétszeménél, az előforduló sebességek eltérése ehhez képest kicsi. Várható tehát, hogy elektron esetében az elmosódott pont mintázatának λ szélessége s ezzel együtt az egész állapotfüggvény szélessége közvetlenül tanulmányozhatóvá válik, önálló szerephez jut.

Az impulzus határozatlansága nem csupán kvalitatív, matematikai szempontból zavaros valami. Amikor a 7/b ábrán levő hullámjellegű görbének a hullámhossza iránt érdeklődünk, kb. olyan helyzetben vagyunk, mintha egy némileg krumpliformájú síkgörbére mutatva azt kérdeznénk: „Ha ez kör, mekkora a sugara"? Ilyenkor azt akarjuk tudni, hogy kb. melyik az az intervallum, amelybe eső sugarú körökhöz a krumpli nagyjából egyforma joggal hasonlítható. Az ilyen kérdés egyáltalán nem értelmetlen, sőt megfelelő matematikai eszközökkel szabatosan vizsgálható.

A 7/b ábra esetében is úgy fogalmazható meg a probléma, hogy kb. milyen intervallumba eső λ értékekhez tartozó szabályos (tiszta szinuszos) hullámokhoz hasonlítható nagyjából egyforma joggal a tényleges görbe. Nem túl nehéz átlátni: ha lehetőleg szabályosra rajzoljuk is, amiatt, hogy az elején és végén a ψ mintegy abbahagyja a hullámzást és belesimul az x-tengelybe, a hozzá kb. egyforma jól illeszkedő szabályos hullámalakok közül a legkisebb, ill. legnagyobb hullámhosszú annyira tér el egymástól, hogy az előbbiből kb. eggyel több λ-nyi fér rá a ψ-re, mint az utóbbiból. (A *8. ábra* jól illusztrálja ezt.) Ha λ_2 a legkisebb még illeszkedő hullámhossz, λ_1 pedig a legnagyobb, akkor eszerint

$$\frac{\Delta x}{\lambda_2} - \frac{\Delta x}{\lambda_1} \approx 1, \qquad (1)$$



8. ábra

ahol Δx annak a szakasznak a szélessége, amelyen belül $\psi \neq 0$, azaz a hely határozatlansága.

Jelölje p_1, ill. p_2 a λ_1, ill. λ_2 hullámhosszú szabályos hullámalakhoz tartozó impulzust, azaz legyen $p_1 = h/\lambda_1$, $p_2 = h/\lambda_2$. Akkor (1) a

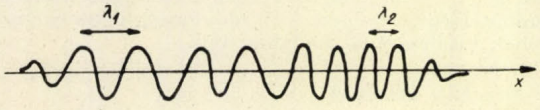
$$\frac{\Delta x \cdot (p_2 - p_1)}{h} \approx 1 \qquad (2)$$

alakban írható. $p_2 - p_1$ úgy tekinthető, mint a tényleges görbe által képviselt impulzus határozatlansága. Ezt Δp-vel jelölve és (2)-ben h-val átszorozva a

$$\Delta x \cdot \Delta p \approx h \qquad (3)$$

nevezetes relációra jutunk.

Ha valaki szakkönyvben utána néz, ezt az úgynevezett Heisenberg-féle határozatlansági relációt $\Delta x \cdot \Delta p \geq h$ alakban találja meg. A hely és impulzus határozatlanságának szorzata tetszőleges mértékben nagyobb lehet, mint h, csak kisebb nem. A fenti gondolatmenetben eleve olyan hullámvonulatra gondoltunk, amelyik lehetőleg egyértelmű λ-val bír, ezért az alsó határt kaptuk meg. Könnyű olyan $\psi(x)$-et rajzolni, amelyen λ — és így p — kevésbé egyértelmű, mint amilyen a $\psi(x)$ szélessége alapján lehetne. Ilyen a *9. ábrán* látható görbe, amelynek első

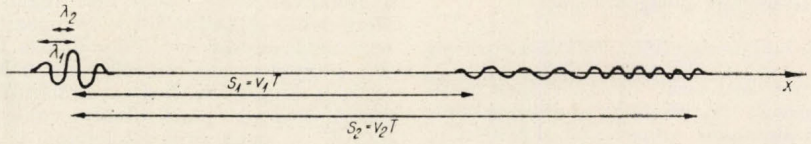


9. ábra

fele egy λ_1, második fele egy λ_2 hullámhosszú szabályos hullámhoz hasonlít. Ilyenkor $\Delta x \cdot \Delta p > h$. Nyomban meglátjuk, hogy ilyenfajta $\psi(x)$ meg is valósul a természetben.

A 8. ábráról leolvasható λ_1 és λ_2 (és így p_1 és p_2) maga sem teljesen egyértelmű, ezért $\Delta p = p_2 - p_1$ is körülbelüli érték. Mindenesetre mind p_1, mind p_2 határozatlansága kisebb, mint Δp. Egyébként ugyanilyen értelemben a görbe Δx szélessége is bizonytalan, ha a görbe balra és jobbra aszimptotikusan simul az x-tengelyhez. A gyakorlatban mégis kielégítő biztonsággal lehet Δx-et $\Delta x = x_2 - x_1$ alakba írni és azt mondani, hogy az x-tengelyből kiemelkedő görbeszakasz az x_1 pontban kezdődik és az x_2 pontban végződik.

Ha $\psi(x)$ tulajdonságait egyszerűség és összhang jellemzi akkor az impulzus határozatlanságának jelentkeznie kell $\psi(x)$ időbeli viselkedésében. Ha az impulzus a p_1-től p_2-ig terjedő értékek bármelyikével kb. egyforma joggal jellemezhető, akkor nyilván az elmosódott pont sebessége is egyforma joggal jellemezhető a $v_1 = p_1/m$-től $v_2 = p_2/m$-ig terjedő értékek bármelyikével. Ennek ismét csak akkor van értelme, ha eldönthetetlen, hogy valamely T időtartam alatt a $\psi(x)$ által megtett út $s_1 = v_1 \cdot T$, vagy



10. ábra. A ψ terjedése közben Δx megnő. Szabad mozgásnál ψ-nek az impulzusra vonatkozó tartalma feltehetően nem változik, így $p_2 - p_1 = \Delta p$ is változatlan marad. Eszerint az idők folyamán $\Delta x \cdot \Delta p > h$ lesz. Az, hogy Δx növekedésével Δp nem csökken, a görbén úgy jelentkezik, hogy a görbe „előresiető" fele leginkább a $\lambda_2 = h/p_2$, a „lemaradó" fele pedig $\lambda_1 = h/p_1$ hullámhosszúszabályos hullámhoz hasonlít.

$s_2 = v_2 \cdot T$, vagy valamilyen közbülső érték. Márpedig T növelésével $s_2 - s_1 = (v_2 - v_1) \cdot T$ egyre nő s előbb-utóbb biztosan sokkal nagyobbá válik, mint $\psi(x)$ szélessége volt induláskor. Ebből pedig következik, hogy Δx-nek $\psi(x)$ mozgása közben növekedni kell, éppen annyira, hogy a T időpillanatban az egész $s_2 - s_1$ intervallumot lefedje, ellenkező esetben értelmetlenség volna azt állítani, hogy a megtett út egyforma joggal mondható s_1-től s_2-ig akármekkorának.

Mozgás közben tehát $\psi(x)$ nemcsak az I. Newton-axiómának engedelmeskedik, hanem azonkívül szélesedik is. Bár makroszkopikus testeknél ennek a ténynek nincs közvetlen jelentősége, mert ψ a szétfolyás ellenére is keskeny marad, elvi jelentősége nagy, mert arra utal, hogy ψ önálló, a Newton-axiómáknál mélyebb törvényt követ.

4. *A Terjedési Törvény*

Az előzőkből már világos, hogy $\psi(x)$ nem úgy mozog, mint egy elhajított dugóhúzó. (A 6. ábra tehát nem pontos.) A körülbelüli hullámhossz szabad mozgásnál az idő múlása közben szükségképpen ugyanakkora marad, viszont $\psi(x)$ kiszélesedik. Ez csak úgy lehetséges, hogy a görbén új csúcsok és völgyek születnek *(10. ábra)*. A II. RÉSZ kifejezésmódjával összhangban azt mondhatjuk tehát, hogy az elmosódott pont nem annyira halad, mint inkább terjed.

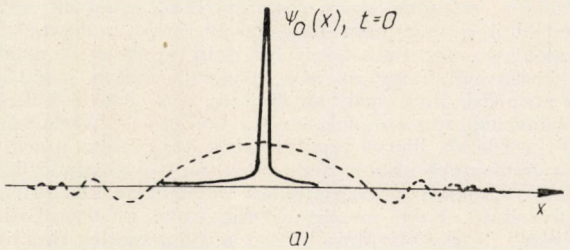
Newton első axiómája *egyszerű*. A $\psi(x)$ viselkedése mögött keresett általános törvényszerűség, úgy tűnik, ijesztően bonyolult. Hiszen, ha különböző Δx szélességű, de egyébként lehetőleg szabályos ψ-kből indulunk ki, a $\Delta p = h/\Delta x$ impulzusbizonytalanság s így a szétfolyás $\Delta v = \Delta p/m$ sebessége valamennyinél más lesz és a görbe alakja is más-más módon bonyolódik az idő múlásával. Úgy látszik, hogy annyiféle viselkedést kell számontartani ahány görbealakot elképzelhetünk. Különösen nyugtalanító, hogy ha a kiinduló görbét egyre keskenyebbnek, tűszerűnek választjuk, a bekövetkező szétszóródás egyre gyorsabbá, robbanásszerűvé válik. De éppen a lassú és gyors szétfolyásnak ez a különös ellentéte vezet rá bennünket arra a kb. egyetlen „megoldásra", amely mellett a Terjedési Törvény ugyanolyan egyszerűvé válik, mint a Newton-axiómák.

A természet a $\psi(x)$ matematikai viselkedésében a klasszikus hullámtanban már korábban felismert, Huygensről elnevezett elvet érvényesíti.

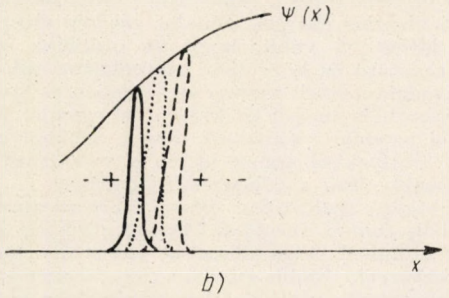
Ahhoz, hogy bármilyen $\psi(x)$ viselkedését teljes egészében leírhassuk, elegendő *egyetlen* tűszerűen keskeny (hogy pontosan mekkora szélességű, az lényegtelen) $\psi_0(x)$-ről tudni, hogy hogyan fog kinézni *egyetlen* későbbi, mégpedig egy tetszőleges kis τ-val későbbi időpontban (11/a. ábra).

Valamely kiszemelt pillanatban ugyanis bármilyen $\psi(x)$ úgy fogható fel, mint szorosan egymás mellé sorakozó tűszerű függvények együttese, összege. A parányi τ-val későbbi ψ-t úgy kapjuk meg, hogy először felrajzoljuk minden egyes tűszerű függvény utódját, majd az így adódó járulékokat minden pontban összeadjuk.

Minthogy külön-külön nézve az egyes tűk robbanásszerűen szétterjednek, azt mondhatjuk, hogy egyrészt bármelyik x pontbeli eredeti $\psi(x)$ értéknek (amplitúdónak) van járuléka az új hullámfüggvényhez minden x' pontban és megfordítva, az új függvényérték kialakításában egy



11/a ábra. A tűszerűen keskeny $\psi_0(x)$ utóda τ idő múlva. Csak annyit tudunk róla biztosan, hogy széles, pontos alakjára nem lesz szükségünk



11/b ábra. Tetszőleges $\psi(x)$ úgy fogható fel, mint tűszerű függvények összege. A fel nem tüntetett összetevőkre utal a + jel. A tűszerű függvények utódai magasság és az x-tengelyen való elhelyezkedés szempontjából úgy viszonylanak egymáshoz, mint kezdetben a tűszerű függvények

tetszőleges x' pontban az egész eredeti függvény részt vesz. A következő τ időszakasz számára azután az új ψ válik kezdőfüggvénnyé, és így tovább.

A kezdetben keskeny, gyorsan szétfolyó, és a már kezdetben is széles, lassan tovább szélesedő hullámfüggvények viselkedésében tehát nincs alapvető elvi különbség. Az utóbbi azért szélesedik lassabban, mert az egyes pontokbeli amplitúdók szétterjedő járulékai nagyobb mértékben kompenzálják egymást $\psi(x)$ szélein túl, mint a keskeny $\psi(x)$ esetében.

Az eddigiekben szabad mozgásról volt szó. Vajon hogyan módosítja a Terjedési Törvényt erőtér jelenléte?

Tapasztalatból tudjuk, hogy a kondenzátorlemezek közé vitt, elektromosan töltött bodzabélgolyócska a hatóerő irányában gyorsulni kezd, impulzusa növekszik. Az erőtér tehát a hullámfüggvényt saját irányába tereli. A hullámfüggvény „gyorsulása" azonban éppoly kevéssé hasonlít egy elejtett dugóhúzó gyorsulásához, mint ahogy szabad mozgás esetében sem állt fenn hasonlóság. Így pl. tudjuk, hogy a hullámhossz nem marad állandó, hiszen az impulzus is változik. Ennél fontosabb a következő. Minthogy a pillanatnyi impulzus nem teljesen határozott, szétfolyás most is bekövetkezik, bár — bodzabélgolyó esetében — ezúttal is, akárcsak szabad mozgásnál, számot tevő következmény nélkül.

IV. Atomi részecskék mozgásállapota

1. A mikroszkopikus és makroszkopikus viselkedés viszonya

Megismertük az elmosódott pont viselkedésének alapvető matematikai vonásait. Láttuk, hogy a makroszkopikus testek körében mindennek nincs több kísérletileg hozzáférhető jelentése, mint a súlypont klasszikus fogalmának plusz a Newton axiómáknak, mivel a súlypont szerepét átvevő hullámfüggvény térbeli kiterjedése még az atomi méretekhez viszonyítva is elenyésző kicsi. Ezért azt a kérdést, hogy mit jelent a ψ közelebbről fizikailag, jogosan elodázhattuk. Atomi részek, de különösképpen elektronok esetében azonban, mint már utaltunk rá, a sörétszemnél 28 nagyságrenddel kisebb tömeg miatt ψ térbeli kiterjedése olyan naggyá válik, hogy biztosra vehetjük: léteznek olyan megfigyelések, amelyek szempontjából ψ már nem téveszthető össze a geometriai ponttal. Az atomfizikában tehát nem térhetünk ki az elől a kérdés elől, hogy mi a ψ közelebbi fizikai jelentése. Az atomfizikában azonban erre nincs is semmi szükség. A választ pontosan azok a nagy bőségben rendelkezésre álló kísérletek, illetve tapasztalatok adják meg, amelyek elég érzékenyek ahhoz, hogy ψ-t a ponttól megkülönböztessék. Ezekből a kísérletekből ψ jelentése közvetlenül kiolvasható. Ezen ne azt értsük, hogy az atomfizikai mérések „végre elárulják", hogy a ψ-hez esetleg társítani próbált klasszikus szemléleti képek közül melyik a helyes, hanem a következőt.

Ha a Terjedési Törvény birtokában sikerül mintegy előre kialakítanunk valamilyen elképzelést az atombéli elektron hullámfüggvényének matematikai sajátságairól és utána vesszük sorra a tapasztalati tényeket (az atom mérete, ionizációs energia, vonalas színkép stb.), akkor azonnal láthatóvá válik, hogy az utóbbiak $\psi(x)$-szel egészen egyszerű és közvetlen kapcsolatban állnak. Pl. az atom megtapasztalt mérete az atombeli elektron hullámfüggvényének térbeli kiterjedésével egyenlő stb. stb. Másszóval azonnal *ráismerünk* a ψ-re azokból a kísérletekből, amelyekből annak idején a tudomány sokkal fáradságosabb úton a ψ létezését felismerte.

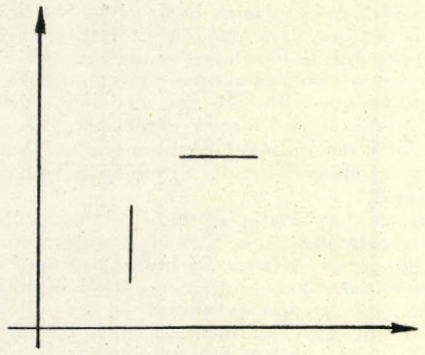
A következő szakaszban éppen ezért megmutatjuk, hogy abból, amit a Terjedési Törvényről eddig kisütöttünk, az atomi elektron-állapotok jellemzői lényegében már következnek. Előbb azonban még néhány szót szólunk a makroszkopikus és mikroszkopikus viselkedés viszonyáról.

Mint látjuk, arra a kérdésre, hogy (elektronra gondolva) „mi a ψ?", a legjobb válasz ez: A ψ — a Terjedési Törvénnyel együtt — az elektron tulajdonságainak, viselkedésének matematikai hordozója, ahogy a pont (a hely) is az volt — a Newton axiómákkal együtt — a makroszkopikus testek klasszikus mechanikájában. Az elektron ugyanolyan „kunsztokat tud" a klasszikus mechanikához viszonyítva, amilyeneket egy függvény tud a ponthoz viszonyítva. Ezek a kunsztok meglepőek, de megfigyelésük gyakran nem lényegesen közvetettebb, mint pl. egy karika súlypontjának a megfigyelése, úgyhogy ebben az értelemben nyugodtan beszélhetünk ψ megfigyelhetőségéről is.

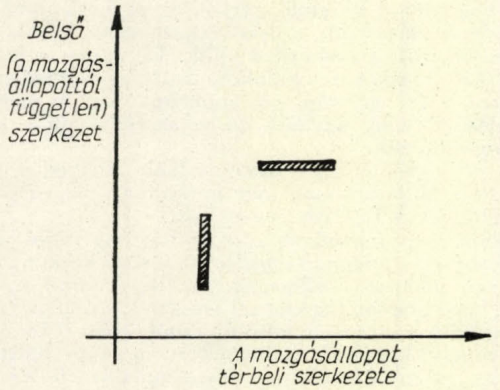
A kvantummechanika elfogadásának élményét általában éppen az a gyötrő kétely hátráltatja, hogy ha egyszer a makroszkopikus testek elektronokból épülnek fel, akkor hogyan lehet az utóbbiak viselkedése mégis annyira más. Abból azonban, hogy a ψ és a Terjedési Törvény koncepciójához a hely és impulzus makroszkopikus fogalmából kiindulva jutottunk el, világos, hogy az elektron és a billiárdgolyó viselkedése között legalább annyira van összhang, mint amennyire ellentmondás. Alkalmas körülmények között még az elektron ψ-jéből is csak annyit használunk ki, hogy az egy mozgó pont, pl. e/m-mérésnél a katódcsőben. Sőt elvileg még az atomban is előfordulhatna ez. A Rutherford-féle atommodell (a Bohr-modellel ellentétben) egészen jó abban a szélsőséges esetben, amikor az elektron hullámfüggvénye a keringő pontot imitálva egy kb. század milliméter sugarú pályán körbe jár a proton körül, úgy, hogy közben a hullámfüggvény kiterjedése (legalábbis néhány körülfordulás idejére) kisebb, mint a látható fény hullámhossza. Gyakorlatilag azonban az ilyen atom már régen ionizáltnak számít. Nem nehéz kitalálni, hogy az „igazi" atomi állapotokhoz nem a klasszikus kép bonyolódása vezet (nem arról lesz szó, hogy a ψ által imitált pont valami rejtélyes pályán mozog), hanem az, hogy a hullámfüggvény ráhúzódik a magra és a nem-pont mivolta válik fontossá, „domborodik ki" — szószerinti értelemben is. Bármilyen izgalmas legyen is ez a kidomborodás a kísérletek fényében, nincs minek ellentmondjon a makroszkopikus mechanikában: ez utóbbiban még sohasem sikerült az elmosódott pont (a klasszikus súlypontot felváltó hullámfüggvény) struktúrájához közvetlenül hozzáférni.

Ami tehát a billiárdgolyónál nem különböztethető meg a ponttól, az az elektronnál érzékelhetően kiszélesedik. Megfordítva, ami a billiárdgolyónál könnyen megkülönböztethető a ponttól, tehát az átmérője, a teste, egyszóval a mozgásállapotától független térbeli szerkezete, arról az atomi elektronról egyáltalán nem esik szó. Az úgynevezett nagyenergiájú fizika eddigi eredményei alapján valószínű, hogy létezik valamilyen formában, de a bennünket érdeklő atomi jelenségekben nem jut közvetlen szerephez. Ezt úgy fejezzük ki, hogy az atomi elektron a mozgásállapottól független szerkezet szempontjából pontszerűnek tekinthető.

A billiárdgolyó és az elektron viszonyát tehát a következőképpen jellemezhetjük. Egy derékszögű koordinátarendszerben vegyünk fel egy függőleges és egy vízszintes vonalszakaszt *(12/a ábra)*. Első pillantásra a makroszkopikus és mikroszkopikus viselkedés ugyanúgy „keresztben áll", „más dimenzióba esik", mint ez a két szakasz. Most egészítsük ki mind a kettőt egy-egy keskeny téglalappá *(12/b ábra)*. Akkor a semmilyen közös porcikával nem rendelkező két dologból egy csapásra valami lényegileg azonos lesz.



12 a ábra



12 b ábra

A billiárdgolyó vagy labda átmérője *önmagában véve*, tehát a megfigyelésének érzékletes élményeitől elvonatkoztatva, semmivel sem „kevésbé száraz" matematikai fogalom, mint a súlypontja. De mivel az utóbbiról csak akkor hallunk, amikor az előbbinek a „közvetlen" (való-

jában nagyon is áttételes) érzékelését már megszoktuk, a súlypontot mint valami „csupán matematikai" dolgot könyveljük el.

A súlypont a klasszikus mechanikában *a testnek mint osztatlan egésznek* a mozgásállapotát jellemzi. (Nehézkesen, mert az impulzust külön meg kell adni.) A kvantummechanika feltárta, hogy a mozgásállapotnak éppen úgy térbeli struktúrája van, mint „magának a testnek". Az elektronnál a mozgásállapot struktúrája megfigyelhetővé válik. De egyrészt azért, mert a laboratóriumi észleléseket soha nem érezzük olyan közvetlennek, mint pl. a labda gyerekkori intimitású látványát, másrészt azért, mert a ψ a súlypontnak, a „csupán matematikai valaminek" az örököse, azt gondoljuk, hogy az atomfizikai kísérletekben „még nem az elektront" látjuk. A 12. ábra alapján ugyanilyen joggal mondhatnánk azt is, hogy az elektront igazán látjuk, a billiárdgolyót azonban nem, hiszen mozgásállapotának struktúrája rejtve marad. Helyesebb tehát azt mondani, hogy a billiárdgolyót és az elektront egyaránt látjuk, habár létüknek két különböző oldaláról.

Ugyan mit tapasztalnánk, ha sikerülne akár a billiárdgolyót, akár az elektront olyan ügyesen megfigyelni, hogy a 14. ábra szellemében ne vonalnak, hanem valóban téglalapnak lássuk őket, azaz ha kétfajta struktúrájukat egyidejűleg szemlélhetnénk? A kérdés azért olyan izgalmas, mert a kétfajta térbeli kiterjedés (a test részleteinek átmérője és a mozgásállapot átmérője) *ugyanabban* a (valóságban három dimenziós) térben létezik. Az elektron tán vacogó golyócskának látszana (nagyobbakat vacogna, mint saját maga), a billiárdgolyó dideregne, de mindenképpen borzongató látvány lenne.

Az ilyenfajta látvány megrajzolása azonban a sci-fi írók, vagy a tudománynépszerűsítő szerzők ártalmatlan, sőt hasznos privilégiuma marad, legalábbis akkor, ha látványon a szó megszokott értelmében egy olyan szelíd megfigyelési módszer (pl. nem túl rövid hullámhosszú fénnyel való megvilágítás) eredményét értjük, amely a vizsgálat tárgyát nem rombolja szét. A 12. ábrán akármelyik téglalapra gondolunk is, a *keskenyebb* él, a rejtettebb struktúra megkülönböztetése a ponttól olyan drasztikus beavatkozást kíván, amelynek során a szélesebb él által képviselt struktúra szétforgácsolódik. Az ilyen vizsgálatoknak is van értelme, de mint már utaltunk rá, ezek túlmennek a szorosan vett atomfizikán.

2. *A hidrogénatom*

A billiárdgolyó vagy az elektromosan feltöltött bodzabélgolyó hullámfüggvénye elhanyagolható szélességű az elektron hullámfüggvényéhez képest. Fogalmazzuk meg ezt a különbséget egy kicsit másképpen.

A makroszkopikus golyók hullámfüggvénye terjedés közben kiszélesedik, szétfolyik, de így is nagyon keskeny marad. A szétterülésnek nincs jelentősége.

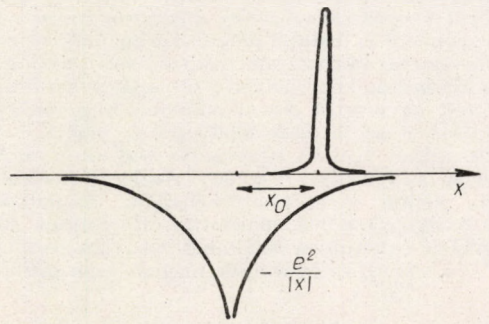
Általánosságban megállapíthatjuk: a Terjedési Törvény mindaddig csupán a Newton-féle axiómákat imitálja, amíg szétfolyása önálló szerephez nem jut.

Az atombeli elektronhullámfüggvény alakulásának a kulcsa ezzel szemben a Terjedési Törvénynek éppen az az oldala, amely a makroszkopikus mechanikában háttérben marad: a szétterülés. A továbbiakban csak a hidrogénatommal foglalkozunk.

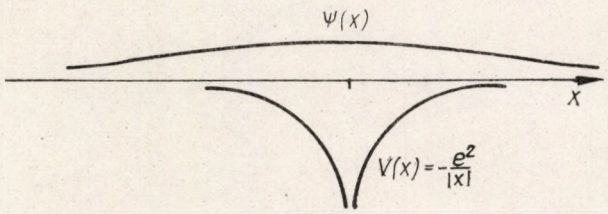
Közelebbről az elektron hidrogénatombeli állapotát az jellemzi, hogy a mag erőterének az elektron $\psi(x)$ hullámfüggvényét a mag felé terelő, *összehúzó* hatása és a hullámfüggvény *szétterülése* egyensúlyt tart, azaz *egyszerre* lép fel és egyik a másikat *folyamatosan* kompenzálja. (Mint látjuk, csupán az elektron hullámfüggvényéről beszélünk. A protont makroszkopikus testként kezeljük, amelynek az elektronhoz képest pontos helye és klasszikus elektromos erőtere van. Ez első pillanatban meghökkentő és szigorúan véve nem is helyes, mégis jó közelítésnek számít, minthogy a proton tömege kétezerszer nagyobb az elektron tömegénél.)

Az atomról tehát ne a pontnak képzelt elektronhullámfüggvény trajektórián való őrült pörgése jusson eszünkbe, hanem a magot minden oldalról körülvevő mozdulatlan (de nem „élettelen") ψ, a *terülés és térülés* dinamikai egyensúlyából létrejött struktúra.

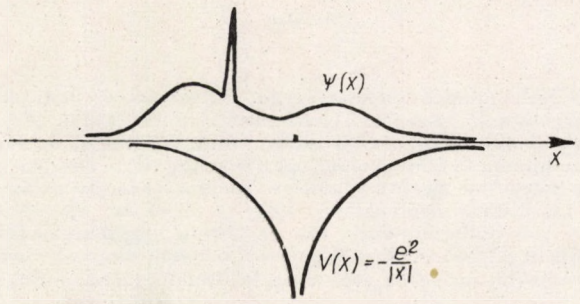
Az egyensúlyi állapot gondolatára a következőképp juthatunk. Képzeljünk el először egy tűszerű $\psi(x)$-et valahol az atommag közvetlen közelében *(13/a ábra)*. Tudjuk, hogy általában egy tűszerű függvény utódja a következő időpillanatban nagy területen jelentkezik, annál nagyobb területen, minél keskenyebb volt a tű. Bármilyen legyen is az erőtér terelő hatása, biztosra vehetjük, hogyha a tű kezdetben elegendő keskeny, akkor a következő pillanatban nem maradhat ugyanolyan, hanem szétterjed. Megfordítva, ha egy nagyon „lapos" $\psi(x)$-ből indulunk ki *(13/b ábra)*, amelyre nézve Δp és így a szétfolyási tendencia elég kicsi, akkor biztosra vehetjük, hogy az erőtér hatása fog dominálni s az ilyen $\psi(x)$ a következőkben befelé kezd húzódni. Ezek után már kézenfekvő lehetőség, hogy ha $\psi(x)$ se nem túl keskeny, se nem túl széles, akkor a következő pillanatban — és így valamennyi további pillanatban is — éppen változatlan alakban születik újjá. Sőt egy kis fejtöréssel a még hiányzó követelményt is megsejthetjük. Függetlenül attól, hogy mekkora tartományra terjed ki, a *13/c*



13 a ábra

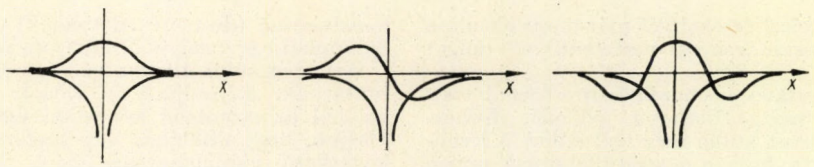


13 b ábra



13 c ábra

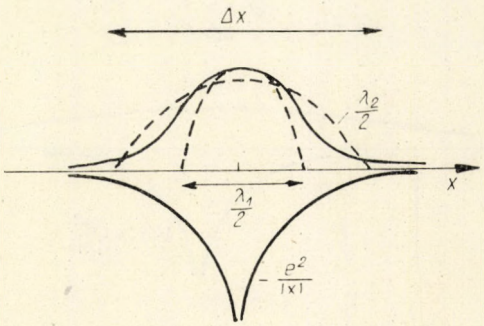
ábrán látható $\psi(x)$-ről biztosra vehetjük, hogy nem marad változatlan. Az újjászületés, tudjuk, úgy fogható fel, hogy minden egyes pontból az ottani amplitúdó szétfolyik nagy területre, s az így keletkező járulékok összege adja az eredő utódgörbét. A szóban forgó $\psi(x)$-en látható csúcs tehát egyrészt egy pillanat alatt szétoszlik, másrészt valószínűtlen, hogy a környező, a helytől egyenletesen függő amplitúdók utódaiból éppen ezen a helyen egy új csúcs épüljön fel. Általánosan megfogalmazva: a változatlan alakban újjászületőatomi állapotfüggvény nem tartalmazhat váratlan kiszögelléseket vagy dudorokat, hanem *egyenletesen bonyolult* — ne restelljük kimondani — *szép* görbének kell lennie.



14. ábra

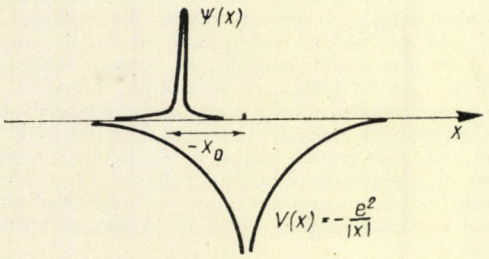
Az egyenletes bonyolultság követelménye annyira szuggesztív, hogy azonnal rájövünk: ilyen görbe nem csak egyféle van. Az atomi állapotok szépségversenyén különböző kategóriákban lehet indulni. A *14. ábra* a legegyszerűbb kategóriákat mutatja a növekvő bonyolultság sorrendjében. (Egy dimenzióra szorítkozva.) Látnivaló, hogy az egyes kategóriák összetéveszthetetlenül elkülönülnek egymástól. Egy-egy kategórián belül viszont, mint arról a már egyszer alkalmazott gondolatmenetet ismételve meggyőzhetjük magunkat, csak egyetlen, meghatározott szélességű görbe lesz csakugyan atomi állapotfüggvény. (A nagyon szűkre választott függvény nyilván szétfolyik, a nagyon széthúzott zsugorodni kezd.) És íme, az atommag körül a sugárzási veszteség miatt folytonosan zsugorodó, egyébként is instabil pályán keringő elektron elméletileg zavaros és a tapasztalatnak számtalan módon ellent mondó klasszikus képe helyén egycsapásra kibontakozik a diszkrét, egymástól élesen elkülönülő, egyenként jól meghatározott atomi elektronállapotok világa.

A 14. ábrán látható egyensúlyi alakzatok tényleges szélességét a Terjedési Törvény részletes matematikai ismerete nélkül is meghatározhatjuk. Foglalkozzunk először a legegyszerűbb alakzattal. Rajzoljunk fel egy ilyen görbét valamilyen találomra megválasztott szélességgel *(15. ábra)*, és becsüljük meg az ezen görbe által



15. ábra

képviselt állapot összenergiáját, kinetikus és helyzeti energiájának összegét. Természetesen felkészülünk arra, hogy az összenergia határozatlan, csak körülbelüli értéke van, hiszen az impulzussal együtt a kinetikus energia is és a helyzettel együtt a helyzeti energia is határozatlan. A 15. ábráról leolvasható, hogy a $\lambda_1 \approx \Delta x$, illetve a $\lambda_2 \approx 2\Delta x$ hullámhosszak kb. egyforma joggal asszociálhatók a görbéhez. Minthogy csak becslést akarunk, legegyszerűbb az egész alakzatot fél hullámnak tekinteni. Akkor a körülbelüli impulzus értékét $\frac{h}{2\Delta x}$-nek, a kinetikus energiát $\frac{1}{2m}\left(\frac{h}{2\Delta x}\right)^2$-nek vehetjük. Mekkora a potenciális energia? A *16. ábrán* látható tűszerű függvény esetében $-\frac{e^2}{x_0}$ lenne. Esetünkben azonban a hullámfüggvény nagyjából egyenletesen oszlik el a mag körül, az utóbbi közvetlen közelében viszont $\frac{1}{x}$ igen naggyá válik. Ez a gondolatmenetünknek az egyetlen fázisa, ahol nem feledkezhetünk meg arról, hogy a valóságos tér három dimenziós. Átlagosan milyen messze vannak egy gömb belsejének pontjai a középponttól? A sugár felén



16. ábra

belül a gömb térfogatának nyolcada, a sugár tizedén belül ezredrésze esik stb. A csökkenő x-ek tehát rohamosan csökkenő súllyal esnek latba, a potenciális energia körülbelüli értékét egyszerűen $-\frac{2e^2}{\Delta x}$-nek vehetjük. Az összenergia tehát

$$E \approx \frac{1}{2m}\left(\frac{2h}{\Delta x}\right)^2 - \frac{2e^2}{\Delta x}. \qquad (4)$$

Kézenfekvő gondolat, és a Terjedési Törvény részletes matematikai elemzése megerősíti, hogy a tényleges egyensúlyi Δx annak az értéknek a közelébe esik, amelyik (4)-et minimalizálja. Nyilvánvaló ugyanis, hogy az ilyen görbe sem szétfolyásnak, sem összehúzódásnak nem indulhat, hiszen mindkét eset azt jelentené, hogy az energia magától növekedni kezd. Mivel (4) alapján

$$E = \frac{m}{2h^2}\left(\frac{2h^2}{m\,\Delta x} - e^2\right)^2 - \frac{me^4}{2h^2},$$

azért a minimális energiát nyilván

$$\Delta x = \frac{2h^2}{me^2} \qquad (5)$$

adja, az ehhez tartozó energia

$$E = -\frac{me^4}{2h^2}. \qquad (6)$$

Hasonlóan járhatunk el a 14. ábrán felvázolt többi alakzat esetében is. A körülbelüli impulzust megszabó λ feléből a 14/b görbén kettő, a 14/c görbén három fér el a teljes Δx szélesség mentén, és így tovább. Ezért az n-ik kategóriában

$$E_n = \frac{1}{2m}\left(\frac{2hn}{\Delta x}\right)^2 - \frac{2e^2}{\Delta x},$$

ami a minimumot a $\Delta x_n = \frac{2h^2n^2}{me^2}$-nél veszi fel, a minimum értéke

$$E_n = -\frac{me^4}{2h^2n^2}. \qquad (7)$$

A numerikus tényezők pontatlanságától eltekintve ezek az energia értékek szerepelnek a H atom vonalas színképére vonatkozó ismert képletekben. Növekvő n-nel E_n nő, az elektron és a mag legnagyobb mérvű összefonódásának, a H atom *alapállapotának* tehát a legegyszerűbb hullámfüggvény felel meg. Ennek átmérője (5) alapján körülbelül 10^{-8} cm.

Az, hogy az alapállapot és a különböző ún. gerjesztett állapotok egymástól határozottan elkülönülnek, közvetlenül nyilvánvaló. Az E_n értékeket eddig úgy kezeltük, mint az egyes állapotokhoz tartozó határozatlan összenergia körülbelüli értékeit. Valójában az egyes atomi állapotok összenergiája rendre egyetlen határozott érték, annak ellenére, hogy a kinetikus és a potenciális energia külön-külön valóban határozatlan. Az állapotfüggvény úgy kódolja az összenergiát, hogy annak értéke határozott, de *megoszlása* helyzeti és mozgási energiára határozatlan. Az összenergia számszerű egyértelműsége, éppen az állapotfüggvény időbeli stabilitásában mutatkozik meg. Emlékezzünk vissza az impulzus kódolására. Az impulzus akkor lenne teljesen határozott, ha a hullámfüggvény szomszédos szakaszai a *térben* teljesen szabályosan ismétlődnének. Hasonlóképpen az időbeli szabályos ismétlődés ekvivalens az energia határozottságával. Kísérleti szempontból az atomi állapotok energiájának határozottsága elsősorban éppen a vonalas színképben nyilvánul meg.

V. Befejezés

Korlátozott célkitűzésünknek megfelelően egyáltalán nem foglalkoztunk részletesen az atomfizikai tapasztalatok és a ψ kapcsolatával, csupán kijelentettük, hogy ez a kapcsolat szembeszökő, szoros, sokoldalú és izgalmas. Feltűnhetett, hogy a ψ ún. valószínűségi értelmezését nem is említettük.

Bizonyos fontos jelenségekben, pl. ha egy térbelileg jelentősen (a 10^{-8} cm-hez képest) kiterjedt hullámfüggvénnyel bíró elektront olyan fénnyel világítunk meg, amelynek hullámhossza a hullámfüggvény kiterjedésénél kisebb, vagy ha az ilyen elektront egyéb érzékeny reagenssel, pl. fényképlemezzel hozzuk kapcsolatba, a kiváltott hatás jellegzetesen véletlenszerű. A jelenség ismételt lezajlásából kirajzolódó statisztikus törvényszerűség ilyenkor valóban közvetlen kapcsolatban van az elektron kezdeti hullámfüggvényével.

Egyéb jelenségekben azonban a ψ más oldala domborodik ki. Így pl. nem túl forró nemes gázban a „ψ-vel körülvett" atommagok a ψ kiterjedésével egyező méretű billiárdgolyók módjára viselkednek stb. stb.

Az az igyekezet, hogy a „mi a ψ?" kérdésre *egyetlen mondatban* többet mondjunk, mint hogy a ψ az elektron viselkedésének matematikai hordozója, némileg félrevezető. Azt a tévképzetet sugallja, hogy megfelelő ügyeskedéssel a ψ mégiscsak visszavezethető a klasszikus képekre. Ha mégis egy mondatban „kézzelfogható" választ követelnek tőlünk, akkor leginkább talán azt mondhatjuk: *a ψ a hely és az impulzus (a mozgásállapot) teste.* De még sokkal helyesebb válasz a következő: a ψ-t nem értelmezni kell, hanem megismerni.

Hétköznapi világunk számtalan megszokott, de meg nem értett (= egymással kapcsolatba nem hozott) jelensége alapul az atomfizikán. Minél jobban megismerjük az utóbbit, annál világosabbá válik, hogy nem a ψ-t kell visszavezetni az „egyszerű" makroszkopikus képekre, hanem megfordítva.

Sajnos az atomfizikával való ismerkedés útján éppen elindulni a legnehezebb, az új jelenségek és a megszokott képek között a szakadék kezdetben a legijesztőbb. Két dologgal próbálkozhatunk:

a) az ismerkedést annyira gyors ütemben végezzük, hogy még mielőtt a nem-értésbe belefáradunk, eljussunk egy olyan áttekintésig, amely már megnyugtató.

b) A szakadék érzését azzal is csökkenthetjük, hogy rádöbbentjük magunkat: a megszokott jelenségek csak addig érthetőek, amíg nem kezdünk el gondolkozni rajtuk. Amit az elektron művel, nem lehet hihetetlenebb, mint az, hogy az ablaküveg nem engedi át a futball-labdát még olyankor sem, amikor tisztára van mosva.

Mindenképpen csak akkor leszünk képesek a megtanulandókra odafigyelni, ha előzőleg feltámad bennünk a bizalom: egyáltalán nem józan ésszel megközelíthetetlen dolgokról van szó.

Ennek a cikknek az a célja, hogy ilyen bizalmat ébresszen.

FÜGGELÉK

A. *A tárgyak kézzelfoghatósága*

A 12. ábra tanulsága az, hogy a testnek, mint egésznek a mozgásállapota éppen úgy rendelkezik térbeli kiterjedéssel, mint „maga a test", azaz a test a mozgásállapotától függetlenül, a test *összetett szerkezete.**

Természetes, hogy a köznapi nyelv szavai ezt az alapvetően új tényállást csak bukdácsolva tudják visszatükrözni.

Használjuk a test helyett a tárgy szót a vizsgált „dologra". Ha ezek után azt mondjuk, hogy a tárgyak térbeli kiterjedésének érzékelhető megnyilvánulása a test, akkor azt is mondhatjuk, hogy billiárdgolyó esetében a belső szerkezetnek, elektron esetében a mozgásállapotnak van teste. Nem javasoljuk ezt a szóhasználatot, mert félreérthető, de a lehetőségre érdemes rámutatni, mert az összefüggéseket világosabbá teszi.

Az ilyen szóhasználat azért ellenszenves, mert a billiárdgolyó testét egyszerű, önálló (a környezettől nagymértékben független), lezárt valaminek és ráadásul ilyen minőségében kényelmesen szemlélhetőnek érezzük, a mozgásállapot kiterjedéséről viszont, elektron esetében, az a benyomásunk, hogy az csupán matematikai foglalata mindazoknak a kalandoknak, amelyekbe az elektron bocsátkozhat. A benyomásoknak ez a különbsége indokolt, de alapja nem annyira a billiárdgolyó és az elektron közötti elvi különbség, mint inkább idegrendszerünk fokozatosan kialakult, a makroszkopikus környezethez alkalmazkodott működési módszerének, szelektív tevékenységének az eredménye.

A billiárdgolyót egyáltalán nem az *egyszeri* megfigyelésének közvetlen volta teszi kézzelfoghatóvá, hanem a *ráismerés* élménye. A billiárdgolyót nézve *nem azt látjuk* (az agyunkkal), *amit látunk* (a szemünkkel), hanem mindazt, amit a múltban láttunk és amire a jövőben számítunk, egyszerre. Más szóval az érzékszervek információit nem az agy felsőbb központjai használják közvetlen fogyasztásra, hanem alsóbbrendű központok használják arra, hogy az agyban korábbi tapasztalatok légiója alapján kialakított és elraktározott *tárgyhipotézisekkel* azonosítás céljából összehasonlítsák őket. Hétköznapi biztonságérzetünket nem a bennünket körülvevő kép önmagában, hanem a sikeres azonosítás adja. (Az agyműködésen ez a mechanizmusa látványosan demonstrálható, ha az érzékszervekkel szemben alkalmazott gonosz trükkök segítségével az alsóbbrendű központokat megoldhatatlan feladat elé állítjuk.)

A köznapi tárgyak szemlélése mögött tehát a) *pompás absztrakció*, b) *kegyes csalás* rejlik.

a) Megtanuljuk felismerni, megragadni a különböző megjelenési formák (= megvilágítástól függő szín, nézőponttól függő látszólagos alak stb.) mögötti *közöset.*

b) Ezt a *közöset* — tehát „a tárgyat önmagában, a környezethez való viszony esetlegességeitől megtisztítva" — szemléletesnek, *láthatónak* érezzük.

Az utóbbi annyiban csalás, hogy ami a *különböző* megjelenési formákban valóban *közös*, az valami színtelen, szagtalan, matematikum pl. egy kocka esetében az élhosszúság. Amikor azonban „a kockára" gondolunk, nem egyetlen számadat jár az eszünkben, hanem a kockát valamilyen *tipikus módon* (nappali fényben, egy testátló irányából nézve), vagy *tipikus nézetek között ugrálva* meg is jelenítjük magunk előtt.

Ha azonban nem siklunk el afölött, hogy egy pirospozsgás arc zöld fényben zöld, még kevésbé afölött hogy egy billiárdgolyó röntgendiffrakciós képe milyen egzotikus, más szóval ha egy pillanatra elutasítjuk idegrendszerünk jóindulatát, akkor kitűnik, hogy az összetett szerkezetet kifejező test semmivel sem egyszerűbb, önállóbb és lezártabb, mint a mozgásállapot teste. Ez nem is csoda, ha meggondoljuk, hogy a billiárdgolyónak az

* A mozgásállapottól független szerkezetet belső szerkezetnek szokás nevezni. Billiárdgolyó esetében ez a jelző eszményien zavaros, hiszen a súlypont (illetőleg annak elmosódott utóda) van belül.

összetett szerkezetéből eredő kiterjedése végső soron a billiárdgolyót alkotó elektronok mozgásállapotának kiterjedésére vezethető vissza.

Egyetlen hidrogénatom hétköznapi látványához nem vagyunk hozzászokva. Elvileg azonban lehetnénk. Egyetlen hideg (= alapállapotú) hidrogénatomot látható fénynyel megvilágítva egy halvány pontot látnánk.* Amikor a könnyen összenyomható gázok tanulmányozása után megtapasztaljuk a folyadékok összenyomhatatlanságát, tulajdonképpen az atomokat tapogatjuk.

Amikor atomfizikai kísérletekről beszélünk, akkor általában nem ezekre a „triviális" dolgokra gondolunk, hanem olyan rafináltabb megfigyelésekre, amelyek tükrében a billiárdgolyó is furcsa valami. Ilyenkor viszont az atom nem csupán furcsának, hanem felfoghatatlannak tűnik, mivel hiányzik a hétköznapi látványból fakadó biztonságérzet.

Ismereteink struktúráját tehát az alábbi táblázat foglalja össze.

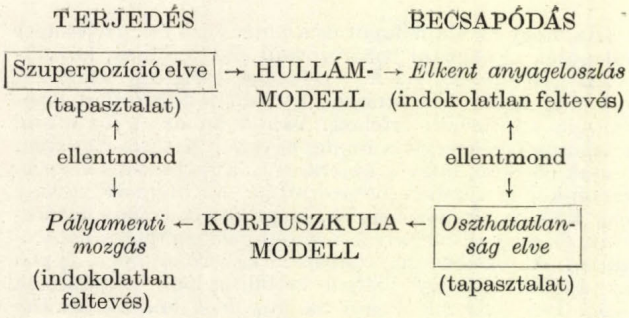
B. *A hullám-részecske dualizmus*

Az elektron tényleges viselkedése és az általa felidézett makroszkopikus képek viszonyát a múlt évi tatai konferencián tartott előadásában Marx György a 14. ábrán látható szkémában foglalta össze.

Néhány mondatban rávilágítunk a 14. szkéma és az ebben a cikkben foglaltak, így különösen a 12. ábra kapcsolatára.

Az *oszthatatlanság* (a szétszedhető szerkezet hiánya) felel meg a 12. ábrán az elektron vonalszerűségének, a belső szerkezet pontszerűségének. A *szuperpozíció elve* lényegében azonos az általunk emlegetett Huygens-elvvel.

* Látható fényben a hideg hidrogéngáz gyakorlatilag átlátszó, mivel az atomok (a valóságban molekulák) alapállapota és első gerjesztett állapota között az energiakülönbség nagyobb, mint a látható fotonok energiája. Ha elnyelni nem is képes a hidrogénatom a látható fotonokat, kismértékben szórja őket.



14. ábra

Az *elektron terjedésében megnyilvánuló hullámszerűség* ugyanaz, mint ami ebben a cikkben az elmosódott pont erőmentes, illetve klasszikus erőtérben való mozgásának törvényeivel kapcsolatban szerepelt. (Interferencia kísérletekkel részletesen nem foglalkoztunk.)

A (klasszikus) hullám modell azért rossz, mert, a mi terminológiánkkal, a 12. ábra két tengelyét összecseréli.

Az elektron atomfizikai kísérletekben megnyilvánuló kiterjedése, akár kicsi, akár nagy, *a mozgásállapot* kiterjedése.

Azzal összefüggésben, hogy az interferencia-kísérletekben az ernyővel való kölcsönhatás (a felvillanás) során *az elektron mozgásállapota drasztikusan változik,* hiszen az ernyő állapotát is drasztikusan (egyetlen elektron szabad szemmel észrevehető hatást kelt!) változtatja, a mozgásállapothoz tartozó térbeli szerkezet, kiterjedés is drasztikusan, látszólag ugrásszerűen változik. A diafragmán való áthaladás közben a mozgásállapot kiterjedése még nagy, a felvillanás után már kicsi. A makroszkopikus testek szerkezetének kiterjedése „nem szokott" hirtelen változni. Legfeltűnőbben ennyiben nem hasonlít a ψ a hullámzó vízhez. A szivacsot ugyan össze lehet nyomni, de az efölött érzett örömünket az általános iskola elveszi. A vízzel töltött szivacs kiterjedésének nagymér-

A megfigyelés módja

A tárgy jellege			HÉTKÖZNAPI (Tipikus: látható fénnyel való megvilágítás)	RAFINÁLT (Pl.: röntgenfény)	RAFINÁLT (nagy energiájú kvantumok)
		Billiárdgolyó	*a)* absztrakció révén önállónak érezzük *b)* kegyes csalással az önállót „látjuk" *c)* a tárgy egészének mozgásállapota pontszerű	a szerkezet szokatlan megnyilvánulása	a belső szerkezet szétroncsolódik
	Elektron	az atomban	*a)* egyszerű megvilágítás szempontjából az egész atom pontszerű *b)* diffúzió, folyadékok összenyomhatósága stb. szempontjából az atom kis golyó	a mozgásállapot térbeli szerkezetének részletei is megnyilvánulnak	a mozgásállapot szerkezete szétroncsolódik
		az interferométerben	a mozgásállapot térbeli kiterjedése kezdetben makroszkopikusan nagy, de mivel a fényképlemezzel (vagy a látható fotonokkal) való kölcsönhatás a mozgásállapotot drasztikusan megváltoztatja, annak térbeli szerkezete is ugrásszerűen megváltozik.		az elektron belső szerkezete kutatás tárgya

tékű lecsökkentéséhez valóban olyan intenzív beavatkozás szükséges, ami csupán csillagok belsejében valósul meg.

A szkéma alsó sorához a következő megjegyzést fűzzük.

A klasszikus fizikában az anyag részecskéi mindenképpen trajektórián mozognak, akár puskagolyóról, akár a Balaton vizéről van szó. A kiterjedt testek esetében azonban, amilyen pl. a hullámzó víztömeg, sokszor nem a súlypontnak vagy az egyes vízrészecskéknek a mozgása az érdekes. A becsapódás pontszerűsége azt a benyomást kelti, hogy az elektron kis golyó, akkor viszont a viselkedésében a hangsúly a trajektórián való mozgásra kerül. Mint a felvillanás ténye mutatja, egy-egy pillanatban az *elektron hullámfüggvényének kiterjedése* nagyon kicsi lehet. A pályamenti mozgás általában mégis indokolatlan feltevés, hiszen a szabad elektron hullámfüggvénye a kis tömeg miatt rohamosan szétfolyik. *(Közelítőleg* és átmenetileg megvalósulhat, pl. a katódcsőben.)

C. Az elektron atombeli viselkedésének elfogadásához vezető út lépései

1. Kihangsúlyozzuk, hogy valami egyszerűről, valami képtelenséget fogunk hallani.

2. Levonjuk a következtetést: valami olyan alapvető tapasztalatról alkottunk hamis képet, amelynek megszerzésére már egyáltalán nem emlékszünk, s a hamis képet annyira természetesnek érezzük, hogy akaratlanul is becsempésszük a gondolatmenetünkbe. Így keletkezik az ellentmondás látszata. Tennivaló: „visszaemlékezni" legegyszerűbb fogalmaink kialakulására.

3. A makroszkopikus testek trajektórián mozognak — ez az alapvető benyomásunk fog pontatlannak bizonyulni. Felidézzük a csecsemőkori ismeretszerzés (a tér-, anyag-, mozgásszemlélet kialakulása) néhány részletét.

4. Szemléletünk két alapvető gyengesége:

a) A „pillanatnyi állapot" szemléletes fogalmából hiányzik a mozgás.

b) Úgy tűnik, hogy a magárahagyott test impulzusa trajektórián halad, két test kölcsönhatása során viszont az impulzus biztosan nem trajektórián terjed.

Márpedig az impulzus éppúgy megmarad, mint az anyag, felmerül az „egyenjogúságot" tükröző, egységes leírás igénye.

5. A természet megoldása a fényképész trükkjére emlékeztet. A súlypont helyét az „alakkal rendelkező pont" (szétkent pont) foglalja el. A szétkent pont alakja kódolja az impulzust.

6. A ψ, mint x és p házassága. A Heisenberg-reláció. A trajektórián való mozgás, mint közelítés nagy m esetén.

7. A terjedési törvény. Huygens elve.

8. A makroszkopikus és mikroszkopikus viselkedés viszonya. ψ részletes jelentése. A belső szerkezet és a mozgásállapot kiterjedése.

9. Az elektron az atomban. A stacionárius állapot, mint a hullámfüggvény szétfolyásának és a mag Coulombtere összehúzó hatásának egyensúlya. Az energiasajátfüggvények, mint az egyenletes bonyolultság görbéi.

10. Kiegészítő megjegyzések.

ESEMÉNYEK

AZ EMBER ÉS MŰSZEREI
AZ ORSZÁGOS MŰSZAKI MÚZEUM MŰSZERTÖRTÉNETI KIÁLLÍTÁSA
a Magyar Nemzeti Múzeum Dísztermében 1974. március 8—június 9.

A Minisztertanács 1972. november 9-én kelt határozatával létrehozta az Országos Műszaki Múzeumot. Ezzel a határozattal hosszú előtörténet zárult le. A magyar múzeumok híres és tradíciógazdag sorából régóta hiányzott a műszaki múzeum. A történelmi és művészeti múzeumok eredete a feudalizmusba nyúlik vissza. A műszaki múzeumok, — s ilyen a világnak szinte minden országban található — a kapitalizmus termékei, akkor jöhettek létre, amikor a társadalmi fejlődésnek egyre fontosabb motivációja lett a technika. Az első technikai múzeum 1794-ben Párizsban alakult a konvent rendelkezésére. Ezt követően 1808-ban már Magyarországon is történt intézkedés hasonló jellegű intézmény létrehozására, az akkor alapított Nemzeti Múzeum keretében. Az ezt létrehozó törvény egyidejűleg a múzeumban létesítendő technológiai osztály alapításáról is intézkedett. A kezdeményezés azonban elakadt, mint ahogy az ezt követő 165 év folyamán számtalan hasonló kezdeményezés. Noha 1883-ban, 1911-ben és 1935-ben eljutott a Műszaki Múzeum a megvalósítás küszöbéig, az utóbbi esetben át is lépett a küszöbön, de érdemleges változást nem jelentett.

A kormányhatározat szerint az „Országos Műszaki Múzeum feladata a természettudomány és technika általános fejlődésének és társadalomformáló szerepének, a tudományos megismerés és a termelés összefüggéseinek kutatása, az erre vonatkozó emlékanyagok gyűjtése, feldolgozása és ismertetése, különös tekintettel a magyar vonatkozásokra."

Az Országos Műszaki Múzeum jogelődje az 1954-ben létrehozott Műszaki Emlékeket Nyilvántartó és Gyűjtő Csoport volt. Az elmúlt két évtizedben mintegy 7000 műszaki tárgyat gyűjtött össze, és a kutatáshoz szükséges könyvtárat hozta létre. A múzeum gyűjteménye tárolására megfelelő raktárhelyiségekkel, a tárgyak restaurálására műhelyekkel rendelkezik. Olyan kiállítási helyiségekkel nem rendelkezik, amelyek lehetővé tennék gyűjteményének bemutatását a nagyközönség számára.

A kiállítási helyiségek létrehozása a következő ötéves terv feladata.

A tudományos-technikai forradalom korában valóban elengedhetetlen a Műszaki Múzeum egy iparilag fejlett országban, — ez ma már össztársadalmi igény. Az egész nép számára hozzáférhetővé kell tennünk közművelődési célkitűzéseink szerint az emberiség technikai múltjának értékeit is. Korunkhoz szükségszerűen hozzátartozik a természettudomány és a technika történet dokumentumainak megismertetése is. A kormányhatározat ezért felkéri a minisztériumokat, állami és társadalmi szerveket múzeumunk fejlesztésének támogatására.

Noha a múzeum a Kulturális Minisztériumhoz tartozik, kibontakozásához és fejlődéséhez nem nélkülözheti más szervek, elsősorban az ipar segítségét. Az Országos Műszaki Fejlesztési Bizottság életrehívta a Műszaki Múzeumi Bizottságot, hogy tanulmányozza és kidolgozza a fejlesztés lehetőségeit és irányait.

Múzeumunk majdani állandó kiállításában a természettudományok és a technika egyetemes fejlődésének történelmi útját kívánja bemutatni látogatóinak. Amíg az állandó kiállítás nem realizálható, időszaki kiállítások rendezésével tehetünk csak eleget közművelődési feladatainknak.

„Az ember és műszerei" című kiállítás első nyilvános, múzeumban rendezett kiállításunk. A műszerek történetét mutatja be fő vonalakban az ókortól napjainkig, utalva mindarra, amit e hosszú történelmi út folyamán az ember az általa konstruált műszerek segítségével a megismerésben és a termelésben elért.

A műszerek hozzátartoznak mindennapjainkhoz. Sem kutatás, sem termelés, de még a napi személyi lét (óra, hőmérő, lázmérő stb.) sem képzelhető el nélkülük. Álta-

lános jelentőségük miatt, — és mert a műszerekkel minden kapcsolatban áll — választottuk ezt a témát első kiállításunk tárgyának. E széles tárgykör természetéből adódik, hogy lehetőségeink korlátozottak és csak szűk keresztmetszet mutatható be történelmi csoportosításban.

Időmérés, tömeg- és távolságmérés céljából már az ókorban szerkesztettek műszereket. Az *iránytű* és a mechanikus *óra* csatlakozott ezekhez a *középkorban*, segítségükkel született meg a térmeghatározás *(navigáció)*, és földmérés *(térképészet, geodézia)* az új kor elején, a hozzájuk tartozó műszerekkel. A *hő és nyomás regisztrálására szolgáló műszerek*, továbbá az első optikai műszerek *(távcső, mikroszkóp)* feltalálása a *17. században* a makro- és mikrokozmosz feltárására nyitott utat és hozzájárult a modern természettudományok nagyarányú kibontakozásához. Ez dialektikus kölcsönhatásban volt a *18. század*ban kezdődő *ipari forradalommal*. Az *elektromos áram*, annak *mérése* szolgáltatta ennek második fejezetét a *19. század*ban. A *fényképezés* és *számolás mechanizálása* a múlt században a műszer és a méréstechnika nagyarányú fejlődését tette lehetővé. Az *elektromágneses* tér különböző más *sugárzásainak* műszerekkel történt megismerése és alkalmazása, az *elektrodinamika* elterjedése, a *számítás gépesítése* fő tényezői voltak napjaink *tudományos-technikai forradalmának*. Ma a legkülönbözőbb területeken segítenek a *műszerek*, nem utolsó-sorban a *gyógyászatban*.

A fentiek egyúttal megadják kiállításunk vázlatos felépítését is.

A kiállítás közel 300 műszert vagy a rájuk vonatkozó dokumentumot mutatja be. Saját gyűjteményünkön kívül más múzeumok, intézmények műszerei is láthatók. Lényegében a Magyarországon őrzött teljes történelmi műszerkészlet reprezentatív bemutatója. Külön érdekessége egy 16. századbeli térképészeti műszer, napórák és különböző korai órák, navigációs és földmérő műszerek a 17. századból. Néhány 18. századi csillagászati műszer, földglóbusz 1722-ből, valamint egy francia mechanikus számológép a múlt század első feléből. Bemutatjuk Daguerrenek, a fényképezés feltalálójának eredeti felvételét, amelyet a feltaláló Apponyi grófnak, az akkori párizsi nagykövetnek ajándékozott. (A világon csak 27 eredeti Daguerre fényképet tartanak számon.) A ritkaságok közé tartozik az 1841-ben készült — Magyarországon talán a legrégebben használt készülék — Jedlik Ányos fényképezőgépe.

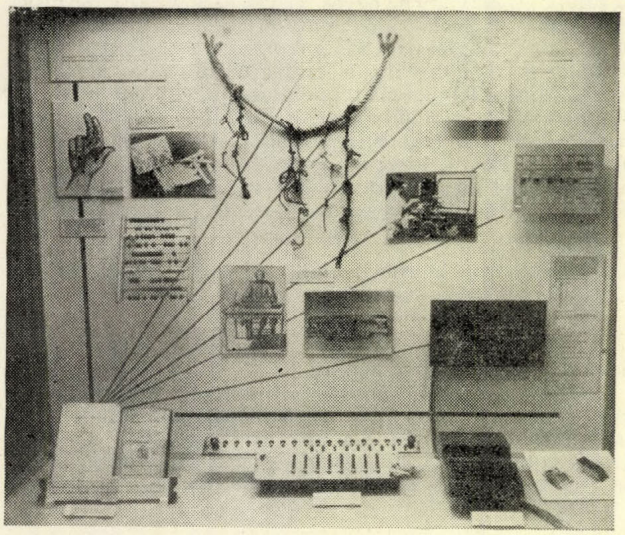
A jelenre természetesen csak utalásokat tehettünk, amiben számos műszergyárunk volt segítségünkre. Köztudott, hogy hazánkban jelenleg sok területen a világ élvonalába tartozó, nagyipari műszergyártás folyik. Ennek messzire visszamenő történelmi előzményei vannak.

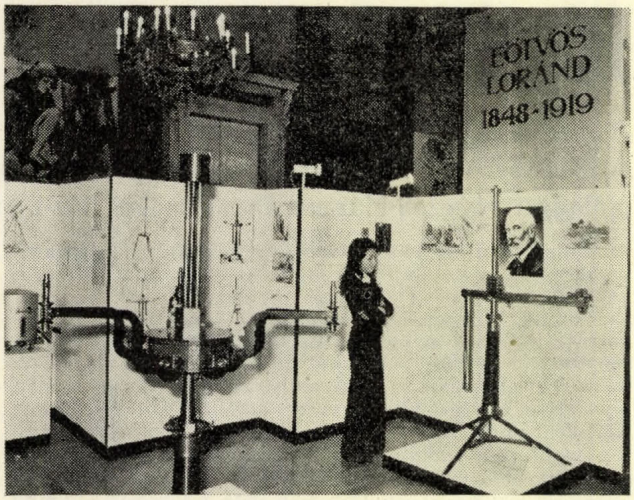
Legrégibb erre vonatkozó adatunk a 15. századból származik. Az elmúlt évi Kopernikusz évforduló alkalmából több ízben is említést nyert, hogy a krakkói egyetem műszerei, — amelyeket Kopernikusz is használt —, Budáról kerültek oda.

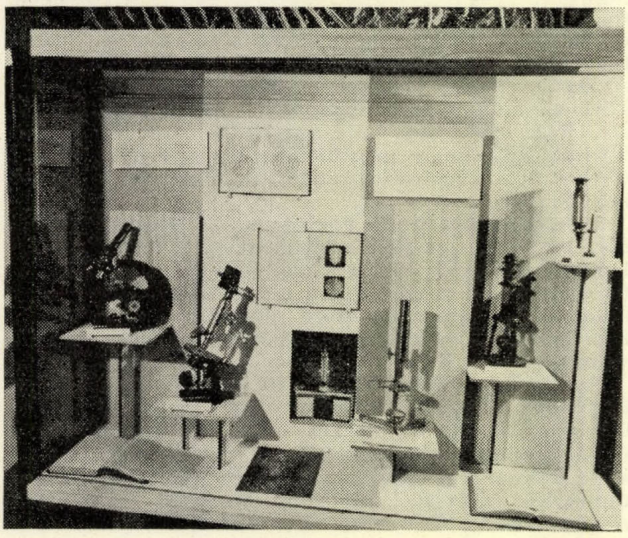
A 18. században megindult hazánkban is a mérnökképzés. A vízszabályozás volt a legfontosabb feladat. A kiállításon látható egy 1782-ből származó, az Alföld délkeleti részét tartalmazó kéziratos térkép. A táj nagy részét víz borítja. Ez a magyarázat a hazánkban szükségszerűen jelentkező víz- és földmérésre szolgáló műszergyártás fejlődésére. A múlt század első felében már számos jó nevű műszerészműhely működött hazánkban, pl. Nuss, Haurant, Erlanger, Konovszki, Csomortányi, majd később a Süss műhely, és mások. Egyikük-másikuk ma működő nagyvállalatok bölcsője volt. Alapító határozatunk intencióinak megfelelően törekedtünk minél több hazai gyártású történelmi műszert bemutatni, így többek között Haurant iránytűjét és szintezőjét, Konovszki útmérőjét (1820), Nuss Antal és Süss Nándor szintező készülékeit, stb.

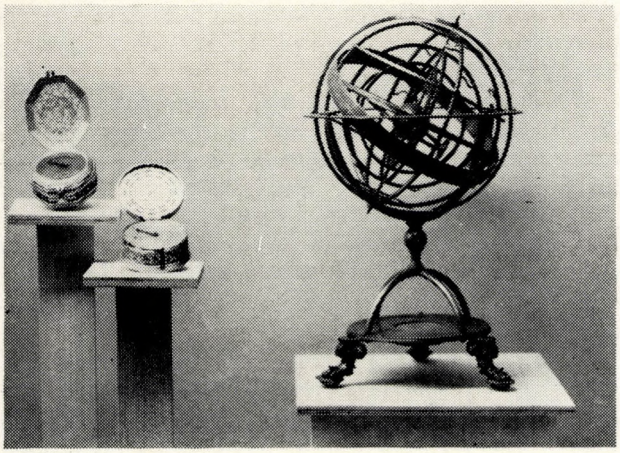
Külön hangsúlyt kaptak a múltbeli magyar tudományos eredmények, amelyek teljesen új műszerkonstrukciókat tettek lehetővé, vagy más szempontból volt úttörő jelentőségük: így Eötvös Loránd híres torziós ingáját és forgómérlegét, Kruspér István és Bodola Lajos szintező műszereit, Gáthy professzor szögtükrét.

Ebben az évben ünnepeljük századik évfordulóját a méterrendszer törvényre emelésének. A korabeli magyar törvényhozás előrelátását dicsérhetik a mai utódok, látva ama nagy országok mai nehézségeit, ahol ezt a lépést annak idején elmulasztották.









A Műszaki Múzeum kollektívája még igen kicsi (összesen 14 fő). A műszaki muzeológia célkitűzéseinek hazánkban leginkább megfelelő és járható útjait keresi. Ez az első kiállításunk is útkereső, amelyet még nem lehet vizsgának tekinteni.

*

Jelentősebb szakmúzeumok:

Közlekedési Múzeum, Budapest (KPM)
Tűzoltó Múzeum, Budapest (BM) (1957)
Központi Bányászati Múzeum, Sopron (NIM) (1957)
Központi Kohászati Múzeum, Miskolc – Lillafüred (KGM) (1960)
Központi Kohászati Múzeum
Ganz öntödei múzeuma Budapest (KGM) (1969)
Olajipari Múzeum, Zalaegerszeg (NIM) (1969)
Magyar Vegyészeti Múzeum, Várpalota (NIM) (1970)
Kner Nyomdaipari Múzeum, Gyoma (KIN) (1970)
Érc- és Ásványbányászati Múzeum, Rudabánya (NIM) (1970)

Egyéb gyűjtemények:

A) Muzeális létesítmények:

Postamúzeum, Budapest (KPM)
Vízgazdálkodási Múzeum, Siófok (OVH)
Kluge-Kékfestő Múzeum, Pápa (TKI)
Csillagászati Múzeum, Eger (Ped. Főiskola)
Gothard Asztrofizikai és Csillagászati gyűjtemény, Szombathely (Vár. Tan. V. B.)
Újmassai Múzeum, Garadna völgye (KGM)

B) Gyári gyűjtemények:

Alumíniumipari gyűjtemény, Székesfehérvár (Alutröszt)
Malomipari Gyűjtemény, Budapest (ÉDOSZ)
Textilipari Gyűjtemény, Budapest (PANYOVA)
Építészeti Gyűjtemény, Budapest (OMF)
Elektrotechnikai Gyűjtemény, Budapest (Elektrotechnikai Egyesület)
Kéményseprő Gyűjtemény, Budapest (Közmű)

EREDMÉNYEK

ÚJ AJÁNLÁSOK A HOSSZ-STANDARDRA ÉS A FÉNYSEBESSÉG ÉRTÉKÉRE

Alig egy évtizede, hogy a hosszegységet az ősméter helyett a kripton egyik színképvonalának hullámhosszával rögzítették. A változtatást az indokolta, hogy a spektroszkópiai mérések nagy pontossága révén az új standard a korábbinál lényegesen reprodukálhatóbbnak bizonyult.

Úgy tűnik, hogy a lézertechnika fejlődése újabb, még az eddiginél is pontosabb hossz-standard bevezetését teszi lehetővé. Ennek első lépéseként tekinthető, hogy a Comité International des Poids et Mesures (CIPM) 1973-ban ajánlott értékeket rögzített a hélium-neon gázlézer két – molekulák igen éles abszorpciós vonalaira stabilizálható – lézerátmenetének hullámhosszára. Az egyik az infravörös, 3,3μ körüli átmenet, mely egybeesik a metán molekula egy elnyelési vonalával, ajánlott vákuumbeli hullámhossz-értéke: $\lambda = 3\,392\,231{,}40 \times 10^{-12}$ m. A másik az ismert vörös, 0,63μ-os átmenet, mely a jódmolekula egyik elnyelési vonalára stabilizálható. A hullámhossz ajánlott értéke vákuumban: $\lambda = 632\,991{,}399 \times 10^{-12}$ m.

A lézertechnika másik fontos eredménye a frekvenciamérés nagy pontosságú megvalósítása az optikai színképtartományban. E területen Bay Zoltán kiemelkedő munkássága hazánkban is ismert. (L. Fiz. Szle **22**, 129 (1972) ill. **23**, 27 (1973)). A hullámhossz és a frekvencia szorzata a fénysebességet adja; ily módon e két mennyiség egyidejű, nagy pontosságú mérése révén a fénysebességre is a korábbinál két nagyságrenddel pontosabb értéket lehetett meghatározni. A bizottság által ajánlott érték: $c = 299\,792\,458$ msec^{-1}. Mindhárom adatban a bizonytalanság: 4×10^{-9}.

Az elektromágneses hullámok hullámhossza, frekvenciája és vákuumbeli terjedési sebessége közötti kapcsolat miatt kettő megadása automatikusan definiálja a harmadik mennyiséget. Mint ismeretes, Bay Zoltán javasolta, hogy a frekvencia standard mellett másik standardnak az elektromágneses hullámoknak vákuumban 1 sec. alatt megtett távolságát válasszuk, mely mai ismereteink szerint univerzális természeti állandó. Erre vonatkozóan még nem született döntés, s a közeljövőben nem is várható. De az ismertetett ajánlások ettől függetlenül a méréstechnikai gyakorlatban igen jól hasznosíthatók.

Csillag László

VÉLEMÉNYEK

OKTATÁS VAGY KUTATÁS?

Berényi Dénes
ATOMKI, Debrecen

Bármennyire is furcsa ez a vagylagos szembeállítás egyeseknek, sajnos a „közmeggyőződés" annyira különválasztja manapság hazánkban az oktatást és a kutatást, hogy a kettő szervesebb összekapcsolására valóságos falat kell még mindig áttörni. Felelős emberek szájából lehet olyan kijelentéseket hallani, hogy az oktatás az egy dolog, és a kutatás az más; nekünk a középiskolában kitűnően oktató

tanárokra van szükségünk; ha valamelyik közülük éppen kutatni is akar egy intézet munkájába bekapcsolódva, ám tegye, ezt a magán hobbyjának tekintjük, de ennek semmi köze a jobb, színvonalasabb oktatáshoz.

A fenti érvelés arra az újra és újra felbukkanó kimondott, és ki nem mondott primitív nézetre emlékeztet, amely szerint az egyetemen is a jövendő tanároknak csak azt kell tanulniok, amit a középiskolában tanítani fognak. Azaz tulajdonképpen egyetemre nem nagyon van szükség, hiszen aki jól megtanulta a középiskolai anyagot, és így tudja is azt, miért ne taníthatná is mindjárt minden további nélkül.

Ilyen „közvélemény" mellett nem lehet csodálni, ha hosszas küzdelem után kutató intézeteinkben létesített ösztöndíjas kutatási lehetőség középiskolai tanárok számára kihasználatlan marad, vagy csak nehezen feltölthető. Legtöbb helyen a tanügyi szervek, igazgatók nemhogy támogatnák a tanárt, aki szabadidejében, a tavaszi, nyári szünet egy részét feláldozva alkotó módon akar megismerkedni a modern fizika problémáival, hanem inkább akadályozzák, mégpedig a fentebb kifejtett elvi alapon. Ne is beszéljünk pl. a doktorátus megszerzéséről. Ezt igaz elég kevés középiskolai tanár éri el (különösen fizikából), de még kevesebb az, aki ezért az iskolában, tanügyi vonalon elismerést kap. Még jó, ha nem válik hátrányára.

A másik oldalról pedig sokszor a kutatót akarja a közfelfogás visszakergetni a laboratóriumába, ha oktatási kérdésekről van szó, ha a modernebb, korszerűbb oktatás útjait keresik.

Az igazság viszont az, hogy éppen valahol itt van a jobb, huszadik századibb fizika oktatás kulcsa. Ha az oktatást mesterségesen távoltartjuk, szinte elválasztjuk az élő fizikától, az alkotó kutatástól, a viharosan gyarapodó fizikai ismeretektől, megmerevedik, unalmassá, lezárttá, korunktól elvonatkoztatottá, válik. Az ilyen szemlélet vezet ahhoz, amelyik a fizikát így vagy úgy, de bezárja a csigák és lejtők közé, vagy akár a Bohr-modellbe. Korunkban nem szabad lenne, hogy kikerüljön gyerek az iskolából, hogy értetlenül álljon a ma folyó kutatások előtt — éppen úgy, mint Galilei kortársai —, akiknek ne lenne felnyitva a szeme a fizika, a tudomány még nyílt problémáira.

Igaz a tanár, a középiskolai tanár elsőrendű feladata valóban az oktatás, a kutatóé a természet még ismeretlen jelenségeinek felderítése, nyílt problémáinak megoldása. Ami azonban összekapcsolja őket, ami közös hivatásukban, az éppen a fizika, ennek a tudományágnak és ezen túlmenően a természet, a természeti jelenségek ezen megközelítésének a szeretete, az ezek iránti lelkesedés.

Nyílt fizikát, élő fizikát, lelkesedést ébresztő fizikát csak az, vagy legalábbis elsősorban az tud tanítani, akit magát is érdeklik a legújabb felfedezések, a folyamatban levő kutatások, a nyílt problémák, aki legalábbis törekszik arra, hiányát érzi, hogy maga is legalább belekóstoljon az új fizikai ismeretek megszerzésének alkotó tevékenységébe. Akkor van hitele, fedezete a diákok előtt szavainak, tanításának.

Nem véletlen, hogy éppen a már szinte fogalommá vált Fasori Gimnázium diákjai közül világhírű kutatók sora és sok-sok tudományt, műveltséget ismerő, szerető névtelen került ki, köztük a Nobel-díjas Wigner Jenő. Ez az iskola éppen arról volt híres, ahogy Wigner Jenő TV-interjujában elmondta, hogy „a tanárok jelentős része folytatott kutatómunkát".

Konkrét példák biztosítják saját tapasztalataink szerint is, hogy intézetlátogatáskor azok a diákok, akiknek a tanára intézetünkben dolgozott, mennyire más szemmel néztek a berendezésekre mérésekre. Másképpen érdeklődtek, kérdeztek maguk is. Máskor a tanár kutató munkájából születtek meg új, középiskolában bemutatható kísérletek, így a fizika új ágai, jelenségei válnak megközelíthetővé, érthetővé a diákok számára. Éppen a tanárok ilyen alkotói jellegű továbbképzésein keresztül tudják a kutató intézetek is egyik feladatukat, kulturális missziójukat teljesíteni társadalmunkban.

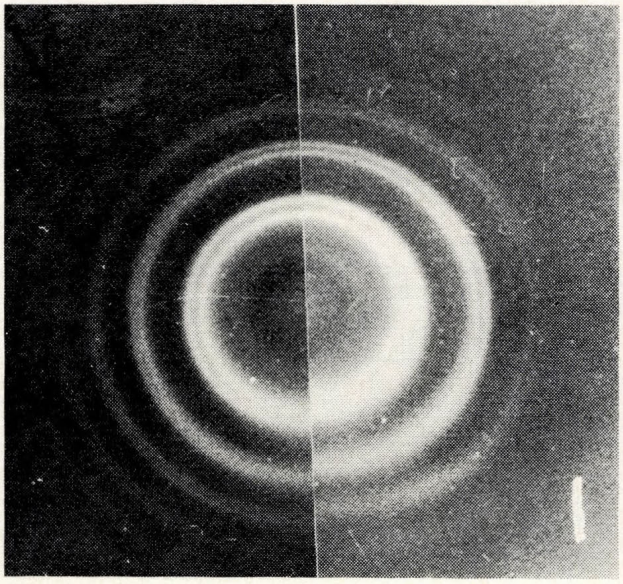
Helytelen lenne azt állítani, hogy nem történt még ebben az irányban semmi. Neves, nemzetközileg kiemelkedő fizikus kutatók áldozzák idejük egy részét tanfolyamok tartására, tanárok továbbképzésére, kutatásba bevezetésére. Kiváló középiskolai tanárok vesznek részt kutató intézeteink munkájában és viszik be az iskolákba a modern, élő fizika szemléletét, izgalmasságát, magával ragadó lendületét. Mindez azonban, sajnos még nem tudott változtatni e káros közfelfogáson, a visszahúzó erőkön. A falat át kell törni! Ha ma még lehetetlennek is látszik annak megvalósítása, hogy minden középiskolai tanár részt vegyen valamilyen formában a kutatómunkában, de reális az a célkitűzés, hogy olyan közszellemért kell küzdeni minden fizikát szerető pedagógusnak és kutatónak, amely elősegíti, megbecsüli, magasra értékeli mind azokat az erőfeszítéseket, amelyek tanárok kutatásba való bármilyen mértékű bekapcsolódására irányulnak. Mindenféleképpen tovább kell keresni az ilyen bekapcsolódás újabb módjait és elismerési formáit.

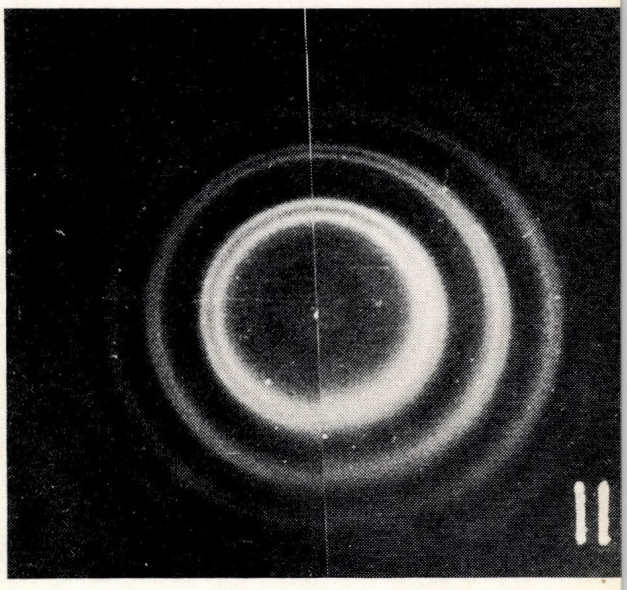
A szerkesztésért felel: Turiné Frank Zsuzsa
Szerkesztőség: Budapest V., Anker köz 1. Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Távbeszélő: 227—040
A kiadásért felelős: Siklósi Norbert igazgató
Kiadja a Lapkiadó Vállalat, Budapest VII., Lenin körút 9—11. Levélcím: 1906. postafiók 223 Távbeszélő: 221—293
Terjeszti a Magyar Posta, Előfizethető bármely postahivatalnál, a kézbesítőknél, a Posta hírlapüzleteiben és a Posta Központi Hírlap Irodánál (KHI, 1900 Budapest V., József nádor tér 1.) közvetlenül vagy postautalványon, valamint átutalással a KHI 215-96162 pénzforgalmi jelzőszámlára
Előfizetés egy évre 72,— Ft: egyes szám ára 6,— Ft. Megjelenik havonta
74.669 Akadémiai Nyomda Budapest V., Gerlóczy utca 2. — Felelős vezető: Bernát György

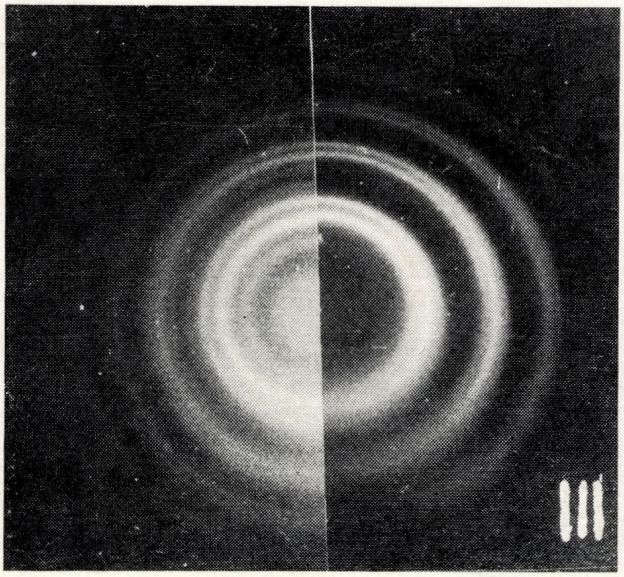
Index: 25.289

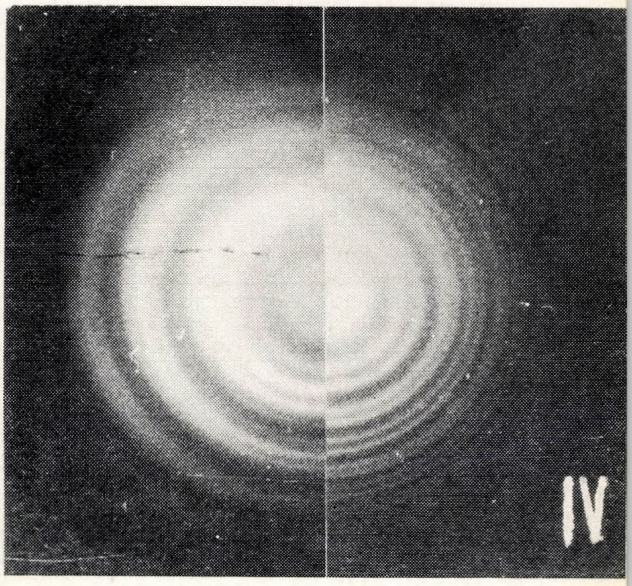
fizikai szemle

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat lapja









1974/9

A szerkesztőbizottság elnöke:

Marx György

A szerkesztésért felelős:

Turiné Frank Zsuzsa

A szerkesztőbizottság titkára:

Berényi Dénes

Szerkesztőbizottság:

Balázs Béla, Barlai Katalin, Barta György, Bozóky László, Csekő Árpád, Dede Miklós, Fehér István, Flórián Endre, Gaal István, Garay András, Groma Géza, Haiman Ottó, Hoffmann Tibor, Holics László, Károlyházy Frigyes, Keszthelyi Lajos, Kovács István, Mihály László, Schanda János, Soós Károly, Szigeti György, Tóth Eszter, Valkó I. Péter, Vermes Miklós

Címképünk:

A Zeeman-jelenség szemléltetése Fabry-Perot-interferométerrel a higany szinképvonalain. Az I. és II. kép mágneses erőtér nélkül, a III. és IV. kép vízszintes irányú mágneses térben kisugárzott szinképvonalakat mutat. Mindegyik kép baloldala polárszűrő nélkül készített felvétel. Az I. és III. kép jobb fele vízszintes állású, a II. és IV. kép jobb fele függőleges állású polárszűrővel készült felvétel. (Csekő Árpád felvételei. Lásd Csekő Árpád cikkét.)

TARTALOMJEGYZÉK

Fejes István: Hosszú bázisvonalú rádióinterferometria
F. Hoyle: Fizika és társadalom a 70-es években
Karvaly Béla: Membrán biofizika I.
Marx György: Búcsú Lánczos Kornéltól

A FIZIKA TANÍTÁSA

Csekő Árpád: A Zeeman jelenség szemléltetéséről

ESEMÉNYEK

N. B. Delone: Elemi nem lineáris folyamatok
A kvantumfizika történetének forrásai (*Gy. G.*)

KÖNYVEK

VÉLEMÉNYEK

Simon Ferenc—Kamarás Árpád: Egy kritikai megjegyzés a hidrosztatikus oldalnyomóerő számításával kapcsolatban

СОДЕРЖАНИЕ

И. Фэеш: Радиоинтерферометрия с длинной базой
Ф. Хойль: Физика и общество в семидесятых годах
Б. Карвай: Мембранная биофизика I.
Г. Маркс: К. Ланцош

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

А. Чекё: Демонстрация еффекта Зеемана

СОБЫТИЯ

КНИГИ

ОТЗЫВЫ И БЫРАЖЕНИЯ МНЕНИЙ

INHALT

I. Fejes: Langbasis-Radiointerferometrie
F. Hoyle: Physik and Gesellschaft in den siebziger Jahren
B. Karvaly: Membran-Biophysik I.
G. Marx: Abschied von C. Lánczos

UNTERRICHT DER PHYSIK

A. Csekő: Eine Demonstration des Zeeman-Effekts

EREIGNISSE

BÜCHER

STELLUNGNAHMEN UND MEINUNGSÄUSSERUNGEN

CONTENTS

I. Fejes: Long basis radio interferometry
F. Hoyle: Physics and society in the seventies
B. Karvaly: Membrane biophysics I.
G. Marx: Taking leave from C. Lánczos

THE TEACHING OF PHYSICS

A. Csekő: A demonstration of the Zeeman effect

EVENTS

BOOKS

OPINIONS

fizikai szemle

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

Alapította Eötvös Loránd 1891-ben Mathematikai és Physikai Lapok néven

XXIV. évfolyam 9. szám 1974. szeptember

HOSSZÚ BÁZISVONALÚ RÁDIÓINTERFEROMETRIA

Fejes István

FÖMI Kozmikus Geodéziai Obszervatórium, Budapest

1. Bevezetés

A kvazárok és egyes rendkívüli aktivitást mutató galaxismagok parányi szögátmérője komoly megfigyelési nehézségek elé állították azokat a csillagászokat és fizikusokat, akik szerkezetük feltárására és megértésére törekedtek. Holdfedési és szcintillációs megfigyelések alapján megállapítható volt, hogy ezeknek a figyelemre méltó objektumoknak szögkiterjedése kisebb mint 0,1 ívmásodperc. Olyan megfigyelő műszer kifejlesztésére volt tehát szükség, amely képes e „csillagszerű" égi objektumok felbontására.

A teleszkópok felbontóképességének jellemzésére gyakran annak reciprokát a felbontási határt használják. Felbontási határnak nevezzük azt a legkisebb szöget ($\Delta\Theta$) mely mellett 2 pontszerű optikai vagy rádióforrás még megkülönböztethető

$$\Delta\Theta = 1{,}2\,\frac{\lambda}{D}\,[\text{rad.}]$$

ahol λ a felfogott elektromágneses sugárzás hullámhossza, D a teleszkóp átmérője.

Mindjárt látszik, hogy rádióhullámok esetében a nagy λ miatt rendkívüli nagyméretű rádióteleszkópra lenne szükség a szükséges kis $\Delta\Theta$ eléréséhez. Erre az egy elemű parabolikus rádióteleszkóp nem alkalmas. Egy 100 m átmérőjű paraboloid felbontási határa kb. 1 ívperc $\lambda = 3$ cm-re. Maradt tehát a másik lehetőség a rádióinterferométerek alkalmazása. Ma már rendszeresen működnek olyan rádióinterferométerek, melyek bázishossza sok millió hullámhosszúságú és amelyekkel eddig nem is álmodott felbontási határokat értek el.

2. A rádióinterferométer

Az optikai interferométerek analógiájára már az 1950-es évek elején építettek rádióinterferométereket, amelyekkel jelentős mértékben sikerült a rádiótávcsövek felbontóképességét növelni.

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulatban 1973. dec. 17-én elhangzott előadás.

Tekintsük át röviden azokat a fogalmakat, amelyek a rádióinterferometriában használatosak.

Egy ideális interferométer 2 azonos felépítésű teleszkópból áll, amelyekről a zajmentes jeleket azonos hosszúságú kábelen egy korrelátorba juttatják. Az ideális rádióforrás erre a célra egy végtelen távol levő monokromatikus pontforrás. Elvi sémáját az *1. ábra* mutatja.

Az 1. és 2. teleszkóp nagyfrekvenciás erősítőjéről származó feszültség

$$V_1 = V_{01}\cos(2\pi ft)$$

$$V_2 = V_{02}\cos(2\pi ft + \Phi)$$

ahol V_{01}, V_{02} a kimenő jelek amplitúdója (feltételezetten egyenlők), f az észlelt frekvencia és $\Phi = 2\pi\Delta l/\lambda$, amely a második teleszkóphoz érkező hullámfront késéséből származik.

A korrelátor kimenetén megjelenő jel

$$M = V_1 \cdot V_2 = V_0^2\cos(2\pi ft)\cos(2\pi ft + \Phi) =$$

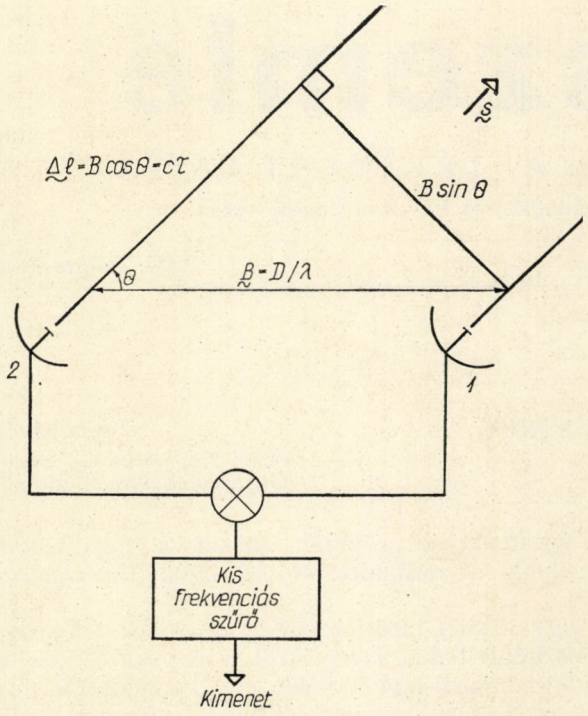
$$= \frac{1}{2}V_0^2\{\cos\Phi + \cos[2\pi(2f)t + \Phi]\}.$$

A második term nagyfrekvenciás jel, amelyet az alacsony frekvenciás szűrő kiszűr. A kimeneten megjelenő feszültség arányos lesz $V_0^2\cos(2\pi\Delta l/\lambda)$-val. Ha forrás a B bázisvonalhoz képest nem változtatná helyzetét, ez az érték állandó maradna.

A Föld forgása miatt azonban az égi forrás folytonosan változtatja helyzetét és ez az, amit mindig figyelembe kell venni a rádióinterferométer működésének átgondolásakor. Az irányváltozás miatt Δl sok hullámhosszúságnyi változást szenved, amelynek eredményeként a kimeneten kváziszinuszos feszültség jelenik meg. Ezt a függvényt nevezik „fringe pattern"-nek (R). A fringe pattern amplitúdója arányos a forrás fluxussűrűségével, S-el

$$R \sim V_0^2\cos 2\pi\,|\vec{B}|\cos\Theta \sim S\cos(2\pi\vec{B}\cdot\vec{s})$$

ahol $\vec{s}$ a forrás irányába mutató egységvektor. A fringe pattern tehát kizárólag a bázisvonalvektor $\vec{B}$ és a forrásirány $\vec{s}$ folytonosan változó geo-



1. ábra. A rádiointerferométer elvi vázlata. *s.* a rádióforrás iránya

metriájának eredményeként jön létre és független az észlelési frekvenciától, ha B-t hullámhosszegységben mérjük. Ugyancsak nincs szerepe az egyes antennák irány karakterisztikájának sem; ezek folytonosan követik a forrást. R két egymást követő minimuma között $\Delta\Theta$ irányváltozás történik. Ez a szög az interferométer felbontási határa:

$$\Delta\Theta = \frac{1}{B \sin \Theta}$$

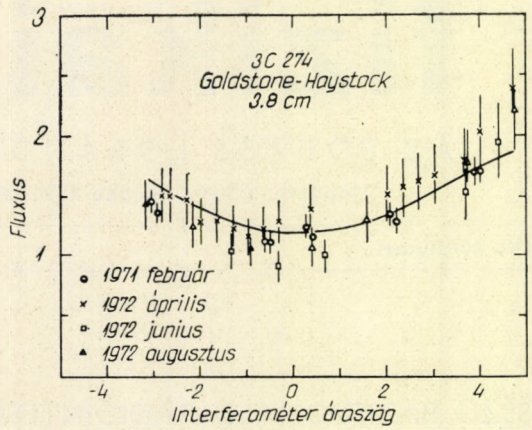
Ebből az összefüggésből látszik, hogy $\Delta\Theta$ az effektív bázisvonal függvénye. Amikor a forrás a bázisvonal meridiánján halad át, $\Theta = 90°$, ez effektív bázisvonal maximális, a fringe frekvencia is maximum, ugyanakkor $\Delta\Theta$ minimum. A fringe pattern általános alakban így írható fel:

$$R = A \cos (2\pi \vec{B} \cdot \vec{s} + \Phi)$$

ahol A fringe amplitúdó és Φ a fringe fázis.

Kiterjedt forrás (átmérő $> \Theta_{\text{minimum}}$) megfigyelésekor A nemcsak a bejövő fluxus, hanem az effektív bázisvonalhossz függvénye is lesz. Ezt nevezik valós láthatósági függvénynek *(2. ábra)*. Ha egy forrás észlelése esetén valós láthatósági függvénye konstans, akkor a forrás felbontatlan, átmérője $< \Delta\Theta_{\text{min}}$ ha nem, a forrás felbontott és a függvény alapján meghatározható átmérője az effektív bázisvonal iránya mentén.

A Φ fringe fázis a rádióforrás szimmetriaviszonyaira, szerkezetére vonatkozó információk hordozója. Az interferométer által a forrásról szolgáltatott mérési adatok: a fringe amplitúdó és fázis egy komplex változós függvényt képeznek, melynek Fourier transzformáltja a forrás „rádióképe" az effektív bázisvonal menti metszetben.



2. ábra. A 3C 274 (VirgoA) valós láthatósági függvénye. Az ábrán a fringe amplitúdó, mint az interferométer óraszög függvénye van feltüntetve. A vastag hibavonalak 1 mérésen belüli, a vékony hibavonalak több mérés szisztematikus eltéréseit is tartalmazó hibákat jelzik [9]

Mivel általában nem monokromatikus, hanem folytonos rádióforrások észleléséről van szó, az egyes elemeknél vett jel spektrumát a vevőkészülék sávszélessége határozza meg. A két elemnél vett jelek keresztkorrelációs függvényének maximuma definiálja a hullámfront antennákra érkezésének időpontját. Ez annál pontosabban meghatározható, mennél szélesebb frekvenciasávban történik a vétel. Ezáltal mód nyílik a két antennára érkező hullámfront relatív késésének (τ) rendkívül nagy pontosságú meghatározására *(1. ábra)*, ami fontos paraméter a rendszer geometriáját illetően.

A rádióinterferométerek az elmúlt évtizedben két irányban fejlődtek tovább. „Intenzív" és „extenzív" irányban. Az intenzív fejlődés során egyre komplexebb antennarendszerek épültek (pl. Mills keresztek) melyek végül is az apertúraszintézis elvén eljutottak a mai több kilométer kiterjedésű szintézis rádióteleszkópokig. Ez a csoport rendkívül bonyolult és magas színvonalú elektronikai és adatfeldolgozási követelményeket támaszt. Felbontóképességük jelenleg általában 6—30 ívmásodperc. A közeljövőben az ilyen szintézis rendszerekkel elérik az 1 ívmásodperces felbontóképességet.

Az „extenzív" fejlődés lényege a bázisvonal növelése, melynek során a bevezetésben említett kis szögkiterjedésű rádióforrások vizsgálatára vált lehetőség. A bázistávolság növelésekor azonban technikai nehézségek léptek fel. Az előbbiek alapján belátható, hogy az interferométer rendkívül érzékeny az antennaelemektől a korrelátorig vezető kábeleken fellépő veszteségekre, random hosszváltozásokra (pl. hőmérsékleti változás hatására), fázisinstabilitásokra, melyek szükségszerűen megzavarják a koherenciát. Ezért a kábelhosszak néhány km-en túl már nem növelhetők, vagyis a hagyományos módon a bázistávolság sem növelhető.

A problémát úgy oldották meg, hogy kábelek helyett mikrohullámú rádióösszeköttetést létesítettek az antenna elemek és a központi korrelátor között. Ezen a mikrolácon sugározták egy központi oszcillátor jeleit az interferométer elemeihez, ahol keveréssel az észlelési frekvenciánál könnyebben kezelhető alacsonyabb középfrekvenciát állítottak elő, majd a középfrekvenciás jelekkel modulált mikrohullámú vivőfrekvencián juttatták el az észleléseket a korrelátorhoz.

Ilyen módon sikerült elérni a 130 km-es bázishosszat és egyes rádióforrások 0,1 ívmásodperces felbontását. Ezt a technikát, melyet Angliában és Ausztráliában fejlesztettek ki, Long Baseline Interferometrynek, rövidítve LBI-nek nevezték el.

Az LBI-nek is megvoltak a maga súlyos problémái. Az egyre nagyobb távolságok illetve a terepviszonyok miatt több reléállomást kellett beiktatni a közvetítő láncba, melyek erősen rontották a rendszer fázisstabilitását. A kvazárokban és galaxismagokban még így is számos felbontatlan részlet mutatkozott, szükség volt tehát a bázistávolságok további növelésére. Erre azonban az eddigi módon, az interferométer elemek közötti közvetlen kapcsolat fenntartásával már nem volt lehetőség.

3. A Very Long Baseline Interferometry

1961-ben született meg az ötlet a Szovjetunióban, hogy független lokál-oszcillátorok és mágneses jelrögzítők segítségével az interferométer elemeknél külön-külön rögzítsék a jeleket és ezeket utólag „összejátszva", korrelátoron állítsák elő az interferencia képet *(3. ábra)*. Ekkor az interferométer elemek között nincs szükség fizikai kapcsolatra, bázistávolságuk a „földi méreteken belül tetszés szerint növelhető. Az egyetlen, triviális megkötés, hogy az elemekkel egyidejűleg szimultán lehessen észlelni ugyanazt az objektumot. Ebből következik, hogy a Föld átmérője mint bázistávolság megközelíthető. Az új módszer gyakorlatban elterjedt elnevezés „nagyon hosszú bázisvonalú interferometria" angol rövidítéssel VLBI (Very Long Baseline Interferometry).

Bármennyire is egyszerű az ötlet elvileg, gyakorlati megvalósítására csak évek múlva kerülhetett sor.

A legsúlyosabb nehézségeket a következők jelentették:

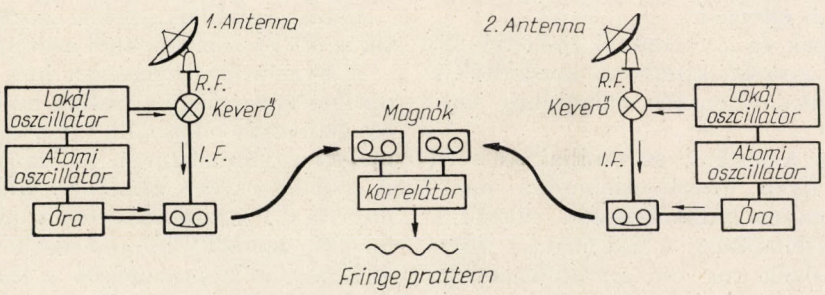
Mivel nem monokromatikus forrásokat észleltek a mágnesszalagokon történő jelrögzítés szinkronizációja olyan pontosságot kívánt, hogy meg lehessen állapítani egy adott hullámfront beérkezésének időpontját a koherenciahosszon belül mindkét szalagon. Másképpen nem jelennek meg a fringek. 1 MHz sávszélességű jel rögzítésekor a koherenciahossz kb. 10^{-6} s. A szinkronizáció megkívánt pontossága a rögzített jel sávszélességének reciprokával arányos.

A másik nehézség abból adódik, hogy az észlelések általában olyan magas frekvencián történnek (tipikusan néhány gigahertz) melyet nincs mód közvetlenül mágnesszalagra rögzíteni. Független lokál — oszcillátorok segítségével az észlelési frekvencia azonban lekeverhető sokkal alacsonyabb „középfrekvenciára" (néhány MHz környékére) ami már rögzíthető. A rendszer belső koherenciájának biztosítása érdekében az észlelési idő alatt a lokál oszcillátoroknak hallatlan stabilitással kell működniük. Ilyenkor a megengedett frekvencia csúszás kisebb, mint az észlelési idő reciproka. Ez például azt jelenti, hogy 1 GHz frekvencián 100 sec észlelési idő mellett az oszcillátorok frekvenciastabilitása jobb kell legyen mint 10^{-9}.

Az első sikeres VLBI kísérletet a Floridai Egyetem kutatócsoportja végezte 1964-ben, melynek során a Jupiter rádióviharait vizsgálták 18 MHz frekvencián [1]. A Jupiter rádiókitörései olyan intenzívek, hogy a szükséges érzékenységhez 1 kHz sávszélesség mellett is elegendő az 1 sec-nál rövidebb integrációs idő. 10^{-8}-os frekvenciastabilitás és kb. 1 ms (10^{-3} s) pontosságú szinkronizáció tehát megfelelt a kísérlet céljainak. Ezt az amerikai National Bureau of Standards rádióállomása biztosította.

A kísérlet tudományos eredményei szerint a Jupiter rádióemissziós zónáinak látószöge kisebb, mint 0,1 ívmásodperc, illetve 320 km a Jupiter felszínén.

Gyengébb rádióforrások (extragalaktikus források, kvazárok) vizsgálatára a VLBI-t 1967 óta alkalmazzák. Amerikai és kanadai csoportok külön-külön terminálokat fejlesztettek ki jelrögzítés céljából. A kanadai rendszerben színes TV képrögzítéshez használt video magnót alakították át és ezen 4 MHz sávszélességben rögzítették az adatokat. Az amerikaiak komputer mágnesszalag tárolókat alkalmaztak, melyeken 300 kHz sáv-



3. ábra. VLBI rendszer blokkvázlata

szélességben digitális formában rögzítették a jeleket.

A kanadai rendszer előnyére szolgált a nagy sávszélesség, de nehézségeket okozott a szalagok szinkronizációja a visszajátszás alkalmával. A későbbi kísérletekhez már jól átgondolt koncepcióval az NRAO-nál kifejlesztették a Mark II elnevezésű digitális terminált, ami video magnót alkalmaz egy kis célkomputerrel kombinálva és egyesíti magában a korábbi rendszerek előnyeit. A szalagon rögzített információsűrűség 800 bit/mm^2 vagyis megközelíti a csillagászati fényképlemezek információ sűrűségét.

A szinkronizáció kérdése, mint már említettük, alapvető fontosságú a rendszer szempontjából. Ehhez atomi frekvencia etalonokat alkalmaznak, melyek kettős feladatot látnak el. Egyrészt a lokáloszcillátor stabilitását biztosítják, másrészt a szinkronizáló időjeleket szolgáltatják. A különböző állomásokon levő órákat azonban „össze kell igazítani". Ez történhet úgy hogy az atomórákat valamelyik állomáson összehasonlítják, majd innen szállítják a távoli állomásokra, ami nem kevés nehézséggel jár. Másik lehetőség az órákat a helyi mérésügyi hivatal atomórájával, vagy a Föld nagy részén észlelhető Loran C időszolgálat jeleivel hasonlítják össze.

Bár a fringe pattern előállításához 10^{-6} sec vagy még nagyobb pontosságú szinkronizációra van szükség az órák kezdeti szinkronizációját elegendő néhány tized millisecundum pontossággal elvégezni, mert a szalagok „összejátszása" többször is elvégezhető különböző késleltetésekkel addig, míg a fringek meg nem jelennek. Széles sávú észleléseknél az interferencia kép megjelenésekor az időszinkron pontossága elérheti a 10^{-9} sec-ot, vagyis a távoli órák szinkronizációja ily módon az egyébként elképzelhetetlen nanosecundumos pontossággal elvégezhető.

Az első kísérletekhez a kereskedelmi forgalomban levő rubidium-gőz standardeket használták, amelyek 10^{-11}-es relatív frekvenciastabilitást biztosítottak. A később kifejlesztett hidrogén maserek a rubidium-gőz standardek stabilitását 100 illetve 1000-szeresen felülmúlták. Ez azt jelenti, hogy egy ilyen óra pontatlansága kisebb, mint 1 mikrosecundum évenként (!). A hidrogén maserek azonban meglehetősen drágák, bonyolult berendezések, szállításuk is igen körülményes. Pedig szükségesek, mert R fázisának mérésére nem elegendő a 10^{-11}-es pontosság. Várható tehát, hogy a hidrogén maserek alkalmazása VLBI mérések során egyre inkább elterjed.

A kezdeti mérések és a technikai részletek kiforrása után igen gyorsan kísérletek kezdődtek a bázisvonalak interkontinentális méretekre való kiterjesztésére.

1968- és 69-ben amerikai, ausztráliai és svéd rádiócsillagászok ilyen interkontinentális interferométerekkel 6 cm-es hullámhosszon elérték a 0,001 ívmásodperc felbontást. A Kalifornia—Ausztrália bázisvonal 10 560 km volt, a Föld átmérőjének több, mint 80%-a. Ez a bázisvonalhossz gyakorlatilag a Földön elérhető maximumot közelítette meg. Az interferométer felbontásának további növelésére azonban még mindig volt lehetőség: az észlelés hullámhosszának rövidítése. A 6 cm-es hullámhossz alatti észlelésekre viszont nagyon kevés olyan teleszkóp állt rendelkezésre, melyek mérete biztosította a szükséges érzékenységet. Ilyen rádióteleszkópokból Észak-Amerikán kívül 1969-ben csak kettő állt rendelkezésre a Földön és mindkettő a Szovjetunióban.

Az első közös VLBI kísérletre az Egyesült Államok és a Szovjetunió között 1969 végén került sor. Amerikai részről a Green Bank-ben (West Virginia) levő 42 m-es ekvatoriális szerelésű rádióteleszkópot használták. Az interferométer másik eleme 8000 km távolságban a Fekete tenger partján a krími Obszervatóriumban egy 22 m-es szovjet rádióteleszkóp volt.

A következő évben ismét sor került amerikai—szovjet közös kísérletekre, de ekkor már valóságos hálózatot képeztek az interferométerek. A szimultán mérésekbe később bekapcsolódott a kaliforniai Goldstone 64 m-es teleszkóp és a massachusetts-i Haystack rádióteleszkóp is. Több mint 20 rádiócsillagász működött közre a két országból. Amikor a kísérletről először hírt adtak szakfolyóiratban, a szerzők neve több helyet foglalt el, mint maga a közlemény. Ekkor sikerült elérni a kvazárok és rádiógalaxisok megfigyelésében példa nélkül álló 0,0003 ívmásodperces felbontást. Ezt a kis ívszöget nehéz elképzelni. Ilyen szög alatt látszik egy 1 mm átmérőjű korong 6000 km távolságból.

Néhány megfigyelési eredmény

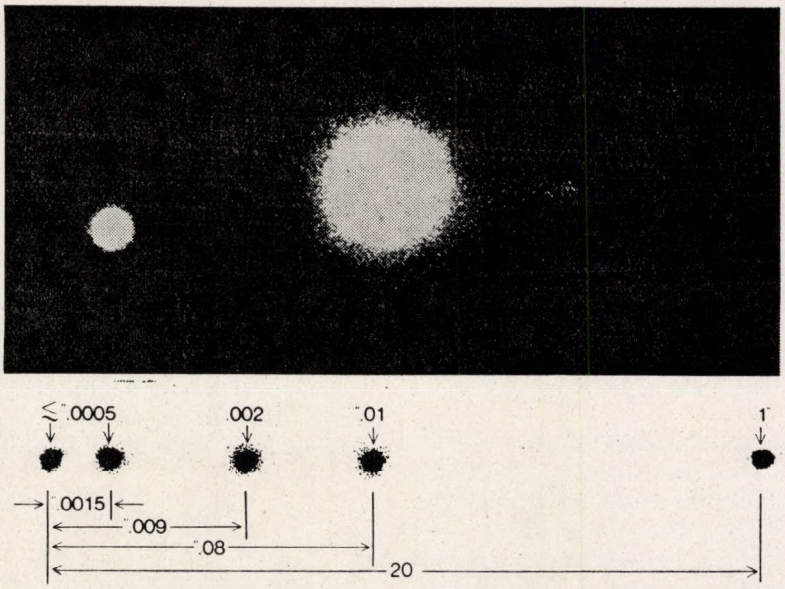
Galaktikus objektumok esetében a VLBI megfigyelések szinte „mikroszkópikus" részletekre deríthetnek fényt. Sor került a csillagközi hidroxil (OH) és vízgázfelhők megfigyelésére. Ezek a rádióforrások mint kozmikus maserek működnek és az extragalaktikus forrásoknál közelségük miatt fluxusuk sokkal nagyobb.

A W-3-ban megfigyelt OH sugárforrások szögátmérőjére 0″,02—0″,004 érték adódott [2].

Egyes H_2O felhők 1,4 cm-es hullámhosszú sugárzása kisebb térrészből származik mint némely csillag térfogata: átmérőjük kisebb mint 0,1 A. U. (A. U.: Csillagászati Egység) A Crab ködön belül megfigyelhető kompakt rádióforrásról megállapították, hogy azonos a Crab pulzárral, mert pozíciójuk 0″,01-en belül egyezik [3].

Igazán izgalmas adatok azonban az extragalaktikus VLBI észlelésekből adódtak.

A kvazárok csillagszerű kör alakú elmosódott optikai képe mögött bizony az ezred ívmásodperces felbontás bonyolult rádióstruktúrát mutatott, melyre egyáltalán nem jellemző a körszimmetria. A rádiószerkezet általában hierarchikus jellegű, melyen 0,1 ívmásodperctől a 0,001 ívmásodpercig terjedő méretű komponensek foglalnak helyet. A legkisebb komponensek a legerősebbek a rövidebb hullámokon, ami összhangban áll a kozmikus



4. ábra. A 3C 273-as kvazár fényképe, amelyet az 5 m-es Palomar teleszkóppal készítettek. Alatta, (nem méretarányosan) a rádiószerkezet látható az optikai kép középpontjától számítva jobbra sugárirányban. Alsó számok a centrumtól való szögtávolságot, a felső számok a sugárforrások szögátmérőjét jelzik

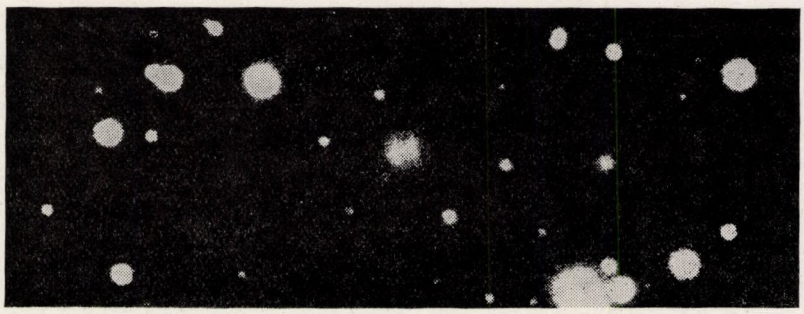
rádióhullámok keletkezésének szinkrotron elméletével.

A klasszikusnak számító 3C 273-as kvazár szerkezetét szemlélteti a 4. ábra.

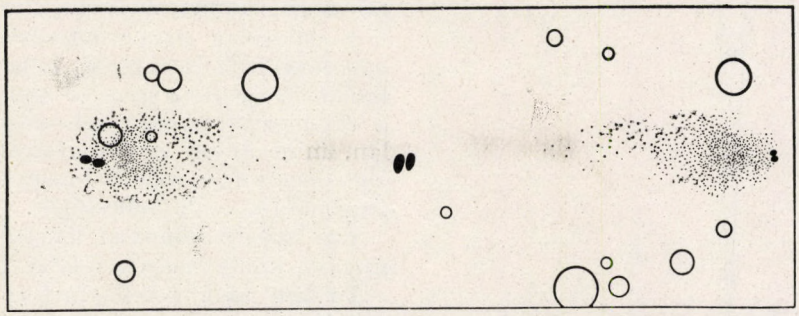
Mind rádiógalaxisokban, mind kvazárokban igen jellemző a többszörösen kettős struktúra. A kettős források távolság méretaránya 5 nagyságrendet is áthidalhat egyazon objektumon belül! Kettős forrásban kettős forrás például a nevezetes Cygmus A is, amely a legerősebb extragalaktikus rádióforrás az égbolton *(5. ábra)*. Az optikai objektum fényképfelvételen 2 elmosódott „ütköző" extragalaxist sejtet, melynek két oldalán szimmetrikusan messzire kiterjedő rádióforrás figyelhető meg. Ezek mindegyikében található újabb, páros rádióobjektum.

Szuperfényesség

A kvazárok szerkezetének vizsgálata során rendkívül meglepő jelenségek is mutatkoznak. A 3C 279-as kvazár például szuperrelativisztikus



5a. ábra. A Cygnus A rádiogalaxis optikai képe, középen az összetett objektum

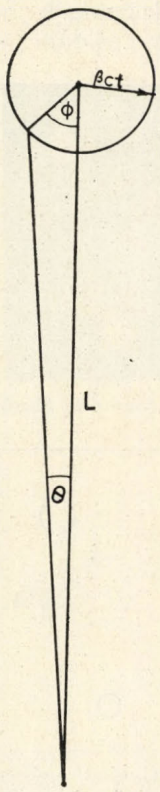


5b. ábra. A Cygnus A rádioszerkezete azonos skálájú rajzon. A páros (optikaival egybeeső) objektum maga is erős rádióforrás (fekete foltok), melyet két oldalt szimmetrikusan kiterjedt rádióforrások fognak közre. Ezekben újabb kettős rádióforrásokat találtak

tágulás jeleit mutatja. A kvazár vöröseltolódása $z = 0{,}538$, távolsága mintegy 10^9 fényév. 1970 októberében az M. I. T., a NASA és a Maryland-i Egyetem egy-egy kutatócsoportja a relativitás elmélet ellenőrzésének problémájával foglalkozott és ennek keretében a „Goldstack" antennával (Goldston—Haystack 3900 km) 3,8 cm-es hullámhosszon mérték a 3C 279-et. 1971 februárjában ismét elvégezték ugyanazt a megfigyelést azonos technikával és ekkor a kvazár szerkezetében határozott változásokat figyeltek meg a 4 hónappal korábbi állapotokhoz képest. Az észleléseket legjobban közelítő modell szerint a komponensek távolodása a kvazár belsejében $1{,}2 \pm 0{,}3\ 10^{-6}$ ívmásodperc/nap.

Visszafelé számolva a szeparáció 1967,4 $\pm$ 0,9-ben kellett elkezdődjön. Az optikai megfigyelések szerint 1966-ban rendkívüli intenzitásugrás lépett fel. Az optikai fluxus 6-szorosára növekedett. Igen valószínű, hogy a kitörés és a jelenlegi tágulás között közvetlen összefüggés van. A 3C 279 megfigyelt expanziós sebessége tehát $V\mathrm{exp} = (10 \pm 3)c$ [4].

Egy másik rendkívüli aktivitást mutató objektum a 3C 120-as Seyfert galaxis. 1971 februárja és novembere között végzett VLBI észlelések a „Goldstack" interferométerrel itt is 2—3-szoros fénytebességgel expanzáló komponensekre utaltak [5]. 1972. jún.—augusztusban újabb kitörés történt: a rádiófluxus háromszorosára növekedett. Olyan komponenseket figyeltek meg, melyek szeparációs sebessége 0″005/év [6].



6. ábra. Távoli expanzió geometriája

Ezek a megfigyelések összhangban vannak Martin Rees a kiváló angol asztrofizikus a kvazárokra vonatkozó ún. „szuper-fénysebesség" elméletével. Rees elméletét eredetileg a kvazárok súlyos energiaproblémáinak enyhítésére dolgozta ki még 1966-ban és ebben megjósolta szuperfénysebességű expanziók észlelését [7].

A jelenség megértéséhez fussunk át a következő gondolatmeneten.

Tekintsünk egy rádióforrást, amely βc sebességgel tágul minden irányban és a tágulás a $t = 0$ időpontban kezdődött. Egy későbbi t időpontban a gömbhéj sugara βct lesz. *(6. ábra)*

A Φ pozíciószögű felületrészből kiinduló sugárzás T időpontban érkezik a centrumtól L távolságban levő földi megfigyelőhöz, ahol

$$T = t + \frac{L - \beta ct \cos \Phi}{c}$$

A megfigyelő a centrumhoz képest Θ szögtávolságra látja ezt a sugárforrást

$L \gg \beta\, ct$ esetén

$$\Theta \simeq \frac{\beta ct \sin \Phi}{L}$$

Valamely adott T időpontban a sugárzás egy Θ szögnyi térrészből érkezik:

$$\Theta = \frac{\beta c}{L}\left(T - \frac{L}{c}\right)\frac{\sin \Phi}{1 - \beta \cos \Phi}$$

Θ maximuma olyan Φ_0-nál van, melyre teljesül a

$$\cos \Phi_0 = \beta$$

feltétel és ekkor Θ maximális értéke

$$\Theta_0 = \frac{\beta c}{L}\left(T - \frac{L}{c}\right)\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Az expanzió megfigyelhető sebessége

$$V\mathrm{exp} = \frac{L\Theta_0}{T - \frac{L}{c}}$$

Θ_0-t behelyettesítve adódik, hogy az expanzió megfigyelt sebessége $\beta \approx 1$ esetén egy $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ faktorral valóban nagyobb c-nél.

A látszólag szuperfényességű mozgásra más magyarázatok is vannak. Lehetséges, hogy lökéshullám gerjeszti a nyugvó anyagot sugárzásra és a találkozási pontok sebessége csaknem korlátlan, mint ahogy a világítótorony fénykévéjének látszólagos sebessége is bizonyos távolságban már meghaladja a fénysebességet.

Egy másik könnyen lehetséges magyarázat a nyugvó komponensek relatív intenzitásváltozása.

Többen akik kételkednek a kvazárok vöröseltolódásuk alapján számított távolságban, azon a véleményen vannak, hogy a számított szuperfénysebesség nem létező probléma, mert pusztán annak

következménye, hogy hibásan, túl távolinak tételezték fel a kvazárokat. Kiemelik, hogy a kvazárok látszó expanziója, a fluxusuk és intenzitásváltozásaik mértéke hasonló a közeli extragalaxisokéhoz és belső tulajdonságaik rendkívüli különbözősége abból a feltevésből adódik, hogy vöröseltolódásuk kozmológiai.

A vitára vonatkozó érdekes megfigyelés a következő:

A National Radio Astronomy Observatory (West Virginia, USA) két kutatója Robert L. Brown és Morton S. Roberts a 3C 286-os kvazárról olyan spektrumfelvételt készített, amely megerősíti a kvazárok nagy távolságát. A 90 m-es NRAO rádióteleszkóppal a kvazár spektrumában 37,5 cm-en abszorpciós vonalat figyeltek meg.

Ezt azzal magyarázzák, hogy egy köztünk és a kvazár között levő extragalaxis csillagközi hidrogén-abszorpciója hozza létre a vonalat, aminek normális körülmények között 21 cm-en kellene mutatkoznia. A vonaleltolódás az extragalaxis távolodása következtében jött létre, és ezért a távolodás sebessége mintegy 160 000 km/s. Optikai észlelésekből kitűnik, hogy ez a sebesség a kvazár távolodási sebességének 80%-a, vagyis a kvazár távolabb helyezkedik el, mint az az igen távoli extragalaxis [8].

Bár a kvazárok távolsága vitájának az eldöntése túlterjed a VLBI vizsgálatok lehetőségein, a következő alapvető kérdésekre választ kaphatunk:

1. Az egymást követő kitörések ugyanbban a térrészben zajlanak-e le, vagy térbelileg szeparálva?
2. Milyen az expanzió kinematikája?
3. A mágneses tér és a teljes energia milyen módon függ az időtől?

A legkisebb fizikai dimenzió, amit eddig extragalaxisokban VLBI technikával megfigyeltek az M 87 (Virgo A) rádiógalaxis magja: szögátmérője 0″001, ami 0,25 fényév lineáris átmérőnek felel meg az M 87 távolságában. 1971 februárjában és augusztusában végzett mérések összehasonlítása nem mutatott eltérést. Ebből következik, hogy a méretváltozás $< 0''0002$ (20 fénynap) illetve a galaxismag esetleges expanziós sebessége $< 10\,000$ km/s [9]. Ez a nyugalom feltűnően kontrasztban áll a 3C 273, 3C 279 és a 3C 120 hallatlan dinamizmusával és ez éppen a legkisebb ismert galaxismag esetében!

5. A VLBI további lehetőségei

A cm-es hullámtartományban azonban már kezdenek kényelmetlenségeket okozni a hullámterjedés során a légkörben létrejövő úthosszfluktuációk. Hiába biztosítanák a lokál oszcillátorok tökéletes stabilitását ezek a bizonytalanságok meghiúsítják az R fázisának pontos mérését. A nehézséget úgy próbálják megkerülni, hogy 2—2 antennaelemet alkalmaznak a bázisvonal végpontjaiban és két rádióforrást észlelnek egyidejűleg, melyek közül az egyik pontszerű. Ez utóbbit mint referenciát felhasználva mérik a másik forrás fringe patternjének relatív fázis ingadozásait. Ezáltal nemcsak a légkör okozta zavarok küszöbölhetők ki, hanem a lokál oszcillátorok instabilitása is korrigálhatóvá válik. Ilyen jellegű kísérletek kezdődtek a National Radio Astronomy Observatory Green Bank-ben (West Virginia) levő és az Owens Valley Obszervatórium (Kalifornia) rádióteleszkópjai között.

A fázisstabil VLBI megvalósítása rendkívül érdekes eredményekkel kecsegtet. Lehetővé válna pozíciók 0,001 ívmásodperc pontosságú meghatározása, amivel extragalaktikus objektumok, pulzárok csillagközi gázfelhők és rádiócsillagok sajátmozgását lehetne meghatározni. Egyes csillagok sajátmozgásában mutatkozó kitérésekből Naprendszeren kívüli bolygórendszerek felfedezésére lehetne számítani. A Föld Nap körüli keringéséből adódó paralaxis mérések nagy távolságokra való kiterjesztésére is sor kerülne.

A csillagászati pozíciók pontosságának 1—2 nagyságrenddel történő növelése azonban nagyon nehéz feladat, még akkor is, ha a technikai problémáktól eltekintünk. Ilyenkor már olyan újszerű hibaforrások kerülnek a mérésekbe, mint pl. a Föld forgásában mutatkozó szabálytalanságok, bizonytnlanság, a Föld forgástengely pillanatnyi irányában vagy az állomások relatív koordinátáiban. Az így keletkező fázis hibák okait azonban ismételt észlelésekkel ki lehet deríteni, illetve a fenti bizonytalanságok az adatok javításával fokozatosan megszüntethetők. Ennek a módszerei jól ismertek az asztrometriában. Az optikailag észlelt standard csillagok pozíciójához képest a rádióforrások beillesztése ma még nem oldható meg 0,5 ívmásodperces hibán belül. Szükség lenne az optikai pozíciók pontosabb meghatározására.

A VLBI csillagászati alkalmazásai mellett feltétlenül ki kell emelni néhány „földi", geodéziai, geofizikai alkalmazást is [10].

A korábbiaknál láttuk, hogy a VLBI méréseknél az egyik alapvető paraméter a bázisvonal hossza. Nagy méretek esetén a bázisvonalhossz pontosabban meghatározható VLBI észlelésekből mint bármely hagyományos geodéziai eljárással. Ezáltal mód nyílik a felsőrendű geodéziai hálózatok javítására. Különösen jól alkalmazható a módszer kontinensek hálózatainak összekapcsolására, ami jelenleg csak mérsékelt pontossággal megoldott. A geofizikai alkalmazások közül a „kontinens vándorlás" elméletének ellenőrzését említjük, ez manapság az érdeklődés középpontjában áll. Két kontinensen felállított interferométer elemek között a távolságmérés pontossága a közeljövőben néhány cm-re lesz leszorítható, tehát a kontinensek egymástól való évi 2—3 cm-es elmozdulása rövidesen kimutatható lehet. Földünkre vonatkozó adatok pontosabbakká válnának. A nap hossza 0,1 millisecundum hibán belül ismert lenne, a földi órák szinkronizációja néhány nanosecundumos pontossággal lenne megoldható Ez lehetőséget nyújtana a Föld tengely körüli

forgásából származó relativisztikus effektusok mérésére is.

Ma még viszonylag kevés rádióteleszkóp kapcsolódott be a VLBI kísérletekbe. Ennek egyik következménye, hogy az észlelések interpretációjában többértelműségek adódnak, nehézségekbe ütközik a felbontott rádióforrások szerkezetének feltérképezése.

Szükségessé vált egy VLBI világhálózat kiépítése, melyben a Föld legkülönbözőbb pontjain levő teleszkópok különböző bázisvonalakon különböző orientációval vehetnének részt a mérésekben. Kétségtelen, hogy egy ilyen rendszer kiépítése nem egyszerű feladat, nehéz elképzelni például az észlelések „postai" továbbítását mágnesszalagokon abba a központba, ahol az összes lehetséges párok kombinációit korreláltatják. Lényegesen egyszerűsítené a feladatot, ha az „adatátvitel" mesterséges hold segítségével történne.

Amikor VLBI állomások kiépítéséről esik szó általában a nagyméretű és kis λ-ra alkalmas rádióteleszkópok rendkívül magas költségére gondolnak, ami azután rögtön nagymértékben csökkenti a telepítési kedvet.

Geodéziai-geofizikai célra épülő VLBI hálózat esetén ez nincs feltétlenül így Mint az előzőéből következik a mérések pontosságát nem befolyásolják az egyes rádióteleszkópok méretei, csak a bázis és hullámhossz, valamint a vételi sávszélesség. A nagyméretű antennára a csillagászati rádióforrások gyenge sugárzása miatt van szükség. Amennyiben biztosítani lehetne kellő intenzitású és spektrumú mesterséges rádióforrásokat nagy távolságban a Földtől, a földi VLBI állomások antennáival szemben tanúsított követelmények jelentős mértékben csökkennének és kisméretű antennák is megfelelnének a célnak. Sugárforrásként a Föld körül szinkron pályán levő távközlési, televíziós holdakat kellene felhasználni, mert ezek nemcsak nagy intenzitással, de kellően széles frekvenciasávban is sugároznak. Megfelelő földi vezérlésük pedig egy sor technikai egyszerűsítést tehet lehetővé a VLBI terminálokat illetően.

A VLBI technika rendkívüli hatékonyságát és sokoldalúságát tekintve, kétségtelenül széles körű elterjedés előtt áll. Technikailag pedig jelentős egyszerűsítések felé halad, ami elsősorban költségeinek csökkentésében nyilvánul meg. Magyarország földrajzi elhelyezkedésénél fogva előnyös helyzetben lenne egy európai VLBI hálózat szempontjából és ezért meg kellene vizsgálni egy ilyen hálózatba való bekapcsolódásunk tudományos technikai és anyagi feltételeit.

IRODALOM

1. Carr, T. D., Lynch, M. A., Paul. M. P., Brown, G. W., May, J., Six, N. F., Robinson, V. M. and Bloch, W. F. 1970. Radio Science *5*. 1223.
2. Moran, J. M., Burke, B. F., Barrett, A. H., Rogers, A. E. E., Ball, I. A., Carter, J. C., and Cudaback, D. D. 1968. Ap. J. *152*. L. 97.
3. Vandenberg, N. R., Clark, T. A., Erickson, W. C., Resch, G. M., Broderick, J. J., Payne, R. R., Knowles, S. H., and Youmans, A. B. 1973. Ap. J. *180*. L. 27.
4. Whitney, A. R., Shapiro, I. I., Rogers, A. E. E. Robertson, D. S., Khight, C. A., Clark, T. A., Goldstein, R. M., Marandino, G. E., and Vanderberg, N. R., 1971. Science, *173*. 225.
5. Shapiro, I. I., Hinteregger, H. F., Knight, C. A., Punsky, J. J., Robertson, D. S., Rogers, A. E. E., Whitney, A. R., Clark, T. A., Marandino, G. E., Goldstein, R. M., and Spitzmesser, D. J. 1973. Ap. J. *183*. L. 47.
6. Kellermann, K. I., Clark, B. G., Jauncey, D. L., Broderick, J. J., Shaffer, D. E., Cohen, M. H., and Niell, A. E. 1973. Ap. J. L. 51.
7. Rees, M. J. 1966. Nature *211*. 468.
8. Science News 1973. Vol. 104. p. 101.
9. Kellermann, K. I., Clark, B. G., Cohen, M. H. Shaffer, D. B., Broderick, J. J., Jauncey, D. L., 1973. Ap. J. *179*. L. 141.
10. Halmos, F., 1974. Geodézia és Kartográfia (sajtó alatt).

FIZIKA ÉS TÁRSADALOM A HETVENES ÉVEKBEN

Fred Hoyle
Cambridge

A szokásos gondolatokból indulok ki és azután úgy szeretném egyre inkább szidni a fizikusokat, ahogy belemelegszem. Valamennyien tudjuk, hogy a fizika egyre drágul, és ez minden bajunk gyökere. De úgy hiszem, hogy tévedünk, amikor azt gondoljuk, hogy a költségek növekedésének, az elméletek és egyre finomabb kísérletek bonyolódásának folyamata az időnek sima függvénye. Talán igaz ez addig, amíg valaki ragaszkodik a fizika egy meghatározott területéhez. De ha más terület tanulmányozását tűzzük ki célul — pontosabban ha más csatolási állandó tanulmányozására térünk át — akkor gazdasági szempontból nem-folytonos viselkedést tapasztalunk. A Rydberg-állandó kormányozta jelenségek olcsók, különösen olcsók a megfelelő szilárdtestfizikai vizsgálatokban elért nagyfokú bonyolultságot figyelembe véve. Az atommagok szerkezetével kapcsolatos kérdések már egy nukleon kötési energiájával fejezhetők ki — ez az energia közel 10 MeV. Bár a magszerkezet kérdéseinek vizsgálata lényegesen drágább, mint a Rydberg-típusú problémáké, gazdasági kihatásaik nem lépik túl azokat a határokat, amelyeken belül a fizikusoknak sikerült meggyőzni a társadalmat arról, hogy szükség van kutatásaik támogatására. A nagyenergiájú fizika kérdésköréhez érkezve a költségek további nagyságrend növeke-

---

Fred Hoyle, korunk legkiválóbb csillagásza 1968-ban Chicagóban tartotta ezt az előadást amerikai fizikusok előtt. (Megjelent a szerző „The New Face of science" című tanulmánykötetében. The World Publishing Co., New York—Cleveland, 1971.) Mondanivalóját az időpont és hely nyilvánvalóan befolyásolták. Mivel időközben némileg hasonló vélemények vitákban nálunk is felbukkantak, közöljük az előadás szövegét. Fordította Fái György.

dése hatalmas kiadásokhoz vezet. Az anyagi nehézségeknek a fizikusok javára történő megoldását csak olyan félreérthetetlen győzelem teszi majd lehetővé, amely alapvetően megváltoztatja a fizikának a társadalomhoz való viszonyát.

Most természetesen a szóban forgó problémának azokat az oldalait hangsúlyozom, amelyek személy szerint érintenek, mint csillagászt. Talán kissé furcsának tűnik, hogy éppen egy csillagász beszél Önöknek egy ilyen kényes és kifejezetten „földi" kérdésről, de bizonyos értelemben a csillagászoknak joguk van ehhez. A csillagászat hagyományosan drága tudományág. Az információ olyan kusza összevisszaságban érkezik az űrből a Földre, hogy csak meglehetősen bonyolult műszerek segítségével van reményünk arra, hogy fölfejtsük, szálanként megragadjuk az információ-gombolyagot. A csillagászati távcsövek — amelyek mindenesetre a legnagyobb távcsövek — már akkor dollár-milliókat emésztettek föl, amikor a fizika még csak húr- és pecsétviasz-korszakát élte. Kutatási programjaink költségvetése ma is második helyen állnak a fizikusok tervei mögött. Azért hangsúlyozom ezeket a tényeket, mert úgy tűnik, hogy a nagyenergiájú fizikát művelő kollégáink hibákat követtek el, amikor bejelentették a nagyberendezések következő generációjára vonatkozó igényüket. Mind az Egyesült Államokban, mind Európában még tovább erősítették azt a meggyőződést, hogy a fizika exponenciálisan növekvő kiadásokat követel, és hogy ennek a folyamatnak belátható időn belül semmi sem vet gátat. A világ egyetlen épeszű pénzügyminisztériuma sem tehet magáévá ilyen elképzelést. A pénzügyi szakemberek éppolyan tökéletesen tisztában vannak az exponenciális függvény tulajdonságaival, mint mi magunk. Nem hiszem, hogy a kormányokat jelenlegi kéréseink aggasztják, amelyek 100 vagy 300 GeV-es berendezések építési költségeinek fedezésére vonatkoznak. Sokkal inkább egy 3000 GeV-es, vagy éppen 30 0000 GeV-es gyorsító építésének esetleges költségei rémítik meg a pénzügyminisztereket. — Hová vezet ez? — kérdezik maguktól.

Az én véleményem a következő: nem csak rossz taktika, ha olyan benyomást keltünk, hogy kívánságaink véget-nem-érőek, de vajon igaz-e ez egyáltalán? Vajon nem az-e a helyzet, hogy a rendelkezésre álló energiák — amelyek a tömegközépponti rendszerben lényegesen (mondjuk egy-két nagyságrenddel) nagyobbak a proton nyugalmi tömegénél — lehetővé teszik, hogy kielégítő mennyiségű adatot gyűjtsünk a jelenségek azon csoportjáról, amelyek pillanatnyilag központi szerepet játszanak a részecskefizikában? Nem úgy áll-e a dolog, hogy a nagyenergiájú fizika olyan platóra érkezett, amelyen az energia egységét a nyugalmi tömegek jelentik, és éppen az az ugrás okozta a költségek növekedését, amely erre a fennsíkra vezetett? Ha egyszer följutottunk a fennsíkra, akkor jelenlegi problémáink valószínűleg további nagy költségvetési igények nélkül is megoldhatók lesznek. Természetesen megértem, hogy a jövőben további hasonló platók is megnyílhatnak előttünk. De úgy vélem, hogy pszichológiai szempontból kedvezőbb akkor érvelni további ugrások ügye mellett, amikor azok szükségessége ténylegesen felmerül, mint azt a benyomást kelteni, hogy a költségvetési görbe simán, véget-nem-érően emelkedik.

Sokan Önök közül bizonyára úgy érzik, hogy a nagyenergiájú fizika nem azonos a fizika egészével, és talán az az érzésük támadhat, hogy kissé túlságosan is a dolog egyik oldalára összpontosítom a figyelmemet. Nem feledkezem meg erről a szempontról és azonnal visszatérek rá. Előbb azonban hadd menjek egy kicsit tovább. Vannak más fontos tényezők is, amelyek a nagyenergiájú fizika igényeinek kielégítése ellen szólnak. Ha a költségek magasak, akkor elkerülhetetlenül kisebb lesz az adatok felhalmozódásának sebessége, mint alacsony költségek esetén. Más szóval a fizika szükségszerűen éppen akkor kecsegteti kevesebb eredménnyel a társadalmat, amikor leginkább igényli az anyagi támogatást, hiszen éppen az erőteljes anyagi támogatás szükséglete az, ami lecsökkenti az új adatok fölhalmozódásának a sebességét és ezzel együtt új gondolatok és fölfedezések megszületésének valószínűségét. A jelenlegi helyzetben az a legsúlyosabb nehézség, hogy napjainkban a fizikai alapkutatás társadalmi értelemben nem önfenntartó. A nagyenergiájú fizikában, a fizikának ezen az ismeretlennel érintkező határterületén nincs lehetőség arra, hogy új tényeknek és elméleteknek olyan csábító sokaságát kínáljuk föl a nyilvánosságnak, amely széles tömegek támogatását biztosíthatná. Pedig a széleskörű támogatás magas szintjére van szükség, ha arról akarjuk meggyőzni a politikusokat, hogy saját érdekükben kell minden segítséget megadniuk a fizikusoknak. Nem azt állítom, hogy nem fogunk pénzügyi támogatást szerezni, de ha igen, akkor az sokkal inkább a múlt emlékének, mint a jelennek lesz köszönhető. Voltaképpen ma éppen ez történik. A fizika abból a tőkéből él, amit a múltban halmozott fel. Ezért nem tekinthetünk nyugodtan a hetvenes évek kilátásaira. Nem hiszem, hogy elegendő lenne azzal érvelni, hogy bőséges pénzforrások szabadulnak fel, amint a délkelet-ázsiai helyzet megoldódik. Valóban bőséges források nyílnak majd meg, de nem szükségképpen a fizika számára. Van még egy tényező, amely ironikus módon a fizika ellen szól, nevezetesen néhány más tudományág fejlődése. A helyzetet az teszi ironikussá, hogy ezek a tudományok éppen azoknak az ismereteknek és módszereknek köszönhetik látványos előrelépésüket, amelyeket a fizika szolgáltatott. Az a figyelemre méltó áttörés például, amely éppen most van folyamatban a biofizika területén, lehetetlen lett volna a röntgen-diffrakciós módszerek és az elektronmikroszkóp nélkül. Ma pontosan annak a folyamatnak vagyunk tanúi, amelyben a század első harmadának nagy fizikai fölfedezései egyre inkább áthatják a tudomány egészét. Az ebből fakadt föllendülés természetesen további nagyszabású anyagi igényeket szül. Így válnak a fizika legsajátabb alkotásai a fizika elleni kihívássá. Magától értetődik, hogy nem kellene kihívást

jelenteniük. Ha volna igazság a Földön, akkor ezek a fejlemények tovább növelnék a fizikusok erkölcsi és anyagi hitelét és befolyását. De a gyakorlatban a dolgok nem így alakulnak. A gyakorlatban ádáz harc folyik az anyagi alapokért, és a legtöbb más tudomány irigyen tekint a részecskefizikus magas költségvetésére.

Talán a csillagász áll legközelebb ahhoz, hogy kivétel legyen a fönti szabály alól. Ez egyrészt annak köszönhető, hogy hosszú ideig a csillagászat volt a legköltségesebb tudomány, másrészt annak, hogy a fizika haladása szinte azonnal visszahat a csillagászatra. 1920-ban Eddington föltételezte, hogy a csillagok energiája a hidrogén → hélium fúzióból származik. Ez a föltételezés azonnal megszületett, amint Eddington megismerte Astonnak az atommagok tömegére vonatkozó első mérési eredményeit. Alig néhány hónappal azután, hogy Bethe elemezte a CN-ciklust, a csillagászok a csillagok fényességének és sugarának meghatározására használták föl a magfizikát. Alig néhány hónappal a Pauli-elv megszületése után értelmezték a fehér törpék szerkezetét. Alig néhány hónappal a gyenge kölcsönhatás paritássértő voltának fölismerése után kvantitatív alapra helyezték a szupernovák elméletének tárgyalását. Teljesen világos az is, hogy a radio-galaxisokat és a kvazárokat vizsgálva ugyanazokkal a jelenségekkel állunk szemben, mint a nagyenergiájú fizikus. Voltaképp azt reméljük, hogy hosszú távon kiderülhet: mi, csillagászok még előnybe is kerülhetünk a fizikusokkal szemben.

Mindezek a példák azt mutatják, hogy a tudomány oszthatatlan. Csillagász vagyok, és ez feljogosít arra, hogy kimondjam: nem jutunk előbbre, ha irigyeljük egymást, ha úgy gondolkozunk, hogy több jut nekünk, ha megnyirbáljuk mások költségvetését. Rövid távon talán ez a helyzet. Hosszú távon azonban közös a sorsunk, valamennyiük ügye együtt áll vagy bukik. A bukás valószínűsége nem elhanyagolható — úgy gondolom, hogy ennek egyre inkább tudatára ébredünk. Pontosan ez az, ami arra késztet bennünket, hogy előre töprengjünk a hetvenes éveken. Akár tetszik nekünk, akár nem, a tudomány olyan erős hatással van a társadalomra, hogy a társadalom elkerülhetetlenül visszahat a tudományra. Hová vezethet ez a visszahatás? — ezt szeretnénk megvizsgálni.

Eddig inkább a fizikát hangsúlyoztam, mint a társadalmat, mert biztos vagyok benne, hogy a problémák gyökere bennünk van, fizikusokban. Abban, hogy tisztában vagyunk-e saját céljainkkal és eszményeinkkel — igen, eszményeinkkel, ha megengedik, hogy ezt a kissé szokatlan szót használjam.

Azt a kérdést szeretném most fölvetni, hogy vajon a természettudósnak és a társadalomnak elmúlt két évtized során kialakult kapcsolata hűen fejezi-e ki a szóbanforgó kérdésekre vonatkozó érzéseinket.

Voltaképpen miért foglalkozunk fizikával? Ha ezt kérdezzük magunktól, talán jobban megközelíthetjük a hetvenes évek kilátásainak problémáját. Talán az anyagi ellenszolgáltatásért? Hogy jól éljünk belőle? Hogy a társadalom őszintén átérzett hálája legyen a jutalmunk? Remélem, hogy Önöket ezek a tényezők döntően nem befolyásolják. Igaz, tudósnak lenni nagyobb anyagi megbecsülést jelent az Egyesült Államokban, mint Angliában, Angliában viszont nagyobb a tudomány erkölcsi tekintélye, mint az Egyesült Államokban. De ezek mellékes kérdések. Ha valaki anyagi vagy erkölcsi megbecsülést keres, akkor egyszerűbb és egyenesebb utakat is választhat. Akár a hivatásos labdarúgással, a természettudománnyal is csak kemény munka árán lehet sok pénzt keresni.

A legegyszerűbb kielégítő válasz, amiben megegyezhetünk: azért foglalkozunk fizikával és általában természettudománnyal, mert meg akarjuk ismerni a természetet, mind többet akarunk megtudni, a világról, amelyben élünk. Azt hiszem, Feynman mondta egyszer: „Ha valami jobban mulattatna a fizikánál, azzal foglalkoznék". Ez a mesteri mondat csodálatos szerénységével ragad meg bennünket: az állításnál nyilvánvalóan lényegesen több is igaz.

A valódi ok szinte vallásos természetű. Megtudni valami lényegeset a világról — ez volt régen a vallásalapítók célkitűzése is. Aki valaha fölfedezett valamit — bármilyen szerény dolgot — megérti ezt. Ha megállapításom meglep valakit, az azért van, mert félreértett fogalmak semmitmondó ismételgetésével értéktelenné tettük a vallásról alkotott elképzeléseinket. A maguk idejében azonban ezek a fogalmak egyfajta világnézetet fejeztek ki, amely része volt a korabeli tudománynak. Ma sokan úgy látjuk, hogy ötezer évvel ezelőtt az emberek reménytelenül primitív módon gondolkoztak a világegyetemről, és utódaink ötezer év múlva kétségkívül pontosan ugyanezt gondolják majd rólunk. Az én véleményem ezzel szemben az, hogy nem szabad lenéznünk a korai elképzeléseket. Könnyen lehet, hogy azoknak az embereknek az indítékai, akik a szóban forgó gondolatokra jutottak, nem sokban különböztek a bennünket mozgató hajtóerőktől. Úgy hiszem, jobban megértenénk egymást velük, az ötezer év előtti emberekkel, mint azokkal, akik még ma is az ő régi eszméiket ismételgetik a helyett, hogy önállóan gondolkoznának. Célunk azonos az ötezer év előttivel: meg akarjuk értetni a világot és önmagunkat. Nem akarunk személyes hasznot húzni a tudományból, sem pedig létjogosultságunkat igazolni azzal, hogy ezer meg ezer ügyes kis szerkentyűt hozunk létre. Ha ebben egyetértenek velem, vagy legalább részben osztják az álláspontomat, akkor érdemes folytatnom. A kérdés az, hogy vajon önmagunk létjogosultságának közhasznú technikai eszközök révén való igazolása valóban a társadalommal való kapcsolatunk lényege-e? Való igaz, hogy a fizikusok az elmúlt két évtizedben technikai újítások kieszelőiként és tanácsadókként próbálták eladni magukat a kormányoknak és a közvéleménynek. Gondoljanak csak akármelyik washingtoni bizottságra!

Valószínűleg egyáltalán nem vitatnánk a szó-

ban forgó kérdéseket, ha ez még mindig megfelelő politikának bizonyulna. Éppen azért vitatjuk meg ezt a témát, mert a régi politika — mint ezt világos jelek mutatják — egyre kevésbé kielégítő. Nem kielégítő, mert alapvetően tisztességtelen — nem vagyunk olyanok, amilyeneknek mutatjuk magunkat, nem vagyunk találmánygyárosok. Ne értsenek félre: ne gondolják, hogy megvetem a találmányokat! Nagyszerűek a maguk helyén, de ha nem abban vannak segítségünkre, hogy élelemről, melegről vagy oltalomról — alapvető létszükségletekről — gondoskodjanak, akkor a második helyre szorulnak valódi célunk, a világ megismerése mögött.

Talán akkor fogalmazunk a legszerencsésebben, ha azt mondjuk, hogy haszontalan dolog lenne a jelenségeket valamilyen nem lényegi szempontból megítélni; a legtöbb, amit remélhetünk, hogy a tudomány hasznossága révén orránál fogva vezetheti a társadalmat. A tudomány végső soron valóban rendkívül hasznos, így biztosan nem teszünk nagyon rosszat azzal, ha ezt hangoztatjuk. Amint azonban már rámutattam, ez a módszer pillanatnyilag nem a leghatékonyabb. Ha a fizika ezen az úton halad tovább, akkor elkerülhetetlenül alulmarad a szívátültetést végző sebészekkel és hasonlókkal szemben. Nekem úgy tűnik, hogy az egyre inkább túlnépesedő, mohó világban csak akkor van esélyünk a sikerre, ha annak tekintjük magunkat, amik vagyunk: egy nem túlságosan népszerű vallás papjainak. Ennek a ténynek a tudatában kell gondolkoznunk azon, hogy mit tehetünk. Hiszen mi fizikusok végülis meg vagyunk győződve arról, hogy többet érünk mindenki másnál, nem igaz?

Logikusan folytatva a gondolatmenetet világos, hogy ha a társadalom nem fogad el bennünket olyanoknak, amilyenek vagyunk — és azt hiszem, ez a helyzet —, akkor meg kell változtatnuk a társadalmat. Nincs más lehetőség.

Magunkról már viszonylag sokat beszéltem, de alig mondtam eddig valamit a társadalomról, csupán céloztam arra, hogy nem vagyok tőle elragadtatva. Kisiskolás koromban I. Henry Ford nyomán hajlamos voltam arra a gondolatra, hogy a történelem üres fecsegés. Azóta rájöttem, hogy az, hogy a történelem pusztán locsogás-e vagy sem, azon múlik, hogy van-e alkalmas vonatkoztatási rendszerünk, ahonnan megítélhetjük. Beláttam, hogy a történelem emberekkel végrehajtott kísérletek kimeríthetetlenül gazdag gyűjteménye. Ha valakinek sikerül olyan történelmi helyzetet találni, amelyben a határföltételek többé-kevésbé megegyeznek egy mai szituáció határföltételeivel, akkor a régi helyzetben bekövetkezett események segítségével könnyen megjósolhatja, hogy mi fog történni. A határföltételek változása meghatározott tendenciát mutat az időben, de ez a változás sokkal lassabban zajlik, mint gondolnánk. És az emberek — ha elég sokat tekintünk belőlük — éppúgy előre megjósolhatóan viselkednek, mint a részecskék.

Jelenlegi kérdésünket, a természettudománynak a társadalomhoz való viszonyát vizsgálva nem merül fel semmilyen nehézség a történelem tanulmányozása során. A civilizált társadalmak ellenségesek a tudománnyal szemben, és minél civilizáltabbak, annál ellenségesebbek. Ennek megvan a maga oka. Minél civilizáltabbá válik a társadalom anyagi értelemben, az emberek annál inkább elvesztik a természeti környezettel való kapcsolatukat. Az emberek egyre inkább az önmaguk teremtette mesterséges környezetben élnek. Az élet egyfajta absztrakcióvá válik. Majdnem úgy, mint a festészetben, a fejlődés három szakaszát lehet világosan megkülönböztetni. Kezdetben az emberek, akár a naturalista festők, szoros kapcsolatban éltek az őket körülvevő világgal — vadászok, nomád pásztorok, korai földművesek. Azután — mint az impresszionisták — a civilizáció első állomásai következtek: némiképp elvontak, de még mindig a világgal közvetlen érintkezésben levők, még mindig olyan civilizációk, amelyekben az emberek többsége a városokon kívül élt, még mindig növényekkel és állatokkal foglalatoskodtak, még mindig bizalmas viszonyban voltak az éjszakai égbolttal és még mindig az esőtől és a hótól függtek. Harmadiknak pedig itt van a mi mai, biztonságos és elkényeztetett társadalmunk, amely a életnek csak egy jellegtelen mázolmánnyá silányított absztrakcióját nyújtja.

Azt akarom kifejezésre juttatni, hogy mi, fizikusok, akiket mindenekelőtt a természet, a bennünket körülvevő világ érdekel, nem várhatjuk el a természeti környezetből visszavonult társadalomtól, hogy együttérezzen velünk. Ebben a helyzetben elkerülhetetlen, hogy a fizikát és a fizikusokat szórakoztató játéknak tekintsék, amelyet nem kell komolyan venni, hacsak nem hoz létre valamilyen új hadieszközt és nem kell támogatni, hacsak nem állítja elő az elmés technikai újítások özönét. Ha barbár társadalomban élnénk, egészen más lenne a helyzet. Nem tréfálok. Az az ember, aki a földet túrja, közvetlenül érdekelt abban, hogy tudja, hogy miből áll a rög, amelyet kézbevesz. A vadász érdekelt abban, hogy tudja, hogy hogyan alakultak ki a különféle földrajzi tájak és — ha legyőznénk a fogalmi nehézségeket — hogy hogyan jött létre a Föld, hogyan lett a Nap és a csillagok és így tovább. De próbáljon meg valaki ugyanezekről a dolgokról beszélni annak az embernek, aki autójával minden reggel ugyanazokon a zsúfolt utcákon halad a hivatal felé — biztosan nem jut semmire.

Álláspontomat a barbár népek tudományos eredményei támasztják alá. Hadd nevezzek meg három egyedülálló teljesítményt: a földművelés fölfedezését, a fémek olvasztását és az első olyan nagy tudományos műszer megépítését, amellyel lehetővé vált a világ megfigyelése és bizonyos események előrelátása. Azért éppen ezeket a példákat választottam, mert meglepetésszerűek, mert úgy hatnak, mint derült égből a villámcsapás, egyszóval mert olyan hihetetlen mértékben hasonlítanak a modern tudomány váratlan áttöréseihez — az atommag összetételének fölfedezéséhez pél-

dául, vagy a táguló Univerzum fölismeréséhez. Próbálják elképzelni az életet abban az időben, amikor több tízezer évig nem állt más anyag az ember rendelkezésére, mint kő, csont és fa. Érezzék át annak a gondolatnak a forradalmiságát, hogy egy kővel olyasmit lehet csinálni, aminek eredményeképpen fém jön létre. Figyelemre méltó, hogy miután a barbárok megtették ezt a hatalmas lépést, miután előállították a rezet és a bronzot, miután a civilizáció kétezer éven keresztül gyümölcsöztette ezeket a vívmányokat, ismét barbárokra volt szükség, hogy fölfedezzék a vas olvasztását.

Önök természetesen azt mondják, hogy a civilizáció lényeges elemekkel járult hozzá a fejlődéshez. Lehet, de mivel, ha eltekintünk a legújabb kortól? Nyilvánvaló, hogy technológiai újítások sokaságával. Ezeknek a nagy részéről azonban kiderül, hogy az úgynevezett sötét középkor hozta létre őket, amely a római birodalom bukásától az európai reneszánsz hajnaláig tartott. Természetesen születtek nagy fölfedezések, amelyek közül talán az írás kialakulása a legfontosabb. Az írásos rögzítés lehetősége nélkül sohasem biztosíthattuk volna azt a folyamatosságot, ami nélkülözhetetlen, ha olyan bonyolult dolog fejlődéséről van szó, mint a modern tudomány. Az írást a királyi kincstárak és a gazdag városok igénye hozta létre: följegyzéseket kellett vezetniük birtokaikról, hogy megakadályozzák a lopást. Ez a fölfedezés tehát minden bizonnyal elsőrendű fontosságú volt, de vegyük észre, hogy más a célja, mint azoknak, amelyekről eddig beszéltünk. Most olyan fölfedezéssel állunk szemben, amelyet nem a kíváncsiság vagy a világra való rácsodálkozás szült, hanem lényegében a kapzsiság. És úgy hiszem, ez jól mutatja, hogy miért vannak ma gondjaink. A fizikus és általában a természettudós bizonyos értelemben kíváncsiságból akarja megérteni a világot és egyfajta csodálkozás hajtja — a társadalmat ellenben csak mohósága és kapzsisága ösztökéli arra, hogy támogassa a világ megismerésére irányuló kutatásokat. Ez húzódik meg amögött a követelés mögött, hogy a tudósok igazolják létjogosultságukat. Ha arra kérnek bennünket, hogy legyünk hasznosak, akkor a társadalom nem az alapvető létszükségleteket kéri tőlünk, hanem azt, hogy kényeztessük el egyre jobban őket a természet erői ellenében. A köztudatban azok a „hasznos" készülékek, amelyek növelik az absztrakció fokát — egy rádióadó például, amely kinyítja a garázsajtót. A „hasznosság" a társadalom szemében jórészt olyan eszközöket jelent, amelyek helyettesítik kezünk-lábunk mozgatását. Nem nehéz elképzelni, hogy „hasznosnak lenni" a jövőben annyit jelent majd, mint lehetővé tenni, hogy az emberek többsége egész életét oxigénsátorban töltse.

Ha valaki elfogulatlanul szemléli a történelmet (azaz nincsenek olyan előítéletei, amelyek szerint a civilizáció „jó", a barbárság „rossz", az életfeltételek javulása az időnek monoton függvénye és így tovább), akkor elkerülhetetlenül ezekre a következtetésekre jut. Így ahelyett, hogy kitartóan közelednénk a „Nagy Társadalom" felé, rendíthetetlenül haladunk egy ostoba és értéktelen társadalom irányába. Az igazi kérdés az, hogy mit tegyünk, ha egyáltalán tehetünk valamit ez ellen. Hányan hisznek igazán közülünk abban, hogy a világ jó irányba fejlődik? Hányan hisznek közülünk abban, hogy a lakosság számának világszerte folytatódó gyors növekedése jobbá teszi az életünket? Hányan hajlandók közülünk kellemetlen választ adni maguknak az efféle kérdésekre, miközben az az érzésük, hogy keveset, vagy talán semmit sem tehetünk? Ez itt a kérdés. Valóban igaz, hogy nem tehetünk semmit a társadalomért, vagy egyszerűen csak egy belénknevelt gátlás akadályoz bennünket? Voltaképpen nem úgy áll-e a dolog, hogy a tudósok azért nem cselekedtek mind a mai napig, mert nem merték megengedni maguknak az őszinteséget: nem számoltak a társadalom üstökön ragadásának lehetőségével?

Úgy tűnik, két út áll előttünk a hetvenes és a nyolcvanas években. Folytathatjuk azt, amit csinálunk: egyre több tudást halmozunk föl, annyit, amennyit csak tudunk mai civilizációnk összeomlásáig — esetleg csak a század végéig. Ha úgy érezzük, hogy nincs reális esélyünk az összeomlás elkerülésére, akkor valószínűleg ezt az utat kell követnünk, hiszen minél mélyebben sikerül most megismernünk a világot, annál könnyebb dolguk lesz azoknak, akiknek az a nehéz feladat jut majd osztályrészül, hogy megpróbálják újjáépíteni a társadalmat. A másik lehetőség az, hogy ne tekintsük többé magunkat a régi filozófusok mai megfelelőinek — a közvélemény és a politikusok igazából így gondolnak ránk —, és ne tekintsük többé magunkat szellemes kis készülékek szállítóinak sem. Értsük meg végre, hogy képesek lehetünk arra, hogy tegyünk valamit a társadalomért. A múltban a tudomány a technikán keresztül visszahatott a társadalomra. Most ismét a társadalom hat vissza ránk, és pontosan ezért vizsgáljuk a szóbanforgó kérdéseket. Elhatározzuk-e, hogy a társadalom szerkezetébe való nyílt beavatkozás révén is befolyásoljuk ezt a ciklust? Vagy egyszerűen félreállunk és szabad folyást engedünk a dolgoknak: pusztuljon, aminek pusztulnia kell? Azt hiszem, hogy ez a döntő kérdés.

Harminc évvel ezelőtt értelmetlen dolog lett volna fölvetni ezt a problémát. Harminc évvel ezelőtt a természettudósoknak nem volt semmilyen tapasztalatuk azzal a nagyszabású szervező munkával kapcsolatban, amely nélkül ostobaság lenne hatékony társadalmi akcióról ábrándozni. Többé nem ez a helyzet. A nagyenergiájú fizikával kezdtem ezt a gondolatmenetet, és a nagyenergiájú fizikával fogom befejezni. Hangsúlyozni szeretném, hogy a nagyenergiájú fizikához szükséges hatalmas rendszerek felépítése és irányítása során szerzett tapasztalat már összemérhető azzal, ami a társadalom gazdasági szerkezetének ellenőrzéséhez szükséges. Ténylegesen felülmúlja azok többségének a tapasztalatát, akiket megválasztunk, hogy országainkat kormányozzák. Ezek az emberek minálunk többnyire jogászok, akik sohasem

építettek vagy vezettek semmi fontosat. A politikusok egy tekintetben és rendszerint csak egy tekintetben magasan képzettek — abban, hogy hogyan kell megnyerni a választásokat. Ha egyszer megválasztották őket, akkor a politikusok hozzáértőbb embereket neveznek ki, hogy intézzék ügyeiket.

Befejezésül hadd szóljak néhány szót a modern demokráciáról — csak hogy tudjuk, hogy miről beszélünk. A polgári demokrácia a szó biológiai értelmében rendkívül szelektív rendszer, amely 100 körüli intelligenciahányadosú vezetők kiválasztására alkalmas. Ez azért van így, mert a legtöbb ember intelligenciahányadosa alig különbözik a 100-tól. Minden más emberi tevékenységben — a sportban, a tudományban, a művészetben, az üzleti életben vagy a szórakoztatóiparban — valamiféle súlyozás érvényesül a különleges képességek javára. Nem így a parlamenti politikában. Ebben az országban valaki akkor nyer meg egy választást, ha éppen az eloszlás közepén helyezkedik el, pontosan a gyakorisági csúcsban. És ez természetesen akkor érhető el a legkönnyebben, ha az illető éppen az intelligenciahányados-eloszlás közepén van, hiszen így minden természetesen adódik a számára.

Mint látjuk, ezek az egyszerű megfontolások rendkívül messze vezettek. Most bizonyára jobban értik, hogy miért uralkodik olyan hihetetlen zűrzavar a politikusaink világában. Gondoljanak a nagy labdarúgó-mérkőzések ünnepélyes kezdőrúgására. Képzeljék el, milyen lenne a játék, ha az egész meccs ilyen rúgásokból állna. Ha sikerül maguk elé idézniük ezt a képet, akkor látják a dolgok jelenlegi állását.

Összefoglalva a következőket javaslom a hetvenes évekre: vagy tartsuk távol magunkat a zűrzavartól, vagy vessük bele magunkat annak közepébe és változtassuk meg. Vigyázzunk, hogy ne bukjunk el közben, ne fogjunk bátortalanul a dologhoz, mert akkor biztosan nem sikerül. Ne higgyük, hogy pusztán tanácsokkal bármit is elérhetünk. És ami a legfontosabb: Vegyük tudomásul valamennyien, könnyen lehet, hogy saját fogalmaink átértékelése bizonyul majd a feladat legnehezebb részének.

MEMBRÁN—BIOFIZIKA I.

Biomembránok modellezése bimolekuláris lipid membránokon

Karvaly Béla
MTA Szegedi Biológiai Központ
Biofizikai Intézet, Szeged

Bevezetés

Az élő szervezetekben igen nagyszámú és igen bonyolult, egymáshoz szervezetten kapcsolódó (szinkronizált) folyamat játszódik le, s ezek biztosítják azoknak a sokoldalú funkcióknak az ellátását, amelyekkel minden életmegnyilvánulás során is találkozunk. Ezeknek a tipikusan biológiai folyamatoknak — mint kiderült — éppen olyan egzakt kémiai, fizikai és fizikai-kémiai alapjai vannak, mint az élettelen világban lejátszódó jelenségeknek. Ami a biológiai rendszerekben lezajló kémiai folyamatokat illeti, azok a biokémia tárgyát képezik. A biokémia történetileg évtizedekkel ezelőtt kialakult és az életjelenségek kémiai hátterének tisztázásában szinte csodálatra méltó eredményeket ért el. A biológiai tudományok közül elsőként kísérelte meg — bár többnyire kvalitatíve, de nem kevés sikerrel — az élő szervezetekben lezajló folyamatokat atomi ill. molekuláris szinten értelmezni. A biokémiai valamint az élettani vizsgálatok újabb eredményei rámutattak arra, hogy az élő rendszerek strukturális és funkcionális egységének kérdései nem közelíthetők meg kizárólag kémiai alapokon és ennek egyik következményeként tekinthető a biofizikának, mint önálló problematikájú és sajátos megközelítésmódú tudománynak — különösen az elmúlt két évtizedben világszerte megmutatkozó — rohamos fejlődése. Bár a biofizika tárgyát illetően jelenleg is sok vita folyik, annyi azonban világos, hogy a biofizika egyrészt mozgósítja a már meglevő kísérleti és elméleti fizikai apparátust a biológiai történések alapjainak tisztázására, másrészről az élő rendszerekben végbemenő speciális fizikai folyamatok adekvát kísérleti és elméleti megközelítésre törekszik.

Visszatérve a biokémia és a biofizika eddigi múltjára, valamint az általuk szolgáltatott legújabb eredményekre, talán nem tűnik túlzott merészségnek, ha a biofizika határain máris újabb tudományágak (pl. a biológiai fizikai kémia, a bioelektrokémia stb.) önállóságra való törekvésének jeleit véljük kirajzolódni. Ennek mintegy igazolásaként a későbbiekben rá szeretnénk irányítani a figyelmet arra, hogy mennyire általános érvényű és alapvető fontosságú törvényszerűségek felismerésére ad lehetőséget az egyes membránfolyamatok elektron-szintű hátterének feltárása és milyen, minőségben is új, szemlélethez vezethet ez a biológiában.

Az élő szervezetek egyik legszembetűnőbb morfológiai sajátossága, hogy azok térben jól elkülönülő egységekre, sejtekre és azokon belül ún. sejtorganellumokra (sejtmag, mitokondrium[1], riboszómák[2] stb.) tagozódnak. Mind a sejteket, mind a sejtorganellumokat sajátos és tipikusan biológiai képződmények ún. membránok különítik el a

[1] Növényi és állati sejtekben előforduló, mikron nagyságrendű részecske, amelyet — az anyagcsere — —élettani folyamatokban betöltött szerepe miatt — a sejtek energia-központjának is neveznek.

[2] A sejtekben előforduló, 150 Å körüli átmérőjű szemcsék, amelyek ribonukleinsavakból (RNS) és fehérjékből (a legnagyobb szervezettségű nitrogéntartalmú szénvegyületekből) épülnek fel és funkciójukat illetően a fehérjeszintézis helyei.

környezetüktől, s ugyancsak membránok, ill. membránrendszerek ismerhetők fel egyes organellumok (pl. a mitokondrium) belső szervezettségében is. LEHNINGER (1) adatai szerint a membránok és az azokkal szoros strukturális-funkcionális egységet képező egyéb anyagok (enzimek stb.) a sejtek súlyának 60—90%-át teszik ki. Ezek után egyáltalán nem meglepő, hogy a membránok képezik ama biológiai organizációs formák legátfogóbb csoportját, amelyen belül a struktúra és funkció egysége a legplasztikusabban és legsokoldalúbban nyilvánul meg. A membránok keletkezéséről (a membránképző makromolekulák szintéziséről és membránstruktúrába való szerveződéséről, azaz a membránstruktúrák morfogenéziséről) jelenleg még igen keveset tudunk, s ennek tisztázása is a biofizikai vizsgálatok egyik jövőbeli feladata lesz (2). Azonban máris igen sok ismeretanyag halmozódott fel a membránok legfontosabb biológiai funkcióit illetően, főleg biokémiai, elektrofiziológiai[3] és morfológiai[4] vizsgálatok eredményeképpen. Ezek alapján áttekintést kaphatunk a biológiai membránok funkcióiról, amelyek — többek között —

1. az egyes sejtek és sejtorganellumok térbeli elkülönítésében, azok strukturális vázának biztosításában és integritásuk fenntartásában;
2. a sejtek és egyes sejtorganellumok fiziológiás ion- és molekulakoncentrációinak fenntartásában (aktív — koncentrációgradienssel szembeni — anyagtranszport; kémiai reakciók térbeli és időbeli elválasztása és koordinálása stb.);
3. a sejtek, sejtorganellumok közötti „kommunikáció" biztosításában;
4. a mozgásképesség (s ezen belül elsősorban a kémiai, elektromos és fényenergia mechanikai energiává való nagy hatásfokkal történő átalakításának) biztosításában;
5. oxidatív foszforilációban;[5]
6. enzimatikus folyamatok strukturális és molekuláris feltételeinek biztosításában;
7. az ingerelhetőségben és ingertovábbításban betöltött szerepükben;
8. a fényenergia biológiai hasznosításában (fotoszintetikus foszforiláció,[6] látás stb.);
9. a fehérjeszintézisben;

nyilvánulnak meg, de fontos szerepet töltenek be a

10. genetikai információ átvitelének egyes mozzanataiban;
11. immunológiai folyamatokban;[7]
12. a biológiai „erősítőrendszerek"-ben és
13. a dinamikus információátvitel és információrögzítés folyamatában is.

Amint az előbbi — közel sem teljes — felsorolásból is látható, a membránok igen eltérő funkcionális feladatot látnak el, s nem kétséges, hogy ezeknek az alapjait képező fizikai folyamatok is — természetüket illetően — igen eltérőek. Lényegében ezeknek a fizikai folyamatoknak a feltárása képezi részben a membránok biofizikájának tárgyát.

Régi törekvés a kísérletes természettudományokban, hogy az egyes, bonyolult körülmények között lezajló természeti folyamatokat modellrendszereken, lehetőleg zavaró háttértől mentesen is tanulmányozzák. Bár ez az igény a biológiában, ill. a biológiai vizsgálatokban is már évtizedek óta felmerült, a molekuláris szintű biológiai kutatások területén azonban — érthető nehézségek miatt — csak az utóbbi egy-két évtizedben sikerült néhány megfelelő modellrendszert kidolgozni és eredményesen felhasználni. E rendszereken kapott ismeretek átütő sikere ösztönzően hatott a biológia modellezés fejlődésére is és ennek a fejlődési folyamatnak az egyik legszebb eredménye a biológiai membránokon lejátszódó jelenségek modellezésére alkalmas rendszer, a bimolekuláris lipid membránok (BLM)[8, 9] készítésének és vizsgálati módszereinek kidolgozása.

Azt az elképzelést, hogy a biológiai membránok strukturális váza egy bimolekuláris lipid réteg (3, 4, 5) csupán közvetett bizonyítékok támasztották alá a legutóbbi időkig, sőt egyes vonatkozásokban igen komoly érvek és kísérleti eredmények voltak felsorolhatók (6, 7, 8) e struktúra általánossága ellen. Azonban a myelin membránra[10] és a retina pálcikák külső részére vonatkozó röntgendiffrakciós analízis azt mutatta, hogy a bimolekuláris lipid vázat feltételező GORTER—GRENDEL—DANIELLI—DAVSON (GGDD-) modell ezekben az esetekben feltétlenül igaz (9, 10, 11). Bár újabban további membrántípusok esetében is megerősítést nyert a GGDD-modell valószínűsége (12, 13, 14, 15), sok nyitott kérdés van még ebben a vonatkozásban. A vitatott kérdések ellenére reálisnak tűnik, hogy a biológiai membránok — legalábbis egy része — bimolekuláris lipid vázra épül fel *(1. ábra)*. Részben ezek voltak azok

[3] Az élettannak az élő (növényi és állati) szervezetek elektromos jelenségeinek tanulmányozásával foglalkozó ága.

[4] Legtágabb értelemben: az élőlények makroszkopikus, mikroszkopikus és szubmikroszkopikus felépítésével foglalkozó tudomány. Itt: főleg elektronmikroszkópiai szintű strukturális tulajdonságok leírását és összehasonlító vizsgálatát jelenti.

[5] Az élő szervezetek energiaforgalmában és energiatárolásában kulcsponti szerepet betöltő ATP (adenozintrifoszfát) szintézise. Az ATP energia felszabadulással végbemenő kémiai reakciók (pl. a szénhidrátok oxidációja) során felszabaduló energia az ATP molekulában „elraktározódik"; s az energiát igénylő folyamatok esetében pedig (pl. különféle makromolekulák szintézise stb.) az ATP — lebomlása révén — szolgáltatja a szükséges energiát.

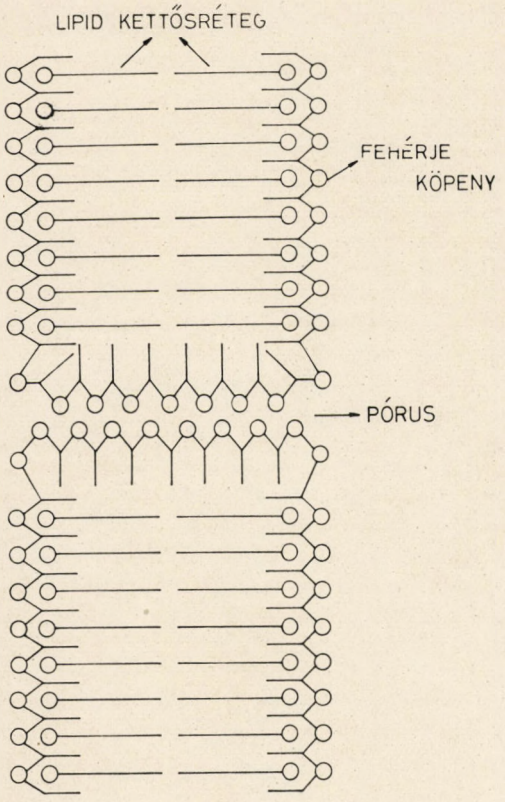
[6] A fényenergia ATP-ben történő „raktározásának" folyamata.

[7] Az élő szervezet betegségekkel szembeni védekezése.

[8] Szokásos elnevezések: black lipid membrane, artificial bimolecular membrane, artificial lipid membrane, lipid bilayer membrane, lipid bilayer, bilayer membrane, bimolecular lipid leaflet, bimolecular leaflet, bimolecular lipid film, black lipid film.

[9] A lipidek vagy lipoidok zsírszerű, nem vízoldékony szerves vegyületek (l. később).

[10] Az ingerület vezetésére szolgáló ún. idegrostok belső hüvelye.



1. ábra

a körülmények, amelyek MUELLER és munkatársai érdeklődését a biológiai membránok rekonstrukciójának, a BLM-ek készítésének és vizsgálatának irányába terelték (16, 17). Az elmúlt évtizedben a BLM-eken végzett vizsgálatok rendkívül szerteágazóan fejlődtek s ezek rövid áttekintése is szinte reménytelen feladat lenne. Azonban egyes speciális kérdések iránt érdeklődőknek viszonylag nagyszámú összefoglaló munka áll rendelkezésre (18—27) az utóbbi évek szakirodalmában. Egy korábbi munkában (28) részletesebbenfoglalkoztunk a BLM-készítés problémáival, valamint a BLM-ek vizsgálati módszereivel. A jelen áttekintésben bepillantást szeretnénk nyújtani a membrán-biofizika egy viszonylag új területére: a biológiai membránok modellezésének fizikai alapjaiba és egyes membrán-folyamatok fizikai vonatkozásaiba.

I. táblázat

	Biológiai membránok	Biomolekuláris lipid membránok
Vastagság (Å)		
elektronmikroszkópiai mérések alapján	40—130	60—90
röntgendiffrakciós mérések alapján	40—85	—
optikai mérések alapján	—	40—80
elektromos mérések alapján	30—150	40—130
Törésmutató	kb. 1,6	1,56—1,66
Kettőstörés	megfigyelt	megfigyelt
Ingerlés alatti kettőstörés	megfigyelt	megfigyelt
Felületi feszültség (erg/cm^2)	0,3—3,0	0,2—6,0
Vízpermeabilitás (10^{-4} cm/sec)	0,25—58	2,3—50
Elektromos átütési feszültség (mV)	100	100—1200
Elektromos ellenállás $l \to$ (ohm—cm^{-2})	10^2—10^5	10^3—10^9
Elektromos kapacitás (μF-cm^{-2})	0,5—1,3	0,3—1,3
Negatív ellenállású karakterisztika	megfigyelt	megfigyelt
Nyugalmi potenciál	10—90 mV	0—140 mV
Ingerelhetőség	megfigyelt	megfigyelt
Fotoelektromos érzékenység	megfigyelt	megfigyelt
Szelektív ionpermeabilitás	megfigyelt	megfigyelt
Tranziens ionéermeabilitás	feltételezett	feltételezett

A modellezés alapjai

Amint az előzőekben említettük, elsősorban a strukturális viszonyok, valamint a kémiai összetétel alapján volt várható, hogy a BLM-ek alkalmasak lehetnek a biológiai membránok viselkedésének modellezésére. Későbbi vizsgálatok azonban arra is rámutattak, hogy a struktúrán és a kompozíción túlmenően a biológiai membránok és a BLM-ek legfontosabb mechanikai, termodinamikai és elektromos jellemzői közel állnak egymáshoz, ugyanakkor specifikus viselkedésük is sok vonatkozásban igen hasonló, ha a BLM-et alkalmas extraktumból készítjük, vagy az eredetileg egykomponensű BLM-et alkalmas anyagokkal (fehérjék, fehérjeszerű anyagok stb.-vel) módosítjuk. Ezeknek illusztrálására a (28)-ban közöltek kiegészítésével — az *I. táblázatban* összefoglaltuk a biológiai és mesterséges lipid membránokra vonatkozó legfontosabb paramétereket és megfigyeléseket.

Amint a táblázatból kitűnik, a BLM-ek legfontosabb paraméterei kvantitatív értelemben is igen közel vannak a biológiai membránok megfelelőihez. Bár a tiszta (csupán lipidet, vagy lipideket tartalmazó) BLM egyes jellemzői lényegesen eltérhetnek a biomembránokétól; azok, az ún. fürdetőoldathoz, vagy a membránképző anyaghoz adott alkalmas adalékanyaggal, a kívánt értékre beállíthatók. Ez a körülmény egyúttal azt is jelenti, hogy a BLM-ek egyrészt magukban rejtik a biomembránok szukcesszív rekonstrukciójának elvi lehetőségét, másrészről alkalmasak arra, hogy az egyes biológiailag aktív anyagoknak a membrán lipid vázára gyakorolt hatását molekuláris szinten is vizsgáljuk és értelmezzük.

Bár a membránfolyamatok BLM-en történő modellezésének indokoltságát az I. táblázat adatai világosan mutatják, a *II. táblázatban* röviden áttekintjük a legfontosabb membránfunkciókat és egyes, a BLM-eken is tanulmányozható ama fizikai-kémiai folyamatokat, amelyek valószínűleg az egyes biológiai funkciók ellátásában fontos szerepet játszanak. Noha ez az áttekintés közelről sem teljes, annyi meggyőzően látható, hogy nemcsak az egyes fizikai és fizikai-kémiai tulajdonságok (I. táblázat) hasonósága, de az egyes funkcionális folyamatok BLM-eken történő szimulálásának

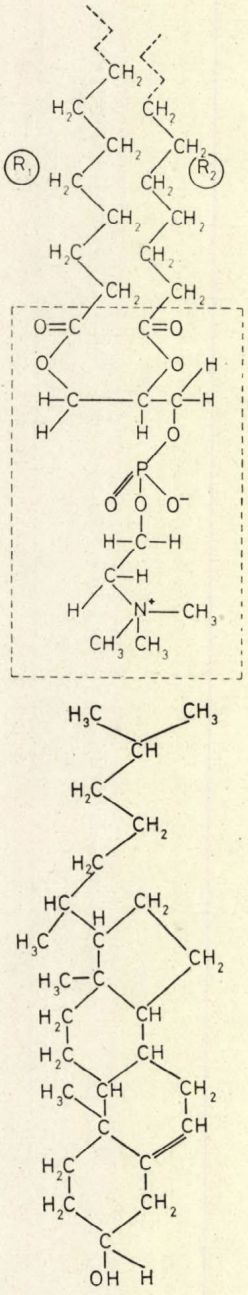
II. táblázat

Membrán funkció	*BLM-en tanulmányozható folyamatok*
Az egyes sejtek és sejtorganellumok térbeli elkülönítése és integritásuknak fenntartása	BLM-ek stabilitása és kölcsönhatása, lipid-protein kölcsönhatás, felületi aktivitás szerepe.
A sejtek közötti kommunikáció biztosítása	Vezetési és transzportfolyamatok vizsgálata.
A sejtek fiziológiás ion- és molekulakoncentrációjának fenntartása	Szelektív ion- és molekulatranszportfolyamatok, a membránpotenciál kialakulásának mechanizmusa.
Ionok és molekulák szabályozott transzportja	Az ion- és molekulatranszport mechanizmusa (enzimatikus folyamatok modellezése), szelektív transzport.
Oxidatív foszforiláció	A kémiai és elektromos energia egymásba való kölcsönös átalakulásának fizikai és fizikai kémiai alapjai. A membrán szerepe a katalikus folyamatokban.
Fotoszintézis, fotoszintetikus foszforiláció	Fotoszintetikus pigmenteket tartalmazó BLM-ek elektromos és fotoelektromos viselkedése.
A fény átalakítása elektromos energiává (a látás stb.)	A látás primer folyamatainak modellezése BLM-en (a BLM viselkedése fényérzékeny anyagok jelenlétében).
Egyes enzimatikus folyamatok lokális és strukturális feltételeinek biztosítása	Enzimatikus folyamatok modellezése BLM-en.
Egyes immunreakciók lokális és strukturális feltételeinek biztosítása	Antigén — antitest kölcsönhatásának tanulmányozása BLMen.
A fehérjeszintézis	Enzimatikus folyamatok modellezése, lipid-protein kölcsönhatás vizsgálata.
A genetikai transzkripció	BLM—DNS, BLM—RNS kölcsönhatás tanulmányozása.
Biológiai erősítés	Magas hatásfokú elektrokémiai elektrodreakciók BLM-eken.
Ingerelhetőség (ingerek kialakulása, felfogása és vezetése)	Ingerelhető (excitábilis) BLM-ek vizsgálata. A membrán elektronikus és ionikus vezetőképességének kapcsolata

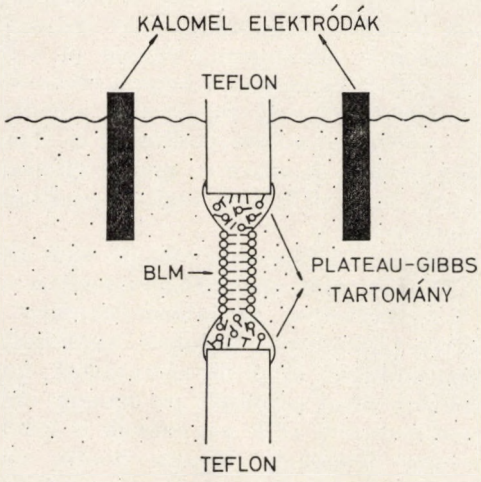
lehetősége is biztosíték arra, hogy a bonyolult membránfolyamatok fizikai, fizikai-kémiai stb. alapjait egzaktabb körülmények között, elemi folyamatokra bontva tanulmányozhassuk. A továbbiakban a BLM-készítés néhány metodikai kérdésével foglalkozunk, valamint a BLM-rendszereken végezhető mérési eljárásokat tekintjük át.

BLM-ek készítése, a BLM-képződés néhány fizikai mozzanata

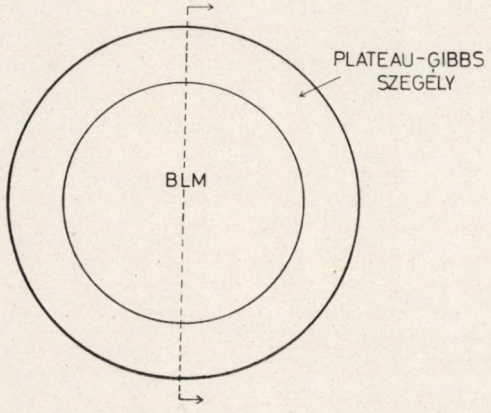
A BLM-készítés viszonylag egyszerű feladat. Nem poláros oldószerben (általában normál alkánokban, mint pl. n-hexán, n-oktán, n-dekán stb.) 1—2 súlyszázalékban feloldunk alkalmas foszfolipidet (pl. a 2a. ábrán látható lecitint), vagy lipidet (pl. a 2b. ábrán feltüntetett koleszterin oxidált formáját), vagy bonyolult biokémiai eljárással nyert lipidkeveréket s ebből az ún. membránformáló oldatból igen kis mennyiséget (1—2 μl-t), két vizes fázist elválasztó tefloncsésze 1—2 mm átmérőjű nyílásra viszünk fel. A vizes fázisok állandó keverésével és a nyíláson elhelyezett oldatréteg megfelelő mechanikai kezelésével elérhető, hogy a nyílás középső részén 50—100 Å vastagságú, bimolekuláris lipid réteg képződjék *(3., 4. ábrák)*. A membránkészítés szempontjából számításba jövő molekulák közös sajátossága, hogy hidrofil jellegű (vízoldékony) poláros csoporttal és hidrofób (vízben nem oldékony) tulajdonságú apoláros farokrésszel rendelkeznek. Ha ezek a molekulák vízzel kerülnek kapcsolatba, egy lamelláris folyadékkristály fázist (rendezett mezomorf formát) képeznek, amelyben a poláros csoportok — mint a molekulák vagy ionok a kristálysíkokban — szabályos rend szerint síkban ismétlődnek, míg az apoláros (hidrokarbon) részek mintegy folyadékállapotban vannak jelen. Esetünkben a



2. ábra



3. ábra

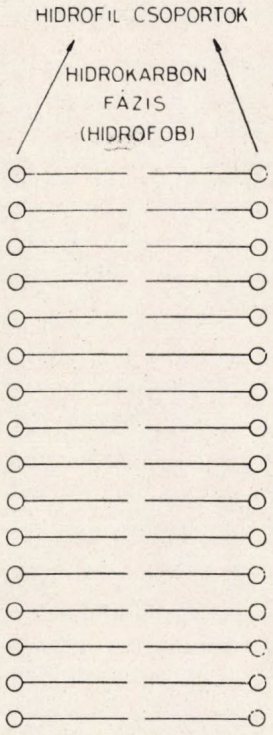


4. ábra

lipid-vizes fázis köztesfelületnél[11] a poláros csoportok kifelé fordulva a vízben mintegy oldódnak, míg az apoláros részek gyakorlatilag vízmentes, összefüggő egységet alkotnak. Határesetben csupán egy molekuláris kettősréteg alakul ki, s lényegében ez az ún. bimolekuláris lipid membrán (5. ábra). A hidrokarbon részek folyadékszerű állapota a membránban levő láncoknak nagy mozgási szabadságot biztosít, de ugyanakkor a láncok figyelemre méltó rendezettséget is mutatnak, ami a láncok „szabad végé"-nek a kettősréteg közepe körüli elhelyezkedésében nyilvánul meg. A BLM-ben tehát a molekuláris konfiguráció valóban nagyon hasonló az eredeti GGDD-eképzeléshez (1. ábra), de a lipid kettősrétegre adszorbeálódott protein[12]

[11] A köztes-felület (interface, ami inkább három, mintsem kétdimenziós) fizikai, ill. fizikai-kémiai szempontból is nehezen megragadható része a modellrendszernek. Ugyanis nem húzható meg éles határvonal sem strukturális, sem funkcionális szempontból a hidrokarbon és vizes fázis között, s ennek térbeli elmosódottságában ill. átfedettségének a kiküszöbölésére vezetjük be a köztes-felület fogalmát. A köztes-felület magában foglalja a lipid-hidrokarbon fázis egy részét, ugyanakkor egy speciálisan rendezett struktúrájú vízréteget is. Ez utóbbi egyrészt a BLM kialakulásában alapvető fontosságú, ill. a BLM-mel kölcsönösen feltételezik egymást, másrészről az ott lejátszódó folyamatok, mint membránfolyamatok tükröződnek.

[12] Fehérje



5. ábra

köpeny nincs jelen. Megjegyzendő, hogy a teflon-csésze nyílásának pereménél körkörösen az ún. PLATEAU—GIBBS-féle szegély (PG-szegély, PG-perem) alakul ki, amely egyáltalán nem bimolekulárisan rendezett (3., 4. ábrák) és fizikai tulajdonságait illetően is lényegesen különbözik az apertura közepén kialakult BLM-től.

A BLM-képződés — a membránformáló oldatnak a teflonnyílásra való felvitele után — általában néhány percen belül bekövetkezik. Sok esetben — sztereomikroszkóppal történő megfigyelésnél — a PG-szegély is jól látható, és úgy tűnik, hogy nem csupán a BLM „felfüggesztésében" játszik szerepet, de bizonyos értelemben, mint „rezervoár" is fontos feladathoz jut. Ezt bizonyítandó: a membránfelület hirtelen — pl. hidrosztatikai nyomásgradiens segítségével való — megnövelése esetén az eredetileg fekete BLM-tartomány környezetében időben gyorsan változó interferenciajelenség figyelhető meg, amelynek eltűnése után az eredetihez képest lényegesen megnagyobbodott bimolekuláris lipid fázis jön létre. Valószínűleg arról van szó, hogy a felület hirtelen megnövelése a felületi szabad energia oly mértékű növekedéséhez vezet, amely magasabb, mint az adott (megnövelt) felülethez tartozó egyensúlyi szabad energia értéke és ezt a PG-szegélyben levő lipid molekulák beáramlása és bimolekuláris rétegben való elrendeződése a felületi feszültség csökkentésével minimalizálni igyekszik. (Részletesebb okait lásd később.) Azaz a Pg-szegély nem csupán a BLM „kereteként" tekinthető, hanem a strukturális integritás biztosításán túlmenően a BLM stabilitását is növeli.

A levékonyodás és a BLM stabilitása

Gyakran megfigyelt jelenség, hogy a BLM a levékonyodási folyamat közben sokkal könnyebben elszakad, mint kialakult BLM-struktúra esetén. A jelenség pontos elméleti értelmezésére jelenleg nincs lehetőség, de valószínűnek tűnik, hogy ehhez az ultra-vékony folyadékfilmek hidrodinamikai viselkedését leíró elméletre lenne szükség, amely még nem áll rendelkezésünkre. Kvalitatíve azonban elképzelhető, hogy a BLM kialakulása — azaz az apertúrára felvitt oldatréteg spontán levékonyodása — a felületi feszültség, a hőmérséklet vagy a köztes-felület szerkezetének stb. lokális inhomogenitásából eredő gócokból indul ki. A levékonyodás a gócokból radiális irányban terjed tova, amely során a gócok ill. a levékonyodott mező peremén nagy koncentrációgradiensek jönnek létre és turbulens folyadékmozgás alakul ki. A koncentrációgradiens létrejötte érthető, ha figyelembe vesszük, hogy a BLM-ben a lipidkoncentráció nagyságrenddekkel nagyobb, mint a membránformáló oldatban (28), míg a turbulens folyadékmozgás a lipid-koncentrációgradienst kiegyenlíteni törekvő lipid és oldószer mozgásából, valamint az oldószerfelesleg „kiszorulásából" eredhet. Így a levékonyodott zónák peremén a vékonyodó film mechanikai stabilitása — a stabilizáló jellegű VAN DER WAALS kölcsönhatások kialakulatlansága ill. gyengesége, valamint a turbulens folyadékmozgás következtében várhatóan kisebb, mint akár a már bimolekuláris rétegbe rendeződött mezők belsejében, vagy akár a még le nem vékonyodott lipid-oldat filmekben. Valószínűleg a membránfázis két ellentétes oldalán elhelyezkedő lipoid molekulák hidrofil csoportjai között fellépő COULOMB-taszítás is fontos szerepet játszik a membrán levékonyodási folyamatának kialakításában.

A BLM stabilitásának elméleti kérdései

A BLM-képződés megértéséhez figyelembe kell venni mind az összefüggő membránfelület létrejöttének, mind a bimolekuláris rétegbe való elrendeződés energetikai okait Tekintettel arra, hogy egy 1 cm^2 felületű bimolekuláris lipid réteg felületének a térfogatához való viszonya 10^6 cm^{-1} nagyságrendű, a felületi jelenségek a membránfolyamatokban nagy szerepet játszanak.

A BLM-képződés ill. stabilitás szempontjából teljesen különböző elméletek láttak napvilágot az elmúlt évtizedben. Valamennyi elmélet hátránya az, hogy több — experimentálisan többnyire nem megközelíthető — paramétert tartalmaznak, így viszonylag kevés kísérleti adattal támaszthatók alá. VAIDHYANATHAN (29) egy viszonylag korai elmélete szerint a BLM-ek stabilitása értelmezhető ha a BLM-eket homogén hidrokarbonrétegnek tekintjük és csak a két vizes fázisban levő ionok közötti kölcsönhatást vesszük figyelembe. Bár az elmélet nem vesz tudomást a BLM-ek — minden bizonnyal fontos — molekuláris felépítéséről, organizációjáról, kívánatos lenne, az elméleti megfontolások kísérleti adatokkal való összevetése. Erre — elvben — alkalmasnak tünnék pl. a BLM-ek vastagságának és kapacitásának a fürdetőoldat ionkoncentrációjától való függésének megbízható kimérése; a jelenlegi mérési pontosság és reprodukálhatóság mellett azonban ez nem kivitelezhető. (Ne feledjük, hogy a BLM-ek vastagsága általában 100 Å alatt van.)

Egy reálisabbnak tűnő elméletet javasolt OKHI és FUKUDA (30), akik a perturbációszámítás segítségével következtettek az intermolekuláris erők természetére (dipól-dipól, indukált dipól-indukált dipól, dipól-indukált dipól) és rámutattak, hogy a lipidmolekulák által képviselt permanens dipólok közötti nettó taszító erők nagyobbak is lehetnek, mint a vonzó jellegűek. (Megjegyzendő, hogy a számításaikban használt numerikus értékek következtetéseik helyességét megkérdőjelezik.)

HAYDON és TAYLOR (31) valamint DANIELLI (32) rámutattak arra, hogy a membránok stabilitása a köztes-felületnél fellépő felületi feszültségnek a bulk lipidoldathoz viszonyított — csökkenésével hozható kapcsolatba. A lipid-molekulák poláros csoportjainak ionikus jellege és viszonylag nagy mérete miatt, ugyanis a lipid-molekulák a hidrokarbon és vizes fázis határán szokatlanul magas adszorpciós hajlammal, és ennek megfelelően nagy adszorpciós szabad energiával rendelkeznek, ami a lipid-molekuláknak a hidrokarbonvizes fázis határfelületén való feldúsuláshoz és köztes-felületi feszültség[13] csökkenéséhez vezet. TIEN (33) és OKHI (34) vizsgálatai megerősítették az előbbiekben vázoltak helyességét, azonban a stabilitást irányító tényezők kvantitatív megragadását még TIEN eredményei sem tették lehetővé. Bár viszonylag jól kialakult gyakorlati fogalmunk van a BLM stabilitásáról, de nem tisztázott egyáltalán, hogy melyik fizikai mennyiségen keresztül tudjuk legszerencsésebben kvantitatíve megragadni és egzaktul mérhetővé, összehasonlíthatóvá tenni. GIBBS (35) vékony filmek stabilitásának mennyiségi jellemzésére a filmek deformálhatósága mértékéül szolgáló E film-elaszticitását, az

$$E = 2A \cdot \frac{d\gamma}{dA}$$

mennyiséget vezeti be (A a felület, γ — a felületi feszültség). Két tiszta, nem keveredő folyadék érintkezési határán fellépő felületi feszültség független a felület nagyságától, azaz $\frac{d\gamma}{dA} = 0$. Amennyiben valamelyik folyadékfázisban pl. felületaktív anyag van jelen γ erősen függhet A-tól, így E viszonylag nagy értéket is felvehet.

Itt mindjárt meg kell jegyezni, hogy E aktuális értéke szempontjából nem közömbös, hogy a felület megváltozásának sebessége milyen. Ezért, és méréstechnikai okok miatt is, E-t valójában

[13] Érintkező, nem keveredő oldalak határán fellépő felületi feszültség.

csupán sztatikus (quasi-sztatikus) jellemzőként használhatjuk, bár a stabilitás inkább dinamikai oldalról történő megközelítést kívánna. Mindenesetre a stabilitás elméleti értelmezésére, kvantitatív jellemzése és mérése területén sok tisztázatlan kérdés van, amelyek megoldása a membránokon és bimolekuláris rétegen belül uralkodó kölcsönhatások megértéséhez is igen sok adalékot szolgálhatna. Az idevágó eredmények talán részben felvilágosítást adhatnak arra vonatkozólag is, hogy egyes sejtek miért kapcsolódnak szívesen hasonló típusokkal; vagy éppen ellenkezőleg, minek tulajdonítható, hogy egyes azonos típusú sejtek (pl. az egysejtű amőbák) kifejezetten kerülik az egymással való érintkezést.

Érdemes megnézni, hogy milyen erők működnek közre a membrán-struktúra kialakításában. A hidrofil csoportok — bár globálisan elektrosztatikusan semlegesek is lehetnek — vizes fázisban, vagy eredendően ionikus jellegüknél fogva, vagy erős polarizálhatóságuk következtében lokális töltéssel rendelkeznek. E felületi ponttöltések környezetében a vizes fázisban óhatatlan jelenlevő ellentétes töltésű (ún. counter) ionok jóvoltából — egy diffúz ionfelhő alakul ki, amely a hidrofil csoport indukált töltését mintegy leárnyékolja azaz elektrosztatikus értelemben — nagy távolságról tekintve — semlegesíti (6. ábra). (Ezt a diffúz ionfelhőt a kolloidikában GOUY-rétegnek nevezik.) Ezek az árnyékoló ionfelhők kölcsönhatásba lépnek, ionjaik egymás között kicserélődnek, amelynek következtében egymásba hatolnak és a leárnyékolt ponttöltések egymáshoz közelednek. Ez az egymás felé való mozgás mindaddig tart, amíg mobilis ionfelhő által leárnyékolt (esetleg polarizációs eredetű) töltések taszítani nem kezdik egymást. A két árnyékolt töltés közötti taszítóerő távolságfüggését ekkor — az árnyékolás és a nem pontszerűség miatt — klasszikus COULOMB-törvénnyel szemben egy exponenciális függvény írja le. Ennek megfelelően a két, egymástól r távolságban levő árnyékolt ponttöltés potenciális energiája

$$\Phi = \Phi_0 \exp\{k(r-r_0)\},$$

ahol Φ_0 az $r = r_0$ maximális megközelítése távolság esetén fellépő taszítási energia, K pedig egy az ionkoncentrációtól függő állandó (az ún. reciprok DEBYE-hossz). Elegendően kis r távolság esetén a fenti COULOMB-taszítással szemben a hidrofil csoportok között rövid hatótávolságú, vonzó természetű van der WAALS féle erők is fellépnek, amelyek egy

$$\Phi_w = -\frac{A}{r^6}$$

potenciált biztosítanak (A a kérdéses molekulák természetétől függő állandó); r a további csökkenés mellett egy újabb, a molekuláris elektronoknak tulajdonítható (ún. Born-féle) taszító erő fellépésével kell számolni, amely az eredő potenciálfüggvényhez egy

$$\Phi_B = \frac{B}{r^{12}}$$

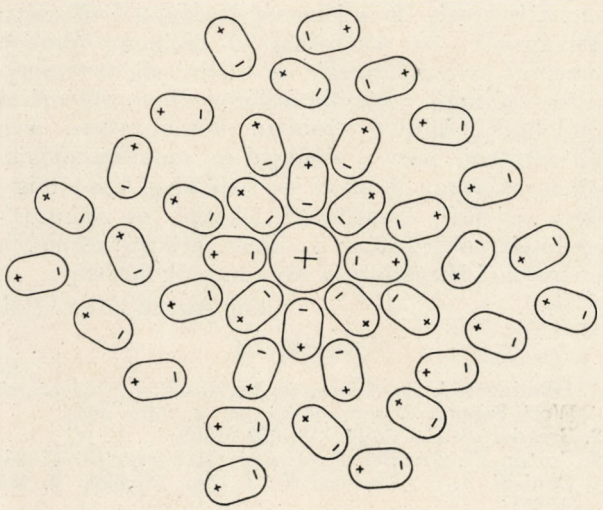
járulékot szolgáltat, ahol B a kölcsönható molekulák elektroneloszlásától függő állandó. Így a két kölcsönható, a hidrofil fejhez rendelhető molekulacsoport teljes potenciális energiája[14]

$$\Phi_{\text{tot}} = \Phi_0 \exp\{-k(r-r_0)\} - \frac{A}{r^6} + \frac{B}{r^{12}}.$$

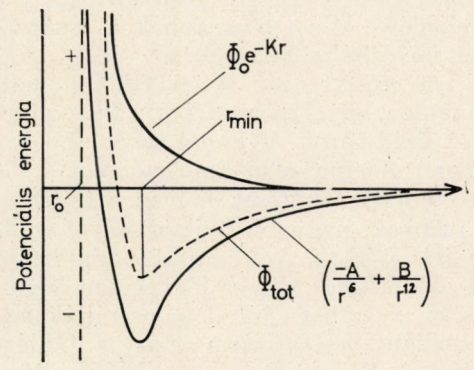
Következésképpen a két csoport potenciális energiája egy bizonyos $r_{\min}$ távolságnál, ahol

$$\left.\frac{d\Phi_{\text{tot}}}{dr}\right|_{r=r_{\min}} = 0 \quad \text{és} \quad \left.\frac{d^2\Phi_{\text{tot}}}{dr^2}\right|_{r=r_{\min}} > 0,$$

minimummal rendelkezik (7. ábra); ezt az $r_{\min}$ távolságot a csoportok egyensúlyi távolságának tekintjük. A BLM-nél az egyes felületi molekulák



6. ábra



7. ábra

[14] A potenciális energia-viszonyokat gyakran a fenti egyenlet jobb oldalának második és harmadik tagjára redukálják, s ekkor a folyadékok elméletéből ismert ún. LENNARD-JONES féle „6—12-es potenciál"-ról is szoktak beszélni [36].

esetén körkörösen elhelyezkedő közvetlen partnermolekulák is kvalitatíve hasonló potenciálviszonyokat eredményeznek, a távolabbi molekulák legfeljebb a COULOMB-tagot módosítják, vagy szerepük teljesen elhanyagolható.

Az előbbiek alapján részben érthető a BLM-ek nagyfokú síkbeli rendezettsége, mechanikai rugalmassága és stabilitása. Kérdés, hogy minek tulajdonítható a bimolekuláris rétegben való elrendeződés előnybe részesítése a multimolekuláris szerkezettel szemben?

Valószínűleg arról van szó, hogy míg a membránfelület kialakításában a poláros (hidrofil) csoportok vesznek elsősorban részt, a kettősrétegstruktúra létrehozásában a poláros és apoláros csoportok egyaránt szerephez jutnak. Az előzőekben vázolt gondolatmenet alapján belátható ugyanis, hogy ebben az esetben elsősorban a bimolekuláris párokban levő hidrofil csoportok közötti COULOMB-taszítást (kissé pontosabban: a membrán két oldalán levő diffúz kettősrétegek COULOMB-taszítását) és a megfelelő hidrofób csoportok közötti VAN DER WAALS féle vonzóerőket kell figyelembe venni. E két erő eredő potenciáltere — mint a rétegvastagság függvénye — hasonlóképpen minimummal rendelkezik, mint a hidrofil fejekre mondottak esetében, s könnyen belátható, hogy ez termodinamikailag messze kedvezőbb bimolekuláris elrendeződésre, mint bármilyen más multimolekuláris rétegre (a hidrofób farok-részeknek köszönhetően monomolekuláris ill. páratlan rétegszámú réteg kialakulása — két vizes fázis között — igen előnytelen).

Érdemes még némi figyelmet szentelni arra, hogy milyen összefüggés van a lipoid molekulák térkitöltése és a BLM stabilitása között. Kísérletileg megfigyelt tény, hogy a lipidkeverékből készített BLM-ek stabilitása sokkal nagyobb, mint az egyetlen lipoid-komponenst tartalmazóké. O'BRIEN (37) és VAN DEENEN (38) szerint a lipidmolekulák között átlagos távolság (mint a térkitöltés mértéke) elsősorban zsírsavláncok hosszától és telítettségétől függ és igen lényeges a koleszterin jelenléte. Minél hosszabbak a zsírsavláncok és minél kevésbé telítetlenek, a — CH_2 — csoportok közötti erős VAN DER WAALS kölcsönhatásnak köszönhetően, annál merevebbek a transzmembrán helyzetű lipid-párok és annál szorosabb lehet az egy síkban elhelyezkedő lipid-molekulák illeszkedése. A telítetlen kötések helyén a zsírsavláncok törékenyebbek, nagyobb hajlandóságot mutatnak nemlineáris térbeli konfiguráció kialakítására,[15] ami az előbbiekhez képest lényegesen lazább térkitöltéshez vezethet. Jól demonstrálják az előbbieket néhány lecitinszármazékra a táblázatban levő adatok (R_1 és R_2 a 2a. ábrán feltüntetett zsírsavláncokat jelentik):

Egy lipidmolekula által elfoglalt terület Å²	R_1	R_2
45	sztearát	sztearát
75	sztearát	oleát
83	oleát	oleát
99	linolát	linolát

Bár a fenti táblázat adatai igen jó összhangban vannak az O'BRIEN-féle elképzeléssel, a térkitöltés szorosságát olyan konkrét tényezők is befolyásolják, mint a poláros csoportok hidratációs tulajdonságai, a szénhidrogénláncok „homogenitása" stb. Megjegyzendő, hogy a tojássárgájából nyert természetes lecitin felületigénye 96 Å², míg ez koleszterin jelenlétében csupán 56 Å²-t tesz ki.

Újabb vizsgálatokból (39) ismert, hogy a lecitin és koleszterin ekvimoláris komplexet képeznek, s koleszterin-hiányos minta esetén (azaz amikor a koleszterin kevesebb, mint a sztöchiometriailag kívánatos mennyiség) a komplex foltokban helyezkedik el. A térkitöltés szorosságát befolyásolják (40):

a) a lipidek szénhidrogénláncainak olvadási pontja;
b) a kísérletek hőmérsékletének az olvadási ponttól való „távolsága";
c) a szénhidrogénláncok hasonlósága és mozgásuk kooperativitása;
d) a poláros csoportok hidrációs sajátságai.

Ez az utóbbi mozzanat bár különösen lényeges, technikai okokból a legkevésbé vizsgált. Mind a membrán molekuláris szerveződöttsége (és szerveződése), mind a membránok funkcionális szerepének betöltése szempontjából a hidrátburokban „kötött víz", a membránfelülethez jégszerű merevséggel tapadó rendezett struktúrájú víz, kitüntetett fontosságú.

Részletezés nélkül utalunk arra, hogy a különböző biológiai szempontból alapvető fontosságú „nyom-szennyezések" — akár csak lokálisan is — lényegesen befolyásolhatják a BLM stabilitását. Ebben a vonatkozásban ismereteink még igen hiányosak, de a jelenség biológiai fontossága nyilvánvaló. Itt elsősorban a biomembránokon keresztül anyagfelvételre és szekréciós tevékenységre, valamint a membránkárosodás problémáira gondolunk. Annyit azonban mindenesetre meg kell említeni, hogy a biológiai ill. membranológiai szóhasználatban gyakori és fizikailag kissé misztikus „pórus", „csatorna", „kapu" és „pumpa" fogalmak valószínűleg az idevonatkozó közelebbi ismeretek hiányának is köszönhetik létüket.

Folytatása következik

[15] Itt figyelembe kell venni, hogy az egyes láncok saját — CH_2 — csoportjai között is diszperziós kölcsönhatások léphetnek fel.

IRODALOM

1. Lehninger, A. L., Neurosciences Research Programme Work Session Report, 64—1, pp. 5—66 (1964)
2. Breszler, S. E., УФН., *98*, 653 (1969)
3. Gorter, E., Grendel, F., J. Exp. Med., *41*, 439 (1925)
4. Danielli, J. F., Davson, H., J. Cell. Physiol., *5*, 495 (1935)
5. Robertson, J. D., Biochem. Symp. (Biochem. Soc. London) *16*, 3 (1959)

6. Lucy, J. A., J. Theoret. Biol., *7*, 360 (1964)
7. Korn, R. D., Science, *153*, 1491 (1966)
8. Lenaz, G., Ann. N. Y. Acad. Sci., *195*, 39 (1972)
9. Blaurock, A. E., Worthington, C. R., Biochim. Biophys. Acta, *173*, 419 (1969)
10. Blaurock, A. E., Wilkins, M. H. F., Nature, *223*, 906 (1969)
12. Finean, J. B., Prog. Biophys. Nol. Biol., *16*, 145 (1966)
13. Hsia, J. C., Chen, W. L., Long, R. A., Wong, L. T., Proc. Natl. Acad. Sci. USA., *69*, 3412 (1972)
14. Wilkins, M. H. F., Blaurock, A. E., Engelman, D. M., Nature, *230*, 73 (1971)
15. Engelman, D. M., J. Mol. Biol., *58*, 153 (1971)
16. Mueller, P., Rudin, O. D., Tien, H. T., Vescott, W. C., Nature, *194*, 979 (1962)
17. Mueller, P., Rudin, O. D., Tien, H. T., Wescott, W. C., Circulation, *26*, 1167 (1962)
18. Tien, H. T., Diana, A. L., Chem. Phys. Lipids, *2*, 55 (1968)
19. Rothfield, L., Finkelstein, A., Ann. Rev. Biochem., *37*, 463 (1968)
20. Bangham, A. D., Lsd. Progress in Biophysics and Molecular Biology, Vol. 18. Eds. J. A. V. Buttler and D. Noble, Pergamon Press. N. Y. 1968. pp. 29.
21. Henn, F. A., Thompson, T. E., Abn. Rev. Biochem., *38*, 241 (1969)
22. Castleden, J. A., J. Pharm. Sci., *59*, 149 (1969)
23. Haydon, D. A., Lsd. The Molecular Basis of Nembrane Function Ed., D. C. Tosteson, Prentice Hall, Inc., Englewood Cliff's, N. Y. 1969. pp. 111.
24. Mueller, P., Rudin, O. D., Lsd. Laboratory Techniques in Membrane Biophysics, Eds. H. Passow and P. Stämpfli, Springer Verlag, Berlin, 1969. pp. 141.
25. Haydon, D. A., Lsd. Membranes and Iontransport Vol 1., Ed. E. E. Bittar, Wiley-Intersci., London—N. Y. 1970, pp. 64.
26. Tien, H. T., Lsd. The Chemistry of Biosurfaces, Vol. 1. Ed. M. L. Hair, M. Decker, Inc., N. Y. 1971. pp. 231.
27. Bangham, A. D., Ann. Rev. Biochem., *41*, 753 (1972)
28. Karvaly, B., Lsd. Biológiai membránok és transzportfolyamatok c. kötetben (szerk. Karvaly, B., Somogyi, J.) pp. 167—187. Szeged, 1973.
MTA Biol. Oszt. Közl., *16*, 443 (1973)
29. Vaidhyanathan, V. S., J. Theoret. Biol., *21*, 331 (1968)
30. Okhi, S., Fukuda, N., J. Theoret. Biol., *15*, 362 (1967)
31. Haydon, D. A., Taylor, J. Theoret, Biol.,
32. Danielli, J. F., J. Theoret. Biol., *12*, 439 (1966)
33. Tien, H. T., J. Physi. Chem., *72*, 4512 (1968)
34. Ohki, S., Biochim. Biophys. Acta, *255*, 57 (1973)
35. Gibbs, J. W., Collected works, Vol. 1. Yale Univ. Press. New Haven, 1968.
36. Hirschfeld, J. O., Curtis, C. F., Bird, R. B., Molecular Theory of Gases and Liquids, John Wiley and Son Inc., N. Y. 1954.
37. O'Brien, J. S., J. Theoret. Biol. *15*, 307 (1967)
38. van Deenen, L. L. M., Ann. Rev. N. Y. Acad. Sci., *137*, 717 (1966)
39. Darke, A., Finer, E. G., Flook, A. G., Phillips, M. C., J. Mol. Biol., *63*, 265 (1972)
40. Finer, E. G., Phillips, M. C., Chem. Phys. Lipids, *10*, 237 (1973)

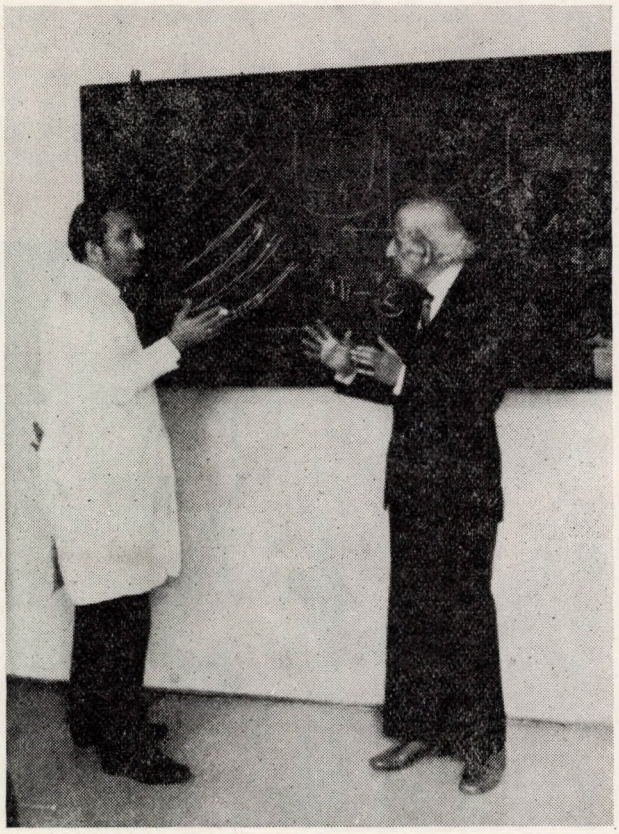
LÁNCZOS KORNÉL

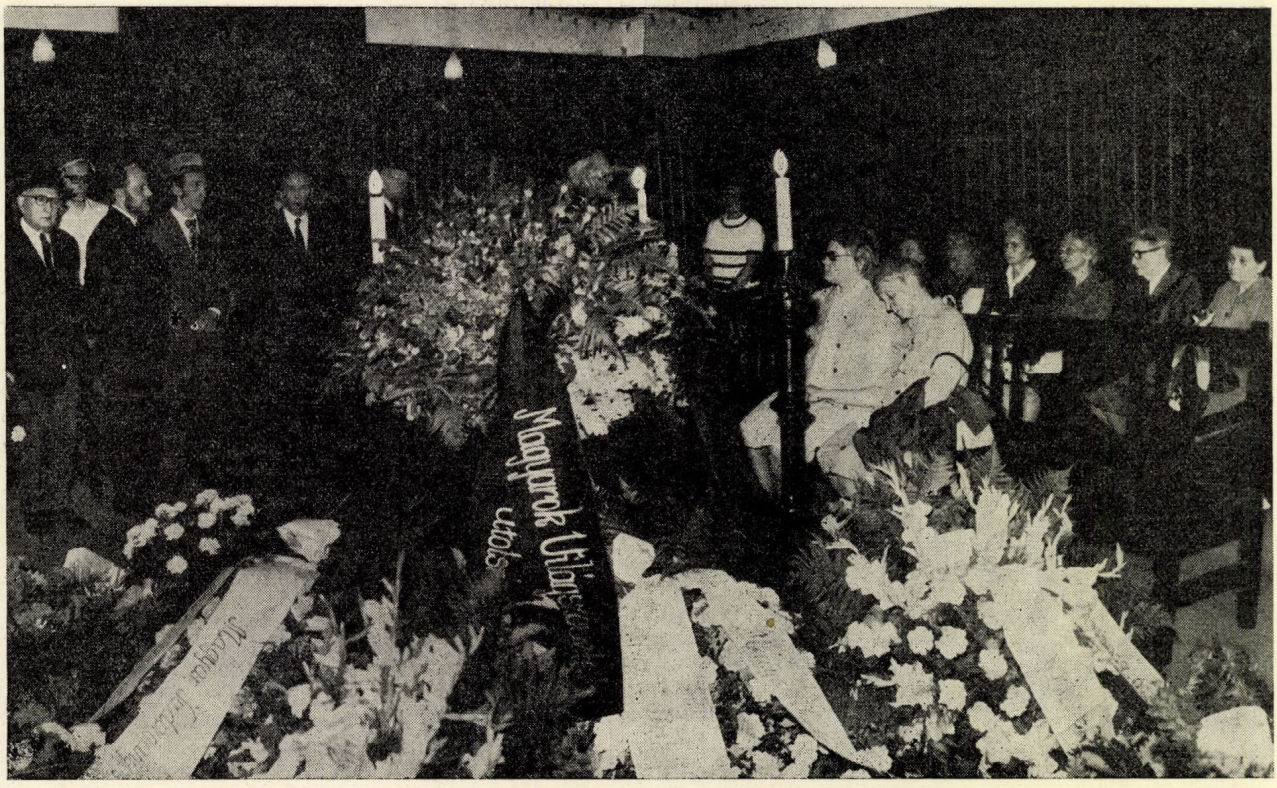
Marx György
ELTE Atomfizikai Tanszéke

(Búcsúztató a Farkasréti Temetőben, 1974 július 5)

1893-ban Székesfehérváron született Lánczos Kornél és 1974-ben Budapesten halt meg. A fizika azon óriásainak volt társa, akiket a tizenkilencedik század szült, akiknek gondolkodásmódját a klasszikus fizika alakította ki, de akik felül tudtak emelkedni a klasszikus örökség intellektuális korlátain, és a huszadik században diadalra vitték a még ragyogóbbat: a modern fizikát. A mi szemünkben, akik már a modern fizika gondolatvilágába születtünk bele, az intellektuális forradalmi bátorság példaképét nyújtja az óriásoknak eme előttünk járt nemzedéke.

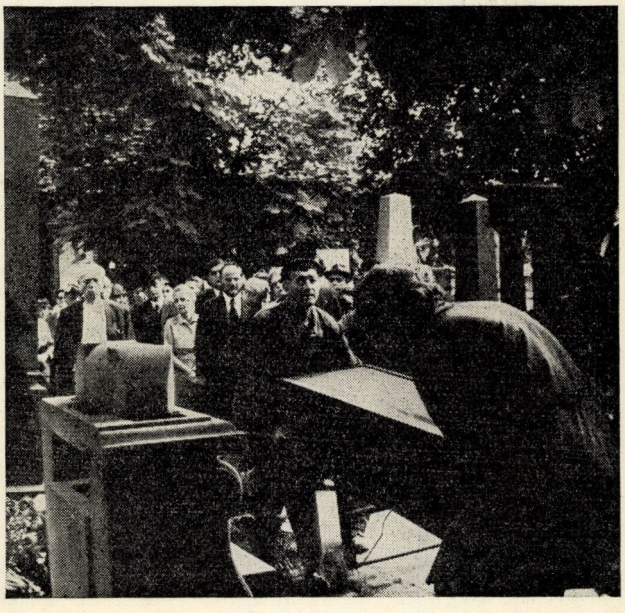
Innen, Budapestről indult el Lánczos Kornél, a fizikus. A pesti Tudományegyetemen tanult. Nemrég hallottuk Szegeden hálás tanítványi megemlékezését professzoráról, Eötvös Lorándról. Tanársegédnek a budai Műegyetem fizikai tanszékére került. Doktori disszertációját Ortvay Rudolfnál védte meg, az akkor alakuló szegedi egyetem égisze alatt, de még Budapesten. Tehát őt is Ortvay Rudolf indította útnak, mint a század első felében a modern elméleti fizika minden kiemelkedő hazai reprezentánsát. A disszertáció az elektromágnesség térelméletével foglalkozott. Ez volt a témája Madelung mellett is, amikor a húszas évek közepén Németországba, az elméleti fizikai kutatások akkori centrumába ment. Berlinben Albert Einstein figyelmét az elektromosságtól a gravitáció felé irányította. Az általános relativitáselmélet fel-





állításával mutatta meg, hogy az anyag és tér kapcsolatának feltárásához a kulcsot a gravitációs mezőben kell keresnünk.

(Két elektromos mező háborítatlanul rakódik egymásra. Egyik töltés tere a másikét nem zavarja. Ez a törvény, a szuperpozíció elve mélyen beivódott fizikai gondolkodásukba. De a gravitációs mező túlmegy ezen az egyszerű szabályon. Ha két test találkozik, a tömegeik által keltett térerősségek összegeződnek. Az eredő térintenzitás négyzete adja a gravitációs mező energiasűrűségét. A négyzetreemelés során egy új tag is megjelenik, a két térerősség szorzata. A gravitációs tér energiája tömeget is képvisel, így önmaga is gravitáció forrásává válik. A szorzat-tag mint forrás szétrombolja a szuperpozíció elvét. Az érkező második test gravitációs mezeje már nem független az első testtől, a második test nem úszhat át akárhogyan gravitációs mezejével az első test által kialakított erőtéren.)



Einstein sejtette, hogy a gravitációs mező egyenletei magukba foglalják a testek mozgástörvényeit. E kérdés matematikai tisztázását a fiatal magyar fizikusra bízta. Bizonyos feltételek mellett Lánczos Kornélnak sikerült először bebizonyítania, hogy Newton axiómái nem független alaptörvények, hanem a gravitációs mező önvisszahatásának a folyamányai. Ma már tudjuk, hogy ez a feltevés teljes általánosságban igaz.

Einsteint magát ebben az időben már más, mélyebb probléma foglalkoztatta. A gravitáció és elektromosság feltételezett egységét akarta felhasználni a tér mélyebb geometriai rétegeinek feltárására. E felé terelte Lánczos érdeklődését is. Közben azonban megsűrűsödött a történelem, nem hagyott időt nyugodt meditációra.

A húszas években kirobbant a modern fizika második, még radikálisabb heisenbergi forradalma. A kvantummechanikával fejtette meg Werner Heisenberg 1925-ben az atomok szerkezetét. Hogy ne kelljen az idegenszerű végtelen mátrixokkal bajlódni, Lánczos Kornél az alapvető fizikai mennyiségekre integrálelőállítást adott. Ezt egy fantasz-

tikusan merész matematikai trükkel érte el, amit ma Dirac-delta néven ismernek a világ fizikusai. Pauli — aki akkor a kvantumelmélet élő lelkiismeretének számított — hibát látott Lánczos dolgozatában, nem fogadta el azt. Az utókor azonban egyértelműen Lánczosnak adott igazat. Így ő 1926-ban egy hónappal megelőzte Schrödingert a kvantummechanika analitikus megfogalmazásával. Ezt nemrég fenntartás nélkül elismerte, Lánczost őszinte ünneplésben részesítette a Nemzetközi Elméleti Fizikai Központ tudományos tanácskozása, amely a kvantumelmélet gyökereivel foglalkozott.

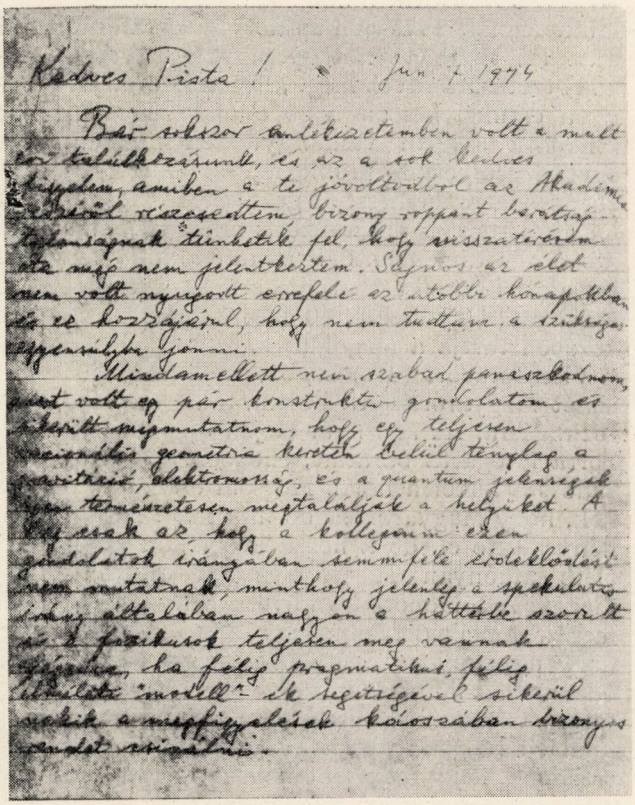
A modern fizika németországi virágkorának a harmincas években véget vetett az erőszak hatalomrajutása. Mint annyi társa, Lánczos Kornél is tengeren túl keresett nyugalmasabb munkalehetőséget. Egy amerikai müegyetemen talált elhelyezkedést az alkalmazott matematika professzoraként. A funkcionálanalízis keretében dolgozott ki konstruktív számítási eljárásokat. Mikor a háború feszítése alatt megszülettek az elektronikus számítógépek, olyan számítások gyakorlati elvégzésére nyílt lehetőség, amelyre korábban nem mertek gondolni. Ekkor tűnt ki, hogy Lánczos gyorsan konvergáló módszereit különösen könnyedén teszik magukévá a számítógépek. Lánczos Kornél egycsapásra elismert matematikus lett.

Az új világ azonban Lánczos számára mindig kicsit idegen maradt. Eljárt Princetonban, hogy Einsteinnel a régi témáról beszélgessen, amely Einsteint egész életére rabul ejtette. Amerikai ismerősök mesélik, hogy nem volt a kortársak közt senki, aki jobban hasonlított volna az idős Einsteinre, mint Lánczos Kornél. Nem csupán külsőben, de a tudományos gondolkodás módjában is és emberi magatartásában. Lánczos ezt mondta: „A görögöknek volt egy kifejezése, amit rendkívül találónak tartok: a *kozmosz*, ami azt jelenti, hogy *szép*. A kozmetika a szépség tudománya. De a kozmosz a világegyetemet is jelenti. Rendkívüli szép gondolat, hogy a szépség és a világegyetem közt harmónia van. Így univerzális lehetőség nyílik arra, hogy a kozmoszt esztétikai alapon meg lehessen érteni. Hogy a görögök ezt meglátták, az a görög kultúra mérhetetlen nagy érdeme."

Amikor az ősz tudósnak a dublini Institute for Advanced Studies szabad és nyugodt munkalehetőséget ajánlott fel, Lánczos Írországba költözött.

A 19. század kutatóinak nagyszerű élménye volt, amikor az elektromosság és mágnesség eggyé ötvöződött. A következő szintézis, az elektromosság és gravitáció összefüggésének felderítése Faraday után a huszadik század legnagyobbjait — Einsteint, Weylt, Eddingtont, Schrödingert — életük végéig foglalkoztatta. (A kutatók sorában ott találjuk Novobátzky Károlyt is, a Kölcsey Gimnázium tanárát.) A siker azonban elmaradt. Ebbe a titánok számára feladott problémába vágott bele újból a hetvenéves Lánczos Kornél is.

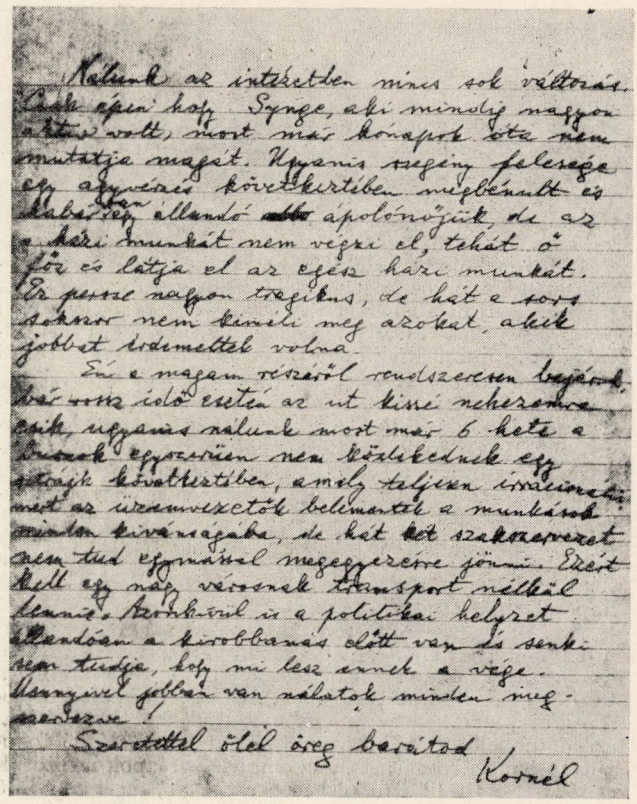
Közben erősödött a szülőföld vonzása. Találkozott magyar fizikusokkal. Többször meglátogatta hugát otthonában a Rákóczi út és Puskin utca ta-



Kedves Pista! Jun. 1 1944

Bár sokszor emlékezetemben volt a mult és találkozásunk, és az a sok kedves [illegible], amiben a te jóvoltodból az Akadémia részéről részesültem, bizony roppant bosszantó tulajdonságnak tűnhetek fel, hogy visszatérésem óta még nem jelentkeztem. Sajnos az élet nem volt nyugodt ezenfelül az utóbbi hónapokban és ez közrejátszik, hogy nem tudtam a szükséges összeülésbe jönni.

Mindamellett nem szabad panaszkodnom, mert volt egy pár konstruktív gondolatom és kidolgozott megmutatnom, hogy egy teljesen euclidesi geometria keretén belül tényleg a gravitáció, elektromosság, és a quantum jelenségek egyszerűen meg találják a helyüket. A baj csak az, hogy a kollegáim ezen gondolatok irányában semmiféle érdeklődést nem mutatnak, minthogy jelenleg a spekulatív irány általában nagyon a háttérbe szorult és a fizikusok teljesen meg vannak elégedve, ha fellép pragmatikus, félig empirikus "modell" és segítségével sikerül valahogy a megfigyelések kaoszában bizonyos rendet létrehozni.



Nálunk az intézetben nincs sok változás. Csak apró hogy Szegő, aki mindig nagyon aktív volt, most már hónapok óta nem mutatja magát. Hozzánk Szegőné feleségének egy agyvérzés következtében megbénult és balesetig állandó ápolónőjük, de az a házi munkát nem végzi el, tehát ő főz és látja el az egész házi munkát. Ez persze nagyon tragikus, de hát a sors sokszor nem kíméli meg azokat, akik jobbat érdemeltek volna.

Én a magam részéről rendszeresen bejárok, bár rossz idő esetén az út kissé nehézkes, csak ugyanis nálunk most már 6 hete a buszok egyszerűen nem közlekednek egy utcajok következtében, amely teljesen járhatatlan, mert az üzemvezetők belemartak a munkások minden kívánságába, de hát két szakszervezet nem tud egymással megegyezésre jönni. Ezért kell egy nagy városnak közlekedés nélkül lennie. Kornélt is a politikai helyzet állandóan a kivobbanás előtt van és senki sem tudja, hogy mi lesz ennek a vége. Remélem jobban van nálatok minden mint nálunk!

Szeretettel ölel öreg barátod
Kornél

lálkozásánál. 1973-ban az Eötvös Loránd Fizikai Társulat tiszteletbeli tagjává választotta és előadás tartására hívta meg. „Einstein és a jövő" — ilyen címmel beszélt a 80 éves tudós a magyar fizikusok szegedi vándorgyűlésén minden idők egyik legsúlyosabb problémájáról: miért különbözik az elektromágnesség a gravitációtól? Ő még egy másik kérdést is hozzáfűzött: miért különbözik az idő a tér dimenzióitól? Mindnyájukat magával ragadott klasszikusan tiszta stílusa, jövőbetekintő lendülete. Úgy érezte, 40 éves kutatás után végre kezében tartja a megoldás kulcsát.

Visszautazott Írországba, de levelei jelezték: ismét Magyarországra készül, talán hosszabb tartózkodásra. Az idei nyár elején újra megérkezett. Sorra látogatta barátait, eközben érte a 81 éves tudóst a hirtelen halál. Mégsem érezzük véletlennek, hogy Magyarországon halt meg. Hazája nem kényeztette el, de a hozzá közelállók tanusítják: élete alkonyán Magyarországon érezte otthon magát. A földobott kő következetességével szállt messze, emelkedett elmeképráztató magasságokig, hogy ugyanilyen következetességgel térjen vissza oda, ahol az induláshoz szükséges energiát magábaszívta. Csodálatosan szép az életpályája, alkotása immár az egész emberiségé. Élete azáltal lett még teljesebb, hogy megszentelt hazai földben nyugodott meg, most már mindörökre.

Lánczos Kornél egyik utolsó levele Kovács Istvánhoz

Jún. 7. 1974.

Kedves Pista!

Bár sokszor emlékezetemben volt a múlt évi találkozásunk, és az a sok kedves figyelem, amiben a te jóvoltodból az Akadémia részéről részesedtem, bizony roppant barátságtalanságnak tűnhetik fel, hogy visszatérésem óta még nem jelentkeztem. Sajnos az élet nem volt nyugodt errefelé az utóbbi hónapokban és ez hozzájárul, hogy nem tudtam a szükséges egyensúlyba jönni.

Mindamellett nem szabad panaszkodnom, mert volt egy pár konstruktív gondolatom és sikerült megmutatnom, hogy egy teljesen racionális geometria keretén belül tényleg a gravitáció, elektromosság, és a quantum jelenségek igen természetesen megtalálják a helyüket. A baj csak az, hogy a kollégáim ezen gondolatok irányában semmiféle érdeklődést nem mutatnak, minthogy jelenleg a spekulatív irány általában nagyon a háttérbe szorult és a fizikusok teljesen meg vannak elégedve, ha félig pragmatikus, félig elméleti „modell"-ek segítségével sikerül nekik a megfigyelések káoszában bizonyos rendet csinálni...

Én a magam részéről rendszeresen bejárok, bár rossz idő esetén az út kissé nehezemre esik, ugyanis nálunk most már 6 hete a buszok egyszerűen nem közlekednek egy sztrájk következtében, amely teljesen irracionális, mert az üzemvezetők belementek a munkások minden kívánságába, de hát két szakszervezet nem tud egymással megegyezésre jönni. Ezért kell egy nagy városnak transport nélkül lennie. Azonkívül is a politikai helyzet állandóan a kirobbanás előtt van és senki sem tudja, hogy mi lesz ennek a vége. Mennyivel jobban van nálatok minden megszervezve!

Szeretettel ölel öreg barátod

Kornél

A FIZIKA TANÍTÁSA

A ZEEMAN-JELENSÉG SZEMLÉLTETÉSÉRŐL

Csekő Árpád
Budapest

Amint a cím is sejteti, a *Zeeman*-jelenségről nem általánosságban, hanem a következő szempontokra bontva kívánok írni: 1. Annak a korszerű oktatásban való szükségességéről. 2. A jelenség bemutatásának kísérleti megvalósításáról. 3. A kísérletben észlelhetőkről és azok tanítási alkalmazhatóságáról. 4. A kísérlet középiskolákban való elvégzéséről.

1. Jövőnk tudatos alakításához szükséges korszerű természettudományos ismeretekkel rendelkező egyének oktatásának új útjait keresi a *MTA Közoktatási Bizottsága* által irányított kísérletsorozat. Egy közelebbi cél elérésében, a mindennapi élet óriási ismeretkincsében való tájékozódásra nevelésben is legfőbb irányelv az, hogy „... egységes természettudományos világkép bemutatását tűzzük ki feladatul." A természettudományok tanításának egységes alapokra építése a gimnáziumok I. osztályában való tanításra tervezett Anyagszerkezet oktatásában eddig elért sikerek további szaporításán múlik. A nagyszabású oktatási kísérlet annál gyorsabban vezet célhoz, minél többen nyújtanak a kísérletben résztvevőknek támogatást. Ebből a szempontból kívánom taglalni a *Zeeman*-jelenség egyszerű bemutatásának lehetőségével kapcsolatban szerzett tapasztalataimat.

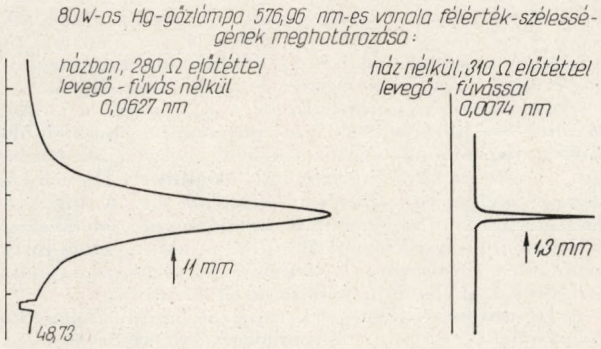
Az „anyag, az elektromosság és a fény atomizmusának; a fénynek mint elektromágneses hullámzásnak; az atomi kvantumszámoknak" ismertetése nem történhetik a tanítás klasszikus sorrendjében. Amikor azonban a matematikai modellek helyett kényszerűségből krétafizikaszerű modelleket alkalmazunk, nem lehet eléggé fokozottan hangsúlyozni: „... az empirikus alapok ne szoruljanak háttérbe!" Különlegesen azért ne, mert a 14—15 éves tanulóknak az érzéki tapasztalásaik a biztos alapok. Persze rendkívül differenciált egy-egy fogalom tapasztalásának mélysége. Felesleges pl. iskolában tapasztaltatni, hogy az alátámasztás megszüntetésekor a kréta leesik. Azt azonban elengedhetetlenül fontos érzékeltetni, hogy két, kísérletre alkalmas test között gravitációs vonzás van, mert e bemutatás után már kicsiny oktatási elhanyagolásnak számít az általános tömegvonzást tapasztalati ténynek tekinteni. Az I. g. osztályos tanulónak rendkívül szilárd alapnak számító tapasztalás az, hogy egy fényforrás mágneses térben részben más színű fényt bocsát ki. A tanulók hallomásból már tudják, hogy a fény elektromágneses hullámzás. A *Zeeman*-jelenség szemlélése után ezt az ismeretet részben tapasztalatinak fogják minősíteni. Az a tapasztalás, hogy a fénykeletkezés mágneses térrel befolyásolható, a fenti célkitűzések szempontjából alapvető jelentőségű. Sajnos nem olyan egyszerű a fénykeletkezéssel kapcsolatban szerzett érzékelések megértése, mint a példának választott tömegvonzási kísérlet esetében. Ott ugyanis könnyű volt minden tanulónak következtetni, hogy a készülékben feltételezett vékony szálon függő golyópárnak (Fiz. Szle. 1967/2) a közelükbe helyezett külső golyópár vonzása révén merre kell elfordulnia. Azon múlik tehát a Z-jelenségnek, mint igazán alapvető jelenségnek a tanítási kísérletek közé való beiktatása, sikerül-e, érdemes-e eljuttatni a tanulókat az érzékelhető látvány megértetéséig.

A Z-jelenség során 5000—10 000 gauszos mágneses térben létesülő „színbeli" különbség csak elvileg igaz. A higany-atomok ugyanis az elektromos kisülési csőben mágneses tér nélkül kibocsátott 576,96 mm-es ($6\,^3D_1 \rightarrow 6\,^1P_1$)

sárga színe helyett az előbb írt erősségű térben 576,97 nm, 576,96 nm és 576,95 nm-es, szemünkkel ugyanúgy sárgának minősülő fényt szolgáltatnak.

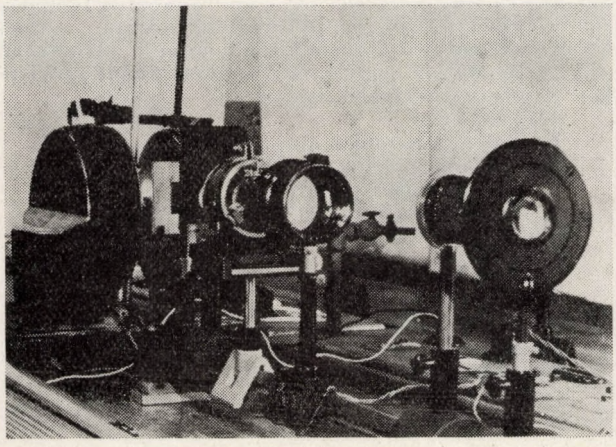
A *Zeeman-jelenség* legegyszerűbb értelmezéséhez is legalább a következő fogalmak szükségesek: keringő töltés mágneses momentuma, frekvencia, hullámhossz, elektromágneses hullámzás, abszorpciós és emissziós vonalas színkép. A jelenség részletesebb megismertetésével viszont szinte minden atomfizikai fogalmat tapasztalati alapon értethetünk meg.

2. A *Zeeman*-jelenség bemutatásának előbb részletezett oktatási nélkülözhetetlensége miatt régóta próbálkozom az OPK Tanszermúzeumba került, törött *Lummer—Gehrcke*-lemez megjavíttatásával. Erre a célra ugyanis oktatási vonalon ezt az interferométert szokták alkalmazni. *Csillag László* könnyebben megvalósítható-

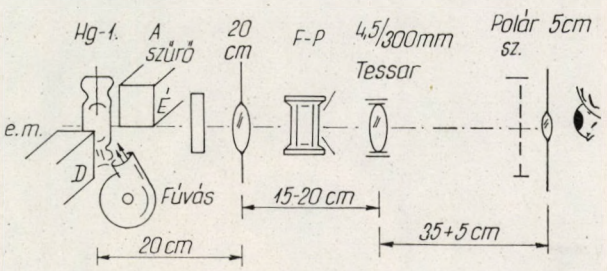


1. ábra

nak javasolta ennek az igen kis mértékű vonalfelhasadásnak a *Fabry—Perot* interferométerrel való bemutatását. Célszerűnek látom a kísérleti összeállítás leírását, mert ez segítségül szolgálhat azoknak, akik a megvalósításon fáradozni akarnak. A kísérletezésemben felhasznált *Fabry—Perot* interferométert az ELTE Ált. Fizika Tanszéke a KFKI-tól kapta kölcsön. A szükséges nagy mágneses térerősség előállítása miatt a lehető legkisebb keresztmetszetű erős fényforrásul a higanygőzlámpa vehető számításba. *Csillag László* volt szíves megmérni a rendelkezésre álló 80 wattos Hg-gőzlámpa 576,96 nm-es vonalának félérték-szélességét. Amint az az *1. ábrá*ról le is olvasható, a lámpa 280 Ω előtétellenállással, réssel ellátott házban 0,0627 nm, 310 Ω előtéttel, ház nélkül, hajszárítóval hűtve 0,0074 nm félértékszélességű vonalat adott. A szükséges mágneses tér előállításához a *2. ábrán* látható nagy elektromágnes helyett éppen olyan jól használhattam az ITG szétszedhető trafó elemeit. Az U-vasmag 2 db 600-as tekerccsel, 2 db záróvassal kétbilincses tartótalpba szorítandó. 2—5 A gerjesztéssel jól látható



2. ábra



3. ábra

vonalfelhasadást létesített. Az optikai eszközöket és azok elhelyezését a *3. ábrá*ról olvashatjuk le. Az észlelő kezeügyében kell lenni az elektromágnesen áthaladó áramerősséget befolyásoló ellenállásnak és a kapcsolónak.

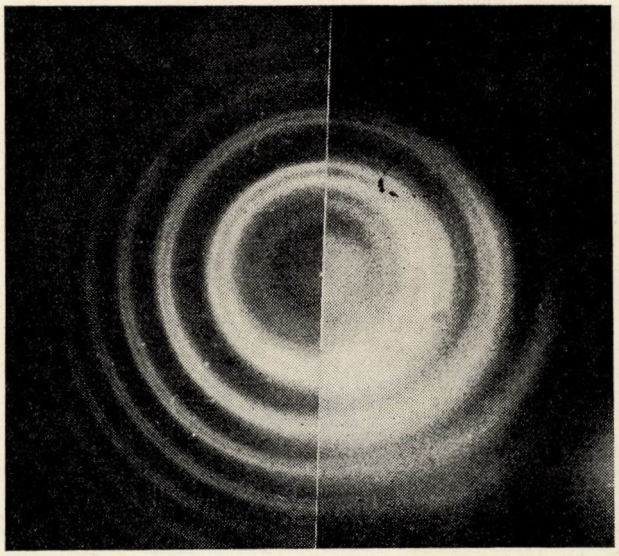
3. Az észlelésekről az alábbiakban írottak olvasása során célszerű arról is határozni, ismertetjük-e a tanulókkal magát a jelenséget, értelmezzük-e a berendezés működését, vagy azt csak ismeretlen szerkezetű információszolgáltatónak használjuk.

A címlapon látható I. és II. gyűrűpársereget a Hg 576,96 nm és az 579 nm-es ($6\ ^1D_2 \rightarrow 6\ ^1P_1$) hullámhosszúságú sárga fénye létesítette. A gyűrűpár belső tagja az 576,96 nm-es. A 20 V feszültségű elektromos térben gerjesztődött más színű elektromágneses hullámzásokat a Zeiss-féle Hg monokromátor szűrősorozat A tagja nyelte el. A körsorok jobboldali fele polárszűrővel készült. Ezek azt mutatják, hogy külső mágneses tér nélkül a Hg-atomok által kibocsátott fényhullámzás vegyes irányítottságú, mert nincs eltérés a gyűrűpár intenzitásában, akár a vízszintes elektromos rezgéseket átbocsátó állású (I.), akár a függőleges állásúval vizsgáljuk (II.)

Amikor a Hg-gőzlámpa az elektromágnes gerjesztésekor mágneses térbe kerül, nagyobb fényerősséggel világít. Mintha az elektromos tér a Hg-atomok közül a szokásos számút ugyanúgy fénykibocsátásra gerjesztené, ezen felül pedig az elektromos és mágneses tér együttese újabb Hg-atomokat késztetne fénykibocsátásra.

A 2. ábrából megítélhető vízszintes irányú mágneses tér keltésekor a III. kép baloldali felén látható gyűrűrendszer jelenik meg. Az I. és II. képen szereplő gyűrűpárok felett és alatt I—I újabb, gyengébb gyűrűt észlelünk az elektromágnes kapcsolásakor. A normális *Zeeman*-effektus olvasmányainkból ismert három frekvencia szerinti elkülönülését az 576,96 és 579 nm-es hullámhosszúságú fénysugaraknak a F—P — interferométerben szerencsétlenül igen közelre kerülő gyűrűi miatt nem láthatjuk. Az előző bekezdéshez illeszkedő fogalmazással a látottakról azt mindenesetre mondhatjuk: mágneses térben a Hg-atomok egy része a szokásos 576,96 nm-es hullámhosszúságú sugárzása mellett annál nagyobb frekvenciával sugároz. A külső gyűrű felett látható újabb gyűrű azt igazolja, hogy a szokásosan 579 nm-es fényt sugárzó Hg-atomokon kívül mágneses térben kisebb frekvenciával sugárzó Hg-atomok is lesznek. Bizonyára keletkeznek mágneses térben az 576,96 és 579 nm-es gyűrűpárok között is újabb, gyenge interferencia-gyűrűk is, de azokat a fedés miatt nem észlelhetjük. (Hogy az alapgyűrűpáron belül és kívül mágneses térben megjelenő kisebb intenzitású gyűrűpár valóban egy nagyobb, illetőleg egy másik vonal kisebb frekvenciájú „felhasadása", azt úgy lehetne bizonyítani, hogy a mágneses erővonalak irányából nézve azok jobb —, illetőleg balirányú körkörösen polarizált voltát igazolnánk.)

Az elektromos és mágneses tér együttese által sugárzásra kényszerített Hg-atomok nagyobb-, illetőleg kisebb frekvenciájú fénye — tehát függőleges elektromos és vízszintes mágneses kényszerítő térben keletkezve — csak függőleges irányú elektromos rezgéseket tartalmaz, mert a vízszintes rezgéseket átbocsátó polárszűrőn nézve a kis intenzitású gyűrűk hiányzanak. Ezt mutatja a III. kép jobboldali fele. Megláttatják ezek a képek azt, hogy a spektrumok alapján megismert Hg-atomok elektromos és mágneses tulajdonsággal bíró olyan rendszerek, amelyek



5. ábra

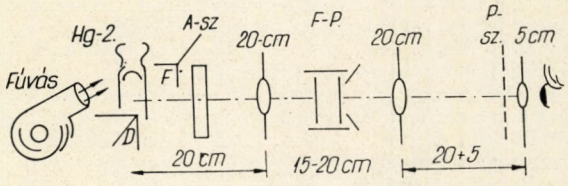
mágneses térben azonos polarizáltságú elektromágneses hullámzást bocsátanak ki.

A negyedik kép ellenőrzésnek tekintendő. Annak baloldali fele polárszűrő nélkül mutatja a 4 A áramerősséggel gerjesztett mágneses térben keletkező Hg sárga fény F—P interferenia gyűrűseregét. A IV. kép jobboldala ugyanazt mutatja, de függőleges elektromos rezgéseket átbocsátó polárszűrővel nézve. Mivel az eredeti fényképeknél a nyomdai másolatok bizonyára kevésbé lesznek részletdúsak, azért az *5. ábrán* egy más felvételsorozatbeli mágneses tér nélküli és mágneses térben keletkezett interferenciasereg polárszűrő nélküli fényképét is közöljük.

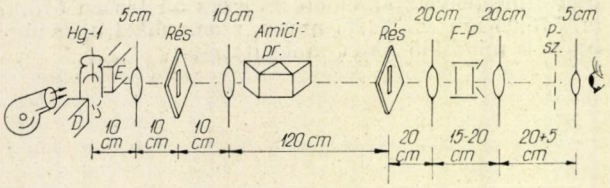
A jelenség valóságban való szemlélése sokkal meggyőzőbb, mint a fényképeké. A fényképfelvételeknek viszont megvan az a nagy előnye, hogy egymás mellé illeszthetjük, ezzel a következtetések tárgyilagosságát növeljük.

A mágneses tér következtében megjelenő kis intenzitású gyűrűk (nagyobb és kisebb frekvenciájú elektromágneses hullámzások) helye miatt foglalkoznunk kell a Z-j. kvantitatív oldalával is. A $\Delta\nu = e.B / 4\,\pi\,m$ összefüggéssel adódó hullámszámkülönbségből nagyszámjegyű osztásokkal nyerhetjük, hogy a fent írt erősségű mágneses térben létrejövő felhasadás hullámhosszúságban csak 0,01 nm. Ez a számítás mutatja meg ugyanis, hogy az 576,96 és 579 nm-es sárga fény egymás mellett látható gyűrűpárjának tagjai a F—P interferencia gyűrűsorozatainak más rendjeihez tartoznak. A *Fabry—Perot* interferométer levegőrétegtávolsága 5,8525 mm. A 2. ábrán látható optikai rendszer nagyítása 5,2×. A fényképek nagyítása 3,9×.

4. Amennyiben az Anyagszerkezet tantárgyat tanítók szükséges tapasztalásnak minősítik a *Zeeman-jelenséget*, akkor ne riadjanak vissza az előbbiekből kiderülő nehézségektől, mert azok lényegesen csökkenthetők! A középiskolai bemutatásokban a következő egyszerűsítésekre van lehetőség.



6. ábra



7. ábra

A fenti kísérletekben használt F—P interferométer alumínium tükröző felületei helyett ma már többréteges dielektrikum tükrözés készíttethető és ezzel az interferométer fényáteresztőképessége 90×-esre növekszik. Ilyen F—P interferométerrel, Zeiss Hg monokromátorsorozat A-tagjával, valamint a középiskolákban meglevő felszereléssel a *6. ábra* szerinti lenne az összeállítás.

Tökéletesebben mutatható be a Z-jelenség a 7. ábra szerinti összeállítással. A Hg sárga vonalpárjának elkülönítését nem monokromátor szűrővel végeztetjük, hanem úgy, hogy az Amici-prizmával előállított Hg-színkép sárga vonalpárját egy résen engedjük át. A lupéként használatos 5 cm-es lencse látómezejében megjelenő sárga vonalpár mindegyikében külön-külön, alakul ki az interferencia gyűrűsorozat, tehát mágneses térben a nagyobb és kisebb frekvenciájú felhasadások (7. ábra).

A Hg-atomok világító elektronjai ilyen információkkal valószínűsítik az atom fénykibocsátásra alkotott klaszszikus elgondolást. A keringő elektronok mágneses momentumaik révén irányultak lesznek. Alacsonyabb energiájú állapotba átmenetük alkalmával a mágneses tér irányában nem sugároznak. Azok az atomok azonban, amelyekben a világító elektron precesszálással áll be, az átmenet során $\pm \frac{h}{4\pi} \frac{e}{m} \overline{B}$ energiakülönbséggel kerül alacsonyabb energiájú állapotba. A precesszálás miatt az így kisugárzott fény a mágneses erővonalak irányából körkörösen polározottnak észlelhető. A fénykibocsátás mágneses térrel való befolyásolásának értelmezése ritka átmenetek esetében ilyen egyszerű. (Normális Z-e.) Az átmenetek nagy többségében az elektronok saját mágneses momentuma is szerepet játszik. (Anomális Z-eff.) Ezek értelmezéséhez még nagyobb elmélyedés szükséges.

Jó volna annak kidolgozása, miképpen szolgálja közvetlenebbül az kvantumfizikai atomkép kialakítását a *Zeeman*-jelenség.

— Körültekintő mérlegelés alapján állítható, hogy a jelenség középiskolában bemutatható. Kérdéses azonban, lesz-e idejük az Anyagszerkezetet tanítóknak, hogy az e tantárgyra való különlegesen komoly felkészülés mellett a Z-j. és a F—P. megismerésében elmélyedjenek és ezen felül a fenti kényes kísérletek végzésében készségre tegyenek szert. Megismétlem egy korábbi javaslatom:

Szükség van olyan központokra, ahol a tanárok tanmeneteikbe beillesztett időpontokban osztályaiknak — a tanulókat kiadással nem terhelő kiránduláson — bemutatják a nagy beruházást igénylő, illetőleg komplikált kísérleteket. A jelen témakörben ilyenek:

Tömegvonzás
Lendület és perdület megmaradás
Mély hőmérsékletek
A hő mechanikai ekvivalense
A Brown-mozgás hőmérsékletfüggése
Hőmérsékletkülönbségre bekövetkező diffúzió
Rezonancia
Millikan-kísérlet
Franck—Hertz-kísérlet
A nátrium emissziós és abszorpciós vonalpárja
Zeeman-jelenség
Elektron-diffrakció

ELEMI NEMLINEÁRIS FOLYAMATOK

N. B. Delone
Moszkva

(I. Nemzetközi konferencia az elektronok és erős elektromágneses tér kölcsönhatásáról, Balatonfüred 1972. szeptember)

Az utóbbi években egy új, a nemlineáris optika, héjfizika, plazmafizika és a kvantumelektronika határterületén fekvő kutatási irány alakult ki, az elemi nemlineáris optikai jelenségek vizsgálata.

Ezek az új jelenségek, (amelyek megfigyeléséhez erős elektromágneses tér szükséges) mint pl. a párkeltés, indukált Compton effektus, többfotonos ionizáció, az atomok többfotonos gerjesztése, a molekulák rezonancia disszociációja, felületi fotoeffektus, nemcsak önmagukban véve érdekesek, hanem, egyrészt ezeknek a jelenségeknek a tanulmányozása hozzájárul a kvantumelektrodinamika és a kvantummechanika fejlődéséhez, másrészt a nagyintenzitású laser-sugárzás és anyag kölcsönhatásánál végbemenő jelenségek számos asztrofizikai folyamat, a rezonancia kémia és új plazmadiagnosztikai módszerek alapját képezik.

A laserek jelenlegi fejlettsége lehetőséget ad az atomban levő térerősséggel összemérhető térerősség elérésére a néhány száz angströmtől a tíz mikronig terjedő hullámhossztartományban. A festéklaserek kifejlesztése pedig finoman hangolható, intenzív fényforrást adott a kísérleti fizikus kezébe. A hullámhosszskála néhány pontján igen intenzív sugárzás állítható elő, pl. 1,06 μ-nál (neodimium-üveg laser) a rekordtérerősség jelenleg 10^{11} V/cm. Az a térfogat, amelyben erős teret lehet létrehozni, lehetőséget ad nemcsak az elemi, hanem a makroszkopikus folyamatok tanulmányozására is.

Az elemi nemlineáris optikai folyamatok a rendszeres időközönként szervezett jelentős nemzetközi konferenciákon is (kvantumelektronikai, ionizált gázok jelenségei, nemlineáris optikai) egyre nagyobb súllyal szerepelnek, azonban egyetlen konferenciának sem képezik alapvető tematikáját. Éppen ezért az elemi nemlineáris optikai folyamatokkal foglalkozó nemzetközi konferencia megszervezésének az ötletét számos ország, többek között a Szovjetunió is aktívan támogatta. A konferenciát a Magyar Tudományos Akadémia, az MTA Központi Fizikai Kutató Intézet szervezte.

Úgy a résztvevők, mint az elhangzott előadások számát tekintve a konferencián az atomok és molekulák nemlineáris fotoionizációjával foglalkozó szekció volt képviselve legerősebben. Meg kell azonban jegyezni, hogy a molekulákban fellépő nemlineáris effektusok nem voltak elegendő súllyal képviselve. Ami az atomokat illeti, a konferencián három alapvető kérdés került részletes megtárgyalásra.

Az első kérdés a többfotonos ionizáció jellemzőinek függése az atomban kötött elektron adott, konkrét spektrumától és a besugárzó laser hullámhosszától. Az utóbbi években a moszkvai Lebegyev Intézetben végzett kísérletek megmutatták, hogy két tipikus eset létezik; a direkt és a rezonancia ionizáció [1]. Direkt ionizációnak a többfotonos ionizációt akkor tekintjük, ha az elektron a tér kvantumainak elnyelése közben az alapállapotból a folytonos állapotba olyan virtuális állapotokon keresztül jut el, amelyeknek $k\hbar\omega$ energiájuk különbözik az elektron kötött állapotának az aktuális sugárzási térben levő $E_i(\varepsilon)$ energiájától. E direkt folyamat esetén az ionizáció valószínűsége $W = \alpha_{k_0}\varepsilon^{2k_0}$ alakban függ a sugárzási tér ε térerősségétől, ahol $k_0 = \langle I/\hbar\omega + 1\rangle$ az ionizáció folyamán elnyelt kvantumok száma; α_{k_0} a folyamat „hatáskeresztmetszete". A többségben a Lebegyev Intézetben mért két, három, négy és ötfotonos ionizáció kísérleti adatainak összevetése a perturbációszámítás k_0 rendjének felhasználásával kapott elméleti számolásokkal megmutatta, hogy a perturbációszámítás első el nem tűnő rendje helyesen adja meg a kapott kísérleti értékeket. [2]

Rezonancia többfotonos ionizációjáról beszélünk abban az esetben, amikor a tér kvantumainak elnyelése közben az elektron egy olyan, reálisnak tekinthető állapotba kerül, amelyre teljesül, hogy $k\hbar\omega = E_i(\varepsilon)$.

Eltérően az egyfotonostól, a többfotonos rezonancia felléptének lehetősége két paramétertől függ: nemcsak a frekvenciától, hanem a sugárzás térerősségétől is. Rezonancia felléphet indukált úton is, a tér ugyanis perturbálja a kötött állapotokat, lényegesen megváltoztatja energiájukat és szélességüket. Rezonancia esetén az ionizáció két lépésben megy végbe: az atom többfotonos gerjesztése és a gerjesztett atom ionizációja. A közbülső többfotonos rezonancia fellépése lényegesen megváltoztatja az atom többfotonos ionizációjának jellegét — megnő az ionizációs valószínűség és megváltozik a valószínűség intenzitásfüggésének jellege. A sztatikus rezonanciától való elhangolás, a rezonancianívó sugárzási térben perturbált energiájának és szélességének függvényében megfigyelt $W(\varepsilon)$ görbe meredekebb és kevésbé meredekebb is lehet, a $2k_0$ kitevőjű hatványfüggvénynél.

A rezonancia többfotonos ionizáció nemcsak önmagában érdekes jelenség, hanem a rezonancia jelenségének megfigyelése felhasználható az erős fénytérbe helyezett atomi nívók perturbációjának meghatározásakor. Az abszorpciót felhasználó klasszikus módszerek, mint pl. Bronch-Bruevich (Szovjetunió) módszere [3] rezonancia perturbáció esetén, vagy pl. P. Platz (Franciaország) módszere [4] nem-rezonáns perturbáció esetén, gerjesztett állapotok megfigyelésére nem használhatók. Az erős tér hatása alatt ugyanis a gerjesztett állapotból történő ionizáció valószínűsége olyan nagy, hogy a gerjesztett állapotok élettartama igen rövid lesz, ezt ugyanis ilyen terek esetén nem a lefelé menő spontán átmenetek valószínűsége határozza meg, hanem az indukált átmenetek (ionizáció) valószínűsége. Ugyanakkor még az első, a Lebegyev Intézetben elvégzett rezonancia ionizációs kísérletek megmutatták, hogy a $W = f(\varepsilon)$ valószínűségnek a sugárzási intenzitástól és frekvenciától való változását mérve, a perturbált rezonancianívó energiáját is meg lehet határozni, azaz teljes információt lehet kapni a perturbációról. Ezt a módszert használta a KFKI-ban Bakos J. csoportja [5]. Ily módon sikerült meghatározni a helium 2^3S és a 11—15-ös főkvantumszámú állapotok közötti energiát 10^6 V/cm-es térerősség esetén. Nagyon érdekes a magasan gerjesztett állapotok erős térben fellépő perturbációja. A kapott adatok összevetése a perturbációszámításból kapott atomi dinamikus polarizálhatósággal megmutatja az első el nem tűnő rend alkalmazhatóságának határait. Ezzel kapcsolatban érdekes megemlíteni, hogy Y. Gontier és M. Trachin (Franciaország) meghatározta a dinamikus polarizálhatóság értékét a H atom első gerjesztett állapotára, figyelembe véve az ε^2, ε^4, ε^6-nál arányos járulékokat is [6]. Kiderül, hogy már $\varepsilon \sim 10^7$ V/cm esetén a magasabb rendek olyan nagy járulékot adnak, melyek összemérhetők az ε^2-el arányos tag járulékával.

És végül a konferencián alaposan megvitatott harmadik kérdés az atom + tér rendszer kvázistacionárius állapotainak spektruma, amikor a perturbációt nem lehet kicsinek tekinteni. Az ilyen spektrumok analizálására felhasználható kísérleti és elméleti adatok ellentmondásos eredményeket adnak. Ugyanis, az egyik lehetőség, hogy a viszonylag kis terek esetén kapott kísérleti és elméleti eredményekből extrapolálnak az erős terek esetére. Ha az egyfotonos ionizáció ismert hatáskeresztmetszetéből és a többfotonos ionizáció (gerjesztett állapotból is) utóbbi években megmért hatáskeresztmetszetéből [1] becsüljük meg a kötött állapotok ionizációs kiszélese-

dését erős térben, akkor olyan értékek adódnak, hogy már néhányszor 10^7 V/cm térerősségek esetén is praktikusan a kötött állapotok teljes spektrumának össze kéne folynia a kontinummal. Ugyancsak a kontinum fellépésére lehet következtetni az atomi dinamikus polarizálhatóság értékének extrapolációjából, amely a perturbációszámítás első el nem tűnő tagjából adódik [2]. A kvázienergiák módszerének alkalmazása mindeddig semmilyen általános eredményt nem adott reális atomok esetén [7]. Következésképpen feltehető, hogy a gerjesztett állapotokból történő nagy ionizációs valószínűség következtében az atom kvázienergetikai spektrumának erős fénytérben szintén a kontinummal kell csatolódnia. Mégis, semleges gázok többfotonos ionizációjának frekvenciafüggésére 5×10^7 V/cm térerősség esetén a kapott eredmények a folyamat rezonanciajellegét mutatják, utalva a kötött állapotok spektrumának diszkrétségére [8]. Jelenleg, ezen elvi kérdés jellegét tekintve az elmélet annyira elmarad a kísérlettől, hogy pl. nehézséget okoz a kísérleti adatok kvalitatív analízise is. Jelenleg nehéz optimális rendszert adni az atom + tér rendszer kvázienergia spektrumának megoldására, azonban hasonló feladatok esetén kvázienergiák módszerének alkalmazása [7] olyan fontos eredményeket ad, mint pl. a szórt fény spektruma megváltozásának kvalitatív leírása [9].

A szilárdtestek nemlineáris fotoemissziójával foglalkozó szekcióban lényegében a KFKI experimentátorainak, a konferencia házigazdáinak előadásait vitatták meg. Habár a nemlineáris felületi fotoeffektus a különböző országok fizikusai figyelmét magára vonja, kísérleti eredményeket még csak Farkas Győző csoportja kapott az említett intézetből. E csoport sikere a lasermode-locking impulzusainak felhasználásával van kapcsolatban. A fém, vagy a dielektrikum felületét modelocking üzemmódban dolgozó laserrel (az impulzushossz $\sim 10^{-11}$ sec) megvilágítva, a targetnek nincs ideje felmelegedni, úgyhogy a Richardson effektussal kilépő elektronok száma elhanyagolható a nemlineáris fotoeffektus eredményeként kilépő elektronok számához viszonyítva. A kísérletileg vizsgált felületi fotoeffektus eddig két fontos tény tisztázását tette lehetővé [10]. Először is: különböző fémeket és dielektrikumokat 0,6943 μ és 1,06 μ hullámhosszú laserrel besugározva az elektronhozam az $I = \alpha_{k_0} \varepsilon^{2k_0}$ hatványfüggvénnyel jól leírható. Itt α_{k_0} a folyamat „hatáskeresztmetszete" $k_0 = \langle A/\hbar\omega + 1 \rangle$; A a kilépési munka. A kísérleti adatokból, amelyben a k_0 nemlinearitás 2 és 5 közötti intervallumban volt, meghatározható a folyamat α_{k_0} „hatáskeresztmetszete" és ez összevethető a jelenség egyes részfolyamatait figyelembe vevő számítások eredményeivel. Másodszor: arany targetet 1,06 μ hullámhosszú laserrel besugározva az intenzitás növelésével eltérés adódott a $k_0 = 4$ kitevőjű hatványfüggéstől. Az ugyanolyan intenzitású, 0,53 μ hullámhosszúságú laserrel végzett kontrol kísérletek nem mutatták eltérést a hatványfüggéstől. Az elméleti előrejelzésnek megfelelően feltételezhető, hogy a hatványfüggéstől való eltérést a fotoemisszió tunneljellege okozza. A felületi fotoeffektus felhasználása az ionizáció többfotonos jellegéből tuneles jellegbe való átmenetének megfigyelésére, jelenleg az egyetlen kísérleti bizonyíték a fénytérben való ionizáció L. V. Keldish által megadott, széles körben ismert elméletére. Meg kell azonban jegyezni, hogy a nemlineáris felületi fotoeffektus elméletének fejlődése eddig elmaradt a kísérleti fejlődéstől, holott a nemlineáris felületi fotoeffektus fontos információt adhat a szilárdtest-vakuum határon levő potenciál struktúrájáról, a fémekben és dielektrikumokban az erős tér behatolási mélységéről, a lasersugárzás statisztikus tulajdonságairól is.

A szabad elektron és intenzív lasersugárzás kölcsönhatásával foglalkozó szekcióban megvitatott kérdések döntő többsége a különböző elemi effektusok elméletéhez tartozott. Részletesen megvitatták a vákumban, intenzív fény hatására létrejövő párkeltés folyamatának egyes speciális eseteit. Ismeretes, hogy folyamatok megfigyelése rendkívüli érdekességgel bír a kvantumelektrodinamika szempontjából. Vákumban a párkeltés akkor válik effektívvé, ha teljesül az $\frac{E}{mc^2} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{kr}} \sim 1$ feltétel, ahol E az elektron energiája, ε a térerősség, $\varepsilon_{kr} = \frac{m^2c^3}{e\hbar}$. E feltétel teljesítéséhez $\varepsilon \sim 10^{15}$ V/cm térerősség szükséges, azaz 4—5 nagyságrenddel nagyobb, mint a jelenlegi modern lasertechnikával elérhető rekord. A mag terében azonban amikor a párkeltés szórás jelenlétében megy végbe, a folyamat jelentősen kisebb térerősség mellett is effektívvé válik [11]. Ehhez elegendő, hogy a nem-relativisztikus elektron a fényhullám periódusára vonatkoztatva átlagosan váljék relativisztikussá. Az ehhez szükséges térerősség $\varepsilon \sim 10^{11}$ V/cm amely, mint fentebb mondottuk, a jelenlegi módszerekkel megvalósítható. Ez teszi aktuálissá a mag terében történő párkeltés részletes elméleti tanulmányozásának folytatását, a közeljövőben pedig eredmények megjelenése is várható.

Nagy térerősségnél a Compton-effektus jellege minőségileg változik, azaz a kétfotonos szórás már nem spontán, hanem indukált. Így az indukált szórás effektivitása nő a sugárzás intenzitásának növekedésével, és már a könnyen elérhető 10^8 V/cm térerősségnél a Compton-effektus lényeges szerepet játszik a gáz és plazma lasersugárzással való kölcsönhatásánál. Véges szélességű frekvencia és térszögspektrumú sugárzás esetén is lehetséges energiaátadás az elektronnak. Minthogy az indukált (kétfotonos) Compton-effektusnál a fotonok száma megmarad, az elektronok melegítése a sugárzási spektrum vörös felé történő eltolódásával jár együtt, amelyet kísérletileg megfigyeltek [12]. A nagy intenzitású, monokromatikus lasersugárzás lehetőséget ad a Kapitza—Dirac effektus megfigyelésére is, amely — mint ismeretes — a kétfotonos indukált Compton-szórás egy speciális esete: rugalmas szórás [13]. Figyelemre méltó, hogy az indukált Compton-effektus leírása a klasszikus fizika nyelvén lehetséges [14], ha az elektronok egy hullámhossznyi utat lényegesen hosszabb idő alatt tesznek meg, mint a tér periódusideje. Ebben az esetben az elektronok melegítését úgy lehet leírni, mint egy erőtérben történő Brown-mozgás eredményét, az elektronok szóródását pedig, mint az elektronok mozgásának eredményét egy gyorsan változó térben.

A konferencián ismét megvitatták a Schwarz—Hora effektust [19], amely mint ismeretes, azt jelenti, hogy a lasersugárzással modulált elektronnyaláb hatására a detektáló ernyő világít. A moduláció úgy jön létre, hogy az elektronnyaláb egy megvilágított vékony rétegen megy keresztül. Az ernyőn megfigyelt fény frekvenciája megegyezik a modulációs frekvenciával. Ezen első [15] és mindeddig egyetlen eredmény interpretációja két új irány, az elektronnyaláb fénnyel történő modulációja kvantumelméletének [16], és koherens felületi sugárzás elméletének [16, 17] kifejlődéséhez vezetett. Kvantummechanikai szempontból az elektronnak a fénnyel megvilágított közegen történő keresztülhaladása után nincs meghatározott energiája és impulzusa, a hullámfüggfénye olyan állapotok szuperpozíciója, amely a kvantum indukált elnyelésének és kibocsátásának felelnek meg. Ezen állapotok interferenciája az elektronnyaláb térbeli modulációjához vezet. A modulált elektronsugár és az ernyő felületének kölcsönhatásánál a folytonos sugárzási spektrumon (felületi, fékezési, lumineszcens) kívül koherens felületi sugárzás is fellép [17]. Az elektronnyaláb modulációs frekvenciájával megegyező frekvenciájú koherens sugárzási intenzitása az elektronnyaláb négyzetével arányos.

Ily módon, egyrészt sikerült leírni az elektronnyaláb modulációját és a koherens felületi sugárzás létrejöttét megmagyarázó folyamatot, másrészt azonban a B. Ya. Zeldovich által elvégzett részletes, kvantitatív analízis [18] megmutatta, hogy az adott kísérlet [15] feltételei mellett a koherens sugárzás lehetséges maximális intenzitása 10^4-szer kisebb, mint a [15]-ben közölt érték, ugyanakkor a folytonos spektrum intenzitása 10^5-szer nagyobb, mint a koherensé.

Világos tehát, hogy a [15] kísérlet megismétlése, sőt

az alapvető paraméterek variálásával végrehajtott kísérletek sora, valamint a kísérleti adatok gondos minőségi analízise szükséges ahhoz, hogy az elektronnyaláb fénnyel történő modulációjáról és a koherens felületi sugárzásról az első következtetéseket le lehessen vonni.

Lényeges hiányossága a konferenciának azon túlmenően — amelyet már említettünk —, hogy a molekulákban végbemenő folyamatoknak kevés figyelmet szenteltek, hogy oly kevés figyelmet fordítottak az atomban fellépő többfotonos szórásra. S. Kielich (Lengyelország) általános képet adott a fényszórásnál fellépő különböző nemlineáris folyamatokról [20].

A konferencia záróülésén több résztvevő adott általános értékelést a konferenciáról. A. M. Bronch-Bruevich (Szovjetunió), S. Kielich (Lengyelország), H. R. Reiss (USA) megjegyezték, hogy a konferencia nagy jelentőséggel bír az elemi nemlineáris optikai folyamatok területén a kutatás fejlődésére, hogy a konferencia jól előkészített volt (a szervezőbizottság elnöke Bakos J. Magyarország) és, hogy a konferencia jól szervezett volt (KFKI Optikai Főosztály). Általános volt a vélemény, hogy a konferenciát az adott tematikával általánossá kell tenni. Kívánatos azonban egyrészt a megvitatandó kérdések körét bővíteni az intenzív fény kölcsönhatása molekulákkal, többfotonos Raman szórás, indukált Compton-effektus és indukált fordított fékezési sugárzás témákkal, másrészt viszont kívánatos a tulajdonképpeni elemi folyamatok szigorúbb meghatározása, azaz pl. az intenzív fény és a makroszkopikus objektumok kölcsönhatásánál fellépő halmozódó és átlagolódó effektusok mellőzése.

A szervezőbizottság záróülésén elhatározta, hogy az összefoglaló előadásokat megjelentetik. Ezt a munkát a KFKI vállalta (szerkesztő: Bakos J.), az összefoglaló előadások gyűjteménye már megjelent. Elhatározták, hogy a következő konferenciát 1975-ben is Magyarországon rendezik.

A szervezőbizottság elnöke továbbra is Bakos J. maradt. (Budapest 114, Postafiók 49)

Megjelent: Uspehi Fiziki Nauk. *111* (2) 379—383 (1973).

IRODALOM

[1] *G. A. Delone:* Conference on the Interaction of Electrons with Strong Electromagnetic Field, Invited Papers (Ed.: J. Bakos) Budapest 1973. 77. old.
[2] *L. Rapoport:* ugyanott, 99. old.
[3] *A. M. Bonch-Bruevich, V. A. Khodovoi, S. G. Przhibelszii* ugyanott, 255. old.
[4] *R. Papular, P. Platz:* ugyanott, 211. old.
[5] *J. Bakos, A. Kiss, L. Szabó, M. Tendler:* KFKI —72 — 69.
[6] *Gontier Y., M. Trahin:* Reprint CEA (Saclay) N°. 112, 1972.
[7] *Ya. Zeldovich:* Uspehi Fiz. Nauk. *110*, 139 (1973). Conference on the Interaction of Electrons with Strong Electromagnetic Field, Invited Papers (Ed.: J. Bakos) Budapest 1973. 5. old.
[8] *D. T. Alimov, N. K. Berezenskaya, G. A. Delone, N. B. Delone:* Kratkie Sobsenie po Fizike N°. 11, 21 (1971), Pisma v. ZsETF *64*, 1178 (1973).
G. Baravian et al.: Appl. Phys. Lett. *18*, 387 (1971).
[9] *V. Kovarsky:* Conference on the Interaction of Electrons with Strong Electromagnetic Field, Invited Papers (Ed.: J. Bakos) Budapest 1973, 125. old.
[10] *Gy. Farkas:* ugyanott, 179. old.
[11] *F. V. Bunkin:* ugyanott 59. old.
[12] *I. K. Kpasiuk, P. P. Pasinin:* Pisma v. ZsETF *12*, 493 (1970), *M. Decroisette et. al.:* Phys. Lett. *32A*, 249 (1970).
[13] *L. S. Bartel et al.:* Phys. Rev. Lett., *14*, 851 (1965).
H. Schearz et al.: Phys. Lett. *19A*, 202 (1965).
[14] *B. Ya. Zeldovich:* Abstracts of the Contributed Papers Conference 27 old.
[15] *H. Schwarz, H. Hora:* Appl. Phys. Lett. *15*, 349 (1969).
[16] *D. A. Varsalovich, M. I. Dyakonov:* Pisma V. ZsETF *11*, 594 (1970); ZsETF *60*, *90* (1971).
[17] *P. L. Rubin,* Pisma v. ZsETF *11*, 365 (1970).
[18] *B. Ya. Zeldovich:* ZsETF *61*, 135 (1971).
[19] *H. Schwarz:* Conference on the Interaction of Electrones with Strong Electromagnetic Field, Invited Papers (Ed.: J. Bakos) Budapest 1973. 39. old.
[20] *S. Kielich:* ugyanott, 279 old.

A KVANTUMFIZIKA TÖRTÉNETÉNEK FORRÁSAI

A következőkben egyedülálló fizikatörténeti kutató- és gyűjtőmunka nagyszabású eredményéről szeretnénk szólni.

„Komplementaritás, hatáskvantum és relativitáselv: ezek együtt képezik korunk legjelentősebb új eszméit a természettudományban. Ezek a kulcsfogalmak a tudományos elmélet ama forradalmában, melynek nem volt párja az utolsó 300 esztendőben. Az emberi tapasztalatok harmonikus rendszerezésére törekvő emberi elme által eddig elért minden »előretörés« közül egy sem volt ennél forradalmibb. Egyikük sem hatolt mélyebbre az Univerzum gépezetének benső működésébe... Az átalakulás nemcsak a fizikát s a filozófiát érintette. Ritka ma az olyan új vegyipari termék, amelyet ne jellemeztek volna előbb a kvantumpályák fogalma segítségével. Nem telefonálhatunk anélkül, hogy ne használnánk a kvantumfizika elvei alapján működő készülékeket. A fémek s a mágneses anyagok területén csaknem minden alapvető új felismerés alapját kvantumelméleti ideák képezik. Az atomfegyverek és a magreaktorok papír s ceruza segélyével megfogalmazott elgondolásokból nem válhattak volna egycsapásra drámai valósággá relativitáselmélet és a kvantumelmélet nélkül. A biokémiával s az élet mibenlétével kapcsolatos sok mély problémán sosem tudtunk volna úrrá lenni a kvantumelmélet elvei nélkül.

Az elméleti fizika forradalmát mindezek az emberi szellem legnagyobb teljesítményei közé sorolják.

Az elméleti fizika fejlődése, növekedése folytatódik. Azok a döntő fejlemények azonban, amelyek itt most bennünket érdekelnek — a kvantumelmélet s a relativitás —, másfél évtized folyamán, 1898—1913 között sarjadtak ki, s a következő két évtized (1913—1933) alatt az elmélet csaknem elérte mai állapotát és alakját.

Azt hihetnénk, hogy ezen — az emberi civilizáció szempontjából oly centrális fontosságú s az emberi szellemnek oly nagy dicsőséget szerzett — fejleményekre vonatkozó dokumentumokat már régen összegyűjtötték és teljes történetüket megírták. A tények azonban egészen mást mutatnak. Ha igaz az, hogy mindazon fizikusoknak, akik valaha éltek, a kilencven százaléka ma is él, úgy megfordítva, igen valószínű, hogy a fizikatörténet irodalmának kilencven százaléka azok munkájával foglalkozik, akik már meghaltak. A rendelkezésre álló fizika-tankönyvek — még a legjobbak is — alig-alig tesznek kísérletet arra, hogy orvosolják ezt a hiányt.

A természetről többet tudunk, mint arról, hogy mi módon fürkészi az ember a természetet. Mi hozta meg a kutató számára a sikert? Miféle eltökéltség hajtotta, hogy összhangba hozza az elméletet a megfigyeléssel? Micsoda erő ragadta öt magával a kvantumelméleti jelen felé, miközben tekintete — a klasszikus fizikától rabul ejtve — még a múlton függött? Mi volt a számára a legfontosabb mozzanat? Hogyan jutott az új felismerésre? Milyen eszmei harcok vezettek az új, a végső tisztázáshoz? Ma egyre inkább jelentkezik az igény a fizikatörténet 1898—1933 közé eső szakaszának átfogó feldolgozására, mely majd választ ad ezekre a kérdésekre. Egy-egy új mozzanat vagy adat napvilágra kerülése csak még fokozza vágyunkat, hogy az egész folyamat fejlődéstörténetét megismerjük...

A fizikát tanulmányozó sokat veszít azzal, hogy nem férhet hozzá ama mintegy húsz válságos helyzet leírásához, amelyek az 1898—1933 között eltelt időszakban alakultak ki. Hogyan érthetné meg a mai kvantumelméletet, ha fejlődését nem ismeri? Sok fiatal kutató hijával van a meggyőződésnek a kvantumelmélet nap mint nap felmerülő lényeges pontjait illetően s meg van fosztva attól, hogy a kvantumfizika alapelveibe mélyebben bepillantson, csak mert nem ismeri azokat a vitákat, amelyekben a kvantumelmélet megalkotói végleg tisztázták e kérdéseket. Bizonytalankodva s dicstelenül küzdi magát keresztül ugyanazokon a régi problémákon.

Sem a fiatal, sem az idősebb fizikus nem szolgálhatja a társadalmat teljes hatékonysággal, míg meg nem jeleníti a szeme előtt tudománya feszültséggel teli, drámaian kibontakozó múltját: a nagy embereket, a nagy küzdelmeket s a nagy gondolatokat. Ez a történeti szemlélet nem csak a természettudós számára hasznos, de szükséges a szellemi

alkotó tevékenység elemzéséhez, a kormányzati és egyetemi tudománypolitika kialakításához is...

Az aktív természetkutató számára van még ezeknél is nyomósabb, a szívéhez szóló érv. A kvantumfizika hőseinek halhatatlansága forog kockán. Az élete derekán járó fizikus egyre gyakrabban kérdezgette kollégáit: mit tehetünk azért, hogy a nagy párbeszédeket s a nagy pillanatokat megragadjuk, megőrizzük, mielőtt azok a feledés homályába merülnének? A harang megkondult, sürget az idő. 1955-ben meghalt Albert Einstein, 1957-ben Neumann János, 1958 végén Pauli, 1961-ben Schrödinger."

Az idézet J. A. Wheeler előszavából való, amelyet „A kvantumfizika történetének forrásai" című, az Amerikai Filozófiai Társaság által kiadott kötet* elé írt.

A kezdeményező gondolat nyomán 1960—61-ben Wheeler elnöklete alatt megalakult az Amerikai Fizikai Társaságnak s az Amerikai Filozófiai Társaságnak az elméleti fizika XX. szzadi történetével foglalkozó együttes bizottsága. Ennek védnöksége és irányítása mellett indult meg a munka, melynek célja összegyűjteni, megőrizni a kvantumfizika történetének eredeti forrásanyagát: kiemelkedő fizikusok leveleit s más kéziratait, hangszalagra felvett nyilatkozatait. A vállalkozás vezetését Thomas Kuhn, a kaliforniai majd a princetoni egyetem neves tudománytörténet professzora vállalta el.

A kötet, amelyet fentebb idéztünk, részleges végső beszámoló a végzett munkáról. Katalógust közöl mindazon szóbeli és írásbeli dokumentumokról, amelyeket a vállalkozás keretében készítettek, reprodukáltak vagy felkutattak. Különösen érdekes a hangszalagra felvett beszélgetések előkészítésének, a követett elveknek és a szerzett tapasztalatoknak a leírása. Mintegy 95, a kvantumfizika fejlődésével — többnyire közvetlen — kapcsolatban állt személy nyilatkozatát vették fel hangszalagra; kb. 175, nagyobbrészt közel kétórás beszélgetést folytattak. Az eredeti szalagokat a kaliforniai egyetem könyvtára őrzi Berkeley-ben; másolataik rendelkezésre állnak az Amerikai Filozófiai Társaság philadelphiai könyvtárában. A beszélgetések szövegét írásba foglalva — a már említett két könyvtár mellett — a koppenhágai Niels Bohr Intézetben is letétbe helyezték. A felkutatott kéziratok anyagának megőrzését mikrofilm-gyűjtemény szolgálja, mely mintegy 100 filmtekercset tartalmaz. A tekercsek közül sok 600-nál is több felvételt foglal magában. Mikrofilmek azokról a kéziratokról készültek, amelyek nem voltak könyvtárban vagy más megfelelő gyűjteményben elhelyezve. Másrészről a könyvtárakban s más gyűjteményekben már megfelelő módon őrzött kéziratanyagra vonatkozóan az információk összegyűjtésére törekedtek. Ilyen gyűjtemények: Einstein iratai, melyeket a princetoni Institute for Advanced Study őriz, továbbá a Pauli hagyatékában fennmaradt kéziratok, amelyeket özvegye a CERN-ben szándékozik letétbe helyezni, valamint a koppenhágai Bohr Intézet kéziratgyűjteménye, mely a kvantumfizika fejlődése szempontjából kétségtelenül a legjelentősebb. Ennek gerincét Niels Bohr tudományos levelezése alkotja, mely — egyetemi hallgató korától kezdődően — hatezernél is több levelet tartalmaz. A gyűjtemény azonkívül Bohrnak előadásokhoz és cikkekhez készült jegyzeteit és fogalmazványait, más fizikusok Bohr számára elküldött kéziratait is tartalmazza. (Niels Bohr maga legutolsó éveiben igen hathatós támogatásban részesítette a kvantumfizika történeti forrásainak összegyűjtését, felkutatását célzó munkát. A munkát végző csoportot egy évre meghívta Koppenhágába és maga is részt vállalt a fáradságos munkából. Thomas Kuhn négy, hangszalagra rögzített beszélgetést folytatott vele; közülük az utolsót — melyben Bohr töretlen szellemmel és energiával vett részt — egy szombat délután, 1963. november 17-én, a halálát megelőző napon.)

Az idézett kötetben közölt szerzői katalógus mintegy 280 nevet ölel fel. A felsoroltak általában olyan fizikusok, kiknek munkája érintkezett a kvantumfizikával és akiktől több publikálatlan dokumentum található a felmért, ill. felkutatott gyűjteményekben. A Fizikai Szemle olvasóit kétségtelenül érdekelni fogják a katalógus magyarvonatkozású adatai. — Megtalálható Hevesy György budapesti születésének (1885) és tudományegyetemi tanulmányainak (1903—05), működésének (1913—14 és 1918—20) említése. Az ugyancsak Budapesten (1881) született Kármán Tódor neve alatt ott áll: tanulmányait 1898—1902 közt a budapesti Műegyetemen folytatta s az 1903—04 években ugyanott tanított. Kudar János adatai közt megtaláljuk a szegedi egyetemen eltöltött 1924—26 éveket. Szintén rögzíti a katalógus Lánczos Kornél életpályájának hazai kezdeteit: 1893-ban született Székesfehérvárott, 1916—20 között Budapesten mint műegyetemi hallgató folytatott tanulmányokat, 1921-ben doktorált Szegeden (Ortvaynál). A magyarországi születésű tudósok sora két különösen kiemelkedő névvel zárul: Neumann János Budapesten született 1903-ban és ugyanitt 1926-ban doktorált; Wigner Jenő szintén Budapesten született 1902-ben, 1920—21-ben ugyanitt a Műegyetem hallgatója volt, 1925—26-ban pedig mint bőrgyári vegyészmérnök dolgozott itt, miután előzőleg Polányi Mihálynál doktorált. — A katalógusba felvett kéziratok sorában megtaláljuk Gombás Pál levélváltását Arnold Sommerfelddel; Hevesy György 2 előadás-kéziratát, Bohrhoz írt 79 levelét, valamint Costerhez, Franckhoz, Kramershez, Londonhoz, Rubinowiczhoz, Rutherfordhoz és Soddyhoz írt leveleit, azonkívül a Bohrtól, Rutherfordtól és J. J. Thomsontól kapott válaszleveleket; Sommerfeld két levelét Kármán Tódorhoz; Kudar János leveleit Bohrhoz, Dirachoz, Schrödingerhez, továbbá Bohr 6 levelét Kudarhoz; Lánczos Kornélnak Landéhoz, Sommerfeldhez intézett leveleit, Einsteinnel 1919—55 között folytatott levelezését (ötvenöt tétel a princetoni Einstein-gyűjteményben), valamint Schrödingernek Lánczos munkájára vonatkozó jegyzeteit, 1927-ből; a Neumann János, valamint Bohr, Kemble, Schrödinger és Veblen között folyt levelezés anyagát, s Neumann leveleit Kramershez és Weylhez, továbbá Schrödinger jegyzeteit a kvantummechanika valószínűségi értelmezésének Neumann-féle felfogásáról; Ortvay Rudolf leveleit Landéhoz és Schrödingerhez; Schrödingernek Polányi Mihályhoz írott levelét; Weyl két levelét Pólya Györgyhöz; Szilárd Leó három levelét Schrödingerhez, valamint Bohrnak Szilárdhoz írt levelét; Bohr 8 levelét Teller Edéhez és Tellernek Kramershez intézett levelét; végül Wigner Jenő leveleit Bohrhoz, Jordanhoz és Schrödingerhez, Londonnal és Veblennel folytatott levelezését, valamint „Összetett rendszerek statisztikája az új quantummechanika szerint" című magyar nyelvű dolgozatának javított levonatait. — A hangszalagok jegyzékében megtalálható Hevesy György két előadásának, továbbá két, együttesen 3 óra tartamú nyilatkozatának felvétele; egy Kármán Tódorral készített több mint egyórás interjú; Thomas Kuhn több mint kétórás, Polányi Mihállyal folytatott beszélgetése, valamint három, összesen 5 óra tartalmú beszélgetése Wigner Jenővel; Kuhn és Wigner részvételével készült ezenkívül egy másfélórás Dirac-hangfelvétel. — Ez a hangszalag-gyűjtemény kétségkívül egyedülálló forrás a kvantumfizika történetírói számára. Niels Bohr, Paul Dirac és Werner Heisenberg emlékezéseit rendre 7, 7¾, ill. 19¾ óra időratamú felvétel őrzi. Megemlítjük ezenkívül még az L. de Broglie, G. Hertz, A. Rubinowicz nyilatkozatairól (Kahan Tibor közreműködésével) készült hangfelvételeket.

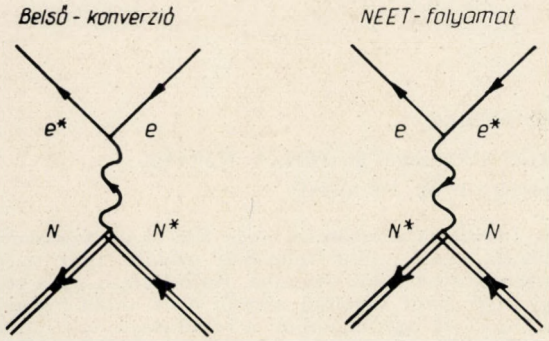
Gy. G.

* Sources for History of Quantum Physics, An Inventory and Report, by Thomas S. Kuhn, John L. Heilbron, Paul Forman, Lini Allen. The American Philosophical Society, Independence Square, Philadelphia. (Memoirs of the American Philosophical Society, Volume 68.)

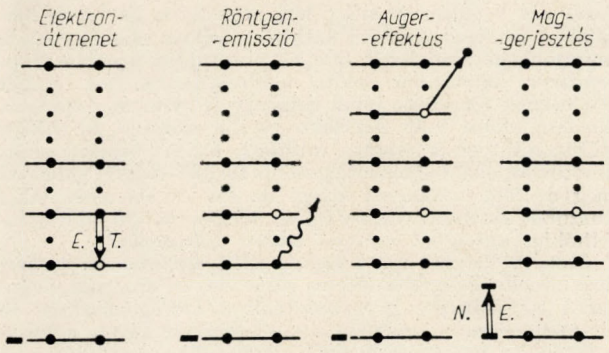
INVERZ BELSŐ KONVERZIÓ

Normál belső konverziónál az alapfolyamat: a magátmenet ($N^* \rightarrow N$) energiáját direkt *elektromágneses* kölcsönhatással az elektronburok veszi át ($e \rightarrow e^*$) — és általában ionizálódik. Minthogy *kölcsön*hatásról van szó elvileg lehetséges a fordított folyamat is: az elektron-átmenet ($e^* \rightarrow e$) energiája közvetlenül az atommag egy alkalmas nívójának gerjesztésére fordítódik ($N \rightarrow N^*$). Az *inverz belső konverzió* jelensége tehát mag-gerjesztés elektron-átmenettel, vagy — angol eredetű betűszóval — az ún. „NEET"-folyamat (*N*uclear *E*xcitation by *E*lectron *T*ransition). A normál és az inverz belső konverzió Feynman—Dyson — gráfja az *1. ábrán* látható.

Az elektronburok gerjesztése úgy történik, hogy elektron-bombázás vagy Röntgen-besugárzás hatására a belső héjak egy elektronja kiszabadul az atom kötelékéből. Ezáltal lehetővé válik az elektron-átmenet valamelyik közeli (nem feltétlen a szomszédos) héjból. Az inverz belső konverzió az elektronburok legerjesztődésének a Röntgen-sugárzással és az Auger-emisszióval párhuzamosan végbemenő harmadik mechanizmusa lehet. Az átmenet során ui. az elektron egy fotont emittál. Ha ez valódi, akkor *karakterisztikus Röntgen-sugárzás* formájában jelentkezik. Ha virtuális és egy külső elektron abszorbeálja, úgy *Auger-effektus* történik, mely az elektront kötött állapotból a folytonos spektrumba viszi át. Bizonyos feltételek mellett a virtuálisan emittált hullámot az atommag nyeli el és alapállapotból magasabb energiaszintre gerjesztődik. (A konverziós energia nukleonemisszióhoz természetesen nem elegendő.) Ez a *NEET-folyamat*, melynek helyét az elektronburok legerjesztődési rendszerében a *2. ábra* szemlélteti. (A mag-nívót sima rövid, az elektron-nívót körös vékony vonal jelzi. A két telt körös vonal a zárt elektronhéjt szimbolizálja $2j + 1$ darab „j" teljes impulzusmomentumu pálya-elektronnal, az üres kör pedig az elektron-lyukat.) Mindhárom folyamatra érvényes az energia, az impulzusmomentum és a paritás megmaradásának tétele. — Az elektron-átmenettel gerjesztett mag egy lépésben vagy kaszkád-átmenettel általában prompt visszatér alapállapotába. A gerjesztési energiát vagy lágy gamma-sugárzás viszi el, vagy normál belső konverzióval egy héj-elektron kapja meg. Az inverz belső konverziót követő elektromágneses sugárzás tehát olyan vonalas Röntgen-sugárzás, mely az atommagból lép ki, az inverz belső konverziós elektron pedig tkp. Auger-elektron, csakhogy ez az elektron-átmenet konvertálódó energiájához az atommag közvetítésével jut.



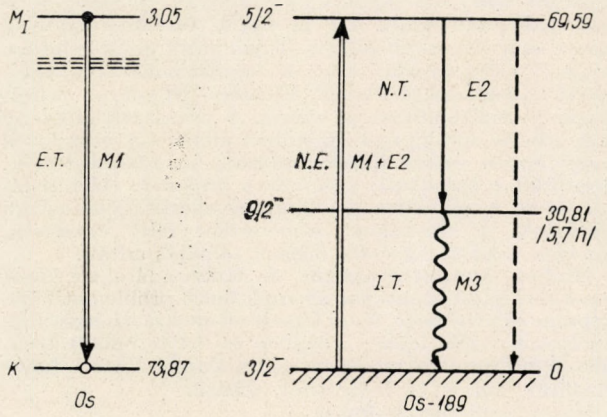
1. ábra



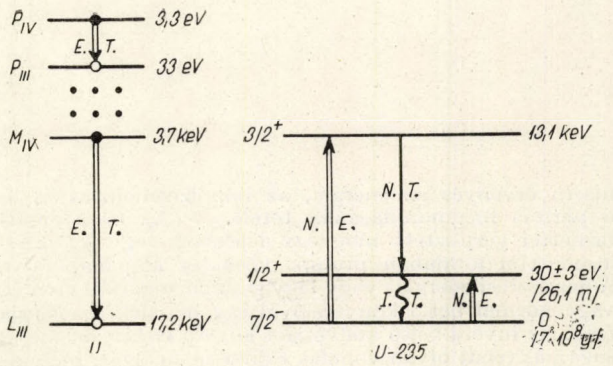
2. ábra

A NEET-folyamat elméletét nemrég *M. Morita* japán fizikus közölte (Prog. Theoret. Phys. — 1973 május). Az effektus — a normál belső konverzióhoz hasonlóan — az atomburok és az atommag közötti retardált elektromágneses pertubációként a kvantumelektro-dinamika keretében tárgyalható. Dr. Morita így kiszámította a gerjesztett magállapot képződésének valószínűségét (Coulomb-kölcsönhatásra szorítkozva), mely többnyire — mint várható — nagyon kicsi, de egyes kedvező esetekben jelentős lehet. A NEET kimutatását ott célszerű megpróbálni, ahol a gerjesztett magállapot bomlása elég hosszú élettartamú metastabil nívóba történik (vagy maga a gerjesztett állapot izomér), amely azután belső konverzióval depopulálódik.

Az inverz belső konverziót *K. Otozai, R. Arakawa és M. Morita* igazolta kísérletileg az oszakai egyetemen röviddel az elméleti előrejelzés után (Prog. Theor. Phys. — 1973 november). A NEET ritka folyamatát *Os—189* magokon hozták létre. Elektron-bombázással az Os-atomok K-héját ionizálták, így lehetővé vált a $3s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ elektron-átmenet, mely a 189-es magokat közvetlenül a 70 keV-os nívóra gerjeszti. Ennek bomlása 5,7 órás izomér-magokat képez, melyek rádioaktivitása detektálható. Az elektronburok és az atommag nívó-sémájának megfelelő részletét a *3. ábrán* vázoltuk (a kötési ill. a gerjesztési energiák keV-ben értendők). Mint látható ez a kombináció kielégíti a NEET szükséges feltételeit, mert a két átmenetnek van közös *M1* komponense, energiája pedig közelítőleg egyenlő. A NEET-folyamat valószínűségére (P) Morita számításai szerint ebben az esetben $\sim 10^{-6}$ adódik. Minthogy a K-lyuk képződésének hatáskeresztmetszete 85 keV-nál $\sigma_K = 2$ kilobarn, a NEET-hatáskeresztmetszet $\sigma_N = \sigma_K \cdot P \simeq 2$ mbarn, az izomér-képzés hatáskeresztmetszete pedig $\sigma_I = \sigma_N \cdot B \simeq$ $\simeq 0{,}2\mu$b („B" az izomér-állapotra vonatkozó elágazási arány: $\sim 10^{-4}$). — A targetet 0,5 g ozmium-porból (Os-189: 16,1%) készítették, melyet 23 mm átmérőjű réz-tálkában 26 to. nyomással tömörítettek. Ezt azután



3. ábra



4. ábra

Hitachi HU-10 tip. elektronmikroszkóp elektronágyújának nyalábjával bombázták. (Az energia-hitelesítés elektron-diffrakciós gyűrűkkel történt.) Az Os-189 m mintegy 20 keV-es belső konverziós elektronjainak mérésére Alcka tip. alacsony hátterű GM-számlálót (háttér kb. 0,9 cpm) használtak. 100 μA intenzítású 94 keV-es elektronokkal történő 5 órás besugárzás után a kapott aktivitás bomlásgörbéje világosan mutatta az 5,7 órás izomér-állapot képződését. A NEET-jelenség további bizonyítéka, hogy az izomér-képződés kísérletileg mért relatív gerjesztési függvénye a folyamat elmélete alapján értelmezhető volt. — Tekintettel kell lenni a NEET-tel versenyző lehetséges folyamatokra az Os-189 70 keV-es nívójának populációjánál. Ezek közül a legalacsonyabbrendű (tehát a legnagyobb valószínűségű) a magon történő rugalmatlan elektron-szórás következtében fellépő Coulomb-gerjesztés. (Feynman-diagramja azonos az inverz belső konverzióéval.) Ennek hatáskeresztmetszete kb. 10^{-7} barn (differenciális hatáskeresztmetszet 10^{-8} barn/sterad rendű), így a Coulomb-gerjesztésnek tulajdonítható izomér-képződés hatáskeresztmetszete kb. 10 pb, ami mélyen alatta marad a detektálási határnak. Elméleti becslések szerint tehát a Coulomb-gerjesztés és az egyéb folyamatok járuléka elhanyagolható.

Az inverz belső konverzió felfedezése — Dr. Morita véleménye szerint — egy új határterületi diszciplína az ún. *nukleáris atomspektroszkópia* kialakulásához vezethet, mely a hagyományos atom- és mag-spektroszkópiával szemben jobban kifejezi az atom- és a kisenergiájú magfizika kapcsolatát.

A NEET-folyamat első sikeres kimutatását várhatóan további kísérletek erősítik meg. Az új effektus elvi jelentőségén kívül már a gyakorlati vonatkozások is körvonalazódnak. Különösen érdekes lehet ebből a szempontból az *U-235* nuklid esete. Mint a *4. ábrán* vázolt nívósémarészlet mutatja a 13,1 keV-es állapotnak a 3 $d_{3/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ elektron-átmenettel való gerjesztése azáltal válik kimutathatóvá, hogy ennek a nívónak a bomlása egy 26 perces felezési idejű izomér-magot képez. Az U-235 m alacsony gerjesztése viszont csak a valencia-elektronokon konvertálódhat, miáltal uránium-keverékben a 235-ös izotóp atomjai a többitől kémiailag különböző állapotba kerülnek. Ez a körülmény — mint arra Otozai prof. rámutatott — a nagyfontosságú U-235 magok kémiai szeparálását teszi lehetővé. Használható továbbá a Szilárd—Chalmers-folyamat mechanizmusa is. A 13,1 keV-es nívó elektron-átmenettel történő gerjesztésének valószínűsége Morita számításai szerint — a mágneses kvadrupól-kölcsönhatás figyelembe vétele nélkül — $P \sim 2 \cdot 10^{-9}$. Ezért a NEET-folyamat jelenleg nem látszik alkalmasnak az U-235 tömeges kinyerésére, de hasznos lehet kis mennyiségben az izotóp tiszta előállítására, ami hagyományos dúsítási módszerekkel nem lehetséges. E célból tehát az U-keveréket min. 17,2 keV-es Röntgen-sugárzással vagy elektron-nyalábbal kell bombázni. — Az U-235 esetében a metastabil állapot populációja — mint az ábrából látható — egy 30 eV-os $6d_{3/2} \rightarrow$ $\rightarrow 6p_{3/2}$ elektron-átmenettel valószínűleg közvetlenül is megvalósítható.

Az elvileg és gyakorlatilag is jelentősnek ígérkező inverz belső konverzió ötletes felfedezésében újabb szép példát láthatunk a modern fizikának az ún. „big science" területén kívüli haladására. A NEET-folyamat izgalmas problematikájának elmélete nagy számológépek, technikája drága berendezések nélkül is eredményesen művelhető.

I. F.

KÖNYVEK

MARÓTI LAJOS:

A MÚLÓ JÖVŐ NYOMÁBAN

Magvető, 1971, 466 oldal

Az egyetemen fizikát tanult a szerző, versei-regényei-drámája szépíróként szereztek neki megérdemelt elismerést. Mindez páratlan helyzeti előnyt biztosít számára. „Kettős kötésben" volt előző tanulmánykötetének címe, ahol természettudományos és humán kapcsolatokat egyaránt érző emberként a „két kultúra" jelenség viszszásságain töprengett. Ez az újabb tanulmánygyűjteménye már messzebb pillant. Talán szerkesztői véletlen, mégis figyelemreméltó, hogy a dogmatizmus természetrajzát követő esszét Planck, Einstein, Broglie és Schrödinger portré-tanulmánya követi. A természettudomány nagy sikerei mindig mélyen emberi alkotások, ezen kívül (vagy éppen ezért) intellektuálisan forradalmi tettek. Megszülik a haladással szemben a reakciót. Itt támadtak azok a gép-ellenes, computer-ellenes, jövő-ellenes indulatok, a klasszikus eszményeket féltő érvelések, amelyek a kötet második felének témáját adták.

Minket, kutatófizikusokat és fizikatanárokat kicsit fogva tart saját szaktudományunk belső problematikája, szépsége és nehézsége. Nem figyelünk azokra az érzésekre, amelyet a belőle fakadt világkép és belőle fakadt technika a társadalom széles rétegeire kifejt. Maróti Lajos közülünk indult és helyettünk vitázik.

Megérdemli figyelmünket.

M. Gy.

ROBERT JASTROW:

VÖRÖS ÓRIÁSOK ÉS FEHÉR TÖRPÉK

Gondolat, 1973. 192 oldal

„Egy televíziós adássorozat vége felé olyan felismerésre jutottam, amely, mint tudósnak azelőtt akár tizenöt évig sem jutott volna eszembe. Rájöttem, hogy a tudomány egymástól távoleső részein elért utóbbi eredmények, amelyek egymagukban is izgalmasak, egy mozaikkép tündöklő darabkái, amely — ha megfelelő távlatból nézzük — magának a megfigyelő embernek és eredetének a képét jeleníti meg. A tudomány bebizonyította azt a feltevést, hogy létünket olyan csillagok belsejében milliárd évekkel ezelőtt lezajlott eseményeknek köszönhetjük, amelyek léte és pusztulása jóval a Naprendszer keletkezése előtt bekövetkezett. Az ember eredetének története jóval túlmegy Darwin koncepcióin: kezdete előbb volt fán lakó őseink koránál és sokkal előbb, mint az a néhány milliárd évvel ezelőtti kor, amikor az élet legkezdetlegesebb formái először jelentek meg a Föld felszínén; átlépi az élő és élettelen világ küszöbét és megy visszafelé az időben az ősi hidrogénfelhőkig, amelyből minden létező származik."

Robert Jastrownak a szavai ezek, aki elismerést szerzett elméleti magfizikusként, részt vett az amerikai űrkutatás tudományos programjának a kidolgozásában, és — mellékesen — megírta ezt a könyvet, amely a hazai karácsonyi könyvvásár 8000 példányban szétkapkodott szenzációja lett.

Jastrow a természet alapvető törvényeitől indul el. Könnyed mesélő (olykor szinte anekdotázó) stílusban cseveg arról, miként születtek meg elemi részecskékből szükségszerű lánc tagjaiként a csillagok, az atommagok, atomok és molekulák. Elmeséli: a Hold — a Naprendszer Rosetta-köve — segített megfejteni, miként képződött Földünk és a többi bolygó. A kemény égitestek kiformálódását követő átmeneti időszak redukáló atmoszférájában egyszeri lehetőség támadt szervesmolekulák, majd alig néhány százmillió éven belül az élő anyag megszületésére. A DNS-ből a darwini evolúció vezetett el a Földet benépesítő emberig, amely már a Holdra is elindult, hogy keresse önmaga helyét az univerzumban.

Árkos Ilona ragyogó fordítása teljesen megőrizte Jastrow alkotó tudományos gondolkodásban iskolázott, de a megismerés-élmény szubjektív örömétől átmelegített stílusát. (Csak az ezer millió és milliószor millió megnevezésére kell jobban vigyáznia a fordítónak.) A kötet ragyogó körképben mutatja be mindazt, amit a természetkutatás az elmúlt két évtizedben feltárt. Szinte kötelező olvasmánynak kínálkozik ez a könyv, mert azt a természettudományos világképet festi elénk, amelyet érettségi előtt minden fiatalnak át kellene adnunk.

M. Gy.

VÉLEMÉNYEK

EGY KRITIKAI MEGJEGYZÉS A HIDROSZTATIKUS OLDALNYOMÓERŐ SZÁMÍTÁSÁVAL KAPCSOLATBAN HENGERSZIMMETRIKUS ESETBEN

Simon Ferenc—
Kamarás Árpád
Győr

Egy megjegyzést szeretnénk tenni az érvényben levő 12 135 számú szakközépiskolai FIZIKA I. tankönyv egy elvi hibájával kapcsolatban.

A könyv 137. oldalán a következő feladat található:

„2 méter átmérőjű, 4 méter mély henger alakú tartályt háromnegyed részéig töltöttek meg vízzel. Mekkora a fenéknyomóerő és az oldalnyomóerő?"

Csak a kérdés második felével foglalkozunk. Ennek megoldásá ugyanitt:

„Az oldalnyomóerő:

$$F_0 = p_0 A_0 = P_{\text{átl}} \cdot A_0 \qquad (1)$$

$$F_0 = \frac{p_f}{2} A_0 = 0{,}15 \frac{\text{kp}}{\text{cm}^2} \cdot 188\,400\ \text{cm}^2 =$$

$$= 28\,260\ \text{kp}"$$

De hol van ennek az erőnek a támadáspontja? Milyen magasságban a hengeres tartály fenekétől? És itt milyen irányban hat az erő? Semmilyen kitüntetett irányt nem tudunk felismerni. Számunkra minden irány egyforma.

Mindenekelőtt közöljük a mi megoldásunkat is: Mint tudjuk a $d\vec{A}$ felületelemvektor és $d\vec{F}$ közötti kapcsolatot általánosságban a

$$d\vec{F} = T\, d\vec{A} \qquad (2)$$

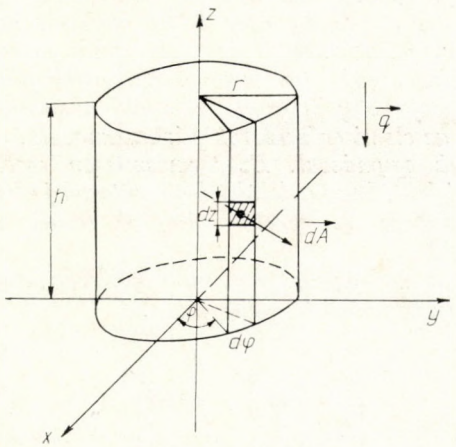
összefüggés adja meg, ahol $d\vec{F}$ a $d\vec{A}$ felületre ható erő, T pedig a feszültségi tenzor. Mivel nyugalmi állapotban levő folyadékról van szó, ezért érintőleges feszültségek nem lépnek fel, a normális feszültségek pedig egymással egyenlők. Tehát a feszültségi tenzor kvadratikus mátrixa:

$$\begin{bmatrix} p & o & o \\ o & p & o \\ o & o & p \end{bmatrix} \qquad (3)$$

aminek felhasználásával

$$d\vec{F} = p\, d\vec{A} \qquad (4)$$

A tankönyv számítása és 198. ábrája alapján a henger tengelye függőleges irányú. Helyezzük el a hengert egy koordinatarendszerben úgy, hogy tengelye a z koordinata-tengellyel essék egybe.



1. ábra

(A tartálynak csak a vízzel töltött részét vizsgáljuk, ábrázoljuk.)

A fenti elrendezés mellett a (4) egyenlet alapján a következő egyenleteket nyerjük:

$$dA_z = 0, \quad dF_z = 0 \qquad (5)$$

valamint az Euler-egyenlet alapján hidrosztatikus nyomásra

$$\frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0, \quad p = (h - z)\gamma = p(z) \qquad (6)$$

h a tartályban levő folyadékoszlop magasságát jelenti, γ pedig a fajsúlyát.

Így esetünkben a (4) *vektoregyenlet skalár összetevői:*

$$\begin{aligned} \mathrm{d}F_x &= p\,(z)\ \mathrm{d}A_x = (h-z)\gamma\ r\ \cos\varphi\ \mathrm{d}\varphi\ \mathrm{d}z \\ \mathrm{d}F_y &= p(z)\,\mathrm{d}A_y = (h-z)\gamma\, r \sin\varphi\,\mathrm{d}\varphi\,\mathrm{d}z \end{aligned} \tag{7}$$

Az egész vízzel érintkező palástfelületre számolva:

$$\begin{aligned} \int_A \mathrm{d}F_x &= \int_0^h \int_0^{2\pi} (h-z)\,\gamma\, r\cos\varphi\,\mathrm{d}\varphi\,\mathrm{d}z \\ \int_A \mathrm{d}F_y &= \int_0^h \int_0^{2\pi} (h-z)\,\gamma\, r\sin\varphi\,\mathrm{d}\varphi\,\mathrm{d}z \end{aligned} \tag{8}$$

Az integrálásokat elvégezve:

$$\begin{aligned} F_x &= 0 \\ F_y &= 0 \end{aligned} \tag{9}$$

az eredő erő pedig:

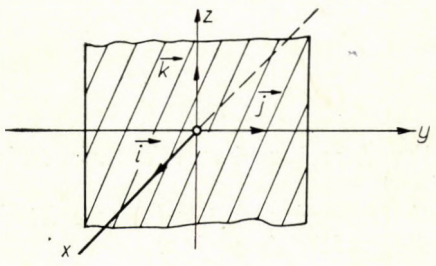
$$\vec{F} = F_x\vec{i} + F_y\vec{j} = 0$$

illetve

$$|\vec{F}| = 0 \tag{10}$$

A henger teljes palástjára ható hidrosztatikai nyomóerő tehát nulla. A tankönyv szerint pedig ugyanez az erő (oldalnyomóerőnek nevezve) 28260 kp. Mi az oka ennek a nagy eltérésnek? Tekintettel arra, hogy számolási hiba nem állhat fenn, vizsgáljuk meg, hogy a tankönyv kiindulási egyenlete ($F_0 = p_0 A_0$) *milyen feltételek mellett adódik a* (4) *alapösszefüggésből. Az* $F_0 = p_0 A_0$ *egyenletből látható, hogy az egész* A_0 *felületre ható kis* $\mathrm{d}F$ *elemi erővektorok összegezése skalárisan történt, ami csak abban az esetben adja meg helyesen az eredő abszolútértékét, ha ezek az elemi erővektorok párhuzamosak és egyező irányúak egymással. Ez természetesen esetünkben annyit jelent, hogy a felületelem-vektorok is kötelesek párhuzamosak és egyező irányúak lenni, azaz a felület sík.*

Helyezzük el úgy a koordinata-rendszert, hogy ez a sík az y z koordinata síkba essen.



2. ábra

A sík normálisa $\vec{i}$. *Most* $\mathrm{d}\vec{A} = \mathrm{d}A\vec{i}$ *és* (4)*-ből* $\mathrm{d}\vec{A} \parallel \mathrm{d}\vec{F}$, *így* $\mathrm{d}\vec{F} = \mathrm{d}F\vec{i}$. *Továbbá*

$$\mathrm{d}F\vec{i} = p\mathrm{d}A\vec{i} \tag{11}$$

egyenletből adódik

$$\mathrm{d}F = p\mathrm{d}A \tag{12}$$

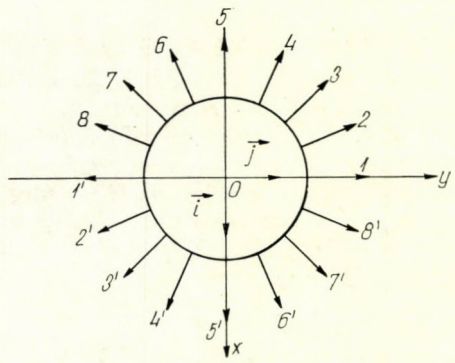
Majd az A_0 *felületre való integrálás után:*

$$F_0 = pA_0 \tag{13}$$

Tehát a (13) összefüggés akkor és csak akkor igaz, ha a felület normálisának az iránya állandó, azaz a felület sík. Más szóval görbült felületre nem alkalmazható.

Tisztában vagyunk azzal, hogy ilyen matematikai műveletek végzése a középiskolások matematikai színvonalát meghaladja. Ezért középiskolában a szemléletre támaszkodva lehet ilyen és hasonló problémákat megoldani. A hengeres tartállyal kapcsolatos példa pontosan alkalmas arra hogy az ebben az esetben fennálló hengerszimmetrián keresztül a feladat megoldását szemléletes úton adjuk meg.

Felülnézetből a vektortér egyszerűsített ábrája:



3. ábra

Miként az ábrából szemléletesen látható, hogy mindegyik erőköz (1, 2, 3, . . .) megtalálható a vele azonos nagyságú ellentétes értelmű, közös hatásvonalú párja (1′, 2′, 3′, . . .). (Természetesen a felosztást minden határon túl finomítva gondoljuk, valamint a felosztástól megköveteljük, hogy az egyes hrdφ felületelemek már síknak legyenek tekinthetők és a felosztás páros számú legyen.) Az így egymással párosított (1, 1′; 2, 2′; 3, 3′; . . .) erők rendre nulla eredőt eredményeznek, s ezáltal természetesen az oldalfalra ható összes erők eredője is köteles nulla lenni.

Most már láthatjuk, miért kerestük hiába a 28260 kp-os oldalnyomóerő támadáspontját, irányát, egy kitüntetett irányt a csodálatosan harmonikus, hengerszimmetrikus vektortér erőerdejében. Mert maga a 28260 kp-os erő sem létezett.

A szerkesztésért felel: Turiné Frank Zsuzsa
Szerkesztőség: Budapest V., Anker köz 1, Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Távbeszélő: 227—040
A kiadásért felelős: Siklósi Norbert igazgató
Kiadja a Lapkiadó Vállalat, Budapest VII., Lenin körút 9—11. Levélcím: 1906. postafiók 223 Távbeszélő: 221—293
Terjeszti a Magyar Posta. Előfizethető bármely postahivatalnál, a kézbesítőknél, a Posta hírlapüzleteiben és a Posta Központi Hírlap Irodánál (KHI, 1900 Budapest V., József nádor tér 1.) közvetlenül vagy postautalványon, valamint átutalással a KHI 215-96162 pénzforgalmi jelzőszámlára
Előfizetés egy évre 72,—Ft; egyes szám ára 6,—Ft. Megjelenik havonta
74.843 Akadémiai Nyomda Budapest V., Gerlóczy utca 2. — Felelős vezető: Bernát György

Index: 25.289

fizikai szemle

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat lapja



1974/10

A szerkesztőbizottság elnöke:

Marx György

A szerkesztésért felelős:

Turiné Frank Zsuzsa

A szerkesztőbizottság titkára:

Berényi Dénes

Szerkesztő bizottság:

Balázs Béla, Barlai Katalin, Barta György, Bozóky László, Csekő Árpád, Dede Miklós, Fehér István, Flórián Endre, Gaal István, Garay András, Groma Géza, Haiman Ottó, Hoffmann Tibor, Holics László, Károlyházy Frigyes, Keszthelyi Lajos, Kovács István, Mihály László, Schanda János, Soós Károly, Szigeti György, Tóth Eszter, Valkó I. Péter, Vermes Miklós

Címképünk:

Elektronikus laboratórium biológushallgatók számára az ELTE Atomfizikai Tanszékén (lásd cikkünket)

TARTALOMJEGYZÉK

Gábor Dénes: Holográfia
Ja. B. Zeldovics: Az univerzum szerkezete

A FIZIKA TANÍTÁSA

Ambrózy Gy. – Csákány A. – Jávor A.: Elektronikus laboratórium biológusok számára

EREDMÉNYEK

ESEMÉNYEK

KÖNYVEK

СОДЕРЖАНИЕ

Д. Габор: Голография
Я. Б. Зельдович: Строение Вселенной

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

Дь. Амбрози – А. Чакань – А. Явор: Практикум по электронике для студентов-биологов

РЕЗУЛЬТАТЫ

СОБЫТИЯ

КНИГИ

INHALT

D. Gabor: Die Holographie
Ja. B. Seldowitsch: Die Struktur des Weltalls

UNTERRICHT DER PHYSIK

Gy. Ambrózy – A. Csákány – A. Jávor: Ein Elektronik-Praktikum für Biologiestudenten

ERGEBNISSE

EREIGNISSE

BÜCHER

CONTENTS

D. Gabor: Holography
Ya. B. Zeldovich: The structure of the Universe

THE TEACHING OF PHYSICS

Gy. Ambrózy – A. Csákány – A. Jávor: A biology students' laboratory course on electronics

RESULTS

EVENTS

BOOKS

fizikai szemle

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

Alapította Eötvös Loránd 1891-ben Mathematikai és Physikai Lapok néven

XXIV. évfolyam 10. szám 1974. október

A HOLOGRÁFIA TÖRTÉNETE

Gábor Dénes

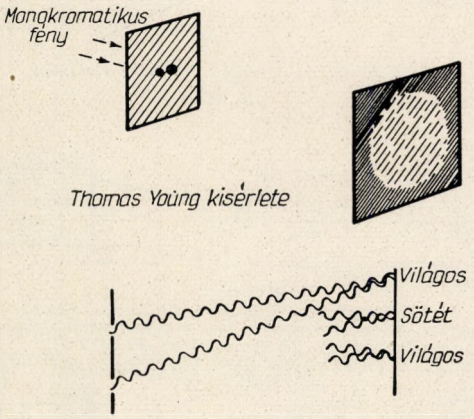
London

Sok elődömhöz képest annyiban előnyöm van az előadás tekintetében, hogy nem kell egyetlen egyenletet leírnom vagy egy absztrakt grafikont bemutatnom. A holográfiába persze szinte tetszés szerinti mennyiségű matematika vihető bele, a lényeg azonban fizikai érvekkel is megmagyarázható, és ezekből is megérthető.

A holográfia a fény hullámtermészetén alapszik. A fény hullámtermészetét meggyőzően először Thomas Young mutatta ki 1801-ben, bámulatosan egyszerű kísérlet segítségével. Sötét szobába fénysugarat bocsátott be, az útjába sötét ernyőt téve, amelybe két apró lyukat fúrt. A sötét ernyőtől bizonyos távolságra fehér ernyőt helyezett el. A fényes vonal két oldalán két sötét vonalat látott. Ez kellően felbátorította ahhoz, hogy a kísérletet mégegyszer megismételje, ezúttal szeszlángot használva fényforrásként, amibe egy kis konyhasót tett, hogy világossárga nátriumfényt kapjon. Ezúttal szabályos térközökben sok fekete vonalat látott. Ez volt az első világos bizonyítéka annak, hogy fényhez fényt adva sötétséget kaphatunk. A jelenség neve interferencia. Thomas Young ezt várta, mert hitt a fény hullámelméletében. Az ő nagy hozzájárulása Christian Huygens eredeti elképzeléséhez az az intuitív felfedezés volt, hogy a monokromatikus fény szabályos harmonikus rezgés abban a közegben, amelyet annak idején „éternek" neveztek. Ha tényleg ez a helyzet, akkor hullámhegyek összegeződésekor több fénynek, hullámhegy és hullámvölgy találkozásakor sötétségnek kell keletkeznie.

Az interferenciára képes fényt „koherensnek" nevezzük. Nyilvánvaló, hogy ha sok interferenciacsíkot akarunk kapni, a fénynek *nagyon* monokromatikusnak kell lennie. A koherencia egyszerűen mérhető egyetlen fényforrásból származó két sugár azon útkülönbségével, amely mellett még megfigyelhető kontrasztosságú interferenciát kapunk. Ez a koherencia-hossz a holográfia elméletében és gyakorlatában fontos mennyiség. Lord Rayleigh és Albert Michelson voltak az elsők, akik rájöttek, hogy a koherencia-hossz a spektroszkópiai vonalszélesség reciproka. Ezt Michelson a szellemes színképelemzési módszereik kifejlesztésére és csillagok átmérőjének mérésére használta.

Ugorjunk át most másfél évszázadot. 1947-ben nagyon foglalkoztatott az elektronmikroszkópia. Ez a pompás műszer akkoriban százszor jobb felbontóképességet szolgáltatott, mint a legjobb fénymikroszkóp, de ez mégis elszomorított, mert a felbontóképesség alig valamivel az atomrácsok nagyságrendje előtt mondott csődöt. A gyors elektronok 1/20 angström körüli de Broglie-hullámhossza elég rövid volt ugyan, az optika azonban tökéletlennek bizonyult. Az elkészíthető legtökéletesebb elektronobjektív optikai tökéletesség szempontjából inkább az esőcsepphez, mint pontos mikroszkópobjektívhez hasonlít. O. Scherzer elméleti munkássága alapján azt is tudtuk, hogy tökéletessé tételére nincsen mód. Az elméleti felbontás határát akkoriban 4 angströmre becsülték, az atomrácsok felbontásához pedig ennek a kétszeresére lett volna szükség. A gyakorlati határ 12 angström táján volt. A korlátozást az okozta, hogy az elektronlencsék nyílását mintegy 5/1000 radiánra lehetett csak venni. Ekkora szögnél az aberrációs és a diffrakciós hiba nagyjából egyenlő. Ha a nyílást megkétszerezzük, akkor a diffrakciós hiba a felére csökken, a szférikus aberráció azon-



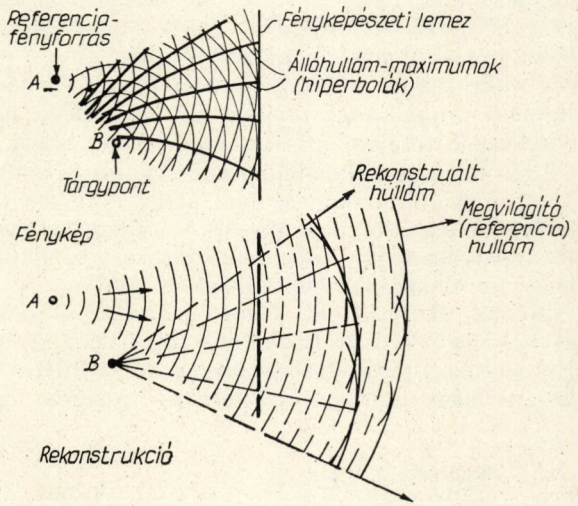
Thomas Young interferenciakisérletei 1801-ben

1. ábra

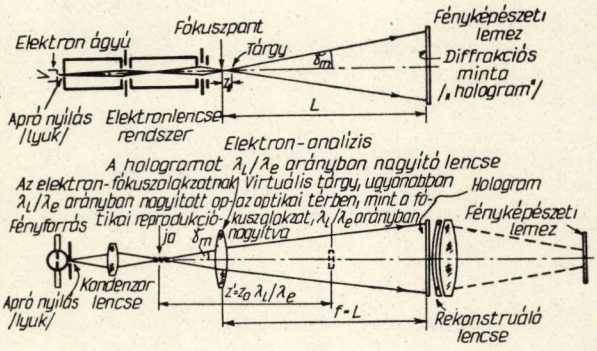
1972-ben Budapesten tartott előadás. Megegyezik a Nobel-előadás (1971) szövegével. A Nobel díjas bizottság kiadványából engedéllyel átvett szöveg és ábrák.

ban nyolcszorosára nő, így a kép reménytelenül eléletlenedik.

Miután a problémán hosszú ideig gondolkodtam, 1947 húsvétján egy szép napon hirtelen rájöttem arra a megoldásra, amelyet az 1. ábra szemléltet. Miért ne járhatnánk el úgy, hogy elfogadjuk a rossz elektronképet, amely azonban *minden* információt tartalmaz, és a rossz képet később optikai eszközökkel korrigáljuk? Rövid idő alatt tisztába jöttem azzal, hogy ha ez egyáltalában lehetséges, csak koherens elektronnyalábokkal, határozott fázisú elektronhullámokkal valósítható meg. A közönséges fényképen azonban a fázisok teljesen elvesznek, a fénykép csak az intenzitásokat örökíti meg. Nem csoda, hogy elveszítjük a fázist, ha nincs mivel összehasonlítani! Nézzük meg azonban, mi történik, ha egy alapfázishoz, „koherens hátteret" adunk hozzá. Érvelésemet a 2. ábra szemlélteti arra az egyszerű esetre vonatkozóan, amikor a tárgy egyetlen pont. A tárgyhullám és a koherens háttér (referenciahullám) interferenciája csíkokat hoz létre. Maximumok ott lesznek, ahol a két hullám fázisa azonos. Készítsünk kemény pozitívot, amely csak a maximumoknál bocsát át fényt, és világítsuk meg azt a referencia-fényforrással. A fázisok most természetesen helyesek az *A* referencia-fényforrásra vonatkozóan, minthogy azonban a résekben a fázisok azonosak, egyúttal



A holográfia alapgondolata 1947-től
2. ábra



3. ábra

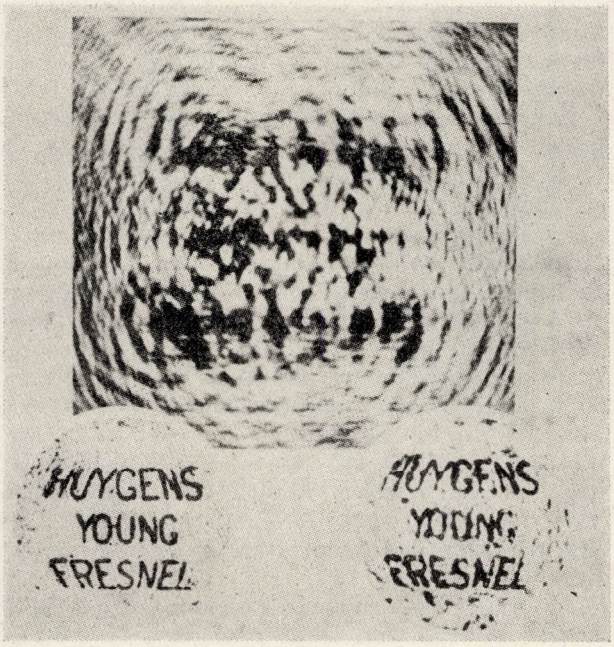
helyesek lesznek a *B* hullámra vonatkozóan is. A *B* hullámnak tehát *rekonstruált* formában meg kell jelennie.

Némi matematikai számítás után bebizonyosodott, hogy az alapelv egynél több pontból álló tárgy, sőt bármilyen bonyolult tárgy esetében helyes. Később kiderült, hogy a holográfiában a természet is a feltaláló oldalán áll: nincs szükség kemény pozitívra, szinte bármilyen negatív megfelel. Ez bátorított arra fel, hogy teljesen kidolgozzam a rekonstruált hullámfrontos elektronmikroszkópiát, ahogyan az eljárást neveztem. Megvalósítására a 3. ábra szerinti kétlépcsős eljárást javasoltam. Az elektronmikroszkóppal hoztam létre a tárgyhullám és a koherens háttér (a megvilágító hullám el nem hajlott része) interferenciája által keltett alakzatot. Az interferenciás alakzatot „hologramnak" neveztem el, a görög „holos" = egész szó nyomán, minthogy az alakzat az információt teljes egészében tartalmazza. A hologramot ezután közönséges fénnyel rekonstruáltuk, olyan optikai rendszerrel, amely korrigálta az elektronoptika hibáit [1].

Minderre két nagy fizikus, W. L. Bragg és Frits Zernike munkásságára támaszkodva voltam képes. W. L. Bragg néhány esztendővel azelőtt megmutatta nekem a maga „röntgensugár-mikroszkópját", amely Fourier-transzformációt végző eszköz. A mikroszkópba a reciprok rács egy kis fényképét tesszük, és kivetítve megkapjuk az elektronsűrűséget, azonban csupán abban a kivételes esetben, amikor a fázisok mind valósak és azonos előjelűek. Akkor még sem én, sem Bragg nem tudtuk, hogy ezt az eljárást Mieczislav Wolfke 1920-ban már javasolta, kísérletileg azonban nem valósította meg.[1] A kétlépcsős eljárás ötletét tehát Bragg sugalmazta. A koherens hátteret viszont Frits Zernike használta nagy sikerrel a lencsehibákra vonatkozó szép kísérleteiben Így sikerült nemcsak az intenzitást, hanem a fázist is kimutatnia. Csupán a rekonstrukció elvére nem jöttek rá.

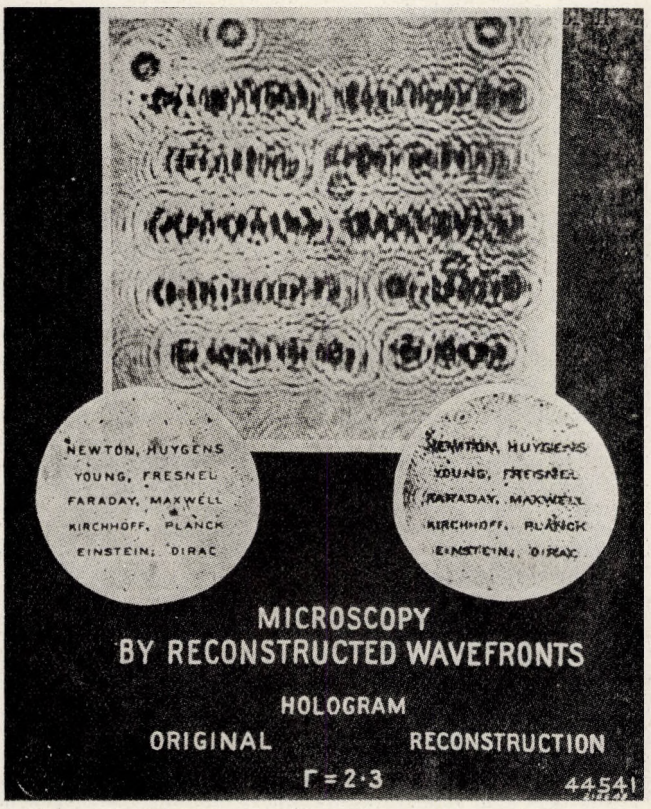
1947-ben a British Thomson-Houston Company kutatólaboratóriumában, Rugbyben (Anglia) dolgoztam. Az volt a szerencsém, hogy a holográfia ötletére az elektronmikroszkóppal kapcsolatban jöttem rá. Ha ugyanis csak az optikai holográfiára gondoltam volna, úgy a kutatólaboratórium igazgatója, L. J. Davies, azzal az ellenvetéssel élhetett volna, hogy a vállalatom elektronikus és nem optikai vállalat. Minthogy azonban a leányvállalatunk, a Metropolitan Vickers, elektronmikroszkópokat gyártott, engedélyt kaptam néhány optikai kísérlet elvégzésére. A 4. ábra az egyik legelső holográfiai rekonstrukciónkat szemlélteti. A kísérletek nem voltak könnyűek. A koherencia és az intenzitás között a legjobb kompromisszumot a nagynyomású higanygőzlámpa jelentette. Ennek koherencia-hossza mindössze 0,1 mm volt, ami mintegy 200 csíkhoz elegendő. De a térbeli koherencia megvalósításához kettőnknek (Ivor Williams munkatársamnak és nekem) a higanygőz egy

[1] M. Wolfke, Phys. Zeitsch. 21, 495—7, 1920. szept. 15.

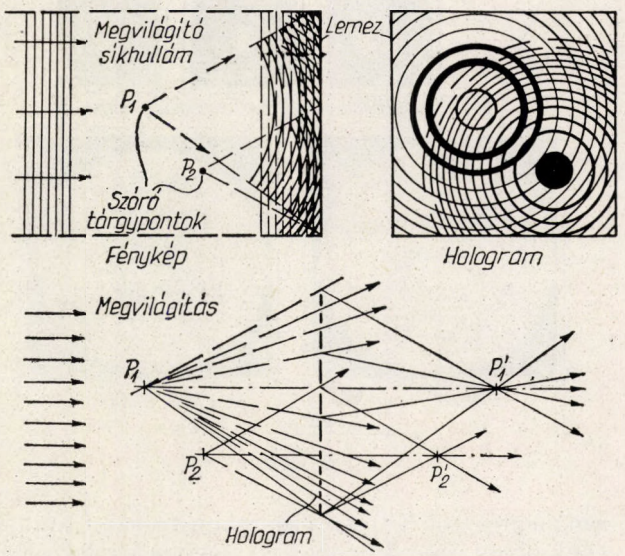


4. ábra

színképvonalával 3 mikron átmérőjű lyukat kellett megvilágítanunk. Így elég fényt kaptunk ahhoz, hogy 1 cm átmérőjű tárgyakról néhány percnyi expozícióval hologramokat, vagyis 1 mm átmérőjű mikrofotókat tudjunk készíteni, felhasználva az akkor kapható legérzékenyebb emulziókat. A kis koherencia-hossz arra kényszerített bennünket, hogy mindent egy tengely mentén rendezzünk el. Ezt ma „in-line" (egy vonalban, egy sorban) holográfiának nevezzük, akkoriban még csak erre volt lehetőség. Az 5. ábra némileg tökéletesített kísérlet eredményét mutatja be, sorozatunkból ez volt a legjobb. A tökéletességtől még messze volt. A slirtől eltekintve, amely rendszertelen hibákat okoz, szisztematikus hiba is volt a képekben, mint ez a betűk eltorzulásából is látható. A magyarázatot a 6. ábrán adjuk. A hibákat az okozza, hogy nem egy, hanem *két* képünk van. A tárgy minden pontja szekundér gömbhullámot bocsát ki, amely



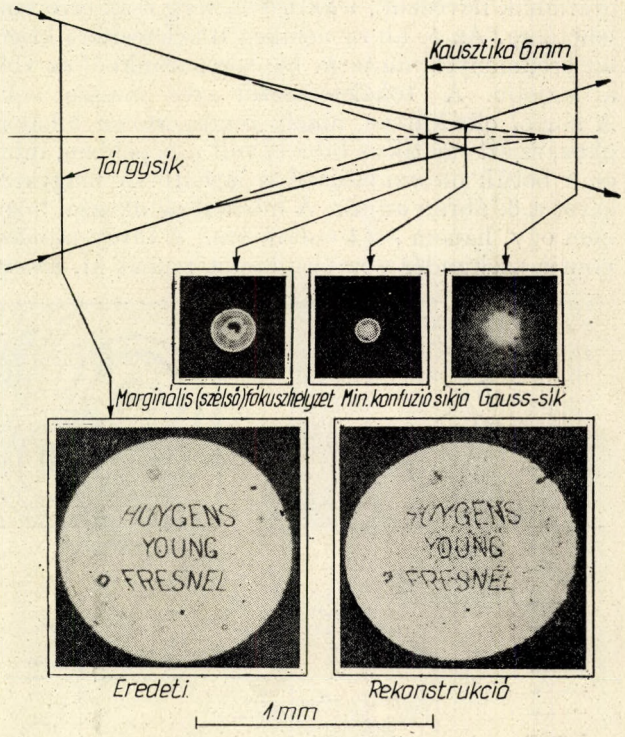
5. ábra



6. ábra

interferál a háttérrel és koncentrikus Fresnel-zónák rendszerét hozza létre. Az ilyen rendszert annak az optikusnak a nevéről, aki elsőként készített ilyent, Soret-lencsének nevezzük. Ez domború és egyúttal homorú lencse is. Az egyik fókusza a tárgypont eredeti helyzetében, a másik a megvilágító hullámfronthoz képest konjugált helyzetben van. Ha „egy-vonalas" holográfiát alkalmazunk, úgy a két kép egy vonalba esik, és csupán élesreállítással szétválaszthatók. A szétválasztás azonban sohasem tökéletes, mert szabályos koherens megvilágításban minden pont „nyomdokot" hagy maga után, amely nagy hosszúságot is elérhet.

Később elmondom majd, hogy a korszerű lézerholográfia hogyan szabadult meg ettől a nehézségtől, felhasználva a laserfény rendkívül koherens voltát. Laser 1948-ban még nem állt rendelkezésemre. Bíztam azonban abban, hogy a második képet sikerül kiküszöbölnöm abban az egyetlen alkalmazásban, amely akkoriban érdekelt engem: az atomok láthatóvá tétele az elektronmikroszkóppal. Ez a módszer, amelyet a 7. ábrán mutatok be, éppen az elektronlencsék hibáját, a szférikus aberrációt használja fel a második kép kiküszöbölésére. Ha olyan lencsével készítünk elektronhologramot, amelynek szférikus aberrációja van, utólag a két kép *egyikét* megfelelő optikai eszközökkel korrigálhatjuk. A másik kép aberrációja ekkor kétszer akkorává lesz, amitől szinte teljesen életlenné válik. A 7. ábra azt szemlélteti, hogy a második kép által okozott zavartól szinte telje-



7. ábra

sen mentes, tökéletesen éles rekonstrukciót kaphatunk olyan rossz lencsével is, amelynek a felbontóképessége legalább tízszerte rosszabb annál, amit kapni szeretnénk. Ilyen rossz lencsét úgy kaptunk, hogy egy mikroszkóplencsét rosszul használtunk, majd a rekonstrukciónál újból felhasználtuk.

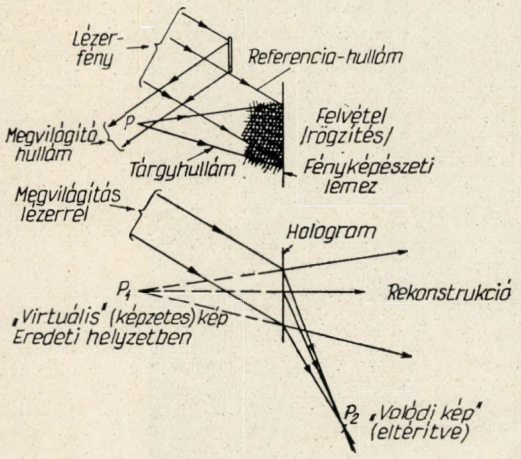
Így azután bizonyos fokú önbizalommal kezdtük meg 1950-ben az Associated Electrical Industries aldermastoni kutatólaboratóriumában a holográfikus elektronmikroszkópiai kísérleteket. A laboratóriumot dr. T. E. Allibone vezette, a kísérletekben M. W. Haine, J. Dyson és T. Mulvey barátaim és munkatársaim vettek részt. Akkoriban már az Imperial College tanára voltam, a munkában tanácsadóként vettem részt. Három esztendő alatt sikerült ugyan jelentősen tökéletesítenünk az elektronmikroszkópot, végül azonban fel kellett hagynunk próbálkozásainkkal, mert túl korán fogtunk hozzá a munkához. Kiderült, hogy az elektronmikroszkóp fejlettségi foka még nagyon messze van az optikai hibák által okozott korlátoktól. Problémákat okozott a rezgés, a szórt mágneses tér, a tárgyasztal elmászása, a tárgy szennyeződése. Mindezeken még csak rontott az a hosszú expozíciós idő, amire a gyenge koherens elektronnyalábok miatt szükség volt. *Ma* már, húsz esztendővel később, helyénvaló volna ilyen kutatási program indítása, mert közben az elektronmikroszkópusok türelmes aprómunkával legyőzték mindezeket a nehézségeket. Az elektronmikroszkóp felbontóképessége ma éppen a szférikus aberráció okozta határon, 3,5 angström körül van. Csupán kétszeres javításra van szükség az atomrácsok felbontásához. Sőt ma már olyan hosszú expozíciós időre sincsen szükség, mint amilyennel 1951-ben számolnunk kellett. Ugyanis a téremissziós katód kifejlesztése következtében a koherens áramerősség nagysága 3—4 nagyságrenddel nőtt. Talán még megérem régi elgondolásom valóraválását.

A hullámfront-rekonstrukciót tárgyaló első cikkeimnek azonnal támadt némi visszhangja is. G. L. Roberts [3] kissé tökéletesítette az eljárást, egyebek között ő készítette az első fázishologramokat, és az elmélet helyes értelmezéséhez is hozzájárult. Kaliforniában Alberto Baez, Hussein El-Sum és P. Kirkpatrick [4] a röngensugár-holográfia területén tett néhány kezdeményező lépést. Munkatársammal, W. P. Goss-szal együtt holográfikus interferencia-mikroszkópot konstruáltunk, amelyben a második képet meglehetősen bonyolultan, két hologramot „derékszögben" egymásra tételével oltottuk ki. Az optikai ipar válasza azonban annyira kiábrándító volt, hogy csupán 11 esztendővel később, 1966-ban publikáltuk a cikket [5]. 1955 táján a holográfia hosszú téli álomba merült.

Az újjáéledés hirtelen és robbanásszerűen következett be 1963-ban, amikor Emmett N. Leith és Juris Upatnieks (Michigan Egyetem, Ann Arbor) publikálta az első jól sikerült laser-hologramokat.[2] Sikere nemcsak a lasernek, hanem Emmett Leith hosszú elméleti előkészítésének is volt köszönhető, amely 1955-ben kezdődött. Erről sem én, sem a világ nem szerzett tudomást, mert Leith és munkatársai, Cutrona, Palermo, Porcello és Vivian, elgondolásait először az „oldalt néző radarra" alkalmazták, amely annak idején titkos volt [6]. Ez tulajdonképpen elektromágneses hullámokkal végzett kétdimenziós holográfia volt, az elektronholográfia ellenpárja. A radarban felhasznált elektromágneses hullámok hullámhossza mintegy 100 000-szer nagyobb, mint a fényhullámoké, az elektronhullámoké viszont 100 000-szer rövidebb. Eredményeik pompásak voltak, az idő rövidsége miatt azonban nem tárgyalhatom őket.

Amikor 1962-ben megjelent a laser, Leith és Upatnieks azonnal nálam sokkal jobb eredményeket tudtak produkálni, a második képet új, egyszerű és nagyon hatékony módszerrel kiküszöbölve [7]. A „ferde referenciahullám" módszeréről van szó, amelyet a 8. ábrán szemléltetek. Az eljárást a hélium-neon laser nagy koherenciahossza tette lehetővé, amely már 1962-ben a higanygőzlámpáénak mintegy a 3000-szerese volt. Ez lehe-

[2] Nem egyszer tették fel nekem a kérdést, miért nem én fedeztem fel a lasert. Valóban gondoltam rá. 1950-ben, amikor azon gondolkoztam, mennyire szükségünk volna egy erős koherens fényforrásra, eszembe jutott, hogy fiatal egyetemi hallgatóként 1921-ben Berlinben Einsteintől magától hallottam a Planck-törvény pompás levezetését, amely megkövetelte az indukált emisszió létezését. Ezután eszembe jutott az impulzus-laser ötlete: Vegyünk megfelelő kristályt, erősen visszaverő bevonattal tegyük rezonátorrá, egy kicsiny lyukon át megvilágítva, töltsük fel a felső szintet, majd a saját fényének egy sugarával robbanásszerűen süssük ki. Elgondolásomat doktori értekezés témájaként ajánlottam fel a legjobb tanítványomnak. Ő azonban túlságosan kockázatosként nem fogadta el. Véleményét nem tudtam megcáfolni, mert nem lehettünk biztosak benne, hogy megtaláljuk a megfelelő kristályt.



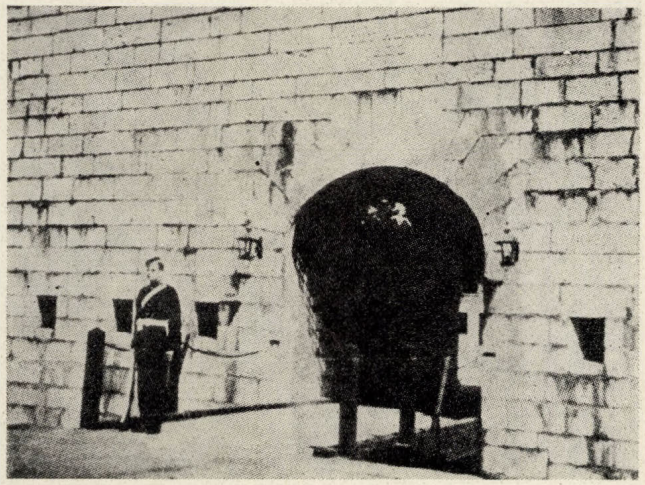
8. ábra

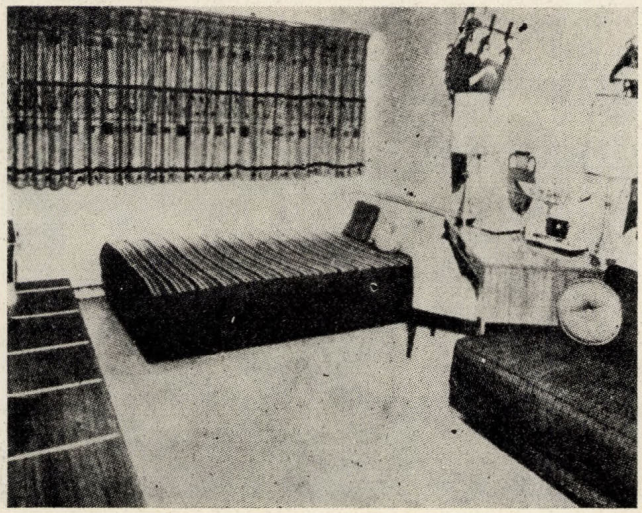
tővé tette a referencianyalábnak a megvilágító nyalábtól való elválasztását. Nem kellett többé átmennie a tárgyon, hanem megkerülhette azt. Ennek eredményeképpen a rekonstruált képek nemcsak mélység, hanem szögállás tekintetében is elváltak. A szögkülönbség a referencianyaláb beesési szögének a kétszeresével egyenlő. Ráadásul a koherens laserfény intenzitása a higanygőzlámpáét sokmilliószorosan felülmúlta. Ez lehetővé tette igen finom szemcsézetű, kis érzékenységű fényképészeti emulziók használatát és nagyméretű hologramok ésszerű expozíciós idővel való elkészítését.

A 9. ábra Leith és Upatnieks első rekonstrukcióiból mutat be kettőt. Már ezek is sokkal jobbak voltak mindannál, amire 1948-ban képes voltam. A két képnek az a külön érdekessége, hogy *egyetlen* hologramnak a rekonstrukciói, amely a referencianyaláb különböző helyzeteiben lett felvéve. Ez volt az első bizonyítéka a hologramok nagy tárolási képességének. Leith és Upatnieks rövidesen 12 különböző képet tudott tárolni egyetlen emulzióban. Ma már 100 vagy 300 nyomtatott oldalt tudunk tárolni akkora helyen, amely a közönséges fényképezésben csupán egy oldalnak volna elég.

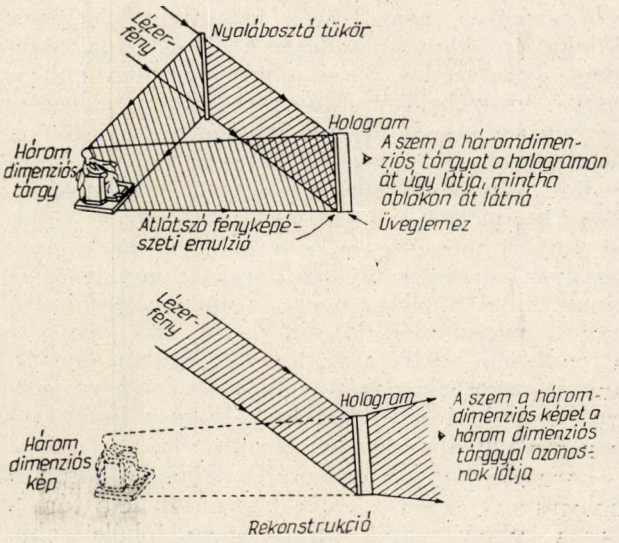
A fejlődés ettől kezdve igen gyors volt. Az első esztendő leglátványosabb eredménye a háromdimenziós tárgyak holográfiája volt, amelyek képét szabad szemmel lehetett nézni. A holográfia persze kezdettől fogva háromdimenziós volt, de az én első kicsiny hologramjaimon ezt csak úgy lehetett látni, hogy a látóteret mikroszkóppal vagy kis fókusztávolságú szemlencsével élesre állítottuk. Ehhez azonban nem volt elegendő csupán felnagyítani a hologramot, arra is szükség volt, hogy a fényképészeti lemez minden pontja lássa a tárgy minden pontját. A szabályos megvilágítással felvett első hologramokon az információt egy kis terület (a diffrakciós minta) tartalmazta.

Durva felületű diffúz tárgyak esetében különleges rendszabályokra nincsen szükség. A felület apró dudorai és mélyedései a fényt nagy nyílásszögű kúpban szórják szét. A 10. ábra mutatja az elrendezést durva felületű tárgy, például Abraham Lincoln apró szobra esetében. A rekonstrukciót a 11. ábra szemlélteti. Kihalványított hologram („fázis-hologram") esetében az embernek az az érzése, hogy tiszta ablakon keresztül magát a szobrocskát nézi.

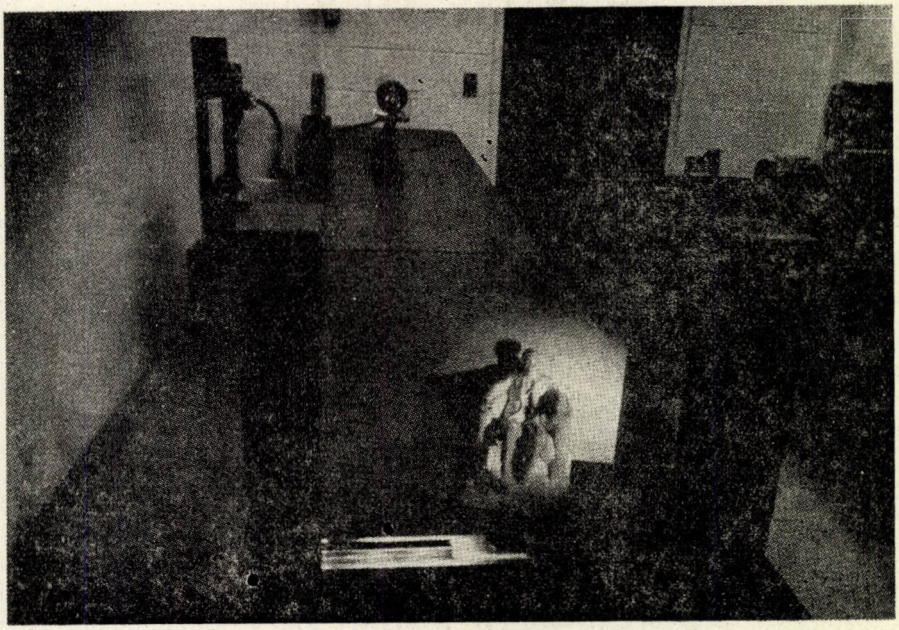




9. ábra



10. ábra

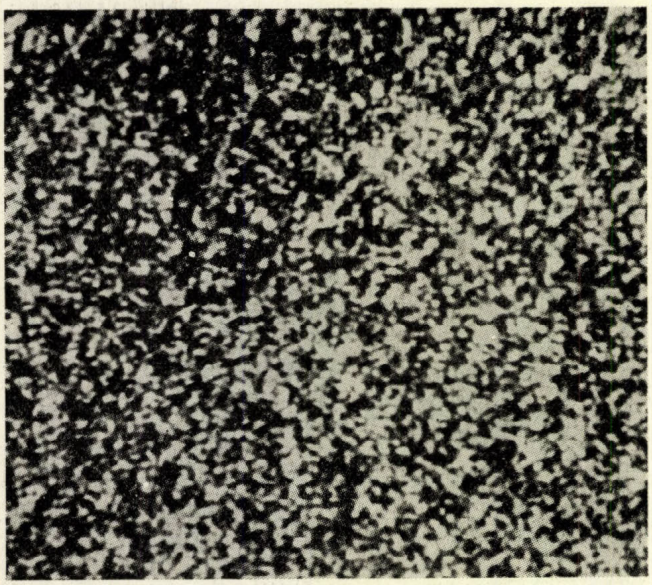


11. ábra

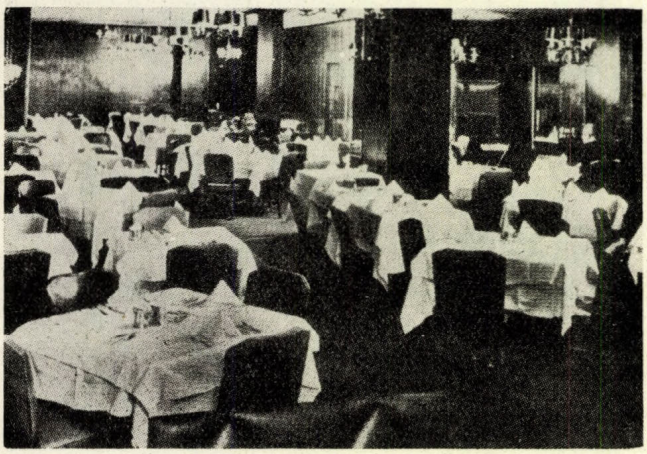
Ha a tárgy nem szórja szét a fényt, például diapozitívról van szó, akkor az információ a hologram egész területén oszlik el, ha a tárgyat szóró közegen, például mattüveglapon át világítjuk meg. Az ilyen „szórásos" hologram igen furcsa külsejű: mintha csupa zaj volna. Akár „ideális Shannon-kódolásnak" is nevezhetjük. Claude H. Shannon ugyanis információelméletében kimutatta, hogy a leghatékonyabb az a kódolás, amelyben minden szabályosság eltűnik a jelből, vagyis „zajszerűnek" kell lennie. De hol van ebben a káoszban az információ? Kimutatható, hogy a hologram nem annyira rendszertelen, mint amilyennek látszik. Nem olyan a helyzet, mintha rendszertelenül homokszemeket dobáltak volna a lemezre. Meglehetősen bonyolult alakzatról van szó, a tárgy diffrakciós mintájáról, amely rendszertelen közönként, de mindig ugyanabban a méretben és ugyanabban az irányításban ismétlődik.

A szórásos, azaz diffúz hologramoknak igen érdekes tulajdonságuk, hogy a hologramnak bármely olyan kicsiny része, amely elég nagy ahhoz, hogy a diffrakciós mintát tartalmazza, az egész tárgyra vonatkozó minden információt tartalmaz. A tárgy ebből rekonstruálható is, de a zaj nagyobb. A diffúz hologram tehát *elosztott* memória. Ezzel kapcsolatban sokat spekuláltak azon, vajon az emberi memória is nem holográfikus természetű-e. Ismeretes ugyanis, hogy az agy jó része elpusztulhat anélkül, hogy az emlékezet minden nyoma megszűnnék. Itt nincs időm arra, hogy ezt a rendkívül izgalmas kérdést tárgyaljam. Csupán annyit szeretnék mondani, hogy véleményem szerint az emberi emlékezethez való hasonlóság csupán funkcionális, de nem strukturális.

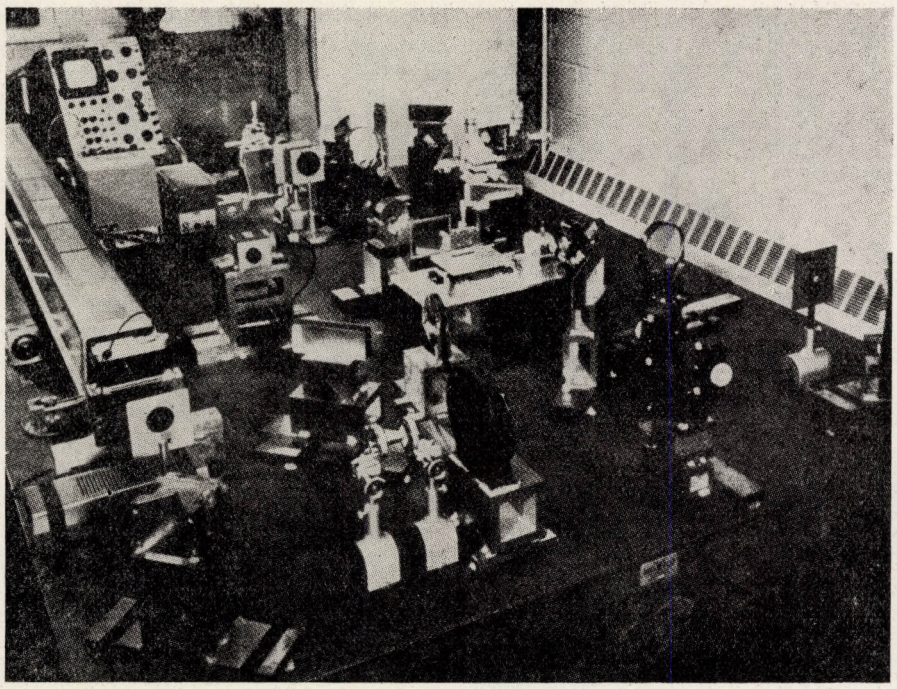
Látható, hogy a holográfia fejlődése során a hologramok egyre kevésbé hasonlítanak a tárgyra, a rekonstrukció pedig egyre tökéletesebb. A 13. ábra Leith és Upatnieks egy kitűnő rekon-



12. ábra



13. ábra



14. ábra

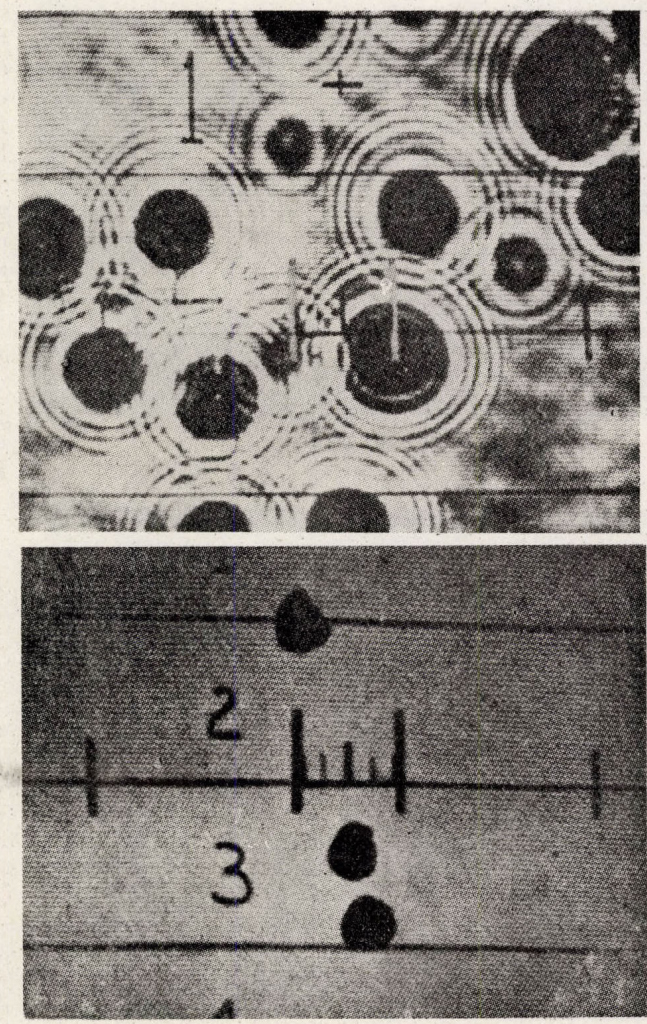
strukcióját ábrázolja. Az eredeti egy fénykép, a diffúz hologramja olyan külsejű, mint a 12. ábra.

A Michigan Egyetemen (Ann Arbor) végzett úttörő munka elérte a holográfiai módszerek stabilizációját is. Ma már sok száz, sőt talán sok ezer laboratóriumban van olyan berendezés, amilyent a 14. ábra szemléltet. A berendezés része a nagyon stabilis gránitkocka vagy acélasztal és a koherens fényt előállító különböző optikai eszközök, amelyeket ma már gyárt az optikai ipar. A nagy stabilitás rendkívül lényeges stacionárius laserekkel végzett munkáknál, mert negyed hullámhossznyi elmozdulás az expozíció közben már teljesen tönkreteheti a hologramot.

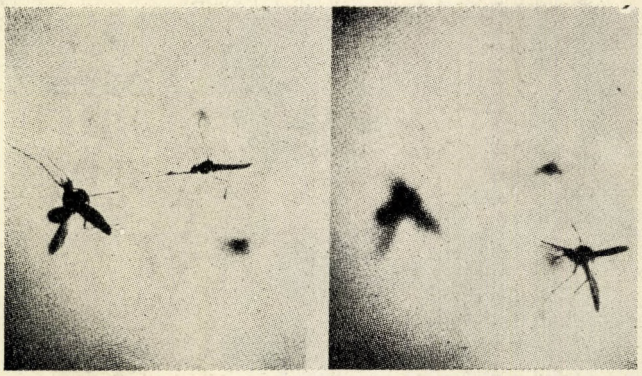
1965-től kezdve kifejlődött a holográfiának egy fontos ága, ahol nincs szükség ekkora stabilitásra, mert impulzusos-laser alkalmazásával a hologramok felvétele a mikroszekundum törtrésze alatt történik.

Tegyük fel, hogy egy fizikusnak a következő feladatot adják: „Határozza meg egy fúvókából 2 mach sebességgel kilépő cseppecskék méretét. A méret valószínűleg néhány mikronnál nagyobb." Ha ezt a feladatot régebben kapja, kétségbeesésében az égnek emeli a karját! Ma viszont nem kell egyebet tenni, mint felvenni a fúvókából kiáramló sugár egy-vonalas hologramját, a lemezt biztonságos távolságba téve, rubinlaser impulzusával 20—30 nanoszekundumos expozícióval. Ezután megnézzük a „valódi" képet (vagy megfordítjuk a megvilágító nyalábot, és valódi képet csinálunk a képzetesről), a mikroszkóppal beleássuk magunkat a sugár háromdimenziós képébe, és a részecskéket egymás után élesre állítjuk. A nagy távolság miatt a második képtől eredő zavar teljesen elhanyagolható. A 15. ábra egy szép példát mutat be.

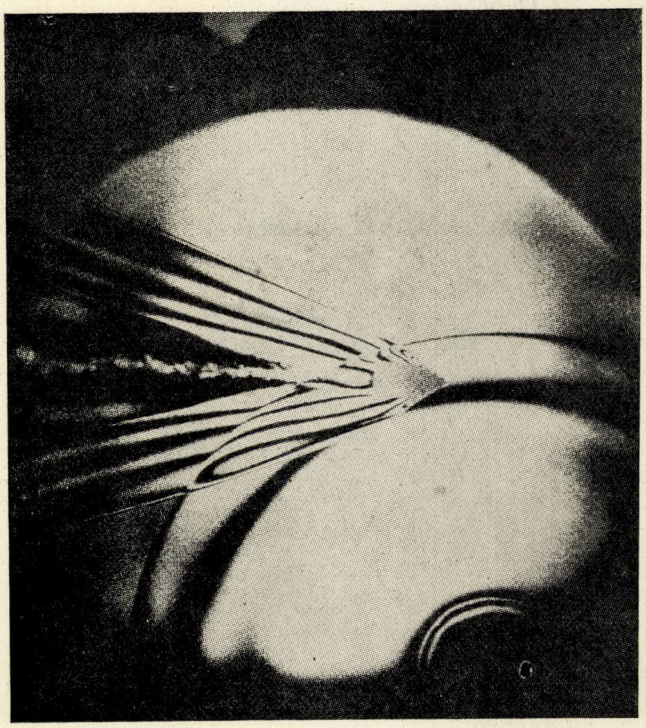
A TRW laboratórium kutatói bebizonyították,



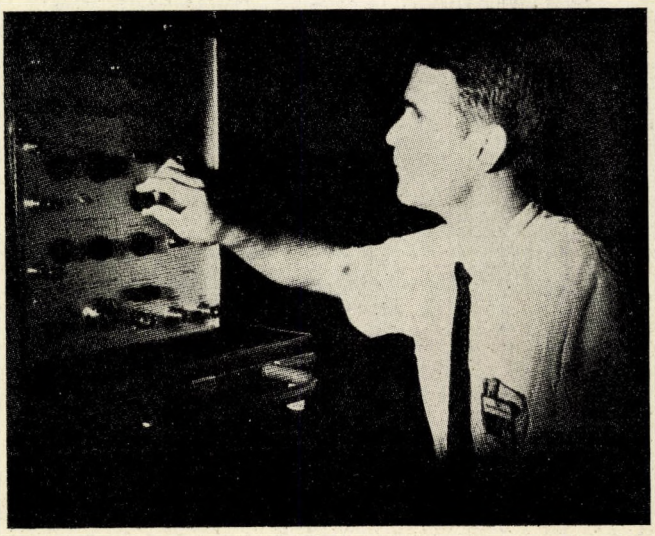
15. ábra



16. ábra



17. ábra



18. ábra

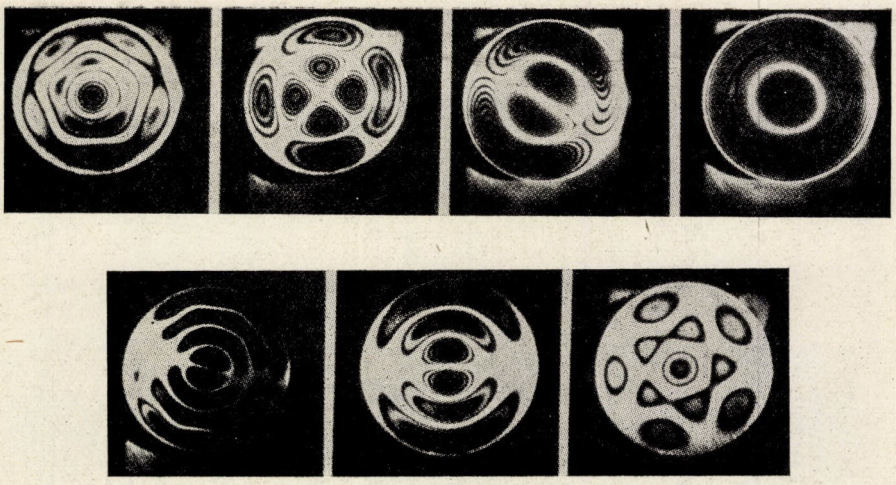
hogy méteres mélységű piszkos vízben az ázalékállatkák vagy több méternyi légtérben a rovarok egyetlen hologramra rögzíthetők. A 16. ábrán egyetlen hologramról rekonstruált két rovart mutatunk be, amelyeket egymás után állítottak élesre. A szerzők, C. Knox és R. E. Brooks, egy holográfiai filmről, amellyel tetemes mélységig követték egy moszkitó repülését, mozifilmet is készítettek, minden kockát külön élesre állítva [9].

A Ralph Wuerkerből és kartársaiból álló másik TRW kutatócsoport a holográfia egy másik ágában, a holográfiai interferometriában ért el eredményeket. A 17. ábrán repülő puskagolyó rekonstrukcióját láthatjuk, a maga lökéshullám-sorával, amint egy másik lökéshullámmal találkozik. Ez azonban nem egyszerűen kép, hanem interferometriás kép. A csíkok azoknak a pontoknak a mértani helyét adják meg, amelyekben a fény késése az esemény előtt mozdulatlan levegőhöz viszonyítva a hullámhossz egész számú többszöröse. Az összehasonlítási alapul szolgáló képet előzetes expozícióval nyerik. Tehát kétszer exponált hologramról van szó, amelyről később kissé részletesebben beszélünk [10].

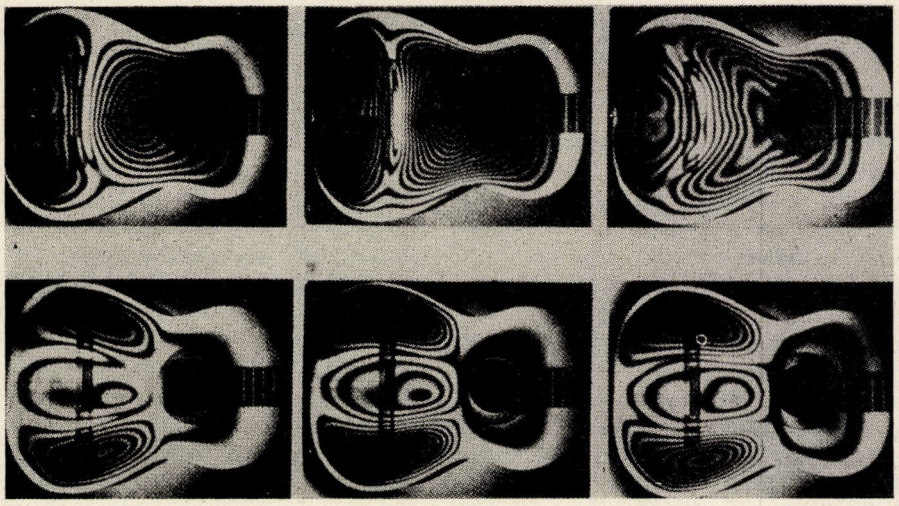
A 18. ábrán az impulzusos holográfiának egy másik nagy eredményét látjuk. Ez egy háromdimenziós potré, amelyet a Conductron Corporation alkalmazásában álló L. Siebert készített. Az eredmény a laserek fejlesztésében elért nagy haladás következménye. A T. H. Maiman által először felfedezett rubinlaser rövid impulzusokat adott, de koherencia-hossza csupán néhány centiméter volt. Ez nem akadály az egy-vonalas (in-line) holográfiában, ahol a referencia-hullám szinte együtthalad az elhajlott elemi hullámokkal, de ha fényvisszaverő tárgyakkal teli egy méter mélységű jelenetet akarunk felvenni, akkor legalább egyméteres koherenciahosszra van szükségünk. Ma már 30 nanoszekundum tartamú, 10 joule energiájú, 5—8 méter koherenciahosszúságú egyes impulzusok állíthatók elő. Ilyennel készült az előadásommal kapcsolatos kiállításon látható holográfikus portrém.

1965-ben R. L. Powell és K. A. Stetson (Michigan Egyetem, Ann Arbor) érdekes felfedezésre jutottak. Mozgó tárgyakról felvett holográfiai képeik elmosódottak voltak. De kétszeres expozíciót alkalmazva, amikor is a tárgy először nyugalomban van, másodszor pedig rezeg, csíkok jelennek meg, jelezve azokat a görbéket, amelyek mentén az elmozdulás a fél hullámhossz egész számú többszöröse. A 19. ábra hangszórómembrán rezgésmódjait ábrázolja. A felvételeket 1965-ben Powell és Stetson [11] készítette. A 20. ábra rezgő gitár képe, amelyet H. A. Stetson Erik Ingelstam professzor laboratóriumában készített [12].

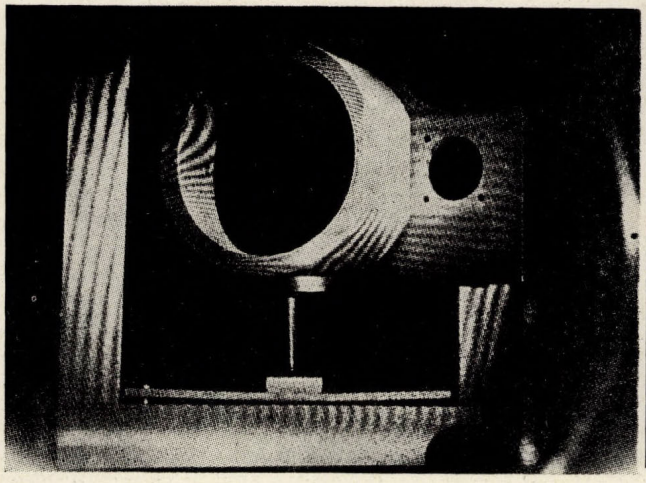
Furcsa módon mind a TRW kutatócsoport interferogramja, mind Powell és Stetson rezgési felvételei megelőzték az interferometriai alapelv egyszerűbb alkalmazását, amelynek tulajdonképpen előbb kellett volna bekövetkeznie, ha a tudomány haladása mindig a legrövidebb vonalat követné. Szilárd testek kis deformációinak kétszer



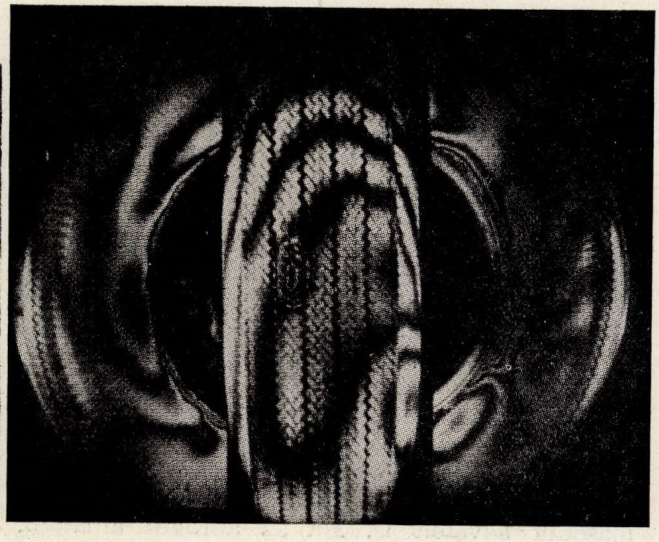
19. ábra



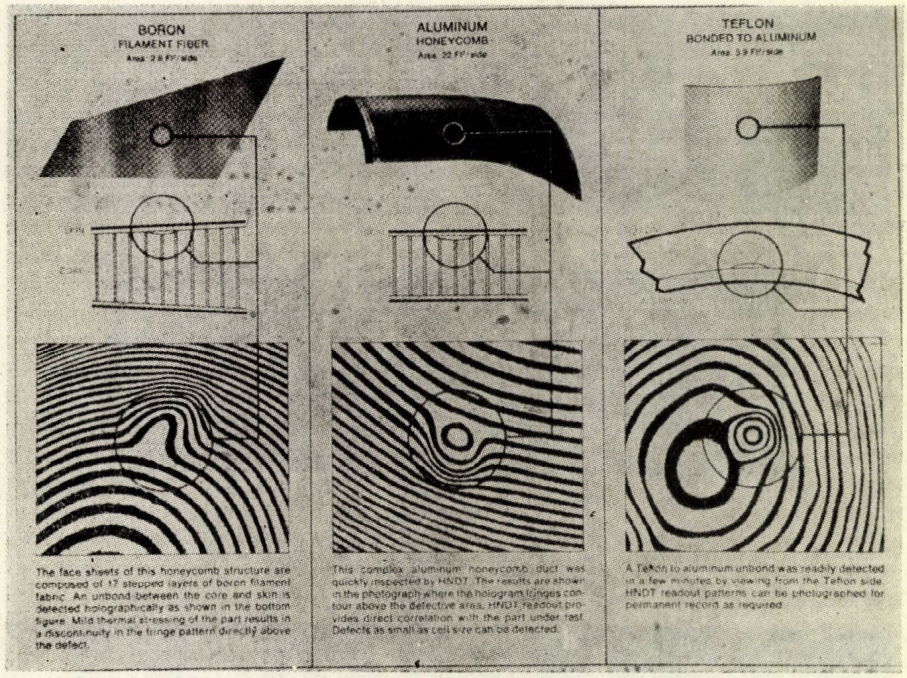
20. ábra



21. ábra



22. ábra

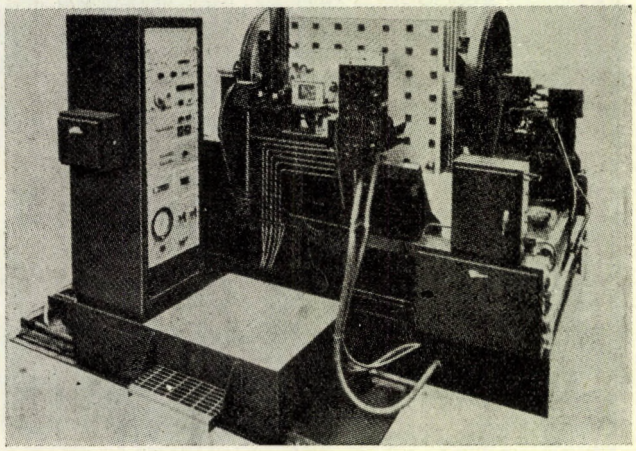


23. ábra

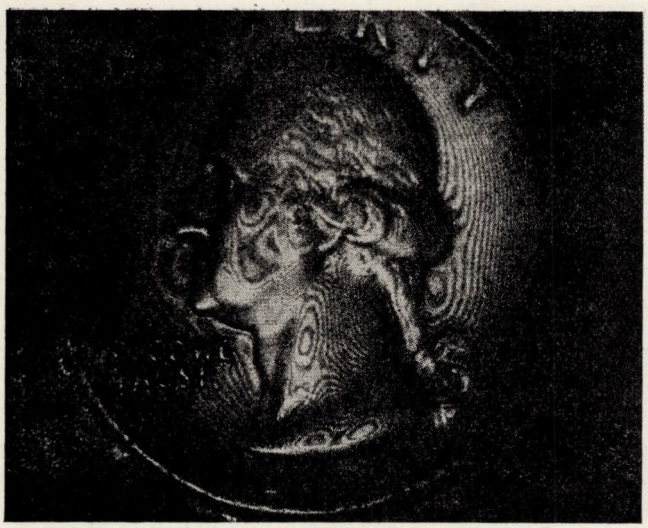
exponált hologramokkal való meghatározásáról van szó. Az egyszerű magyarázat a következő: készítsünk a tárgyról hologramot az *A* állapotban. Ez annyit jelent, hogy az *A* hullámot referencianyaláb segítségével befagyasztjuk. Deformáljuk most a tárgyat a *B* állapotba, és ugyanerre az emulzióra, ugyanazzal a referencianyalábbal vegyünk fel még egy hologramot. Hívjuk elő, és világítsuk meg a referencianyalábbal. Ekkor az *A* és *B* hullám, amelyeket különböző időpontokban fagyasztottunk be, és amelyek sohasem látták egymást, egyszerre rekonstruálódik, és interferálnak egymással. Ennek következtében a tárgyon Newton-gyűrűk jelennek meg. Minden egyes gyűrű fél hullámhosszúságú deformációnak felel meg. A 21. ábrán látunk szép példát ilyen holográfiai interferogramra, amelyet 1965-ben Haines és Hillebrand készített. Az alapelvet egyidejűleg és egymástól függetlenül még a következők fedezték fel: J. M. Burch (Anglia), valamint G. W. Stroke és A. Labeyrie (Ann Arbor, Michigan).

A holográfia ipari alkalmazásai közül jelenleg a legfontosabb a holográfiai interferometriával végzett roncsolásmentes anyagvizsgálat. Így született meg a holográfiát kiaknázó első iparvállalat, a GCO (G. C. Optronics) (Ann Arbor, Michigan). A következő képeket a GCO szíves engedélyével közlöm. A 22. ábra gépkocsiabroncs vizsgálatát mutatja be. A gumiabroncs elülső részéről közvetlen holográfiai felvétel készült, az oldalsó rész jobbra és balra két tükörben látható. Az első felvétel előtt egy kicsit várnak, hogy az abroncs mozdulatlanná váljék, majd felveszik az első hologramot. Ezután egy kevés forró levegőt fúvatnak rá, majd ugyanarra a lemezre elkészítik a második felvételt is. Ha az abroncs hibátlan, csupán néhány, egymástól nagy távolságban levő csík jelenik meg, bizonyítva azt, hogy a tágulás majdnem egyenletes. De ahol a gumirétegek tapadása tökéletlen, egy kis hólyag jelenik meg, lásd a kép középső részét és bal felső sarkát. A hólyag csupán néhány ezred milliméternyi magasságú, a hiba azonban később komollyá válhat. Másik lehetőségként az első hologramot előhívják, visszahelyezik pontosan az előző helyzetébe, és az abroncs tágulását „élőben" figyelik meg.

A roncsolásmentes anyagvizsgálatra más példákat közlünk a 23. ábrán. Csupa olyan hibáról van szó, amelyek más módszerekkel egyáltalában vagy szinte egyáltalában nem fedezhetők fel, így pedig szabad szemmel tévedhetetlenül észrevehetők. A GCO által gyártott berendezések egyikét a 24. ábrán szemléltetjük. Méhsejtes rendszerű szendvics-szerkezetek holográfiai vizsgálatáról van itt szó (ilyent szemléltetünk a 23. ábra középső részén). Repülőgépek szárnyai ilyen rendszerrel



24. ábra

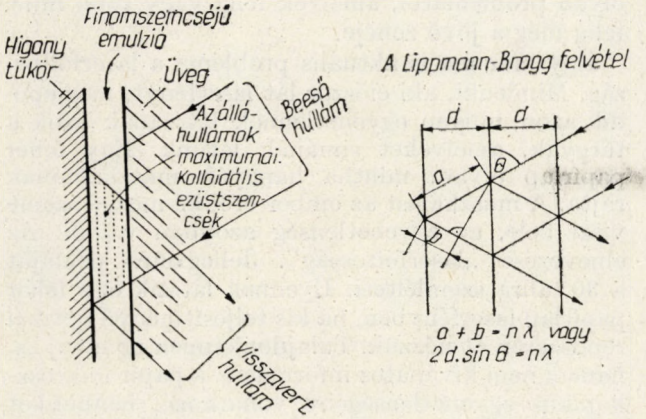


25. ábra

készülnek. A legkisebb hegesztési hiba az alumíniumlemezek és a méhsejtszerkezet közt egy pillantással felfedezhető.

A holográfiai interferometria rendkívül kicsiny deformációk meghatározására is alkalmas (1/4000 mm). Munkadarabok pontosságának ellenőrzéséhez azonban túlságosan is precíz. Ilyenkor egy másik holográfiai eljárás, az úgynevezett „szintvonalazás" alkalmazható. Ezt az eljárást elsőként Haines és Hildebrand használta 1965-ben, és a közelmúltban J. Varner (szintén Ann Arbor, Michigan) jelentősen tökéletesítette. Ugyanarról a tárgyról két hologramot vesznek fel, de két, mondjuk egymástól 1 százalékkal különböző hullámhosszal. Így a két csíkrendszer között *lebegés* következik be. A csíkok távolsága mintegy 1/40 mm lesz. Éppen ez az a pontosság, amelyet a gépműhely megkíván (25. ábra).

Az ipari alkalmazásokról most rátérek egy a holográfiával kapcsolatos másik fontos fejleményre. 1962-ben, közvetlenül a „holográfiai robbanás" előtt Yu. N. Denisyuk szovjet fizikus egy fontos cikket publikált [13]. Ebben a holográfiát azzal a természetes színekben való fényképezési eljárással egyesítette, amelyért Gabriel Lippman 1908-ban Nobel-díjat kapott. A 26a. ábra Lippman eljárását

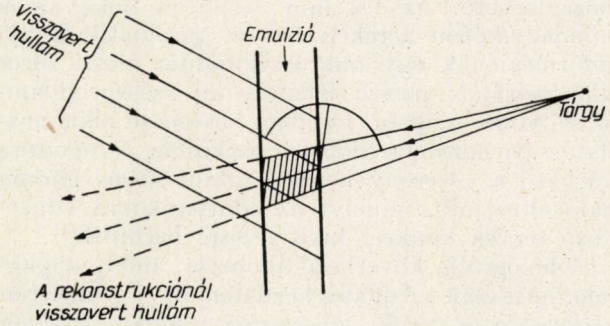


26. ábra

és Denisyuk elgondolását szemlélteti. Lippman igen finom szemcséjű emulziót készített kolloidális ezüstbromidból, és az emulzióra higanyt vitt fel, amely tükörként hatott. Az emulzióra eső fény a tükrön visszaverődött, és állóhullámok sorozata keletkezett. A kolloidális ezüstszemcsék az elektromos vektor maximumaiban csapódtak ki, egymástól közel fél hullámhossznyira eső rétegek alakjában. Előhívás után a rétegek összességét fehér fénnyel megvilágítva, az eredeti szín körül csupán egy keskeny hullámsávban jött létre visszaverődés, mert a Lippman-rétegeken szóródó elemi hullámok csak ennél a színnél adódtak össze megfelelő fázisban.

Denisyuk javaslata a második rajzon látható. A tárgyhullám és a referenciahullám az emúzió két ellentétes oldalára esik. Ismét állóhullámok és Lippman-rétegek keletkeznek, ezek azonban többé nem az emulzió felületével párhuzamosak, hanem a két hullámfront szögfelezőjével. Ha most (és éppen ez Denisyuk elgondolása) az előhívott emulziót a referenciahullámmal megvilágítjuk, a tárgy eredeti helyzetében és (hacsak nem zsugorodott az emulzió) eredeti színében jelenik meg.

Noha Denisyuk jó kísérletező volt, 1962-ben a laser hiányában csak „egzisztencia-bizonyítást" tudott adni. Fehér fénnyel megvilágítható, kétszínű visszaverődéses hologramot először 1965-ben készített G. W. Stroke és A. Labeyrie [14] (lásd a 27. ábrát).

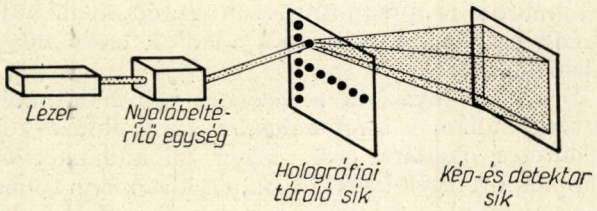


27. ábra

Azóta az egyszínű visszaverődéses hologramok a K. S. Penningtontól és másoktól származó új fényképészeti eljárások [15] révén nagy tökéletességet értek el, a visszaverőképesség megközelíti a 100 százalékot. De a két-, még inkább a háromszínű hologramok még messze vannak attól, hogy megfelelők legyenek. Jelenleg egyik fő kutatási témám ezek tökéletesítése. De túlságosan hosszadalmas, amellett még korai is lenne erről részletesen beszámolni.

A holográfia az információtárolás területén a jövő esztendőkben egészen biztosan nagy jelentőségre tesz majd szert. Említettem már, hogy holográfiával 100—300-szor annyi nyomtatott oldal tárolható egyetlen emulzióban, mint a közönséges mikrofényképezéssel. Még ha nem is használjuk ki a mélységi dimenziót, a tényező akkor is több mint 50-szeres. Ennek az az oka, hogy a diffúz hologram közel ideális kódolást képvisel, teljesen

kihasználja az emulzió területét és gradációját, a nyomtatás viszont a területnek csupán 5—10 százalékát hasznosítja, a gradációt egyáltalán nem. További előnyt jelent a harmadik dimenziónak, a mélységnek a felhasználása. Erre a lehetőségre először P. J. van Heerden mutatott rá 1963-ban [16]. Elméletileg λ^3 nagyságú térfogatban tárolható egy bit. Ekkora sűrűség távolról sem valósítható meg, azonban az imént említett 300-as szorzó tökéletesen reális.



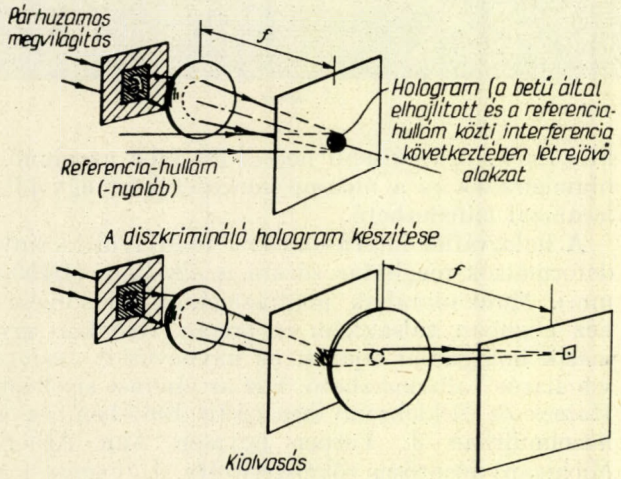
28. ábra

A holográfiai tárolás ettől a tényezőtől eltekintve is komoly előnyökkel jár. Mikrofilmre sakktábla alakban felvitt bináris tárolt anyagot egyetlen porszem, hajszál vagy karcolás tönkretehet. A diffúz hologram szinte érzéketlen az ilyen hibákra. A 28. ábrán szemléltetett holográfiai tár a szerző, L. K. Anderson szerint (1968) [17] csupán szerény kezdet, mégis 64×64 nyomtatott oldal bármelyike körülbelül egy mikroszekundum alatt hozzáférhető. Az 1,2 mm átmérőjű hologramok mindegyikében kereken 10^4 bit tárolható. Ennyi információnak egy mikroszekundum alatti soros kiolvasásához persze lehetetlenül széles hullámsávra volna szükség, azonban bőségesen alkalmazhatók párhuzamos kiolvasó eszközök. Nyugodtan várható a „szerény kezdet" utáni széles körben való elterjedés, mihelyt az adatbankokra vonatkozó tervek konkrét kivitelezésre kerülnek.

A holográfia következő állomása, amely alighanem még csak a fejlődés kezdetén áll, a geometriai alakzatok és betűk felismerése. Csupán röviden térhetek ki azokra az alapkutatásokra, amelyeket A. Vander Lugt [18] végzett az alakzatfelismerés területén. Az alakzatfelismerés alapelvét a 29. ábra segítségével magyarázzuk el.

Általánosítsuk egy kissé a holográfia alapelvét. Az előzőleg tárgyalt esetek mindegyikében egy bonyolult tárgyhullámot interferáltattunk egy egyszerű, azaz referencia-gömbhullámmal. A tárgyhullámot úgy rekonstruáltuk, hogy a hologramot a referenciahullámmal megvilágítottuk. Némi matematika segítségével azonban kimutatható, hogy a referenciahullámként minden olyan hullám felhasználható, amely *élesen korrelál önmagával.* Az autokorrelációs függvény a hullámnak invariánsa, bármely keresztmetszetben ugyanaz. Rögtön látható, hogy egy gömbhullám azért korrelál élesen önmagával, mert egy „pontból" indul ki. Vannak azonban más hullámok is, amelyek élesen korrelálnak önmagukkal. Ilyenek az ujjlenyomatból, egy kínai írásjelből, szélsőséges esetben egy matt üveglap egy részéből kiinduló hullámok. Tehát egy hologram segítségével például kínai írásjelek nyugodtan lefordíthatók angol nyelvre, és megfordítva. J. N. Butters és M. Wall (Loughborough Egyetem) a közelmúltban olyan hologramot készítettek, amely egy portréból előállítja az illető személy aláírását, és megfordítva. Vagyis a hologram meglehetősen egyetemes fordító eszközként használható. Például egy olyan jelet, amelyet mi el tudunk olvasni, olyan jellé alakít át, amelyet a gép el tud olvasni.

A 29. ábra az alapelv szerény megvalósítását mutatja be. Az „a" betűről sík referenciahullámmal készült egy hologram. Ha ezt a hologramot az „a" betűvel megvilágítjuk, a referenciahullám

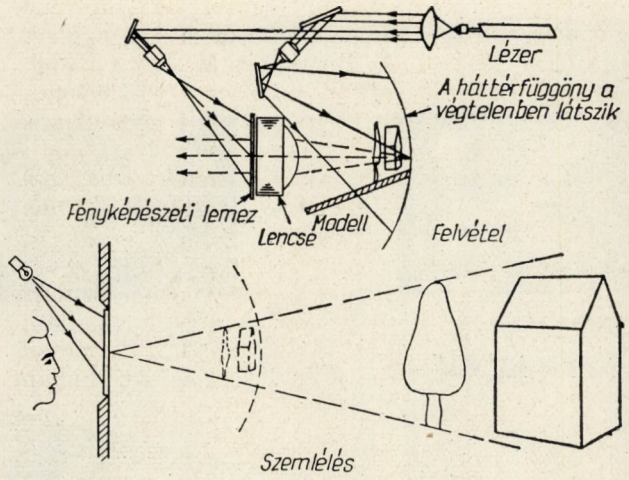


29. ábra

rekonstruálódik, és az például egy bizonyos helyzetben levő fotocella aktiválására használható. Azt hiszem, így képet kapunk az eljárás alapelvéről. A betűk másolásának persze sok módja képzelhető el, azonban túlságosan hosszúra nyúlna, ha még erről és más nehézségekről is beszélnék.

A betűfelismerő eszközök területén féllábbal a jövőben állunk, mert ezek valószínűleg csupán a számítógépek következő generációjában, illetve a robotokban válnak fontossá, amelyekkel az eddiginél valamivel többet kell közölni az emberi értelemből. Röviden beszámolok most még néhány olyan problémáról, amelyek félig vagy több mint félig még a jövő zenéje.

Egy már ma is aktuális probléma a laserfoltosság. Mindenki, aki először lát laserfényt, meglepődik azon, milyen egyenetlennek látszanak azok a tárgyak, amelyeket simának látunk. Egy fehér papírlap olyan, mintha hangyák mászkálnának rajta. A mászkálást az ember örökké mozgó szeme viszi bele, az egyenetlenség azonban valódi. Az elnevezése „laserfoltosság". Jellegzetes példáját a 30. ábra szemlélteti. Ilyennek látszik egy fehér papírlap laserfényben, ha kis teljesítményű optikai rendszeren át nézzük. Tulajdonképpen nem zaj ez, hanem nem kívánatos információ, a papír mikroszkopikus egyenetlenségeire vonatkozó, bennünket nem érdeklő információ. Mit tehetünk ellene?

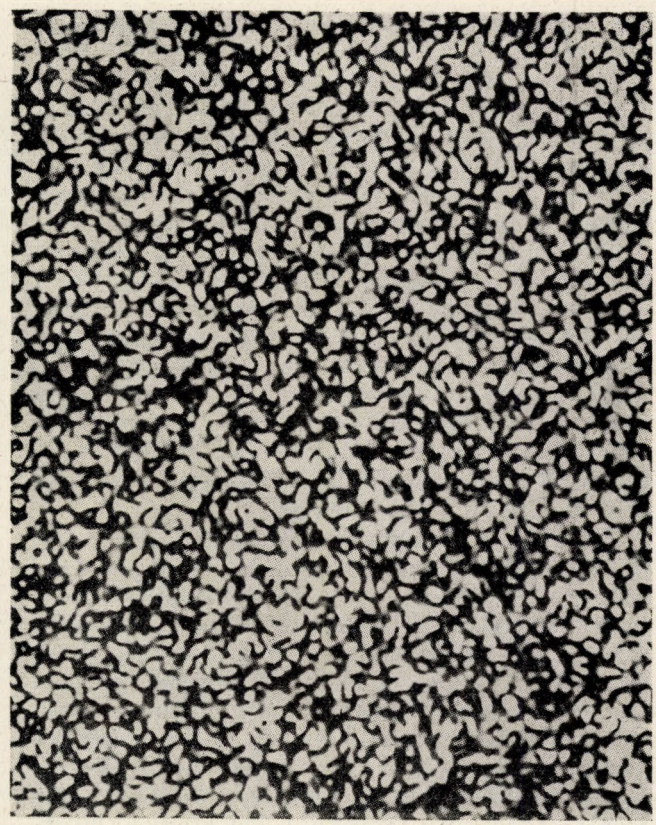


30. ábra

Egyenetlen tárgyak esetében nem tehetünk mást, mint hogy nagy területekre átlagolunk, vagyis kisimítjuk az eltéréseket. Ez annyit jelent, hogy az információ nagy részét, a kívánatosakat a nem kívánatosakkal együtt, ki kell selejteznünk. Ez sajnálatos ugyan, de nem tehetünk mást. Sok esetben elég sok információnk van ahhoz, hogy nyugodtan selejtezhessünk belőle, ahogyan ezt a diffúz hologramokból rekonstruált, általam bemutatott képek bizonyítják. Vannak azonban olyan fontos esetek is, amikor sokkal többet tehetünk, és a tökéletesítésre nagy szükség is van. A tárolás és kijelzés céljára szolgáló mikrohologramokról van szó. Ezeket diffúz hologramok alakjában készítik, hogy a por és a karcolások elleni védelem biztosítva legyen. De a diffúz voltuk miatt foltosságot idézünk elő, viszont ennek elkerülésére ezeket a hologramokat ma még sokkal nagyobbra készítik, mint amekkorára ideális esetben szükség volna. A közelmúltban rámutattam [19], hogy a diffúz hologramok előnye szinte teljes egészében megőrizhető, a foltosság pedig teljesen kiküszöbölhető, ha a mattüveg helyett speciális megvilágító rendszert alkalmazunk. Remélem, ez a holográfiai tárak információsűrűségében további javulást eredményez majd.

Tegyünk most radikálisabb lépést a jövőbe. Szeretném röviden megemlíteni két kedvenc holográfiai agyszüleményemet. Az egyik a panorámaholográfia, vagy holográfiai művészetnek is nevezhetnénk.

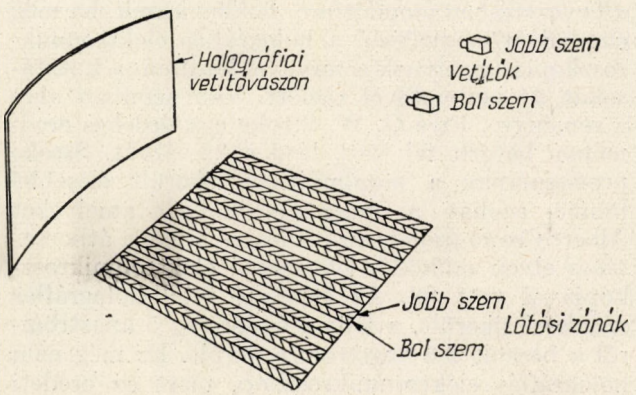
A háromdimenziós hologramok mélysége eddig csupán néhány métert tett ki. Miért ne lehetne a mélységet a végtelenig kiterjeszteni? Egy hologramot a falra akasztva nem lehetne-e olyan, mint egy ablak, amelyen keresztül egy valódi vagy képzelt tájra tekintünk ki? Úgy vélem, ez megvalósítható, de nem fényképészeti, hanem művészi munka. Az eljárást a 31. ábra szemlélteti. A művész elkészíti a modellt, olyan módon torzítva, ahogyan perspektivikusan látszik, a végtelenig kiterjedően, ha egy akkora nagy lencsén át nézzük, mint amekkora a hologram. A művész használhat kisebb, a két szemét éppen elfedő lencsét,



31. ábra

amikor a modellt készíti. A modellről visszaverődéses hologramot készítünk kicsiny és erős fényforrással. A szemlélő azt látja, amit a lemez látott a lencsén keresztül: a végtelenig terjedő jelenetet, természetes színekben. Az eljárás kifejlesztés alatt áll, de jelentős kutatómunkát kell még elvégezni, mielőtt kielégítővé válhatna. Ugyanis először jelentősen tökéletesíteni kell a háromszínű hologramok visszaverőképességét.

Még ambíciózusabb, de talán még inkább a távoli jövőben megvalósítható terv a segédeszköz (polaroid-szűrő) nélkül működő háromdimenziós mozi. A problémát a 32. ábrán vázoljuk. A nézőközönséget (egy vagy két sor sorban) látási zónák szerint osztjuk el. Ezek a zónák a normális szemtávolságnak megfelelően követik egymást: egy



32. ábra

zóna a bal szemnek, egy a jobb szemnek, majd üres zóna két néző között. A két szemnek két különböző képet: egy sztereoszkopikus képpárt kell látnia. A szemlélő a fejét kismértékben elmozdíthatja jobbra vagy balra. Még ha az egyik szeme az üres zónába is kerül, akkor sem lát sík képet, csak halványabb lesz a kép. Az egy szemmel való nézés ugyanis „hiány-sztereolátást" eredményez.

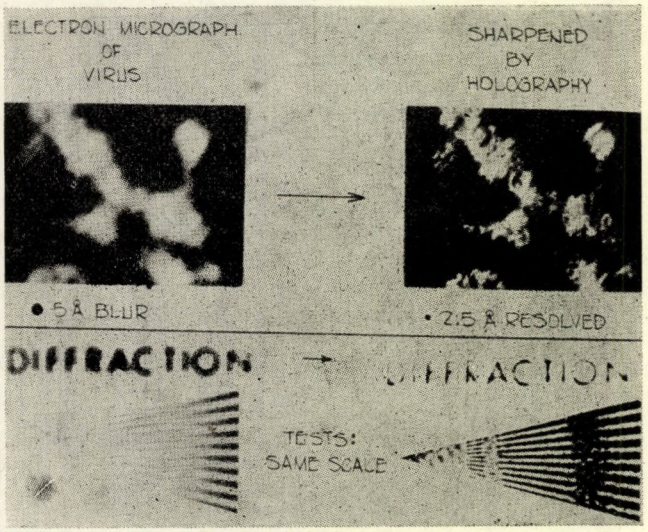
Ezen a problémán sok esztendeig gondolkodtam, közvetlenül a holográfia felfedezése előtt. Végül rájöttem, hogy az optika hagyományos eszközeivel: lencsékkel, tükrökkel, prizmákkal, teljességgel megoldhatatlan. Kis mozik számára megfelelő kis vásznak még csak készíthetők, de nagy mozik és nagy vásznak esetében dilemma elé kerülünk. Ha a lencsék nagyok, az elülső ülésekből láthatók, ha kicsinyek, akkor a hátulsó ülések szempontjából nem elég nagy a kép élessége.

Néhány évvel ezelőtt meglepetéssel jöttem rá, hogy a holográfia ezt a problémát is képes megoldani: Használjuk a vetítőt referenciafényforrásként, és például a bal szemes zónák alkossák a tárgyat. A vetítővásznat vonjuk be Lippman-emulzióval. A vászon ekkor automatikusan igen bonyolult optikai rendszerré válik, mihelyt a vetítőből képet vetítünk rá. Ez a kép csak a balszemes zónákból lesz látható. Az eljárást megismételjük a jobb vetítővel és a jobbszemes zónákkal. A térfogati (Lippman—Denisyuk) hologramok irányérzékenyek. Ha a megvilágító fényforrást eredeti helyzetéből bizonyos szöggel elfordítjuk, nem lesz visszaverődés. A két vetítőt ilyen (vagy egy kissé nagyobb) szögben helyezzük el egymáshoz képest. Az eredmény az lesz, hogy a jobb képet a bal szem nem látja, és megfordítva.

Persze van még nehézség. Holográfia nem űzhető mozi nagyságban, akkora lemezzel, amekkora a vetítővászon. De ez a probléma is megoldható olyan módon, hogy a vásznat kisebb darabokból állítjuk össze, nem a mozit, hanem a mozi *modelljét* használva a lencsén keresztül nézett tárgyként, a panoráma-holográfiához hasonlóan.

Remélem, sikerült érzékeltetnem az elgondolás kivitelezhetőségét, de úgy érzem, hogy a nehézségeket is. Nem tudom, hogy a megoldás még ebben sikerül-e vagy csak a jövő században.

Az ambíciózus terveknek, amelyek felé belsőleg vonzódom, hosszú ideig tart a kivitelezésük. Mint a bevezetésben mondottam, boldog leszek, ha még életemben megvalósul a holográfiás elektronmikroszkópia, amelynek a tervével kezdtem a kutatásokat 24 esztendővel ezelőtt. Van azonban alap a reményre. Erre G. W. Stroke egy érdekes eredménye bátorít fel [20], lásd a 33. ábrát. Stroke professzornak a közelmúltban sikerült élesebbé tennie azokat a mikrofelvételeket, amelyeket Albert Crewe professzor (Chicago) a maga átbocsátásos elven működő, letapogató elektronmikroszkópjával vett fel. Az élesebbé tétel holográfiás szűréssel sikerült, a felbontóképesség 5 angströmről a becsült 2,5 angströmre javult. Ez még nem holográfiás elektronmikroszkóp, mert az eredeti felvétel nem koherens elektronokkal történt, azonban az A. Crewe és G. W. Stroke által alkalmazott módszerek olyan hatékonyak, hogy bízom benne, sikerül a következő, sokkal nagyobb és fontosabb lépést is megtenni.



33. ábra

Összegezve, megállapítom, hogy egyike vagyok annak a kevés szerencsés fizikusnak, aki megérte, hogy elgondolása a fizika komoly fejezetévé nőtte ki magát. Tökéletesen tisztában vagyok azzal, hogy a megvalósítás egy sereg tehetséges és lelkes fiatal kutató érdeme, akik közül csak néhánynak a nevét említhettem meg. Fogadják szívből jövő hálámat azért, hogy munkájukkal hozzásegítettek a legnagyobb tudományos megtiszteltetéshez, a Nobel-díjhoz.

IRODALOM

Lehetetlen igazságosnak lenni azzal a sok száz kutatóval szemben, akik hozzájárultak a holográfia fejlődéséhez. A megjelent cikkek száma 2000-nél több, és több nyelven egy tucatnál több könyvet is publikáltak már. Részletes irodalomjegyzék található például a következő műben: T. Kallard (szerkesztő): Holography (Optosonic Press, New York, 1969 és 1970).

Könyvcímek

Barrekette, E. S., Kock, W. E., Ose, T., Tsuijiuchi, J. és Stroke, G. W. (szerk.): Applications of Holography (A holográfia alkalmazásai) (Plenum Press, New York, 1971).

Caulfield, H. J. és Sun Lu: The Applications of Holography (A holográfia alkalmazásai) (Wiley Interscience, New York, 1970).

Collier, R. J., Burckhardt, C. B. és Lin, L. H.: Optical Holography (Optikai holográfia) (Academic Press, New York, 1971).

DeVelis, J. B. és Reynolds, G. O.: Theory and Applications of Holography (A holográfia elmélete és alkalmazásai) (Addison Wesley, Reading, Massachusetts, 1967).

Françon, M.: Holographie (Holográfia) (Masson et Cie, Paris, 1969).

Kiemle, H. és Röss, D.: Einführung in die Technik der Holographie (Bevezetés a holográfia technikájába) (Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt am Main, 1969). *Ibid.:* Introduction to Holographic Technics (Bevezetés a holográfia technikájába) (Plenum Press, 1972, nyomás alatt).

Kock, W. E.: Lasers and Holography (An Introduction to Coherent Optics) (Lézerek és holográfia [Bevezetés a kohérens optikába]), (Doubleday and Co., Garden City, N. Y., Y, 1969).
Ostrovsky, Yu. I.: Holography (Holográfia) (oroszul), (Nauka, Leningrád, 1970).
Robertson, E. R. és Harvey, J. M. (szerk.): The Engineering Uses of Holography (A holográfia műszaki alkalmazásai) (Cambridge University Press, 1970).
Stroke, G. W.: An Introduction to Coherent Optics and Holography (Bevezetés a kohérens optikába és a holográfiába) (Academic Press, New York, első kiadás 1966-ban, a második kiadás 1969-ben).
Viénot, J. Ch., Smigielski, P. és Royer, H.: Holographie Optique (Développements, Applications) [Optikai holográfia (felfedezések, alkalmazások)] (Dunod, Paris, 1971).

Hivatkozások

1. Gabor, D.: „A New Microscopic Principle", Nature *161*, 4098. sz. 777—778. o. (1948).
Gabor, D.: „Microscopy by Reconstructed Wavefronts", Proc. Roy. Soc. (London), *A 197*, 454—487. o. (1949).
Gabor, D.: „Microscopy by Reconstructed Wavefronts: II", Proc. Phys. Soc. (London) *64* (Pt. 6) 378 B sz. 449—469. o. (1951).
2. M. Wolfke, Phys. Zeitsr. *21* (1920) 495.
3. Rogers, G. L.: „Experiments in Diffraction Microscopy", Proc. Roy. Soc. (Edinburgh), *63 A*, 193. o. (1952).
4. Baez, A.: „Resolving Power in Diffraction Microscopy", Nature, *169*, 963—964. o. (1952).
El-Sum, H. M. A. és Kirkpatrick, P.: „Microscopy by Reconstructed Wavefronts", Phys. Rev., *85*, 763. o. (1952).
5. Gabor, D. és Goss, W. P.: „Interference Microscope with Total Wavefront Reconstruction", J. Opt. Soc. Am. *56*, 849—858. o. (1966).
6. Cutrona, L. J., Leith, E. N., Porcello, L. J. és Vivian, W. E.: „On the Application of Coherent Optical Processing Techniques to Synthetic Aperture Radar", Proc. IEEE, *54*, 1026—1032. o. (1966).
7. Leith, E. N. és Upatnieks, J.: „Wavefront Reconstruction with Continuous Tone Transparencies", J. Opt. Soc. Am., *53*, 522. o. (1963) (Kivonat).
Leith, E. N. és Upatnieks, J.: „Wavefront Reconstruction with Continuous Tone Objects", J. Opt. Soc. Am., *53*, 1377—1381. o. (1963).
Leith, E. N. és Upatnieks, J.: „Wavefront Reconstruction with Diffused Illumination and Three-Dimensional Objects", J. Opt. Soc. Am., *54*, 1295. o. (1964).
8. Stroke, G. W.: „Theoretical and Experimental Foundations of High-Resolution Optical Holography" (Rómában 1964. szeptember 14-én elhangzott előadás), megjelent: Pubblicazioni IV Centenario della Nascita di Galileo Galilei, II. kötet, 53—63. o. (G. Barbera, Firenze, 1966).
9. Knox, C. és Brooks, R. E.: „Holographic Motion Picture Microscopy", Proc. Roy. Soc. (London), *B 174*, 115—121. o. (1969).
10. Heflinger, L. O., Wuerker, R. F. és Brooks, R. E., J. Appl. Physics, *37*, 2. sz. 642—649. o. (1966. febr.).
11. Burch, J. M.: „The Application of Lasers in Production Engineering", Production Engineer, *44*, 431—442. o. (1965).
Powell, R. L. és Stetson, K. A.: „Interferometric Vibration Analysis by Wavefront Reconstruction", J. Opt. Soc. Am., *55*, 1593—1598. o. (1965).
Stroke, G. W. és Labeyrie, A. E.: „Two-Beam Interferometry by Successive Recording of Intensities in a Single Hologram", Appl. Physics Letters, *8*, 2. sz. 42—44. o. (1966. jan. 15).
12. Stetson, K. A.: Doktori értekezés (konzulens E. Ingelstam), Royal Institute of Technology, Stockholm (1969).
13. Denisyuk, Yu. N.: „Photographic Reconstruction of the Optical Properties of an Object in its Own Scattered Radiation", Dokl. Akad. Nauk. SSR, *144*, 1275—1278. o. (1962).
14. Stroke, G. W. és Labeyrie, A. E.: „White-Light Reconstruction of Holographic Images using the Lippmann—Bragg Diffraction Effect", Physics Letters, *20*, 368—370. o. (1966).
15. Pennington, K. S. és Harper, J. S.: „Techniques for Producing Low-Noise, Improved-Efficiency Holograms", Appl. Optics, *9*, 1643—1650. o. (1970).
16. Van Heerden, P. J.; „A New Method for Storing and Retrieving Information", Appl. Optics, *2*, 387—392. o. (1963).
17. Anderson, L. K.: „Holographic Optical Memory for Bulk Data Storage", Bell Lab. Rep. *46*, 318. o. (1968).
18. Van der Lugt, A.: „Signal Detection by Complex Spatial Filtering", IEEE Trans. on Information Theory, *IT-10*, 139—145. o. (1964).
19. Gabor, D.: „Laser Speckle and its Elimination", IBM J. of Res. and Dev. *14*, 509—514. o. (1970 szept.).
20. Stroke, G. W.: „Image Deblurring and Aperture Synthesis Using ‚A Posteriori' Processing by Fourier-Transform Holography", Optica Acta, *16*, 401—422. o. (1969).
Stroke, G. W. és Halioua, M.: „Attainment of Diffraction-Limited Imaging in High-Resolution Electron Microscopy by ‚A Posteriori' Holographic Image Sharpening", Optik (1972) (nyomás alatt).

EREDMÉNYEK

A 4s elektronok kontakt töltés sűrűségének meghatározása vasban belső konverziós mérések segítségével. Mérve a Fe fémbe diffundáltatott ^{57}Co rádioaktív atomok 14,4 keV-os átmenetében az N_1/M_1 konverziós elektron intenzítás viszonyt, sikerült meghatározni a 4s elektronok ún. kontakt töltés sűrűségét a vas fémben (T. Shinohara és M. Fujioka, Phys. Rev. *7B* 1973. p. 37). Ez a töltés sűrűség a sáv-elektronok Fermi nívó alatti Bloch-pályáira vonatkozik. A módszer igen fontos, bizonyos értelemben egyedülálló lehetőséget biztosít a fémek sáv szerkezetére vonatkozó számítások ellenőrzésére, mivel a belső konverziós mérések nem a teljes töltés és spin sűrűségre (mint a röntgen- és neutron diffrakciós kísérletek), hanem specifikusan a valencia-elektronokra szolgáltatnak információt.

Az adott esetben különben a kísérleti érték (5,53 $\pm$0,46) megfelelő egységekben, míg az elméleti értékek rendre: 5,18; 3,8 $\pm$0,4; 4,5 és 4,83. Amint látjuk az egyezés a legjobb az első elméleti adattal, amely az ún. KKR módszerrel lett kiszámítva.

A fentiek egy újabb példát szolgáltatnak arra, hogy egy lényegében magfizikai módszerrel milyen fontos hozzájárulást lehet adni szilárdtest fizikai probléma megoldásához. *B. D.*

AZ UNIVERZUM SZERKEZETE (ÁTTEKINTÉS A MAI KOZMOLÓGIÁRÓL)

Ja. B. Zeldovics
Moszkva

Öröm és megtiszteltetés számomra, hogy abban az országban beszélhetek választott témámról, amelyben Bolyai János Lobacsevszkijjel egy időben, de tőle függetlenül bevezette a görbült terek fogalmát és ezzel lehetővé tette a világmindenség anyaga és geometriája közötti kapcsolat felismerését. Itt Magyarországon nem szabad megfeledkezni Eötvös Loránd nevezetes gravitációs méréseiről sem, amelyek bebizonyították a tehetetlen és súlyos tömeg arányosságát és ezáltal utat nyitottak a gravitáció modern elméletének és egyúttal a világ geometriai szerkezetének megismeréséhez.

Éppen a két eredmény szintézise alapján — az-az Bolyai János geometriai felismerésének és Eötvös Loránd gravitációs méréseinek összegzése révén — jutott el Einstein a korszerű gravitációelmélethez (az általános relativitáselmélethez), illetve a világ geometriája és anyageloszlása közötti kapcsolat felismeréséhez, aminek alapján azután a szovjet Fridman megalkothatta a táguló világegyetem modelljeit. Fridman következtetéseit Hubble csillagászati mérései később fényesen igazolták. Ezek a vizsgálatok az univerzum geometriájának, kinematikájának és mechanikájának kérdéseit tisztázták.

Az elmúlt tíz évben a kozmológiai vizsgálatok súlypontja új kérdéskörre tevődött át, nevezetesen arra, hogy milyen az univerzum anyagi összetétele, milyen elemi részekből épül fel, milyen kölcsönhatásokban vesznek részt ezek, hogyan zajlottak le a kölcsönhatási folyamatok az univerzum régmúltjában és hogyan zajlanak le jelenleg, hogyan változnak a kozmikus jelenségek, hogyan fejlődött ki az univerzum.

A kozmikus anyagösszetételre vonatkozó ismereteink lépésről lépésre fejlődtek. Először megtudtuk, hogy a Föld oxigénből, szilíciumból, vasból, szénből és egyéb elemekből áll, azután ismereteink kiterjedtek a Napra, ahol főként hidrogént és héliumot, valamint jelentéktelen mennyiségben nehezebb elemeket találtunk, majd tovább haladva a csillagközi térben elsősorban ismét hidrogént és héliumot figyeltünk meg. A vizsgálatok során olyan kép alakult ki, hogy a Tejútrendszer és általában a galaxisok belsejében kb. millió atom helyezkedik el m^3-enként, nagyobb méreteket tekintve a galaxishalmazok belsejében átlagosan ezer atom m^3-enként, míg végül az univerzum egészen nagy tartományaira átlagolva egy atom található m^3-enként.

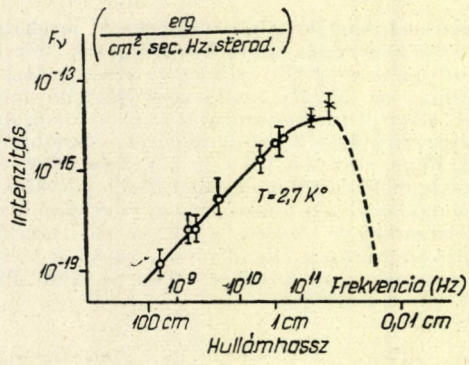
Egy ideig úgy tűnt, hogy ezek az atomok, illetve az azokat felépítő protonok és elektronok alkotják a világmindenség anyagának alapvető részét. A legutóbbi évtizedben azonban fény derült arra, hogy ezeknél számszerűen sokkal többen vannak a világmindenségben a fotonok. Mindenütt, a galaxisokban és az ezek közötti térben is m^3-enként 400 millió foton helyezkedik el. Arra a kérdésre tehát, hogy miből épül fel a világegyetem, ma már azt kell válaszolnunk, hogy alapvetően nem atomos anyagból, hanem mindenekelőtt fotonokból.

Tulajdonképpen mi az igazán új ebben a felismerésben? Eddig is tudtuk, hogy a világmindenségben vannak fotonok, hiszen éppen ezek segítségével vizsgáltuk a csillagokat és galaxisokat, amelyek ezeket kibocsátották. E fotonok azonban a csillagok és galaxisok anyagából, a protonok és elektronok kölcsönhatásából származtak, vagyis másodlagos eredetűek. Ezzel szemben a mintegy tíz esztendeje felfedezett és m^3-enként 400 millió fotont szolgáltató sugárzás nem származtatható csillagok és galaxisok optikai vagy rádiósugárzásából, ennek tehát elsődlegesnek kell lennie olyannak, amely már akkor is létezett, amikor még nem voltak sem csillagok, sem galaxisok.

Hogyan tudjuk megállapítani egy sugárzásról, hogy az elsődleges vagy másodlagos-e, hogy csillagokból származik-e vagy pedig olyan öreg, mint maguk a protonok és elektronok? Mindenekelőtt annak alapján, hogy milyen a sugárzás irányeloszlása az égen. A másodlagos sugárzás keskeny nyalábokban érkezik hozzánk, ezt csak akkor látjuk, ha teleszkópunkat pontosan a sugárzás valamely forrására — csillagra vagy rádióforrásra — irányítjuk. Másfelé nézve az égbolt majdnem teljesen sötét, ha a csillagok vagy a rádióforrások jellemző hullámhossztartományában vizsgálódunk. Ezzel szemben a nemrég felfedezett elsődleges sugárzás minden irányból egyenletes erősséggel érkezik. Intenzitásának ingadozásai az irány függvényében nem haladják meg az 1 ezreléket.

Az elsődleges sugárzás további megkülönböztető jegye, hogy spektruma (vagyis I intenzitásának a ν frekvenciától való függése) egyensúlyi jellegű, éspedig olyan, amilyent a 2,7 K°-on beálló termikus egyensúly esetén a Planck-törvény előír. Képlettel kifejezve tehát

$$I(\nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1},$$



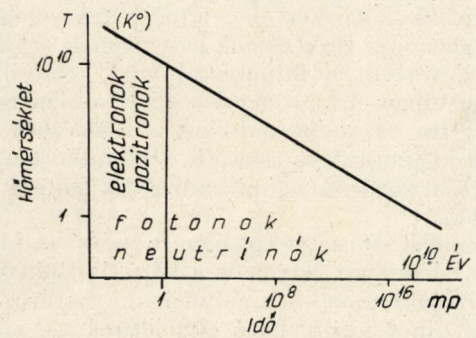
1. ábra

Előadás a Magyar Tudományos Akadémián 1974. április 2-án.

ahol h a Planck-állandó, k a Boltzmann-állandó, c a fénysebesség, T helyére pedig most 2,7-et kell behelyettesíteni. A lényeg természetesen nem a matematikai formulában van, hanem abban, hogy az elektronokkal való sorozatos kölcsönhatás eredményeként tetszőleges kiindulási spektrumú sugárzásból mindenképpen ilyen spektrumnak kell kialakulnia addigra, amikorra beáll a hőmérsékleti egyensúly. Még ha fel is tesszük, hogy eredetileg a sugárzás másmilyen spektrumú volt, az elektronokkal való kölcsönhatások, az abszorpciók és emissziók sorozata végül oda vezet, hogy ahol az eredeti spektrum meghaladta az egyensúlyi értéknek megfelelő szintet, onnan az energia átmegy a spektrumnak az egyensúlyi értéknél kisebb intenzitású tartományaiba.

Jelenleg az univerzum teljesen átlátszó a háttérsugárzás fotonjai számára, vagyis nincs kölcsönhatás az elektronok és az elsődleges fotonok között. Ezért nem állhat elő az egyensúlyi spektrum, hanem csak fennmaradhat, ha valamikor korábban már kialakult. A spektrum egyetlen módosulása abban áll, hogy az a T hőmérséklet, amelynek az egyensúlyi spektrum megfelel, az univerzum tágulása során csökken, vagyis a fotongáz hűl. Az a tény, hogy a termikus egyensúlyra jellemző sugárzás mégis megtalálható, arra mutat, hogy valamikor fennállt a spektrum előállításához szükséges számottevő kölcsönhatás a fotonok és az elektronok között, vagyis sokkal nagyobb volt az anyag sűrűsége az univerzumban. Ez az egyik legsúlyosabb bizonyíték arra nézve, hogy valamikor igen régen (más megfontolások szerint több mint 10 milliárd évvel ezelőtt) az univerzum minőségileg más állapotban volt.

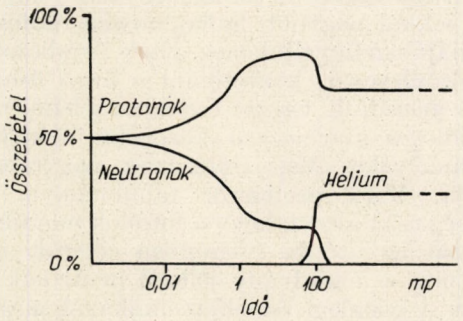
Ha a csillagászati megfigyeléseket összekapcsoljuk az elmélettel, nevezetesen az általános relativitáselmélettel, az egyensúlyi sugárzás elméletével, a statisztikus mechanikával, akkor kirajzolódik előttünk az univerzum fejlődésének meghatározott sémája. Az univerzum tágulásának folyamatát időben visszafelé pergetve az extrapoláció során találunk egy olyan időpontot (a tágulás kezdetétől számítva mindössze 1 másodpercre, a jelenlegi időponttól visszafelé mérve pedig több mint 10 milliárd évvel ezelőtt), amikor a hőmérséklet 10^{10} K°-os volt. Folytathatnánk ugyan az extrapolációt még korábbi időkre és még magasabb



2. ábra

hőmérsékletekre is, de a termikus egyensúlyban uralkodó fizikai viszonyok nem függenek az előzményektől, azokat a pillanatnyi hőmérséklet teljes egészében meghatározza épp úgy, mint a fotonok energiaeloszlását is. Ezt úgy szoktuk kifejezni, hogy a rendszer nem emlékezik, nem viseli magán előéletének nyomait. A 10^{10} K°-os hőmérsékletet megelőző helyzet tárgyalására tehát a továbbiak szempontjából nincsen szükség. A fejlődésnek ebben a korai szakaszában a tágulás pillanatnyi fokának megfelelően minden egyes hőmérsékleten rendkívül gyorsan beáll a termikus egyensúly, még mielőtt az univerzum méretei a tágulás során számottevően megváltozhatnának és új hőmérsékleti értéket írnának elő.

Amikor a hőmérséklet az említett tartományba esik, akkor két szimmetrikus folyamat játszódik le az univerzumban: egyrészt az elektronok és pozitronok ütköznek össze és két fotont (gamma sugárzást) hoznak létre, másrészt fordítva két gamma kvantum ütközik és párkeltéssel elektron és pozitron jön létre. Atommagok — a protont kivéve — ilyen magas hőmérsékleten még nem maradhatnak fenn, túlságosan sok nagyenergiájú foton van jelen, amelyek szétrombolnák a keletkező összetett magokat. Ezenkívül fönnáll egy egyensúly a kisszámú proton és neutron között is, amelyek kölcsönösen átalakulnak egymásba. Ez az egyensúly változik, amint az idő előrehaladtával a tágulás miatt a hő-



3. ábra

mérséklet csökken. A protonok és neutronok relatív gyakorisága végül megállapodik („befagy") egy meghatározott végső aránynál, amikor is az univerzumban 85% proton és 15% neutron van jelen. A hőmérséklet csökkenése miatt ekkor már lehetőség nyílik bonyolultabb atommagok felépülésére. A magfizika törvényei szerint szükségszerű, hogy a 15% neutron 15% protont vegyen magához és héliumot alkosson, amely súly szerint az atomos anyag 30%-át teszi ki. Ezenkívül egészen kis százalékban kialakulnak más elemek is, pl. deutérium. A szóban forgó magas hőmérséklet, de viszonylag alacsony sűrűség mellett a héliumnál nehezebb magok felépülésére gyakorlatilag nincs lehetőség és így a forró ősuniverzum elméletének egyik alapkövetkeztetése az, hogy az univerzum fejlődésének korai szakaszán a kozmikus ősanyagban a kémiai elemek meghatározott százalékos összetételének kellett előállnia, amelyben 70%

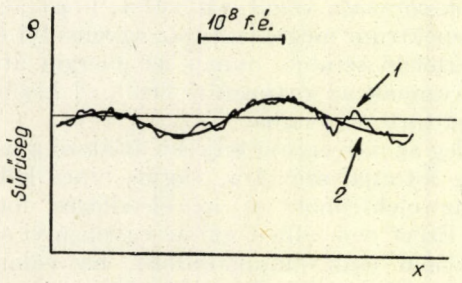
proton, vagyis hidrogén-atommag, és 30% α-részecske, vagyis héliummag van jelen. Tudománytörténeti szempontból érdemes megjegyezni, hogy Gamow eredetileg a nehezebb elemek kialakulásának magyarázatára alkotta meg a forró univerzum elméletét és most éppen az derül ki, hogy ez az elmélet csak a hélium kialakulását magyarázza, az annál nehezebb elemekét már nem.

Mindezek alapján egy olyan általános képet vázolhatunk fel magunknak, hogy az univerzumból bárhonnan kiragadott anyag egyszer már átesett egy magátalakulási folyamaton egy univerzális kozmikus „őskohó" belsejében. Az onnan kikerülő anyag egy része ezután csillagokba épült be, ahol újra magas hőmérséklet és nagy sűrűség állt elő és ezért ismét beindultak a magreakciók. A csillagokban így létrejöttek a nehezebb elemek, amelyek azután anyagkidobás révén kikerültek a csillagközi térbe. A Nap és a Föld tartalmaz ilyen nehezebb elemeket, anyaga tehát legalább kétszer magátalakulási folyamatokon esett át: először az univerzum korai forró korszakában, másodszor pedig akkor, amikor megjárta korábban kialakult csillagok belsejét.

Ez tehát az ősanyag nehéz részeinek — a protonoknak és neutronoknak — a sorsa. A nagyenergiájú fotonok sorsa más: ezek a tágulás során lehűlnek, vagyis veszítenek energiájukból, mivel a tágulás során hullámhosszuk nő, frekvenciájuk csökken. Ma ezeket a fotonokat nem γ-sugárzás, hanem sokkal nagyobb hullámhosszú rádiósugárzás formájában figyeljük meg. Ezek a rádiófotonok tehát elsődlegesek, közvetlenül a forró ősuniverzumból maradtak vissza. Ugyancsak lehűlés várt az elsődleges származású kozmikus neutrinókra is — amelyeket Magyarországon, nagyrabecsült kollégám, Marx professzor tanulmányoz — a különbség csak annyi, hogy a fotonok maradványsugárzását az utóbbi évtizedben sikerült megfigyelni, míg a maradvány jellegű neutrinók megfigyelése a jelenlegi észleléstechnikával még nem keresztülvihető. Az elmélet egyik alapkövetkeztetése szerint neutrinóknak is kb. olyan nagy mennyiségben kell jelen lenniök, mint fotonoknak.

Ezzel megismertük az univerzum fejlődéstörténetének egyik oldalát, azt, hogy milyen átalakulásokon megy keresztül a kozmikus anyag egységesen mindenütt az univerzum egészen nagy tartományaiban. A jelenlegi kép kialakulásának megértéséhez azonban meg kell vizsgálnunk azt is, hogy miképpen jöttek létre a kisebb strukturális elemek az univerzumban. A rádió-háttérsugárzásra vonatkozó megfigyelések szerint nagyban az anyag eloszlása rendkívül egyenletes, kisebb tartományokat tekintve azonban anyagsűrűsödéseket látunk a kozmikus térben. Számot kell adnunk arról, hogyan alakultak ki ezek. Eddig arról volt szó, hogy az univerzum anyageloszlása majdnem homogén, de itt a „majdnem" szót éppen annyira hangsúlyoznunk kell, mint a „homogént". Ha az univerzum valamikor is szigorúan homogén lett volna, akkor abban anyagi struktúrák nem fejlődhettek volna ki és így mi magunk sem lehetnénk itt.

Ha az egyenletes anyageloszlást grafikusan az X tengellyel párhuzamos egyenessel jellemezzük, akkor a szigorú egyenletességtől való véletlenszerű eltéréseket, sűrűségfluktuációkat, az egyenes körül rajzolt szabálytalan hullámvonallal ábrázolhatjuk (4. ábra 1 görbe). A kezdeti fluktuációkat, amelyeknek szükségképpen létezniök kellett, az ábra a láthatóság kedvéért erősen fölnagyítva tünteti fel. Igazi relatív amplitúdójuk a becslések szerint 1 ezred körül lehetett.



4. ábra

Az a tény, hogy az univerzumban minden egyes atomra nagy mennyiségű foton jutott, alapvetően befolyásolta az említett sűrűségfluktuációk fejlődését. Amikor a hőmérséket még nagyon magas volt és ezért a hidrogén és a hélium teljesen ionizált állapotban volt, akkor a nagyenergiájú fotonok igen erősen kölcsönhatottak a szabad elektronokkal és az anyagcsomósodások az erőteljes fotonszórás miatt mintegy magukhoz kapcsolták a sugárzási teret. Ahol több volt az atomos anyag, ott több foton is megjelent és ezért nagyobb volt a sugárnyomás. Ahol tehát az átlagosnál nagyobb volt a sűrűség, ott nagyobb volt a nyomás is és ez az anyagcsomósodás széthullásának irányába hatott. Ahol az átlagosnál kisebb volt a sűrűség, ott kisebb volt a nyomás is és emiatt a környező tartományokból anyag áramlott oda. A nyomás a kialakult fluktuációkat megszüntetni igyekezett. A sűrűségfluktuációk úgy viselkedtek, mint az akusztikus hullámok és nem tudtak fölerősödni a gyenge gravitációs instabilitás következtében. A tömegvonzás ugyan abba a tartományba gyűjtötte volna az anyagot, ahol a sűrűség már meghaladta az átlagosat, de nem volt képes legyőzni a sugárzás erős nyomását. A sugárzás hatása olyan volt, mint a viszkozitásé: épp úgy, mint ahogy a viszkozitás következtében a nagy frekvenciájú és kis amplitúdójú fluktuációk lecsengenek, úgy itt is ugyanez történt a fotonokkal való kölcsönhatás következtében. Mire a tágulás miatt a hőmérséklet 4000 K°-ra csökkent, addigra a kisméretű fluktuációk kisimultak és csak kb. 100 millió fényéves kiterjedésű sűrűsödések maradhattak fenn (4. ábra 2. görbe).

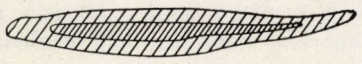
Az elmélet itt ismét figyelemre méltó stabilitást mutat: bármilyen legyen is a sűrűség-fluktuációk kezdeti spektruma — amelynek meghatározására jelenleg nincs megbízható elméletünk — arra az időre, amikor a hőmérséklet 4000 K°-ra süllyedt,

mindenképpen csak egy meghatározott spektrum maradhatott fenn.

Abban az időben, amikor a tágulás és lehűlés során a hőmérséklet 4000 K°-ra süllyedt és az univerzum minden jellemző mérete a jelenleginek 1/1400-ad része volt, akkor a protonok és az elektronok semleges hidrogén atomokká egyesültek, mert a hőmérséklet már nem volt elegendő az ionizáció fenntartására. Ez előtt az idő előtt az elektronok még szabadok voltak ugyan — nem voltak kötve az egyes magokhoz — de nagyon szoros kapcsolatban álltak a fotonokkal, és ezért nem tudtak egy helyre koncentrálódni. A proton felhők viszont elektrosztatikusan csatolva voltak az elektron felhőkhöz és ezért nem tudtak tőlük elmozdulni. Végeredményben a sűrűségfluktuációk nem növekedhettek. A fotonokkal való kölcsönhatás meghatározta az egész anyag eloszlását. Ettől az időtől kezdve azonban már rekombinálódott semleges hidrogén atomok vannak jelen, amelyek csak elhanyagolható mértékben hatnak kölcsön a fotonokkal. Az atomos anyag szabaddá vált, a fotonok mintegy elengedték azt. Eddig az atomos anyag mozgása csak a sugárzás eloszlásának megfelelő módosulása kíséretében jöhetett létre, ezután viszont a fotonok és az atomok két gyakorlatilag független gázt alkottak és egymáson mindmáig szabadon áthatolva lényegileg kölcsönhatás nélkül töltik ki ugyanazt a teret.

Ettől a pillanattól kezdve a fotonok szabadon terjednek a számukra átlátszóvá vált világmindenségben, eloszlásuk még jobban kiegyenlítődik és a jelenleg megfigyelhető egyenletes háttérsugárzást adják. Ezzel szemben az atomos anyag a fotonokkal való kölcsönhatását elvesztve kizárólag a gravitáció hatása alatt maradt és a sűrűségfluktuációk a gravitációs instabilitás következtében erőteljes növekedésnek indultak. Minthogy az atomos anyag nyomása elhanyagolható, ezért a gravitációs kondenzáció igen gyors kifejlődésű, kollapszusszerű és az összehúzódási sebességek túllépik a hangsebességet. Eleinte a sűrűsödések lineárisan nőnek (a sebességek a távolságokkal arányosak), később azonban erős nonlinearitások lépnek fel és ún. lökéshullámok alakulnak ki, amelyekben igen magas a nyomás és a részecskék erőteljesen ütköznek egymáshoz.

Ezt a kontrakciót statisztikus módszerekkel tárgyalhatjuk. Nyilvánvaló ugyanis, hogy a kezdeti fluktuációk irány és fázis szerint véletlenszerű eloszlásúak, méret szerint azonban nem, mert kis kiterjedésű fluktuációk nem fordulhatnak elő közöttük a fotonokkal korábban fennállt kapcsolat következtében. Azokon a helyeken, ahol a perturbációk elég nagy kiterjedésűek voltak és így megmaradtak, ott kialakulnak a lökéshullámok. Az összehúzódás mindhárom térbeli koordináta irányában előfordulhat, általában azonban nem valószínű, hogy a különböző irányokban éppen egyenlő erős legyen, az a természetes, hogy a valószínűség törvényei szerint az egyes sűrűsödések esetében található legyen egy-egy olyan kitüntetett tengely, amely mentén a kollapszus a leghamarább bekövetkezik. Általában tehát lapos testek megjelenését várhatjuk véletlenszerű eloszlású helyeken és irányokban. Ezeket a testeket protohalmazoknak nevezhetjük, mert ezekből az ősképződményekből alakulnak ki később a galaxishalmazok. Tömegük általában 10^{14}—10^{15} $M_\odot$(Naptömeg).



5. ábra

A lapos kondenzációk középső síkjában olyan részecskék helyezkednek el, amelyek közel egyenlő sebességgel mozogtak hasonló trajektóriák mentén. Erre a rétegre rázuhan és beleütközik a következő, fölötte elhelyezkedő réteg. Ha egy anyagréteget egyenletesen összenyomunk, akkor abban az adiabatikus kontrakció következtében viszonylag nagy nyomás állhat elő anélkül, hogy a hőmérséklet extrém magas értéket érne el. Amikor viszont a belső rétegre nagy sebességgel rázuhan a fölötte elhelyezkedő réteg, akkor az ütközés nyomán a felső rétegben rendkívül magas hőmérséklet és lökéshullám alakul ki. A fiatal protohalmazok elméletileg kirajzolódó képének tehát két fő jellegzetessége van: az első az, hogy egyik irányban általában sokkal erősebben összehúzódottak, mint a másik két irányban, azaz lapultak, a második pedig egy sajátos fordított hőmérsékleti eloszlás (a centrumban maximális a sűrűség, de viszonylag alacsony a hőmérséklet, a külsőbb tartományokban pedig kisebb a sűrűség, de magasabb a hőmérséklet).

Ha a $\Delta\varrho/\varrho$ relatív sűrűség fluktuációkról azt feltételezzük, hogy azok kb. 0,001 nagyságrendűek, akkor a szóban forgó testek kialakulásához mintegy milliárd évre van szükség. Ez egyúttal azt is jelenti, hogy az a fény, amely ezekről az objektumokról jelenleg hozzánk érkezik, 5—10 körüli relatív hullámhossznövekedést (vöröseltolódást) mutat, vagyis az univerzum a protohalmazok kialakulásának idején még 5—10-szeresen összehúzódottabb állapotban volt, mint jelenleg. Az elmélet azt kívánja, hogy az univerzumban jelenleg megfigyelhető strukturáltságot ledarabolódás, fragmentáció termékének tekintsük: először nagy, 10^{14}—10^{15} $M_\odot$ tömegű gázfelhőknek kell kialakulniuk, majd ezek több egymást követő lépésben galaxisokká, csillaghalmazokká és csillagokká darabolódnak szét.

A csillagászati objektumok kialakulására vonatkozóan korábban többféle elképzelés született. Volt olyan hipotézis is, amely szerint először alakulnak ki a csillagok, majd ezek nagyobb csillagrendszerekbe tömörülnek, a forró univerzum elméletéből azonban pontosan az ellenkező kép adódik: először a legnagyobb strukturális egységek alakulnak ki meghatározott tömeggel, majd ezekből lépcsőzetes ledarabolódás során fejlődik ki az univerzum jelenlegi arca.

Az a hidegebb anyag, amely a középső rétegben helyezkedik el, nagy valószínűséggel galaxisokba

tömörül, míg a külsőbb rétegekben a magasabb hőmérséklet és alacsonyabb sűrűség nem kedvez a gravitációs kontrakciónak és ezért a forróbb gáz gravitációsan kötve marad ugyan a halmazhoz, de nem alkot galaxisokat és csillagokat. Ezt az elméleti képet a megfigyelések is alátámasztják, mert számos nagy galaxishalmazban — pl. a Coma halmazban — kiterjedt, folytonos eloszlású röntgenforrást figyeltek meg és igen valószínű, hogy ezért a röntgensugárzásért az a kiterjedt eloszlású forró gáz felelős, amely nem tudott galaxisokká és csillagokká kondenzálódni.

Ennek az elméleti képnek lényeges tartozékai a protohalmazokban kialakuló lökéshullámok. Ezek figyelembevételére azért van szükség, mert ezáltal magyarázhatjuk meg azt a megfigyelési tényt, hogy a galaxisok általában forgó mozgást végeznek (amint azt spirális struktúrájuk vagy lapultságuk is mutatja). A galaxisok forgásának kialakulása eddig elméletileg nehezen volt megmagyarázható. A gravitációs instabilitás elmélete szerint ugyanis az anyag mozgását gravitációs erők határozzák meg, ezek viszont potenciálból származtathatók és így nem hoznak létre rotációt. Helmholtz és Kelvin hidrodinamikai tétele szerint ugyanis gravitációs erők hatására a folyadékokban nem keletkezhetnek örvények. Lökéshullámok fellépése esetén azonban a Helmholtz—Kelvin tétel feltételei nem teljesülnek és a turbulenciák kialakulása megengedett, sőt szükségszerű. Ez a lökéshullámokra épülő kép tehát kiutat jelent az elvi nehézségből és magyarázatot ad a kozmikus turbulenciák, vagyis a galaktikus rotáció kialakulására a gravitációs instabilitás elméletének keretein belül.

Az utóbbi időben rádiócsillagászokkal együttműködve kutatási programot dolgoztunk ki a protohalmazok megfigyelésére a 21 cm-es rádióemisszió felhasználásával. Mint ismeretes ezen a hullámhosszon található a hidrogén gáz jellemző spektrumvonala, saját galaxisunkban is ennek segítségével fedeznek fel és vizsgálnak hidrogénfelhőket. Elvileg ennek a vonalnak a távoli protohalmazok régi időkből származó sugárzásában is megfigyelhetőnek kell lennie. A megfigyelhetőség szempontjából előnyös az a körülmény, hogy a protohalmazokban eleinte sok volt a hidrogén, amely még nem tömörült csillagokba. Számottevő nehézséget jelent viszont az, hogy a 21 cm-es rádióvonal az univerzum tágulása miatt nagy vöröseltolódást szenvedett és most 1 vagy 2 méteres rádióhullámok formájában kell azt keresnünk attól függően, hogy a protohalmazok kialakulásának ideje milyen vöröseltolódásnak felel meg. Olyan spektrumvonalat kell tehát keresnünk, amelynek hullámhosszát nem tudjuk elméletileg előre megjósolni. A rádióhullámok tartományában Ryle Cambridge-ben és más kutatók már többször feltérképezték az ég nagy tartományait, ezek a felmérések azonban mindig rögzített hullámhosszon történtek. Ha olyan objektumot figyelünk meg, amely minden hullámhosszon sugároz, akkor ez minden felmérésben szerepelni fog, akármekkora is a vöröseltolódása. Nekünk tehát a jelen feladat megoldásához elvileg más rádiótechnikát kell alkalmaznunk és ezért a tervezett méréseket még nem sikerült elvégeznünk.

Végezetül foglaljuk össze, hogy melyek a forró univerzum elméletének legfőbb eredményei, minyen tapasztalati tényeket, adatokat sikerült megértenünk ennek fényében. Az első a háttérsugárzás spektruma, a második a kozmikus ősanyag kémiai elemeinek százalékos összetétele, a harmadik a galaxishalmazok tipikus méretei és tömegei. Szeretném kiemelni, hogy ez a tömeg automatikusan kiadódott ismert fizikai törvények és konstansok használatával (mint pl. a Planck-konstans és a fénysebesség). További eredmény, hogy általános képet alkothatunk a galaxisok és a csillagok keletkezéséről, mint egy szukcesszív fragmentáció következményéről és megérthetjük a galaxisok forgómozgásának kialakulását, valamint annak a forró gáznak a megjelenését, amely nem tudott galaxisokká és csillagokká tömörülni.

Az ember alapvető igénye, hogy megértse, felfogja saját helyét a világmindenségben és megismerje az őt körülvevő univerzum kifejlődésének történetét. A XX. század és a modern kozmológia nagy vívmánya, hogy ezeket a kérdéseket már nem önkényes posztulátumokra épülő spekuláció útján, hanem tudományos megfigyelések és laboratóriumban kipróbált természeti törvények segítségével közelíthetjük meg.

ELEKTRONIKUS LABORATÓRIUM BIOLÓGUSOK SZÁMÁRA

Ambrózy György, Csákány Antal, Jávor András
(ELTE Atomfizikai Tanszéke)

1. Általános kérdések

A kísérleti alapokon nyugvó természettudományok minden ága növekvő mértékben alkalmaz elektronikus eszközöket. Ennek oka részben az, hogy egyre inkább a mikrovilág jelenségei kerülnek előtérbe, másrészt pedig az, hogy a folyamatok, mérések véghezvitele bonyolult, de ennek ellenére gyors működésű, összetett eszközöket igényel. Az elektronikus mérőműszerek szinte felkínálkoznak a különböző természettudományos területek szolgálójaként, — amolyan „ancilla scientiarum"-ként, — ahogy például a középkorban a filozófiát tekintették a többi tudományokkal szemben ilyennek.

Így egyre növekvő szerephez jut az elektronika a biológiai kutatásokban is. Ennek illusztrációjaként érdemes a következő adatokat figyelembe venni: az USA 1972. évi orvos-biológiai eszköz termelése meghaladja a 600 millió dollárt, aminek volumenére jellemző lehet, ha összehasonlítjuk a nukleáris-reaktor műszer termelés 43 millió dolláros értékével [1]. Érdemes arra is felfigyelni, hogy az orvos-biológiai műszertermelés becsült értéke 1976-ig kb. 15%-kal növekszik.

A hazai orvos-biológiai kutató intézetek, munkahelyek is növekvő mértékű, — és egyre drágább — elektronikus eszközöket alkalmaznak. Lényeges és fontos tehát, hogy a kísérleti munkát végző biológusok az általunk felhasznált eszközökről, azok működési elvéről, használhatóságuk korlátairól határozott képet nyerjenek.

Az ELTE Természettudományi Karán tanuló biológus hallgatók az 1972—73. évtől kezdődően elektronikus képzést is kapnak, amelynek gerincét a laboratóriumi munka adja.

A hallgatók elsőévesek, elektronikus ismereteik zérusnak tekinthetők, ha ugyan nem negatívnak. Ez utóbbinak főleg a gimnáziumi fizika tankönyv fogalom- és ismeretanyaga ad tápot; példaként csak az áramforrás-feszültségforrás fogalmak szinonim szavakként való használatát lehet említeni, vagy azt a félreértést, amelynek során a könyvben a tranzisztorok hátrányos tulajdonságának felsorolásában szereplő tények egyike sem helytálló. Az elvileg is működésképtelen tranzisztoros rádió kapcsolási rajza sem tekinthető megbízható oktatási alapnak.

Úgy kellett tehát nagyon összetett kérdések ismertetéséhez hozzáfogni, hogy alapként mindössze a Kirchoff-törvények ismeretét, a szinuszos jelek általános tulajdonságait, valamint a differenciálás és integrálás szemléletességen néha kicsit túlmenő használatát tételeztük fel. Matematikai meggondolások helyett az elemek és eszközök tulajdonságait kívántuk ismertetni, megértetni és — ha lehetséges volt — azt matematikai formába önteni. Ebből a szempontból tehát a „biológus" laboratórium akármilyen más, nem főhivatásszerűen elektronikát használó szakember számára érdekes lehet és ismereteinek kísérleti-manuális alapot nyújthat.

A biológusok oktatásában azonban két elektronikus szakterület nagyobb súllyal fordul elő. Az egyik a visszacsatolások témakörével foglalkozik és kiemeli mind a pozitív, mind a negatív visszacsatolás tulajdonságait. Fel kell hívni a figyelmet arra, hogy a visszacsatolt rendszerek kitűnően alkalmazhatók a biológiai modellezésben [2], és az e téren szerzett ismeretek a biológiai jelenségek pontosabb megfogalmazását, megértését teszik lehetővé.

A másik nagyon lényeges szakterület a digitális áramköröket öleli fel. Az idegrendszeri működés leírásánál elkerülhetetlen bizonyos, a logikai áramkörök használatánál, tervezésénél alkalmazott fogalmak, kifejezések használata. A különböző neuron-modellek megértése, felhasználása [3] jelentősen egyszerűsödik akkor, ha valaki legalább egyszer megkísérel elektronikus logikai elemekből pl. egy szinapszis működést utánzó rendszert létrehozni és tulajdonságait megfigyelni, mérni. Ez az út azután messzire vezethet: az alak felismerő és tanuló automaták világába, amelyek koncepciójukban éppen bizonyos biológiai-elektronikai területek interdiszciplináris ötvözeteként állnak elő [4], [5].

A biológus laboratórium azonban nem elsődlegesen a kibernetika nagy kérdéseire keres választ. A hallgatókat meg kell tanítani arra, hogyan kell használni az oszcilloszkópot, impulzusgenerátort, pákát stb. Állandóan „tudománytalan" ismeretek körében kell élniök: meg kell becsülni, hogy mennyibe kerül egy tönkretett integrált áramkör, mennyit ér egy impulzusgenerátor stb. Mindez természetesen nemcsak gyakorlat kérdése: a tényleges laboratóriumi munkát mindig megelőzi egy-egy rövidebb ismertetés, amely ilyen jellegű kérdésekre is kiterjed. — A hallgatók munkájukhoz kitöltendő jegyzőkönyvet kapnak, — amolyan Ariadne-fonalát, — melynek segítségével kijuthatnak a számukra sokszor járhatónak alig bizonyuló labirintusból. A két féléves laboratóriumi munka (heti óraszám: 4) második részében heti 2 óra előadás is segít az ismeretanyag közlésében, a gyakorlatok előkészítésében. Ehhez közvetlenül ma még jegyzet nem áll rendelkezésre, azonban a fizikus hallgatók számára írt jegyzet [6] bizonyos fejezetei biológus hallgatók számára is használhatók.

A két féléves tagozódás megfelel a laboratóriumi munka tematikai feloszthatóságának.

2. Az első félév tananyagának felépítése

A tananyag első része az elektronikus méréstechnikai alapok megteremtését célozza.

A laboratóriumi gyakorlatok során a hallgatók megismerkednek az alapvető elektronikus mérőműszerekkel, valamint mérési módszerekkel. A mérések lebonyolításához minden mérési gyakorlatra kapnak egy-egy mérőpanelt, amelyen a mérésekhez szükséges elemek vannak elhelyezve és a mérési kapcsolások összekötések és kapcsolók állítása segítségével hozhatók létre. A — valamennyi mérésnél — egyforma mechanikára épülő mérőpanelek lehetővé teszik azok olyan alkalmazását, amelynél a kapcsolási elemek láthatók. Így megismerhető a gyakorlatban alkalmazott elemek kiviteli formája. Burkolat felhelyezésével olyan mérések lebonyolítására is nyílik lehetőség, amelynél a kapcsolási elemek nem láthatók. Ily módon ún. „fekete doboz" jellegű mérések végezhetők és a mérési eredményekből lehet következtetéseket levonni a doboz tartamára vonatkozóan.

Összefoglalva a méréstechnikai területeket, a hallgatók az alábbiakkal ismerkednek meg:

- egyenáramú mérések,
- váltakozó áramú mérések,
- impulzustechnikai mérések,
- nonlineáris elemek (félvezetők) mérése,

eközben gyakorlatot szereznek néhány alapvető műszer alkalmazásában, úgymint:

- lengőtekercses típusú alapműszer, feszültség, áram és ellenállásmérő,
- csővoltmérő típusú műszer,
- hangfrekvenciás generátor,
- impulzus generátor,
- impulzus oszcilloszkóp.

A laboratóriumi mérések menetének részletes felépítése

A félév során rendelkezésre álló idő rövidsége miatt rendkívül körültekintően kellett a mérések anyagát megválasztani, hogy abból — lehetőség szerint — a legfontosabb méréstechnikai alapismeretek elsajátíthatók legyenek viszonylag kevéssé bonyolult feladatok végrehajtása mellett. Tekintsük végig ezek lényegesebb részeit.

Egyenáramú mérések

Az egyenáramú mérések elsősorban egyenfeszültségű jelforrások paramétereinek mérése köré vannak csoportosítva. A kapocsfeszültség, belső feszültség, belső ellenállás és leadott teljesítmény mérések során a hallgatók tapasztalatokat szereznek a mérőeszköznek a mért rendszerre, illetve a mérési eredményre gyakorolt befolyására vonatkozólag is.

Kisebb önálló gyakorlati feladatot jelent szabványos ellenállásérték sorozat és adott telep segítségével adott feszültséget előállító osztó megépítése. Végül elméleti számítás és mérés kombinációját jelentő feladat egy ismeretlen, de azonos ellenállásokból kialakított kocka élellenállásának meghatározása.

Váltakozó áramú mérések

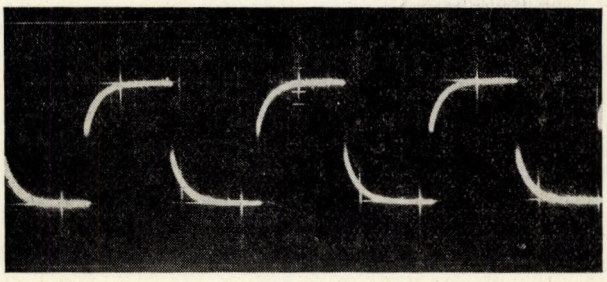
A váltakozó áramú mérések során induktivitásból, kapacitásból és ohmikus ellenállásból felépített hálózatokat mértek. Először kétpólusok impedanciáit, majd négypólusok átviteli függvényeit határozták meg. Soros és párhuzamos rezonancia méréseket végeztek. Végül „fekete doboz" kétpólusok impedanciájának frekvencia karakterisztikájából kellett a dobozban levő kétpólus jellegét (kapacitív, induktív, rezgőkör) meghatározni. Ezen mérések során a hallgatók két újabb műszerrel ismerkedtek meg: a hangfrekvenciás generátorral, valamint az oszcilloszkóppal. Az oszcilloszkópnak — mint az elektronikus mérések talán legfontosabb eszközének — megismerése igen lényeges momentuma a műszerismeret oktatásának. Ezért az alkalmazására fokozatosan térünk rá: indikátorként, majd ezután mérésre használjuk.

A mérések módot adnak Lissajou ábrákkal, az amplitúdó és időmérés módszereivel való megismerkedésre, valamint a szinkronizálásban való gyakorlat szerzésére.

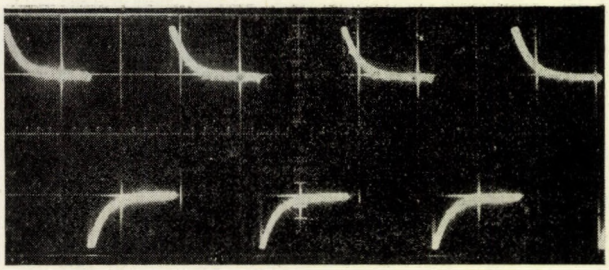
Impulzustechnikai mérések

A mérések első részében a különböző impulzussorozatok vizsgálata és azok paramétereinek (amplitúdó-, ismétlődési frekvencia, jelszélesség, kitöltési tényező, fel- és lefutási idő) mérése zajlik. Ezután a hallgatók exponenciális jelalakok időállandóinak és a hozzájuk tartozó RC elemek értékeinek a meghatározását végzik. Itt lényegében kapacitásmérési eljárást ismernek meg idő és ellenállásmérés segítségével.

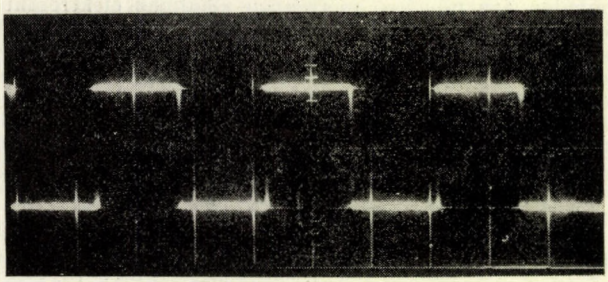
Végül az RC elemek integráló és differenciáló hatását vizsgálva kapacitással terhelt ellenállásosztót kompenzáltak oszcilloszkópos indikálással. Ezzel a méréssel tehát újabb méréstechnikai módszert, a kvalitatív indikáció alapján végzett áramkör beszabályozást gyakorolják. (Lásd az 1. ábrát.)



1. ábra Osztó kompenzálás
1/a., Alulkompenzálás



1/b., Túlkompenzálás



1/c., Frekvencia független kompenzálás

Félvezetős áramköri elemek mérése

A félév utolsó két témaköre két szempontból jelent minőségileg újat: itt találkoznak a hallgatók egyrészt nonlineáris, másrészt aktív áramköri elemekkel. Először méréseket végeznek a diódák szelephatásának tanulmányozására, majd analóg és digitális kapcsolásokban való alkalmazásukat vizsgálják. Analóg áramköri vágókapcsolást építésének, majd digitális felhasználásukat két bemenetű ÉS illetve VAGY áramkör építésével és a kimenethez tartozó kétváltozós függvény igazságtáblájának felvételével ellenőrzik. A diódák — mint legolcsóbb félvezető eszközök — szolgáltatják azokat az áldozatokat, amelynek során a hallgatóság tudatára ébred annak, hogy a félvezetők érzékenyebbek az előzőkben használt elemeknél és nagyobb gonddal és körültekintéssel kell bánni velük.

Egyfokozatú tranzisztoros erősítő kapcsoláson végzett vizsgálatok zárják az első féléves tananyagot, amelynek során erősítésmérés és a kivezérelhetőség meghatározása is szerepel.

3. *A második félév anyaga*

A második félév mérései során a hallgatók túllépnek az áramköri alapelemek (ellenállás, kondenzátor, induktivitás, dióda, tranzisztor) vizsgálatán és a mai technológia fejlettségnek megfelelő, közepes integráltsági fokot (MSI) elérő digitális és analóg áramkörök tulajdonságaival, alkalmazhatóságával és az ezekből összeállított modellekkel foglalkoznak. Ezek az áramkörök univerzálisan felhasználhatók, így most már nincs szükség mérésenként más mérőpanel alkalmazására. A félév valamennyi mérése két mérőpanellel történik: egy digitális és egy analóg panellel, amelyek az alapáramkörök vizsgálatától kezdve a viszonylag bonyolult modellek összeállításáig megfelelőnek bizonyultak.

A második félév mérései két nagy csoportba oszthatók, digitális és analóg mérésekre. A legbonyolultabb mérésben a két mérőpanelt együtt használják egy analóg-digitál átalakító előállítására. Összefoglalva, a mérések a következőket tartalmazzák:

1. Digitális alapmérések.
2. Digitális modellezés.
3. Integrált áramkörös műveleti erősítő alapmérések.
4. Visszacsatolások hatása műveleti erősítőkre.
5. Műveleti erősítőket alkalmazó modellek vizsgálata.
6. Analóg-digitál átalakító mérése.

Az egyes mérések részletesebb ismertetése előtt röviden bemutatjuk az alkalmazott két mérőpanelt.

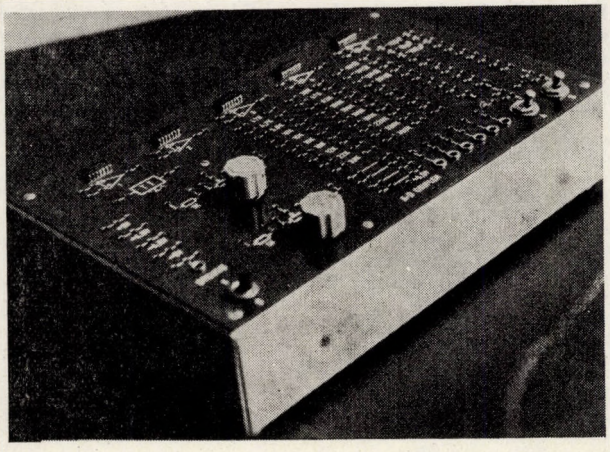
Digitális mérőpanel

A digitális panel az ELTE Atomfizikai Tanszék által a fizikus hallgatók méréseihez már korábban kifejlesztett és megvalósított eszköz. Digitális logikai áramköröket tartalmaz, amelyek természetesen integrált kivitelűek, a Texas Instrument SN 74-es sorozatnak megfelelő modulok.

Ezek 2, 3 és 4 bemenetű NAND kapuk, 2-szer 2 bemenetű AND-NOR-kapuk és J-K típusú flip-flopok. Ezen kívül minden panel tartalmaz 8 db kapcsolót logikai változók előállítása céljából, 3 db nyomógombot egyenkénti impulzusok generálására, valamint egy óragenerátort, amely a másodpercenként egy impulzustól kb. 20 MHz-ig képes óraimpulzusokat előállítani. 8 db, logikai „1" szintre kigyulladó lámpa szolgál a logikai függvények megjelenítésére. Az egyes áramköri elemek tetszőlegesen összekapcsolhatók és így meglehetősen bonyolult digitális modellek is előállíthatók.

Analóg mérőpanel

Az analóg panel az ELTE Atomfizikai Tanszékén kifejezetten a biológus hallgatók elektronika-méréseihez kifejlesztett eszköz, amely azonban jól használható bármilyen, műveleti erősítőt alkalmazó modell megépítéséhez és vizsgálatához. A mérőpanel a 2. ábrán látható és az alábbi áramköröket tartalmazza:



2. ábra Az analóg mérőpanel

— 5 db SN 72709 típusú integrált áramkörös műveleti erősítő,
— 30 db különböző értékű ellenállás,
— 10 db kondenzátor (néhány nF-tól az 1000 μF-ig),
— 2 db kapcsoló,
— kettős T-tag.

Az A-D csatoló áramkörök hivatottak elvégezni az analóg és a digitális mérőpanelek közötti feszültségszint-átalakítást. Ezek lényegében diódás vágó-áramkörök, a műveleti erősítők jeleit 0 V-nál, illetve +4,5 V-nál megfogják, alkalmassá téve így ezeket az SN 74 sorozaú NAND-kapukba való közvetlen bevezetésre.

A műveleti erősítők kompenzációval vannak ellátva, továbbá szimmetrikus tápfeszültséggel is; minden panel nek saját tápegysége van. A digitális mérőpanelhez hasonlóan, az áramköri elemek itt is tetszőlegesen kapcsolhatók össze és így velük a modellek széles variációja állítható elő.

1. Digitális alapmérések

Ennek keretében a hallgatók megismerkednek a Boole-algebra alapjaival, valamint azokkal az áramköri elemekkel, amelyek segítségével a különböző logikai függvények realizálhatók. „Bemelegítő" feladatként NAND és AND-NOR kapuk, illetve J-K flip-flop igazságtáblázatait kell méréssel felvenniük, majd NAND áramkörökből statikus (R-S) bistabil multivibrátort állítanak össze — ezen keresztül ismerik meg a „tároló elem" fogalmát.

Ezután egy négyváltozós, kanonikus alakban megadott Boole-függvényt kell egyszerűsíteniük. Az egyszerűsített kapcsolás megépítése után az ellenőrzést az igazságtáblázat méréssel való kitöltése jelenti.

A mérés második felében 4 bites szinkron számlálót építenek meg, megvizsgálják a számláló számlálási sorrendjét, megállapítják a ciklus hosszát. A számlálók megépítéséhez a négy flip-flop 8 bemenő függvénye áll rendelkezésre; valamennyi hallgató más-más sorrendben lépkedő számlálót épít.

A mérés során műszert nem használnak, kivéve a mérés kezdetét, amikor is a logikai „0" és „1"-hez tartozó feszültséget kell lemérni.

2. Mérések digitális modellekkel

Itt két feladatot oldanak meg a hallgatók:

— számítógép aritmetikai egységének modellezése;
— egyszerű neuron-szinapszis modell mérése.

Az első feladat a digitális ismeretek alkalmazása a tervezés szintjén. Olyan bináris összeadó áramkört kell tervezni, amely két, egyenként 3 bites számjegy összegét állítja elő. A hallgatók megismerkednek a túlcsordulás, a modulo 2-es összeadás fogalmával. A megépített modellen ellenőrzik a működést és eközben a bináris számrendszerben való összeadás műveletét is gyakorolják. A viszonylag bonyolult modell a kapuk korlátozott száma miatt csak akkor realizálható, ha az egyes részfüggvények a legegyszerűbb alakba kerülnek; így a roszszul vagy egyáltalán nem egyszerűsítő hallgatók saját kárukon tanulják meg a logikai függvények egyszerűsítésének jelentőségét.

A második feladat már biológiai vonatkozású. Az idegrendszer és azon belül a neuron kutatása elvezetett a szinapszis megismeréséhez; a szinapszisok tulajdonképpen a neuronok kapcsolódását, és ezzel az információ továbbítását biztosítják. Ezek viselkedését — bizonyos szinten — kitűnően lehet leírni a Boole-algebra szabályaival. A jelenlegi modell a szinapszis érzékenység-idő összefüggését utánozza. A szinapszis küszöbérzékenysége az idő folyamán változik, a kezdeti küszöb-érzékenység szint az ingerületet követő időszakban végtelen nagyra nő, azaz ilyenkor egy ideig semmilyen ingerület nem hatásos, akármilyen nagy is ez. Ezután a szint egyre csökken, míg végül az eredeti értékre ér vissza. Amennyiben gátlás is van jelen, a kezdeti küszöbérzékenység magasabb szintű, azaz a gátlás leküzdését csak erősebb inger képes elérni.

Ezt a viselkedést a hallgatók digitális modellen vizsgálják. Az ingerület erőssége a bemeneti pontokon egyidejűleg megjelenő jelek számával arányos, gátlás esetén ez az érték nagyobb lesz. Az időt szakaszokra osztjuk; a továbblépést egy nyomógomb megnyomása jelenti, így a folyamat tetszőlegesen lelassítható. Meg kell állapítani a kezdeti küszöbérzékenységet, a holtidőt, ami alatt semmilyen ingerület nem hatásos, és a csökkent érzékenységi zóna jellemzőit inger után; majd ugyanezeket az értékeket gátlás esetén. Külön kell megmérniök a bemeneti ingerület és az erre adott válasz közötti időkésés értékét.

Ez a modell érzékelteti a biológiai kérdések elektronikus modell alkotással való vizsgálatának lehetőségét, a hallgatók egyszersmind a digitális modellezésbe is bepillantást nyernek.

3. Integrált áramkörös műveleti erősítő alapmérések

A mérés ismerteti a műveleti erősítő fogalmát, és az MSI technológiával előállított műveleti erősítők jellemzőit. A mérés során a Texas Instrument SN 72709 típusú integrált áramkörös műveleti erősítő következő adatait kell megmérni:

— erősítés,
— bemenő és kimenő ellenállás,
— maximális kivezérelhetőség,
— közös módusú elnyomás.

4. Visszacsatolások és hatásaik mérése

Itt ismerik meg a hallgatók az igen gyakori általános eljárást: a visszacsatolást. Működő áramkörökön ellenőrizhetik a visszacsatolás hatását az erősítő leglényegesebb paraméterére: az átviteli függvényre.

A következő méréseket végzik el:

— erősítés mérés
Ennek során megállapítják: az erősítés a visszacsatoló és a soros bemenő ellenállás hányadosával egyenlő (elegendően nagy nyílthurkú erősítés mellett).
— összeadó fokozat mérése
Itt műveleti erősítővel megvalósított feszültségösszegező kapcsolást mérnek, súlyozatlan, majd súlyozott összeadást kell ellenőrizniük.
— integráló kapcsolás mérése
Itt speciális átviteli függvényt kapnak: a kimenőfeszültség a bemenőfeszültség időszerinti integrálja. Megismerkednek az időállandónak a kimenőfeszültségre gyakorolt hatásával, és a kezdeti feltételként szereplő kondenzátorfeszültség jelentőségével.
— műveleti erősítővel megvalósított astabil multivibrátor mérése
A kapcsolás összeállítása után a kimenőfeszültség jelalakját kell megvizsgálniuk. Meg kell mérniük az impulzus-jelalak jellemzőit: amplitúdóját, frekvenciáját, kitöltési tényezőjét.

Ez a mérés már rávilágít a műveleti erősítő sokoldalú felhasználhatóságára. Az itt megvizsgált kapcsolásokat a hallgatók a következő két mérés modelljeiben viszontlátják és így könnyebben megértik ezek működését.

5. Műveleti erősítőt alkalmazó modellek mérése

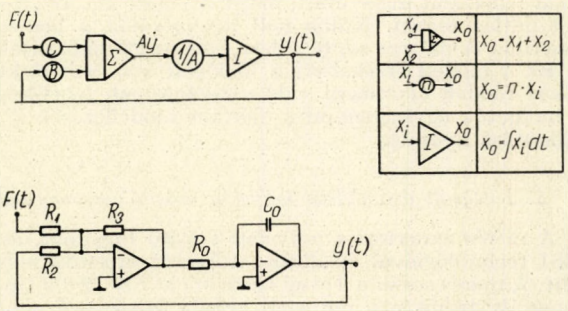
A mérés tárgya: egy differenciálegyenlet-megoldó, és egy, az emberi test hőmérsékletszabályozó rendszerét szimuláló modell.

A természeti folyamatok jelentős része leírható differenciálegyenletek formájában. Ezen folyamatok mind analóg, mind digitális számítógépekkel modellezhetők, szimulálhatók. Analóg számítógépeknél közvetlenül műveleti erősítőkből kialakított összegzők és integrátorok segítségével hozhatók létre ilyen modellek. Digitális számítógépeknél — az egyedileg alkalmazható differenciálegyenlet megoldási módszereken túlmenően — a áramköri modellnek megfelelő blokkszerkezetű szimulációs célnyelveket, pl. a CSMP-t [7] fejlesztették ki.

A feladatban szereplő modell az

$$A\dot{y} - By = C.F(t)$$

alakú lineáris elsőrendű inhomogén differenciálegyenletnek felel meg, azaz a „bemenetére" adott $F(t)$ függvény hatására a differenciálegyenletet kielégítő $y(t)$ kimenő függvényt kapunk, ahol $F(t)$ és $y(t)$ is feszültség-idő függvények. A *3/a.* ábrán látható a modell a CSMP jelölésrendszerének megfelelően, míg a *3/b.* ábra az operátorerősítőkből és hozzá csatlakozó RC elemekből megépített kapcsolást mutatja.



3. ábra Differenciálegyenlet megoldó modell

Az áramköri realizációból a differenciálegyenlet együtthatóira

$$A = R_0 C_0$$

$$B = \frac{R_3}{R_2}$$

$$C = \frac{R_3}{R_1}$$

értékek adódnak.

A hallgatók a laboratóriumi gyakorlat során $F(t) = U \cdot (1_0)$ ugrásfüggvényt kapcsolnak az áramkörre és ennek megfelelően

$$y(t) = U \frac{R_2}{R_1}\left(e^{\frac{t}{T}} - 1\right)$$

alakban kapják a differenciálegyenlet megoldását, ahol

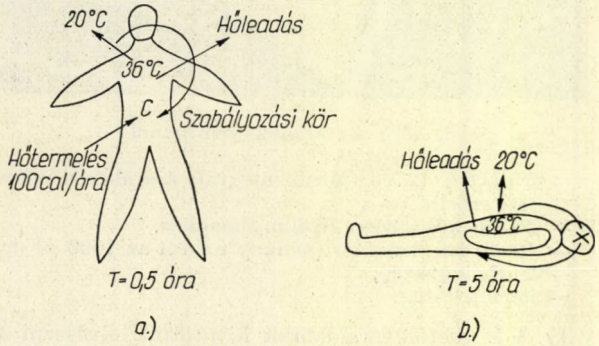
$$T = R_0 C_0 \cdot \frac{R_2}{R_3}$$

értékű.

A hőmérsékletszabályozó modell rávilágít a hőtani mennyiségek, folyamatok és az elektromos mennyiségek, folyamatok formális hasonlóságára. Ezen túlmenőleg a visszacsatolt szabályozási körök tulajdonságait is szemlélteti, érzékeltetve az élettani folyamatok visszacsatolt szabályozásokkal történő modellezhetőségét. A választott modell természetesen egy nagyon egyszerű, egyszeres visszacsatolt szabályozási kör, amely bizonyos mértékig utánozza az élő szervezet hőmérsékletszabályozását.

Az emberi testnek hőtani szempontból a következő jellemző mennyiségei vannak (durva közelítés):

— hőkapacitás, (értéke kb. 80 kg tömegű víz hőkapacitása),
— hőmennyiség,
— hőmérséklet, (embernél 36°C-nak vehető)
— hőleadás, (embernél kb. 20 kcal/°C. óra)

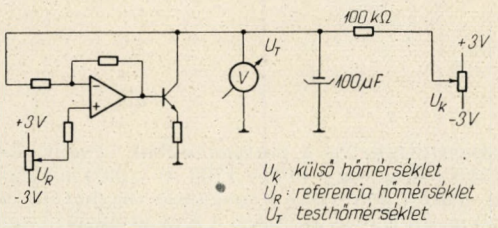


4. ábra

Az emberi test hőviszonyai ebben a durva közelítésben a 4. ábrán láthatók; az a) ábra az élő (szabályozott), a b) ábra az élettelen (szabályozás nélküli) testet mutatja.

Az elektromos analógia alapján a következő áramköri értékekből épül fel a modell:

kondenzátor (hőkapacitás): 100 μF → 80 kcal/°C
töltésmennyiség (hőmennyiség): áram × idő
feszültség (hőmérséklet); 36°C → 2 V; 10^{-5} ohm^{-1}
elektromos vezetés (hőleadás); 20 kcal/°C · óra ⇒
⇒ 10^{+5} 1/ohm



5. ábra Hőszabályozás áramköri modellje

Az elektronikus modellen a szabályozás nélküli áramkör időállandója így 10 sec-nak adódik. Hogy a szabályozott kör jelenségei megfigyelhetők legyenek, 10-szeres hurokerősítést alkalmazunk, így a teljes kör időállandója 1 sec lesz. A modell áramköri rajza az 5. ábrán látható.

A műveleti erősítővel és tranzisztorral megvalósított vezérelt áramgenerátor 100 μA/V áramot juttat a kondenzátorba, és így biztosítja a 10-szeres hurokerősítést.

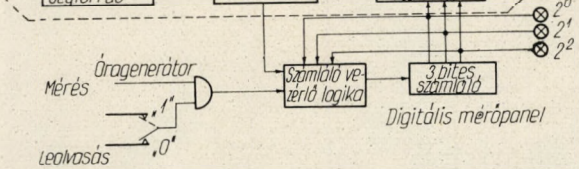
A hallgatók először megmérik a „test" időállandóját szabályozás nélkül, majd a szabályozott kör viselkedését vizsgálják.

6. Digitál-analóg és analóg-digitál átalakítók

A félév utolsó gyakorlata digitál-analóg átalakító mérése. Ez voltaképpen súlyozott összeadást végző műveleti erősítő. Mivel az átalakítók 3 bitesek, 3 bemenete van, és a 0V—7V feszültségtartomány felel meg a 0—7 bináris értékeknek.

Ezután az átalakítást komparátorral egészítik ki a hallgatók, és ezzel elkészült az analóg-digitál átalakítónak az analóg panelen megépítendő része.

A digitális panelen kell összeállítaniuk a 3 bites számlálót, és az ezt vezérlő logikai hálózatot. A két mérőpanel összekapcsolásával jön létre a teljes analóg-digitál átalakító, amely tehát 0V-tól 7V-ig mér 1V pontossággal. (Ennek rajza a 6. ábrán látható.)



6. ábra Analóg-digitál átalakító

Az átalakító rajzán látható, hogy itt feszültség-idő-digitális szám konverzió történik. A számláló felfelé vagy lefelé számol a komparátor jelének megfelelően; a maximális (111), illetve minimális (000) értékeket megtartja, amíg további felfelé, illetve lefelé való számlálási parancsot érzékel. A 3 bit kijelzése lámpákkal történik; mivel a kijelzett érték állandóan változik, külön leolvasásfázist kell kapcsolóval előállítani; ezalatt az óraimpulzusok nem jutnak el a számlálóba, s így nem változik a le olvasandó bináris szám.

Az átalakító mérése során a hallgatók megismerik az analóg-digitál átalakítók előnyeit és korlátait. A gyakorlatban látják az ilyen átalakítóval való mérés problémáit; ugyanakkor a digitális mérés előnyös tulajdonságait is felismerik.

Összefoglalás

A biológusok elektronika oktatása terén az előzőekben ismertetett laboratóriumi gyakorlat feltehetően pozitív hatású lesz. A kérdés azonban a fenti tematikával korántsem tekinthető megoldottnak. Súlyos hiányossága a biológiai és elektronikai problémák együttesének hiánya: nincs szó a mikro és makro elektródák használatáról, azok elektromos tulajdonságairól, nem kerül sor a biológiában használatos mérőátalakítók (vérnyomás, hőmérséklet, erő stb.) és regisztrálók részletes ismertetése és ami talán a legsúlyosabb hiányosság: nincs mód a laboratóriumi kisszámítógép szerepének illusztrálására. A felsorolt problémák megoldása [8] jelentené tulajdonképpen a biológusok (orvosok) megfelelően modern színvonalú oktatását. Ehhez azonban nemcsak megnövelt oktatási idő, hanem jelentős anyagi beruházások is szükségesek lennének. Oktatásunkban megszokott fogalmakat használva: az a biológus-laboratórium lenne igazán hasznosítható, melynek elektronikus felszereltsége olyan fejlett, hogy abban bizonyos diplomamunkák — elsősorban kutatási eredmények reprodukciói — rendszeresen elvégezhetők.

A létrehozott laboratóriumi tematika és felszerelés azonban nem elhanyagolható jelentőségű. Összehasonlítva más egyetemek ilyen irányú tevékenységének [8] [9] megállapítható, hogy az alapfogalmak egyszerű mérő elrendezésein túlmenően maximálisan sokoldalú analóg és digitális mérőpanelekre kell alapozni az oktatást. Ez egyrészt a beruházási költségeket mérsékeli, másrészt a hallgatók a mérőberendezést második-harmadik alkalommal már ismerősként üdvözlik, így a rendelkezésükre álló idő nem felesleges részletproblémák megoldásával telik el. A mindig azonos elemeket tartalmazó mérőpanelek a struktúra és funkció átfogóbb képének kialakítását is segítik.

IRODALOM

1. Market forecast. Electronics, 1973. jan. 4.
2. *J. H. Milsum:* Biological control systems analysis. McGraw-Hill, 1966.
3. *K. N. Leibovic:* Information processing in the nervous system. Springer-Verlag, 1969.
4. *J. Singh:* Information theory, language and cybernetics. Constable Company Ltd., 1967.
5. *W. R. Ashby:* Bevezetés a kibernetikába. Akadémiai Kiadó, 1972.
6. *Csákány A.:* Tranzisztorok és integrált áramkörök alkalmazása. Egyetemi jegyzet fizikus hallgatók számára, 1973.
7. *G. Gordon:* System Simulation. Prentice Hall, 1969.
8. *S. L. BeMent, C. L. Owings:* Bielectrics measurement: research preparation with experimental realism. IEEE Trans. on Education E-15 No. 1. febr. 1972. pp. 55—59.
9. *T. A. Newton:* An analog prepatch panel for the two-dimensional quasi-linear differential system. IEEE Trans. on Education E-14. No. 2. may, 1971. pp. 57—62.

EREDMÉNYEK

MILYEN MAGASAN REPÜLNEK A MADARAK?

Ezt a kérdést svéd mutatók magfizikai módszerrel válaszolták meg, amely azon alapszik, hogy az alfa-részecskék hatótávolsága levegőben függ a légnyomástól. A postagalambok szárnya alá elindításkor kis csövecskét helyeztek, amelyben ^{210}Po preparatum illetve szilárdtest nyomdetektor fólia volt. A forrás és a detektor távolságát úgy választották meg, hogy normál légnyomásnál az alfa-részecskék a csövecske tengelyéhez 45° alatt döntött műanyag fóliának csak a forráshoz közelebb eső részén hozzanak létre kimaratható nyomokat. A könnyű (1 gramm) kis készülék a galambokat nem zavarta a repülésben. A csövecske nem volt lezárva, a levegő átáramlott rajta, és így a környezettel azonos nyomáson és hőmérsékleten volt.

Megérkezéskor a cellulóz-acetát fóliában a nyomokat „előhíva" a különböző hatótávolságra levő alfa-nyomok száma elárulta, hogy a különböző magasságokban kb. mennyi ideig tartózkodott és milyen maximális repülési magasságot ért el. Meglepő volt az eredmény. Ugyanazon három postagalambot különböző évszakban és meteorológiai körülmények között röpítve akár 10, akár 300 km távolságra, a galambok mindig azonos maximális magasságot választottak. Ez a postagalambok egyéni szokása szerint 300—400; vagy 1400—1700 m volt a tengerszint felett. A mérési pontosság a magasság meghatározásban 100—150 m, amit természetesen a meteorológiai körülmények ismerete mellett, a magfizikai detektor jellemzői szabnak meg.

Kisebb madarakkal is folytattak kísérletet, de ehhez a készülék hosszát és tömegét kb. felére csökkentették (20 mm ill. 0,5 g). Ezt úgy érték el, hogy az alfa-részecskék hatótávolságát a forrás és a detektor közé helyezett alkalmasan választott abszorbenssel lerövidítették. A repülési magasság megválasztásában az egyéni szokás a kazári fecskéknél is mutatkozott. Négy fecske 1400—2000, öt fecske 2000—3000, hét pedig 3000—3600 közötti tengerszint feletti maximális magasságot választott. A tartózkodási magasságot vizsgálva meg lehetett állapítani, hogy pl. az egyik fecske 18—19 órát földközelben, 5,5—6 órát 2500 m, s a fennmaradó 1,5—2 órát 1400 m magasságban töltött a kb. egynapos megfigyelés idején. (Nature, London *244* (1973) 112 o.)

(M. L.)

ESEMÉNYEK

A HARMADIK ZEMPLÉN GYŐZŐ FIZIKAVERSENY

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Zala megyei Csoportja a következő felhívással gyűjtött egybe idén 60 tanulót, hogy fizikatudásban mérje össze erejét, részt vegyen egy kétnapos programsorozaton és adózzon Nagykanizsa szülöttje, Zemplén Győző emlékének:

„Zala megye Tanácsa VB. Művelődési Osztálya, az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Zala megyei Csoportja és a nagykanizsai Landler Jenő Gimnázium és Egészségügyi Szakközépiskola KISZ vezetősége a III. Zemplén Győző fizikaversenyt 1974. március 25-én, hétfőn és 26-án, kedden rendezi meg a Landler Jenő Gimnáziumban. Az országos tanulmányi versenyhez hasonlóan elsősorban III. és IV. osztályos tanulók részvételére számítunk.

Külön versenyeznek — országos mezőnyben — a tagozatos, az általános tantervű gimnáziumi és a szakközépiskolás tanulók. A verseny egyéni, illetve iskolánként csapatverseny szinten folyik.

Egy-egy csapat 3 tagból áll. Egy iskola minden kategóriában 1 csapattal indulhat. A legjobb eredményt elért csapat „Zemplén Győző emlékserleget" kap, melyet a következő évi Zemplén-versenyig birtokol. A Zemplén-serleg háromszori elnyerése esetén az végleg az iskola tulajdona marad. Az egyéni versenyekben a legjobbakat értékes könyvjutalomban részesítjük.

A verseny két részből áll: e l ő d ö n t ő : feladatmegoldás (a feladatok összetétele és színvonala közelítőleg a középiskolai tanulmányi versenyek I. fordulóján kiírt feladatoknak fog megfelelni.) Időtartam: 4 óra.

Csak tagozatosoknak: d ö n t ő : mechanikai laboratóriumi mérés. Időtartam: 3 óra.

A versenyen mindenféle tárgyi segédeszköz használható.

Az elméleti feladatokat Holics László Mikola-díjas és Tasnádi Péter tanársegéd állítják össze. A gyakorlati feladatokat Radnai Gyula, az Eötvös Loránd Tudományegyetem általános fizikai tanszékének adjunktusa fogja kitűzni. Mindhárman részt vesznek a zsűri munkájában.

Az első napon sor kerül a kitűzött feladatok megbeszélésére . . ."

Március 25-én reggel a „Zemplén-napok" megnyitójával kezdődött a verseny. A megnyitót Zsoldos Ferenc







igazgató tartotta. Mialatt a versenyzők az írásbeli feladatok kidolgozásán fáradoztak, a feladatkitűzők ismertették a feladatmegoldásokat a jelen levő, a dolgozatjavítás munkájába bekapcsolódó tanárokkal. Még a kora délutáni órákban megszületett a második fordulóba továbbjutottak névsora. A továbbjutott versenyzők 10—10 fős váltásban végezhették fizikai méréseiket kitűnően felszerelt laboratóriumban. Ezalatt ismertették a kitűzők a versenyben résztvett tanulókkal a feladatok helyes megoldását.

Március 26-án a délelőtti program Radnai Gyula adjunktus hurokfilmbemutatással egybekötött előadásával kezdődött, majd Tasnádi Péter tartott érdekes előadást a polarizált fényről, amelyet optikai bemutatóval kísért.

11 órakor a Zemplén KISZ-alapszervezet rendezésében tartották meg a Zemplén Győző emlékünnepélyt. A fizikaverseny díjait Mátrainé Zemplén Jolán adta át a győzteseknek.

12 órakor kis ünnepség keretében koszorúzták meg Zemplén Győző szülőházán elhelyezett emléktáblát.

A III. Zemplén-versenyre benevezett és részt vett 20 iskola 60 tanulója. Ebből szakosított tantervű: 11 iskolából (Zalaegerszeg, Nagykanizsa, Szombathely, Sopron, Győr, Debrecen, Hajdúnánás Szarvas, Csongrád, Gyula, Békéscsaba) összesen 23 tanulója; általános tantervű gimnáziumi: 8 iskolából (Zalaegerszeg, Nagykanizsa, Pacsa, Lenti, Letenye, Zalaszentgrót) összesen 22 tanuló; szakközépiskolai: 6 iskolából (Nagykanizsa, Zalaegerszeg) összesen 15 tanuló.

A kitűnő szervezés Dr. Kovács László, a Landelr Jenő gimnázium és Szakközépiskola tanárának munká át dícséri.

A Zemplén Győző Fizikaverseny eredménye:

A szakosított tantervű kategóriában:

1. helyezés. (139 ponttal) *Sparing László* (Nagy Lajos gimn. Szombathely, III. o. Szaktanár: Rozmán Gyula)

2. helyezés (135 ponttal) *Pálfalvi György* (Révai Miklós gimn. Győr, IV. o. Szaktanár: Székely László)

3. helyezés (120 ponttal) *Szilágyi János* (K.L.T.E. Gyak. Gimn. Debrecen, III. o. Szaktanár: Dr. Nagy Lászlóné)

Az általános tantervű kategóriában:

1. helyezés (80 ponttal) *Tóth László* (Ságvári Endre gimn. Zalaegerszeg, IV. o. Szaktanár: Gyurkó Kálmán)

2. helyezés (66 ponttal) *Landvay Csaba* (Zrínyi Miklós gimn. Zalaegerszeg, IV. o. Szaktanár: Bődy Jánosné)

3. helyezés (60 ponttal) *Makkos László* (Zrínyi Miklós gimn. Zalaegerszeg, IV. o. Szaktanár: Bődy Jánosné)

Szakközépiskolás kategóriában:

1. helyezés (55 ponttal) *Jónás Ferenc* (Dimitrov Építőipari Szakközépiskola, Zalaegerszeg, III. o. Szaktanár: Csapó József)

2. helyezés (52 ponttal) *Szalai István* (Winkler L. Vegyipari Szakközépiskola, Nagykanizsa, IV. o. Szaktanár: Bene Józsefné)

3. helyezés (50 ponttal) *Gellén Endre* (Ganz Ábrahám Gépipari Technikum, Zalaegerszeg, IV. o. Szaktanár: Kalmár Gábor)

Csapatverseny a Zemplén-kupáért a megye 3 fős csapatai között:

1. hely (nyertes) 176 ponttal a *Zrínyi Miklós Gimnázium*, Zalaegerszeg

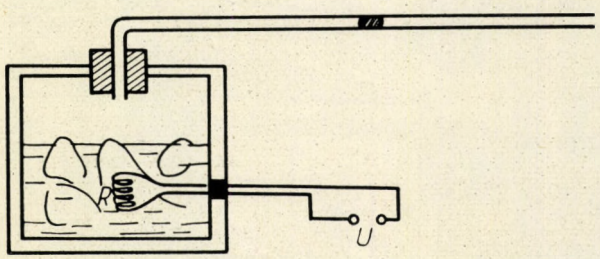
2. hely 145 ponttal a Ságvári Endre Gimnázium, Zalaegerszeg

3. hely 142 ponttal a Winkler Lajos Vegyipari Szakközépiskola, Nagykanizsa.

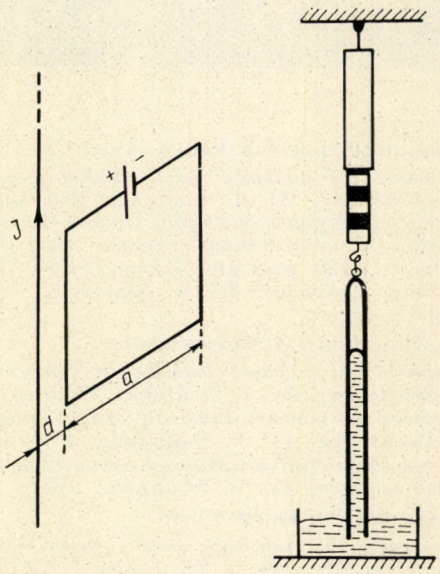
Az első forduló feladatai:

1) Szakközépiskolások részére

1. Egy L hosszúságú terítő szélén pontszerű tárgy nyugszik. A vékony terítőt kihúzzuk a tárgy alól. A terítő egyenletes v sebességgel mozog, a tárgy mindvégig csúszik a terítőn. Mekkora v értéke, ha a tárgy a kiindulási állapothoz viszonyítva s távolságra áll meg az asztalon? A terítő és a tárgy, valamint a tárgy és az asztal között azonos, μ a súrlódási együttható. (Adatok: $L = 2$ m, $s = 10$ cm, $\mu = 0{,}25$.) (Teljes megoldás 35 pont.)



2. Hőszigetelő merev falú tartályban $m_1 = 1$ *kg* 0°-*os* jég és $m_2 = 2$ *kg* 0°-*os* víz van, amelybe meghajlított üvegcső nyúlik. Az üvegcső vízszintes részében higanycsepp van, amely az üvegtartály légterét elválasztja a külső levegőtől. A külső levegő nyomása *1 atm*, hőmérséklete 0° *C*. Az edénybe helyezett $R = 20$ *ohm* ellenállású fűtőszál kivezetéseire $U = 50$ *V* feszültséget kapcsolunk *25 percig*. Mennyit mozdul el a higanycsepp az $A = 0{,}3$ *cm* keresztmetszetű csőben? (Teljes megoldás 20 pont.)

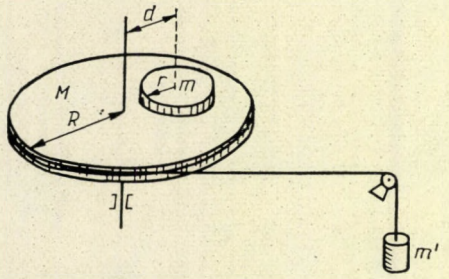


3. Egy a oldalhosszúságú négyzet alakú vezetőkeret síkjában, a négyzet egyik oldalával párhuzamosan igen hosszú egyenes vezető helyezkedik el. A vezetőkeret egy oldalának ellenállása R, a hosszú egyenes vezetőben pedig I erősségű áram folyik. Mekkora erő hat a vezetőkeretre, ha U kapocsfeszültségű telepet kapcsoltunk rá, és az egyenes vezető távolsága a keret közelebbi élétől d? (Legyen $a = 10$ *cm*, $R = 2$ *ohm*, $I = 100$ *A*, $U = 40$ *V*, $d = 2$ *cm*.) (Teljes megoldás 30 pont.)

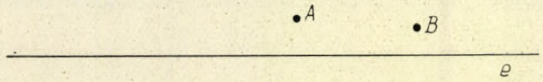
4. Rugós erőmérőre az ábrán látható módon Torricelli csövet függesztünk. (A cső vége egy higannyal teli edénybe ér bele.) Mit mutat az erőmérő? (Teljes megoldás 15 pont) Összesen 100 pont.

2) Gimnáziumi tanulók részére

1. Vízszintes síkú, R sugarú, M tömegű homogén tömör korong középpontján átmenő függőleges tengely körül súrlódás nélkül foroghat. A korongra r sugarú, m tömegű korongot helyezünk alapjára fektetve úgy, hogy középpontja a tengelytől d távolságra legyen. A korongok között a tapadási súrlódás együtthatója μ. A nagy korong kerületére csavart súlytalannak vehető, hajlékony fonál csigán átvetett, függőlegesen lógó végére m' tömegű terhet akasztunk, és a rendszert nyugalomban magára hagyjuk. Az indulástól számítva mennyi idő múlva csúszik meg a kis korong? (Teljes megoldás 40 pont.)

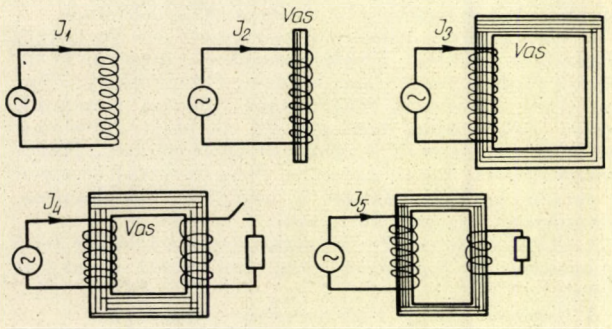


2. Készítse el a következő ábrát. Vegyen fel egy vízszintes *(e)* egyenest és az egyenes két oldalán egy A és egy A' pontot. A pontokat összekötő szakasz ne legyen merőleges *(e)*-re. Képzeljük el, hogy az e egyenes egy gömbtükör optikai tengelye és az A' pont az A pont képe. A felvett ábra alapján hogyan lehetne megszerkeszteni egy tetszőleges B pont képét? (Teljes megoldás 20 pont.)



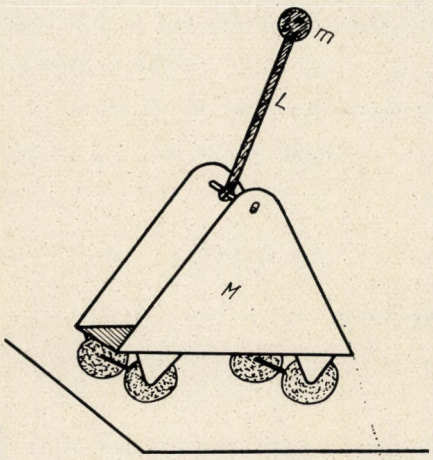
3. $R = 10$ *cm* sugarú tömör, szigetelő gömb $Q = 10^{-5}C$ egyenletes eloszlású töltéssel van ellátva. Mekkora az első kozmikus sebesség a gömb felszínétől *2 cm*-re egy $m = 1$ *g* tömegű és $q = 10^{-6}C$ töltésű pontszerűnek vehető testre vonatkozóan? A rendszer „súlytalanság állapotában" van, a légellenállás elhanyagolható. Eredményünket hasonlítsuk össze a gravitációs kozmikus sebességgel, indokoljuk a tapasztalt eltérést. (Teljes megoldás 20 pont.)

4. Az ábrák szerinti áramkörök mindegyikében ugyanazt a generátort és tekercset használjuk. Állítsa az áramerősségeket nagyság szerint sorba. Indokolja a sorrendet! (Teljes megoldás 20 pont) Összesen 100 pont.



3) Szakosított tantervű osztályosok részére

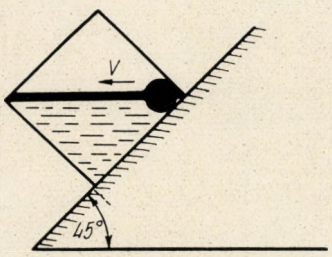
1. M tömegű kiskocsira m tömegű, L hosszúságú rúdingát szerelünk. Az inga rúdja merev, tömege elhanyagolható, gömbje anyagi pontnak tekinthető. Az ingát legfelső helyzetéből kezdősebesség nélkül elengedjük. A kocsi kezdetben nyugalomban volt, kerekeinek tömege és a súrlódás elhanyagolható. Mekkora a kocsi és az ingatest sebessége *a)* az inga vízszintes, *b)* a függőlegessel 30°-os szöget bezáró és *c)* a legalsó helyzetében? (Teljes megoldás 30 pont, kérdésenként 5; 15; 10 p.)



2. Fémhuzal szerkezetét a következő modellel közelíthetjük. A fém atomjai alkossanak ideális kristályrácsot, amelyben az egyes atomok egymást érintő gömbökként képzelhetők el. Az egymást „érintő" atomokat tökéletesen rugalmas erők tartják össze. Az egymással közvetlenül nem érintkező atomok között kölcsönhatást nem tételezünk fel. Az atomok középpontjai közötti távolság (d), a fém sűrűsége (ϱ) és az *1 mm* keresztmetszetű huzal *1%-os* megnyújtásához szükséges erő (F_1) ismeretében határozzuk meg: a) az atomok közötti rugalmas erő direkciós állandóját, b) az atomok rezgési frekvenciáját, d) a hang terjedési sebességét a fémben. A fémhuzalt tekintsük négyzetalapú hasábnak. $d = 10^{-10}\ m$, $F_1 = 10^3\ N$, $\varrho = 10^4\ kg/m^3$. A keresett adatok csak becsült értékek! (Teljes megoldás 30 pont, Kérdésenként 5; 10; 15 p.)

3. Mekkora maximális teljesítmény vehető ki abból az egyenáramú motorból, amelyet *120 V* feszültségre kapcsoltunk, s amelynek körében *20 ohm* ellenállás van? Mekkora ebben az esetben a motor áramfelvétele? (Teljes megoldás 20 pont)

4. *45°-os* hajlásszögű lejtőre *20 cm* élhosszúságú, kocka alakú üres fémdobozt helyezünk, és az alsó élét — az ábra szerint — a lejtőbe vert (kissé kiálló) szöggel a lecsúszás ellen megtámasztjuk. A dobozba higanyt öntünk, amely azt félig tölti meg, s ezután a higany szélére az ábrán látható módon egy 5 cm átmérőjű vasgolyót helyezünk. Felborul-e, vagy sem az edény, ha a golyónak óvatosan az átellenes irányban sebességet adunk? Ha igen, miért és mikor? Ha nem, miért nem? A higany közegellenállása és súrlódása elhanyagolható. Legyen pl. a golyó sebessége $v = 2$ cm/s. (Teljes megoldás; 20 pont.)



A második forduló mérési feladata:

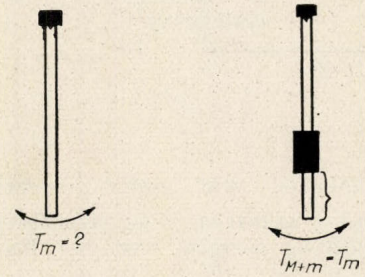
A szükséges eszközök:

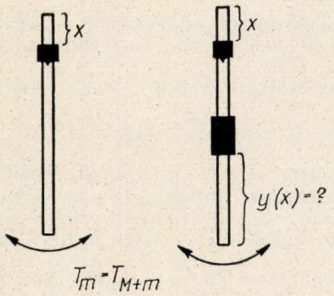
1. Rúdinga (l hosszúságú, m tömegű rúd, erre tetszőleges helyen rögzíthető forgástengely, és ugyancsak tetszőleges helyen rögzíthető M tömegű test. ($m = N$)
2. Legfeljebb 1 perces körülfordulású stopperóra.
3. Milliméter beosztású mérőszalag.

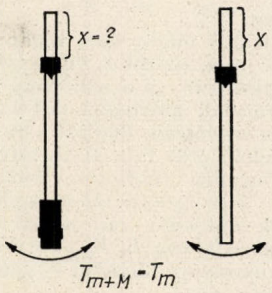
Ajánlott eszköz: logarléc.

A mérési feladatok

1. Határozzuk meg minél pontosabban a rúdinga lengésidejét a M tömegű henger ráhelyezése nélkül, a forgástengely legszélső helyzetében! (Az ábrán: $M = 0$ és $x = 0$ esetén; $T_m = ?$)
2. Határozzuk meg minél pontosabban a M tömegű testeknek azt a helyzetét a rúdingán, amely esetben a lengésidő ugyanannyi, mint a M tömegű test ráhelyezése nélkül volt! (Az ábrán: $x = 0$ esetén $y = ?$, ha $T_m = T_{m+M}$.)
3. Végezzünk további méréssorozatokat annak megállapítására, hogy a forgástengely különböző helyzeteiben mikor és hova kell helyezni a M tömegű hengert ahhoz, hogy a lengésidő ne változzék meg! A kapott $y(x)$ értékeket ábrázoljuk (x, y) koordinátarendszerben!
4. Ha a M tömegű henger legszélső helyzetében van, hol legyen a forgástengely ahhoz, hogy $T_m = T_{m+M}$ teljesüljön? A válasz az előző mérési sorozatok alapján, vagy újabb mérési sorozat felvételével adható meg.







A feladatok megoldása

I. Szakközépiskolások feladatai.

1. Az ábra alapján a négyzetes úttörvény és a szőnyeg sebességtörvénye felhasználásával:

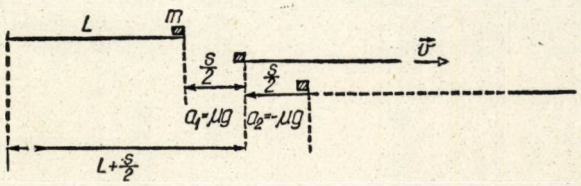
$$\left.\begin{aligned} \frac{s}{2} = \frac{\mu g}{2} t^2 \rightarrow t = \sqrt{\frac{s}{\mu g}} \\ v = \frac{L + \frac{s}{2}}{t} \end{aligned}\right\} \rightarrow v = \left(L + \frac{s}{2}\right)\sqrt{\frac{\mu g}{s}} =$$

$$= 2{,}05 \text{ m} \sqrt{\frac{0{,}25 \cdot 10 \text{ m/s}}{0{,}1 \text{ m}}} = 10{,}25 \frac{\text{m}}{\text{s}}.$$

Ahhoz, hogy a jelenség végbemenjen szükséges, hogy a test sebessége mindvégig kisebb maradjon a szőnyeg sebességénél: $v_{test} < v$. Ebből a feltételből a feladat adataira:

$$v_{t\,max} = \sqrt{2a\frac{s}{2}} = \sqrt{\mu g s} < \left(L + \frac{s}{2}\right)\sqrt{\frac{\mu g}{s}},$$

vagyis $s < L + \frac{s}{2}$ ill. $L > \frac{s}{2}$.



2. Az áramkör által leadott energia $Q = \frac{U^2}{R} t =$ $= 187\,500\,J = 45\,000$ cal. A jég olvadáskor $Q = XL_0 =$ $= X \cdot 80$ kcal/kg energiát vesz fel. Így az áramkör energiája $X = \frac{Q}{L_0} = \frac{45}{80}$ kg $= 0{,}5625$ kg jeget olvaszt meg. A felolvadt jég *eredeti* térfogata $V_j = \frac{X}{\varrho} =$ $= \frac{0{,}5625}{0{,}92}$ dm^3 $= 0{,}6114$ dm^3. Ebből lesz $V_v = 0{,}5625$ dm^3 víz. A jég megolvadásakor keletkező térfogatváltozás: $\Delta V = V = V_v - V_j = (0{,}5625 - 0{,}6114)$ dm^3 $=$ $-48{,}9$ cm^3, és a higanycsepp elmozdulása: $\Delta l = \frac{\Delta V}{A} =$ $= -\frac{48{,}9}{0{,}3}$ cm $= -1{,}63$ m *befelé*.

3. Az egyenes vezető mágneses terének erőssége a négyzet párhuzamos oldalainak helyén (a négyzetoldal mentén állandó): $H_1 = I/2\pi d$ ill. $H_2 = I/2\,(d + a)\pi$, és az áramjárta négyzetre ható erők: $F_1 = B_1 I' a =$ $= \mu_0 H_1 \frac{U}{R} a$ ill. $F_2 = B_2 I' a = \mu_0 H_2 \frac{U}{R} a$. Az eredő erő:

$$|\Sigma F| = F_1 - F_2 = \mu_0 \frac{U}{R} aI \left(\frac{1}{2d\pi} - \frac{1}{2(d + a)\pi}\right) =$$

$$= \mu_0 \frac{U}{R} \frac{Ia^2}{2\pi(d + a)d} = \frac{5}{3} \cdot 10^{-3} N.$$

4. Az erőmérő a cső súlyát és a higanyoszlop súlyát mutatja. Ha a cső nem merül a higanyszint alá (elhanyagolható a felhajtó-erő), rá a nehézségi erő, a rúgóerő és a légköri nyomásból származó erő hat. Ez utóbbi oldalirányból zérus eredőt ad, felülről a cső *belső* keresztmetszetének megfelelő erőt fejt ki (a falvastagság által meghatározott körgyűrű területére ható erő eredője nulla — eltekintve a levegőben elhanyagolható felhajtóerőtől). Ezen erők hatására van a cső egyensúlyban: $G_{cső} + F_{rug} + p_0 A = 0$, vagyis $F_{rug} = -(G_{cső} + p_0 A)$.

Itt $p_0 A$ a higanyoszlop súlyával egyenlő (a cső belsejében ui. vákuum van).

II. Gimnáziumi tanulók feladatai

1. A merev kis korong tömegközéppontja addig mozog együtt a nagy koronggal, míg a rá ható erők eredője megegyezik a tömegközéppont helyén mért gyorsulás és a kis korong tömegének szorzatával. A nehézségi erőn és a kényszererőn kívül a tapadó súrlódási erő hat a korongra, a tömegközéppont gyorsulását a súrlódási erő határozza meg (a többi eredője zérus). A nagy korong az (állandó) fonálerő hatására állandó szöggyorsulással (β) mozog, így a kis korong tömegközéppontja normális és tangenciális gyorsuláskomponensekkel rendelkezik. A tömegközéppont gyorsulása (a_s) az idő függvényében

$$a_s = \sqrt{a_{st}^2 + a_{sn}^2} = \sqrt{\beta^2 d^2 + (d\beta^2 t^2)^2}.$$

A megcsúszás akkor következik be, ha

$$\mu mg < ma_s = m\sqrt{\beta^2 d^2 + (d\beta^2 t^2)^2} \rightarrow \mu^2 g^2 < \beta^2 d^2 + d^2 \beta^4 t^4,$$

ahonnan:

$$t > \frac{1}{\beta} \sqrt[4]{\left(\frac{\mu g}{d}\right)^2 - \beta^2}.$$

β meghatározása vagy az $m'g - K = m'a$

$$KR = \Theta_{ö}\beta$$

$$a = R\beta$$

egyenletrendszer megoldásából, $\left(\text{ahol } \Theta_{ö} = \frac{1}{2} MR^2 + \right.$ $\left. + \frac{1}{2} mr^2 + md^2\right)$, vagy az energiatételből:

$$m'gh = \frac{1}{2} m'v^2 + \frac{1}{2}\,\frac{1}{2} MR^2 \frac{v^2}{R^2} + \frac{1}{2}\,\frac{1}{2} mr^2 \frac{v^2}{R^2} +$$

$$+ \frac{1}{2} m \frac{d^2}{r^2} v^2$$

a sebesség és gyorsulás közti kapcsolat felhasználásával adódik:

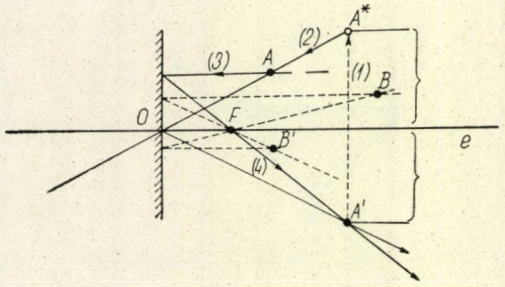
$$\beta = \frac{2m'gR}{(2m' + M)R + m(r + 2d)}$$

és ezzel a keresett idő:

$$t > \frac{(2m' + M)R^2 + m(r^2 + 2d^2)}{2m'gR} \cdot$$

$$\cdot \sqrt[4]{\left(\frac{\mu g}{d}\right)^2 - \left[\frac{2m'gR}{(2m' + M)R + m(r + 2d)}\right]^2}.$$

2. A szerkesztés az ábra alapján elvégezhető: először a tükör optikai középpontját kell meghatározni. Ez úgy történhet, hogy pl. az A' pontot tükrözzük az e egyenesre, (A^*), majd az így kapott pontot összekötjük A-val. Az összekötő egyenes kimetszi e-ből az optikai középpontot (szimmetrikus sugármenet). Ezután meghatározzuk a tükör fókuszpontját: pl. az A ponton keresztül e-vel párhuzamos egyenest húzunk, amelynek a tükörrel alkotott metszéspontjára és A'-re illeszkedő egyenes (optikai tengellyel párhuzamos sugármenet) kimetszi e-ből a fókuszpontot. E két ponttal (O) és (F) B pont D* képe megszerkeszthető.



3. A pontszerű, töltéssel ellátott test polarizációs hatását elhanyagolva az R sugarú gömbtől d távolságra a testre

$$F_{el} = k\frac{Qq}{(E+r)^2}$$

elektrosztatikus erő hat. A körpályán való mozgás $F = m\frac{v^2}{R+d}$ állandó normálirányú erőt igényel, amelyet alkalmas indítás esetén az elektrosztatikus erő biztosítja:

$$m\frac{v^2}{R+\mathrm{d}} = k\frac{Qq}{(R+\mathrm{d})^2},$$

ahonnan

$$v = \sqrt{\frac{kQ}{R+\mathrm{d}}\frac{q}{m}}.$$

Összehasonlítva a gravitációs kozmikus sebességgel $\left(v = \sqrt{\frac{\gamma M}{R+\mathrm{d}}}\right)$ az előbbiben a próbatestre jellemző adatoktól való függést (tömegfüggés és töltésfüggést, pontosabban fajlagos töltés függést) találunk, míg a gravitációs formulában nem. Ennek az az oka, hogy a tehetetlen tömeg és a gravitáló tömeg (töltés) szigorú arányossága miatt az utóbbiból kiesett a tömeg-töltés hányados, míg az elektromos töltés és tehetetlen tömeg között ilyen arányosság nincs.

4. Az áramerősségek *csökkenő* sorrendje: $I_1 > I_2 > I_5 > I_4 \approx I_3$. A sorrend I_5 és I_2 esetében megfordulhat, ha a terhelő ellenállás rendkívül kicsiny (rövidzár). Megjegyzendő, hogy I_4 és I_3 gyakorlatilag azonos érték, elvi különbséget a nyitott szekunder tekercs sarkain fellépő sztatikus töltést szállító töltőáram (ill. a nyitott kapcsok közt kialakuló ún. „eltolási áram") okoz, ami terhelést jelent, tehát csökkenti a fáziseltolódást a primer árama és feszültsége között.

III. A szakosított tantervű osztályok feladatai

1. a) Szélső helyzet.

Az ingából és kocsiból álló rendszerre ható külső erők vízszintes vetületeinek összege zérus, így a tömegközéppont vízszintes irányban nem mozog. A *munkatétel* alapján:

$$mgL = \frac{1}{2}mv_x^2 + \frac{1}{2}mv_y^2 + \frac{1}{2}Mv_2^2,$$

ahol v_2 a kocsi sebessége. Mivel a súlypont vízszintesen nem és mozog, a golyónak szélső helyzetében nincs vízszintes irányú sebességkomponense, tehát ekkor a kocsi áll ($v_x = v_2 = 0$), ti. a rúd merev. Ezekkel a munkatétel $2mgL = mv_y^2$, ahonnan a megoldások: $v_1 = \sqrt{2gL}$ és $v_2 = 0$.

c) A legalsó helyzet.

Nehézségi fok szempontjából a *c)* eset következik. Mivel az inga gömbjének sebessége ekkor vízszintes, a kocsi és az inga sebessége egy egyenesbe esik. A mozgásmennyiség megmaradásának tétele alapján

$$mv_1 = Mv_2 \rightarrow v_2 = \frac{m}{M}v_1$$

és a munkatétel:

$$\frac{1}{2}mv_1^2 + \frac{1}{2}Mv_2^2 = 2mgL \rightarrow mv_1^2 + Mv_2^2 = 4mgL$$

A keresett sebességek:

$$v_1 = \sqrt{\frac{4LgM}{M+m}} \text{ és } v_2 = \frac{m}{M}\sqrt{\frac{4LgM}{M+m}}$$

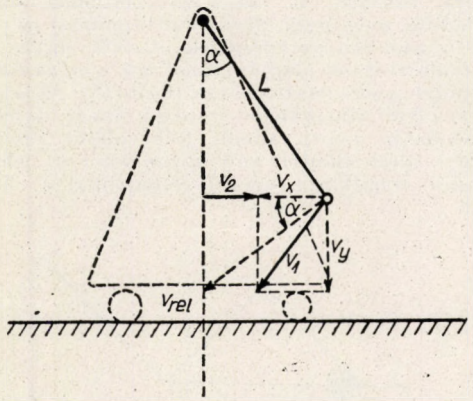
b) A 30°-os helyzet

Vegyük a függőleges irányítását lefelé és az ingarúdét a gömb felé. Ekkor a 30°-os szög az alsó félszektorban van. A munkatétel, impulzustétel és a kényszerfeltétel felírása három egyenletet szolgáltat:

$$(1)\qquad mgL(1+\cos\alpha) = \frac{1}{2}mv_x^2 + \frac{1}{2}mv_y^2 + \frac{1}{2}Mv_2^2$$

$$(2)\qquad mv_x = Mv_2$$

$$(3)\qquad v_y = (v_x + v_2)\operatorname{tg}\alpha$$



(az ábra alapján, felhasználva azt, hogy az inga és a kocsi relatív sebessége a kocsi koordinátarendszerében az inga rúdjára merőleges, ui. *ebben* a rendszerben az inga gömbje körmozgást végez).

Az egyenletrendszert megoldva és figyelembe véve, hogy $v_1 = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$ a keresett sebességek:

$$v_1 = \sqrt{\frac{2gL(1+\cos\alpha)[M^2 + (m+M)^2\operatorname{tg}^2\alpha]}{M^2 + (M+m)^2\operatorname{tg}^2\alpha + mM}}$$

és

$$v_2 = \sqrt{\frac{2gL(1+\cos\alpha)\,m^2}{M^2 + (M+m)^2\operatorname{tg}^2\alpha + mM}}.$$

2. a) A direkciós erő becslése: 1 mm²-en az adatok szerint 10^{14} atom helyezkedik el. Így a 10^3N erő 10^{14} kötés között oszlik meg. Két atom között ható erő ezek szerint $10^{-11}N$. Így a keresett direkciós állandó becsült értéke $k = 10\ N/m$. (Ez a fenti anyagból készült 100 m hosszú, 1 mm² keresztmetszetű huzalnak a direkciós állandója.)

b) Az atomok rezgési frekvenciájára hozzávetőleges becslést úgy adhatunk, hogy feltételezzük, hogy 1 atom az imént kiszámított visszatérítő erő hatására mozog. $\omega = \sqrt{k/m}$ összefüggés és a megadott sűrűség felhasználásával (amelyből $m = 10^{-26}$ kg) a frekvencia: $\nu \approx 10^{13}$ Hz.

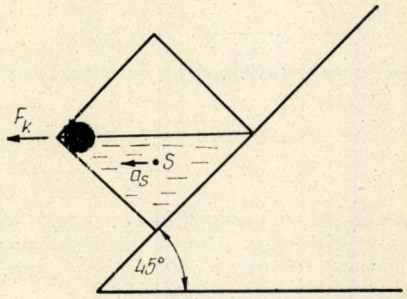
c) Ismeretes, hogy a fémekben a hang terjedési sebessége a $c = \sqrt{E/\varrho}$ formula alapján számítható ki. A húzóerő és a százalékos relatív megnyúlás figyelembe vételével modellünkből a Young-modulusra 10^5 N/mm² adódik. A hangsebesség pedig kb. $3 \cdot 10^3$ m/s.

(A versenyzők rendelkezésére állt a függvénytáblázat, amelyből a keresett fizikai állandók nagyságrendjét ellenőrizhették.)

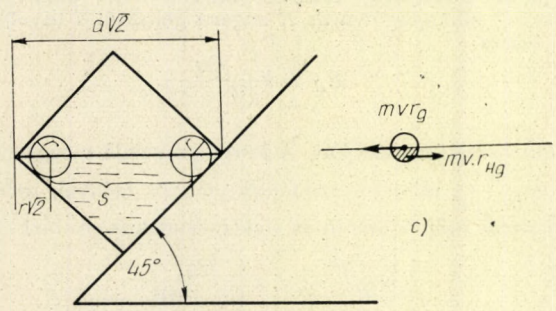
3) I áramfelvétel esetén a telepből UI teljesítményt veszünk ki. Ebből I^2R a motor körében levő 20 ohmos ellenálláson disszipálódik. A hasznos teljesítmény — amelynek a maximumát keressük — $UI - I^2R$. A szélsőérték meghatározása után az áramerősségre kapjuk $I = U/2R$, az adatokkal $I = 3A$ és a maximális teljesítmény $P_{max} = 360$ W.

4. A higanyos edény *nem dől le* a vasgolyó úszása folyamán. Az edény a 45°-os lejtőn a labilis egyensúlyi helyzetet erősen megközelítő egyensúlyi helyzetben van (a lecsúszást akadályozó ék „infinitezimálisan" kicsiny). A vasgolyó a higanyból saját súlyának megfelelő súlyú higanyt szorít ki (Arkhimédesz törvénye), így a súrlódásmentes úszása során az alátámasztási terület fölött elhaladva nem kelt többlet billentő nyomatékot. U. ez következik Pascal törvénye alapján az edényre ható erő eloszlására. A rendszer *súlypontja* tehát az úszás folyamán helyben marad.

Akkor azonban, amikor a golyó nekiütközik az edény falának, az edény *leborul*. Ennek igazolása a következő két gondolatmenettel történhet. *a)* Tekintsük a higanyos edényt „egy rendszernek" és a golyót a rendszerhez *nem* tartozó testnek. A vasgolyó (súrlódás hiányában) mindaddig, míg úszik, nem ad át impulzust az edénynek. Amikor azonban az edénynek ütközik, erőt fejt ki rá, ami (választásunk alapján) *külső erő*, s ez az edény súlypontjának gyorsulását okozza (l. ábrát). Az edény súlypontja olyan transzlációt szenved, amely az ékkel való kölcsönhatás miatt annak fölborulását eredményezi. A golyó által kifejtett erő ugyanakkor az edény súlypontjára vonatkozó forgatónyomatékkal a felborulást segíti.



a)



b)

b) Tekintsük most *egy rendszernek* a vasgolyó—edény-higany együttesét. Ekkor zárt rendszert kapunk, mindaddig, míg a golyó úszik. A rendszer azonban rendelkezik egy *eredő impulzusnyomatékkal*. A vasgolyó impulzusnyomatéka ugyanis a súlypontra nézve *nagyobb*, mint az azonos tömegű és sebességű, de visszafelé áramló higanyé, ugyanis a vasgolyó kisebb fajsúlya következtében úszik, tehát súlypontja *magasabban van*, mint a visszaáramló ekvivalens tömegű higanyé. Külső forgatónyomaték híjján az eredő impulzusnyomaték megmarad. Amikor azonban a vasgolyó ütközik a vasedénynek, impulzus- nyomatéka —1-szeresére változik, (természetesen a higanyé is), ezzel együtt az eredő impulzusnyomatéknak meg kell maradnia. Ez csak úgy lehetséges, hogy az *edény* vesz át a vasgolyó eredeti impulzusnyomatékával egyező irányú impulzusnyomatékot, s így az edény lebillen. Az edény ekkor a lejtővel kölcsönhatásba lép, és a köztük ébredő *külső erő* a rendszer súlypontját gyorsítja (a lejtőről „ledobja").

A leborulás az indítástól számított $t = \frac{a\sqrt{2} - 2r\sqrt{2}}{v} =$ 7,05 s múlva következik be. (A vas kb. félig merül a higanyba.) *H. L.*

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT IFJÚSÁGI FIZIKAI KÖRÉNEK ÉS A KÖZÉPISKOLAI MATEMATIKAI LAPOK FIZIKA ROVATÁNAK 1974. ÉVI TAVASZI ANKÉTJA

1962. április 11-én volt az E.L.F.T. Ifjúsági Fizikai Körének és a Középiskolai Matematikai Lapok Fizika Rovatának első ifjúsági ankétja. A Társulat Elnökségéhez 1962. február 4-én intézett felterjesztés megemlíti, hogy az ankét olyan ösztönzést adna tehetséges vidéki tanulóknak, amilyenben a budapesti társaik már évek óta részesülnek. Útal a Bolyai János Matematikai Társulat hasonló rendezvényeire. Tervbe veszi 6 tanuló vasúti költségeinek térítését és kb. 16 tanuló elszállásolását kollégiumban. Az ankét mindössze egynapos volt, programján 9 és 16 óra között előadás, vita és feladatmegoldás szerepelt.

A második ankét 1963. jan. 4—5-én már két napig tartott, programja részben közös volt az Ifjúsági Matematikai Kör programjával. Az előadók között Scharnitzky Viktor, Vermes Miklós, Gaál István, Nagy Dénes Lajos, Simon István, Holics László és Hajdú János neve szerepelt. 1963-ban már két rendezvény volt, a második ápr. 8—10-én a tavaszi szünetben.

Az évi két ankét — a tavaszi és téli iskolai szünetben — ettől az időponttól kezdve rendszeressé vált, a keretek pedig fokozatosan növekedtek. Az időtartam előbb 2—2 nap, majd 3—3 nap lett, a létszám állandóan nőtt.

Az ankét eredeti célja az volt, hogy a Középiskolai Matematikai Lapok Fizika Rovatának pontversenyén kiemelkedő eredményt elért tanulók lehetőséget nyerjenek egymás megismerésére és ismereteik kiegészítésére. Ehhez az utóbbi években új célkitűzés is járult. Tapasztalatok szerint nagy számmal akad az országban olyan középiskola, melyből a Lap fizika feladataira megoldás egyáltalán nem érkezik. Feltehető, hogy ezen iskolák tanulói nem ismerik a Középiskolai Matematikai Lapokat, vagy nem éreznek magukban elegendő erőt a feladatmegoldásba való bekapcsolódásra. Minthogy tehetséges, műszaki és természettudományi érdeklődésű tanuló nyilván minden iskolában van, akciót kezdtünk e hátrányos helyzetben levő tanulók támogatására. A Társulat és a Szerkesztőség alkalmanként körlevélben hívta fel 50—50 iskola igazgatóságának figyelmét a Lap fontosságára, és kérte, hogy az iskola jelöljön ki 2—2 tanulót, akik az ankéton részt véve, képesek lesznek a hallottak továbbadására, esetleg fizika szakkör szervezésére. A vidéki középiskolák igen kedvezően reagáltak, az igazgatók 80—90%-ban feleltek, és a kijelölt tanulók az ankéton meg is jelentek. A vidéki tanulóknak a Művelődésügyi Minisztérium ingyenes kollégiumi szállást adott.

A budapesti iskolákról sajnos nem tudjuk ugyanezt elmondani. Néhány iskolában lelkesen megragadták az alkalmat, de az igazgatóknak átlagosan 40—50%-a körlevelünkre nem is válaszolt. Ennek ellenére akciónkat sikeresnek mondhatjuk és a jövőben folytatni kívánjuk.

Az 1974. évi tavaszi ankét ápr. 8—10-én volt Budapesten, helyileg a TTK Szilárdtestfizikai Tanszékének nagy előadótermében. Ezúttal 50 helység 80 iskolájából több mint 150 tanuló jelent meg.

Az ankéton a következő előadások hangzottak el: Náray-Szabó Gábor: Molekulák; Morlin Zoltán: Kristályok; Schuster Ferenc: Az elektronmikroszkóp; Kondor Imre: Fázisátalakulások; Zavadovszky-Alfréd: A szilárdtestfizika kutatási területei. Az előadók szívesen válaszoltak az elhangzott kérdésekre.

A program érdekes pontja a TTK Ásványtani Intézetének megtekintése volt (igazgató: dr. Kiss János professzor). Bemutatásra kerültek az intézet nagy gyűjteménye, az elektronmikroszkóp, a röntgendiffrakciós módszer és a kristályoptikai vizsgálatok. Az egyes laboratóriumokban Bognár László, Árkosi Klára, Lovas György vezetésével az intézet teljes oktató kara magyarázott

Az előadások és bemutatók közben feladatmegoldás is szerepelt. A foglalkozásokat Tichy Géza, Mihály László, Mihály György, Tél Tamás, Szegedi Péter és Skopál István tartotta.

A legközelebbi ifjúsági ankét az 1974/75-ös tanévben a téli szünetben lesz.

K. R.

KÖNYVEK

MAX BORN:

VÁLOGATOTT TANULMÁNYOK

Immár tíz éve, hogy a Gondolat kiadó megkezdte egy sorozat megjelentetését, mely századunk fizikájának nagyjait hivatott bemutatni. Nem nehéz felismerni a kiadói szándékot: a legilletékesebbeket megszólaltatva érzékeltetni a század első harmadában lezajlott, fizikai világképünket alapjaiban érintő eseményeket. A relativitáselmélet is, de különösen a kvantummechanika, klasszikusan nem értelmezhető tapasztalatok parancsának engedelmeskedve, ismeretelméleti kérdések feszegetésére kényszerült. Így természetesen a fizika filozófiai irányzatok összecsapásainak színterévé lett, s a kvantummechanika alapjait lerakó fizikusok, akik többé kevésbé megegyeznek a sorozat szerzőivel, nem haboztak véleményüket a viták pergőtüzébe dobni. Fél évszázad távlatából ezen állásfoglalások aktualitása talán már megkérdőjelezhető, de érdeklődésre ennek ellenére is számot tarthatnak, hiszen bepillantást engednek olyan tudósok, mint Bohr, Planck, Heisenberg, de Broglie, Schrödinger, Einstein, Wigner és Born gondolkozásmódjába.

*

A kötetben másodikként szereplő tanulmányában (Mit tettem mint fizikus?) maga Born tekinti át több mint ötven éves tudományos tevékenységét. Oly sok emberrel és oly sok témán dolgozott, hogy már ez felkelti az olvasó érdeklődését a szerző iránt. A további cikkek egy megalkuvást nem ismerő, precíz gondolkodó képét tárják elénk. Könnyen azt mondhatnánk, hogy egy filozófusét, hisz néhány kivételtől eltekintve minden írás alapvető ismeretelméleti kérdésekkel foglalkozik, igaz többnyire a fizikus szemszögéből.

Born nevéhez fűződik a $|\psi|^2$ valószínűségi értelmezése. A komplementaritás elvét is állandóan alkalmazza, így a „koppenhágai iskola" tagjának minősülne. De szemben Bohrral és az iskola többi tagjával, soha nincs kétsége, hogy a ψ a valóság leírása. Reálisnak tekinti, mivel invariancia tulajdonságokkal rendelkezik, mely tulajdonságok akkor ismerhetők meg, ha különböző jellegű kísérleteket végzünk. Ilyen invariancia tulajdonságok például a töltés, a tömeg, a spin és általában a kvantumszámok.

Számos helyen foglalkozik a kvantummechanika indeterminisztikus jellegével. A véletlen c. munkájában rámutat, hogy az okság nem azonos a determinizmussal, hanem csak azt jelenti, hogy „az egyik fizikai szituáció a másiktól függ". Márpedig ez igaz marad a kvantummechanikában is, csak „azok a megfigyelési objektumok, melyekre a kapcsolatot megköveteljük, mások: az elemi események valószínűségei, és nem maguk az egyes események". Külön tanulmány vizsgálja a klasszikus fizika determinizmusának kérdését. Ebben kiemeli, hogy a klasszikus elméletben is csak fikció a determinizmus, ahhoz, hogy a minden időpontbeli meghatározottságot megkövetelhessük tökéletesen pontos kezdeti feltételeket kell ismernünk, ami nyilvánvaló lehetetlenség.

Több cikk is vitába száll a kvantummechanika értelmezését vitató neves kortársakkal. Részletesen kifejti ellenvéleményét Schrödinger reményével szemben, mely szerint a részecske fogalma teljességgel kiküszöbölhető a fizikai leírásból. Foglalkozik Einstein aggályaival, aki az indeterminisztikus jelleg miatt sohasem tudott a valószínűségi leírás gondolatával megbarátkozni.

Az Európa és a tudomány c. tanulmány zárja a könyvet, melyben az európai civilizáció történetét a különböző energiahordozók használatával jellemzi. A fejlődés vége természetesen a nukleáris energia. Itt csendül ki a figyelmeztetés: „... minden ember kötelessége — kivétel nélkül mindenkié, nemcsak a politikai vezetőké —, hogy elkerüljük a katasztrófa felé vivő utat. Nekünk, fizikusoknak, folyton magyaráznunk és figyelmeztetnünk kell ...".

(yGy)

JAVORSZKIJ, B. M., DETLAF, A. A.:

FIZIKAI ZSEBKÖNYV

(Műszaki Könyvkiadó 1973. 1085 oldal)

A Szovjetunióban már több ízben megjelent könyv alapján készült kiadás a magyar nyelvű irodalom régi hiányosságát pótolja. A zsebkönyvnek nevezett, de viszonylag nagy terjedelmű műben helyet kap a klasszikus és modern fizika csaknem valamennyi olyan eredménye, amely megérett a közzétételre, és a differenciál, integrálszámításnál magasabb matematikai ismereteket nem kíván.

A fizika különböző fejezeteinek ismertetése az alapfogalmak definíciójával, és az alkalmazási terület körülhatárolásával kezdődik. A szerzők támaszkodnak az olvasóban már kialakult fogalmakra, egy szép és precíz axiomatikus felépítés ebben az esetben terjedelmes és felesleges lenne. A továbbiakban az alaptörvényeket és azok alkalmazását ismerhetjük meg. Általában meg-

figyelhető a lexikonszerű gondolatmenet; a fejezetekben előre haladva egyre mélyebb, részletesebb és nagyobb matematikai apparátust igénylő ismeretekre tehetünk szert. Akönyv olyan speciális területeket is érint, melyeket a közkézen forgó magyar nyelvű irodalom eddig elkerült.

Az első rész a klasszikus fizika alapjait tartalmazza (143 oldal). Ebben a részben olvashatunk többek között az analitikus mechanikáról és egy érdekes összefoglalást az egy szabadsági fokú rendszerek nem lineáris rezgéseiről. A „Termodinamika és molekuláris fizika alapjai" c. második rész (182 oldal) az ideális gázokkal és a termodinamika főtételeivel kezdődik. Ezt a kinetikus elmélet, a klasszikus és kvantumstatisztikák követik. Itt kap helyet a reális gázokról, a folyadékok és szilárd testek makroszkopikus tulajdonságairól, valamint az amorf anyagokról és a polimerekről szóló fejezet is.

A harmadik rész (40 oldal) hidrosztatikáról és hidrodinamikáról szól, érintve a hasonlóságelmélet alapjait. Az „Elektromosság és mágnesség" c. negyedik rész (316 oldal) a szokásos témákon kívül foglalkozik a kontaktjelenségekkel és a szupravezetéssel, valamint a magnetohidrodinamika alapjaival és a relativitáselmélettel. Az ötödik rész (196 oldal) a mechanikai és elektromágneses hullámok részletes ismertetését tartalmazza (többek között: geometriai optika, polarizáció, hőmérsékleti sugárzás, lumineszcencia).

A hatodik rész (204 oldal) több konkrét feladat megoldásával bevezeti a kvantummechanika elemeit. Az elektronhéj fizikáját az atommag ismertetése (csepp, héj és kollektív modell) követi, végül az elemi részek fizikájáról, az alapvető szimmetriatulajdonságokról olvashatunk.

A függelékben a fizikai mennyiségek mértékegységeit és az univerzális állandók értékeit találhatjuk. A könyv végén részletes tárgymutató van. Sajnos a szerzők irodalomjegyzéket nem adtak, pedig egyes érdekesebb fejezeteket az olvasó szívesen tanulmányozna alaposabban is.

A fentiekből látható, hogy a könyv elsősorban a fizikai ismeretek „tárháza", és ajánlható nemcsak a felsőoktatási intézmények hallgatóinak, hanem mérnököknek és fizikusoknak is.

(Mihály László)

A. MÜLLER:

QUANTUM MECHANICS: A PHYSICAL WORLD PICTURE

Akadémiai Kiadó Pergamon Press Oxford, Bp. 1974.

Fizika és filozófia kapcsolata oly régi, mint maga a fizika. A fizika — mint legáltalánosabb tárgyú természettudomány — fejlődése koronként új filozófiai kérdéseket vet fel, vagy régi kérdések új megválaszolását követeli meg. Fizika és filozófia hagyományos kölcsönkapcsolatába lényeges új elemeket hozott a kvantummechanika kialakulása. A kvantummechanika esetében ugyanis, magának a fizikai elméletnek a *fizikai* értelmezése fonódott össze elszakíthatatlanul a *filozófiai* értelmezéssel, olyannyira, hogy szinte nehéz meghúzni a határvonalat: meddig a *fizikai* és hol kezdődik a *filozófiai* interpretáció. Ez a helyzet minden bizonnyal nem egyszerűen a kvantummechanika sajátossága, hanem sokkal inkább a kvantummechanika kialakulástörténetének, a fizika történeti menetének következménye.

Müller Antal könyvének egyik fő érdeme, hogy a történetiséget szem előtt tartja: a kvantummechanika interpretációs problémáival úgy foglalkozik, hogy igyekszik feltárni a kvantummechanikának nemcsak a klasszikus fizikához, hanem a részecskefizikához való viszonyát is.

*

A könyv tárgyalásmódjának az a jellemzője, hogy nem filozófus, hanem fizikus megközelítésű. Értve ez alatt azt, hogy nem filozófiai tételeket akar bevinni a fizikába, hanem vizsgálati módszere mindig az, hogy a fizikából indul ki. Ez nem jelenti a filozófiai aspektus háttérbeszorulását, de jelenti, hogy tárgya, a kvantummechanika intern vizsgálatából fejti ki annak fizikai és filozófiai interpretációját. Közben sohasem veszti el szeme elől, hogy a fizikai (természettudományos) és a filozófiai általánosítási szint az absztrakció különböző fokozatai: sohasem lehet a természettudományból (a fizikából) direkt filozófiai általánosításokhoz eljutni. Célkitűzése korrektül nem is egy általános *filozófiai* világkép, hanem fizikai világkép megadása.

*

A 20 fejezetből álló könyv négy fő részre osztható. Először áttekintést ad a kvantummechanika alapvető interpretációs irányzatairól: de Broglie kezdeti interpretációs törekvéseiről, a koppenhágai értelmezésről, az ún. kauzális irányzatról és Fok interpretációjáról (1—5. fejezet). Szerző szerint a mikrofizikai megismerés kapcsán kialakult ismeretelméleti szituáció sajátosságainak a feltárása (ezt adja a második részben, 6—11. fejezetek) alapján lehet csak egy adekvát kvantummechanika interpretációt kidolgozni. Müller Antal saját interpretációja a Fok-féle felfogás továbbfejlesztésének, következetes végigvitelének tekinthető. (Ezt fejti ki a harmadik fő részben, 12—15. fejezetek.) Végül saját gondolatrendszerének a részecskefizikára való alkalmazhatóságával foglalkozik (negyedik rész, 16—20. fejezetek).

A tartalmi részleteket illetően: a könyv legeredetibb mondanivalója a mikrofizikában szereplő kölcsönhatástípusok rendszerezése. Megkülönböztet alapvető, belső kölcsönhatásokat (*A* típusú kölcsönhatás), amelyek stabilitásuk révén a mikrofizikai objektumok alapvető karakterének hordozói, a véletlen kölcsönhatásokat, (*B* típus), amelyek a kvantumfizika sajátos statisztikus jellegét adják meg. Az *A* és *B* típusú kölcsönhatások együttesét nevezi kvantumfizikai állapotnak, amely, mint potenciálisan lehetségest a tényleges állapotok (sajátállapotok egész sorát tartalmazza. Hogy a potenciálisan lehetséges állapotok közül melyik realizálódik, azt a harmadik (*C* típus) ún. mérési kölcsönhatás dönti el. A *B* és *C* típusú kölcsönhatások egyaránt külsők az adott objektumhoz viszonyítva, a mikrofizikai folyamatokban játszott szerepük szempontjából azonban különbözőségük áll előtérben. Így jut el a mérés kvantummechanikai szerepének vizsgálatához. Idevonatkozó fejtegetéseit tartjuk a könyv leglényegesebb mondanivalójának. E szerint — ellentétben az ortodox felfogással — a mérési kölcsönhatás nem oka a mikroobjektumok határozatlanságának, hanem éppen ellenkezőleg, csökkenti ezen objektumok a klasszikus állapotfogalom értelmében fennálló határozatlanságot, amennyiben olyan mértékig korlátozza a környezettel való kölcsönhatásukat, hogy bizonyos klasszikus paraméterek meghatározott értéket nyernek az objektumokon.

A kifejtés során elemzi a potenciálisan lehetséges, a véletlen makro és mikrofizikai szerepét, a klasszikus és a kvantumstatisztika vizsgálatát s.í.t.

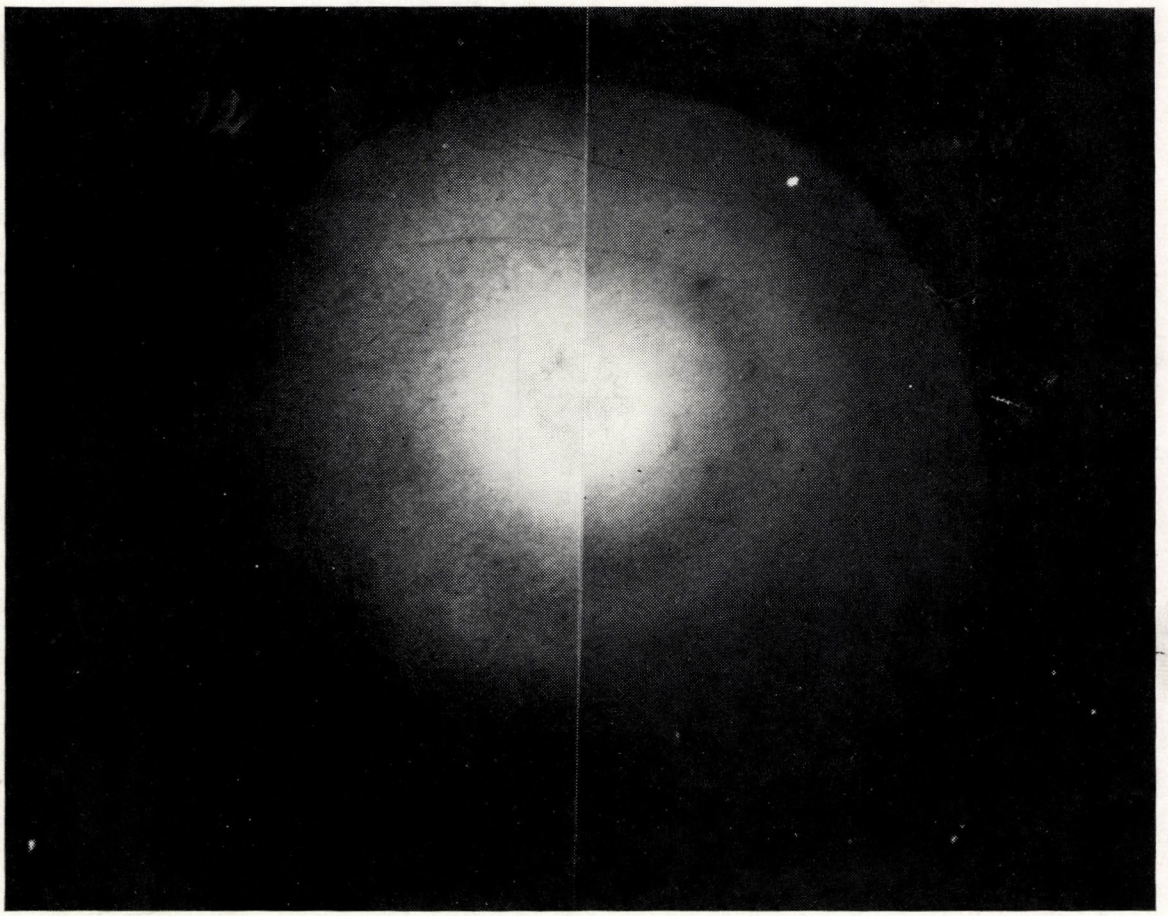
A könyv messzemenően számot tarthat nemcsak a filozófus, hanem a fizikus olvasók érdeklődésére is. A könyv először magyarul 1967-ben jelent meg az Akadémiai Kiadónál. Az első kiadás magyar visszhangja és Müller Antal munkássága iránti külföldi érdeklődés alapján helyesen döntött az Akadémiai Kiadó úgy, hogy 1974-ben a Pergamon Press-el közösen kiadták angol nyelven is.

Biró Gábor

A szerkesztésért felel: Turiné Frank Zsuzsa
Szerkesztőség: Budapest V., Anker köz 1. Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Távbeszélő: 227—040
A kiadásért felelős: Siklósi Norbert igazgató
Kiadja a Lapkiadó Vállalat, Budapest VII., Lenin körút 9—11. Levélcím: 1906. postafiók 223 Távbeszélő: 221—293
74.885 Akadémiai Nyomda, Budapest V., Gerlóczy utca 2. — Felelős vezető: Bernát György
Terjeszti a Magyar Posta. Előfizethető bármely postahivatalnál, a kézbesítőknél, a Posta hírlapüzleteiben és a Posta Központi Hírlap Irodánál (KHI, 1900 Budapest V., József nádor tér 1.) közvetlenül vagy postautalványon, valamint átutalással a KHI 215-96162 pénzforgalmi jelzőszámlára
Előfizetés egy évre 72,— Ft. Egyes szám ára 6,— Ft. Megjelenik havonta

fizikai szemle

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat lapja



1974/11

A szerkesztőbizottság elnöke:

Marx György

A szerkesztésért felelős:

Turiné Frank Zsuzsa

A szerkesztőbizottság titkára:

Berényi Dénes

Szerkesztőbizottság:

Balázs Béla, Barlai Katalin, Barta György, Bozóky László, Csekő Árpád, Dede Miklós, Fehér István Flórián Endre, Gaal István, Garay András, Groma Géza, Haiman Ottó, Hoffmann Tibor, Holics László, Károlyházy Frigyes, Keszthelyi Lajos, Kovács István, Mihály László, Schanda János, Soós Károly, Szigeti György, Tóth Eszter, Valkó I. Péter, Vermes Miklós

Címképünk:

Elektrondifrakció bemutatása külön e célra alakított katódsugárcső ernyőjén. A 4500V/6000V feszültséggel gyorsított elektronok szóródása az elektronágyúra szerelt kb. 50 Å vastag grafitrétegben következik be. *Haiman Ottó* (ELTE Atomfizikai Tanszék), *Balázs László* (Egyesült Izzó Kutató Laboratóriuma) és *Kollonits Ferencné* (MTA KKKI Szerkezetkutató Laboratóriuma) összeállítása. A felvételt *Csekő Árpád* készítette.
(Lásd a fizikatanári ankét beszámolóját)

TARTALOMJEGYZÉK

Kovács Károly Pál: A Sagnac kísérlet
Karvaly Béla: Membrán biofizika II.

A FIZIKA TANÍTÁSA

Csekő Árpád: A középiskolai fizika tanárok XVII. országos ankétja és kiállítása
Varga Ernő: Az anyagszerkezet tantárgy struktúrája és metodikai kérdései

VÉLEMÉNYEK

Jeszenszky Ferenc: Hozzászólás a természettudomány egybehangolt tanításának tervéhez

СОДЕРЖАНИЕ

К. П. Ковач: Опыт Саньяака
Б. Карвай: Мембранная биофизика II.

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

А. Чеке: XVII Съезд и выстчавка венгерских удителей по физике средних школ
Е. Варга: Вопросы структуры и методологии школьного курса по строению вещества

ОТЗЫВЫ И БЫРАЖЕНИЯ МНЕНИЙ

INHALT

K. P. Kovács: Das Sagnasche Experiment
B. Karvaly: Membran-Biophysik II.

UNTERRICHT DER PHYSIK

A. Csekő: XVII. Landestreffen und Lehrmittel-Ausstellung der Ungarischen Mittelschul-Physiklehrer
E. Varga: Fragen des Aufbaus und der Methodik einer Vorlesung »Struktur der Materie«

STELLUNGNAHMEN UND MEINUNGSÄUSSERUNGEN

CONTENTS

K. P. Kovács: The Sagnac Experiment
B. Karvaly: Membran biophysics II.

THE TEACHING OF PHYSICS

A. Csekő: Hungarian Secondary School Physics Teachers XVII. Meeting and Demonstration Apparatus Exposition
E. Varga: The content and methodology of a course on the structure of matter

OPINIONS

fizikai szemle

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

Alapította Eötvös Loránd 1891-ben Mathematikai és Physikai Lapok néven

XXIV. évfolyam 11. szám 1974. november

A SAGNAC-KÍSÉRLET

Kovács K. Pál

Budapest

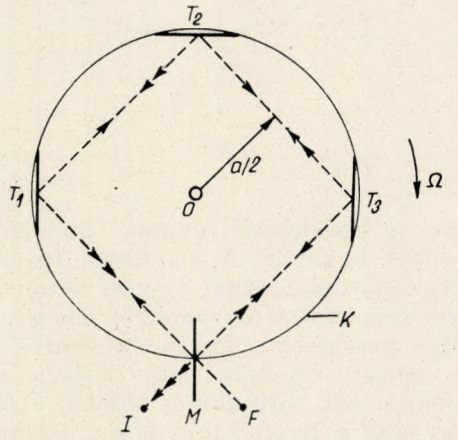
1. Bevezetés

A Sagnac-kísérlet, illetve általánosabban a Sagnac-típusú optikai kísérletek a mozgó fényúttal, vagy mozgó fényvezető közeggel végzett kísérletek — igen fontos — csoportját alkotják. A Sagnac-típusú kísérletek eredeti céljukat tekintve igen különbözőek voltak: *Sagnac* az éter létezését gondolta bizonyíthatónak; *Harres* az üveg törésmutatóját akarta mérni. Michelson és Gale a földnek a tengelye körüli forgási sebességét mérte. A legújabb időkben a Sagnac-elvnek felhasználásával lézeres giroszkóp készül. Érdemes tehát egységes szempontból összefoglalni a kérdés fizikai jelentőségét annál is inkább, mert e problémakörnek érdekes hazai vonatkozásai is vannak. Ugyanis az 1913-ban végrehajtott eredeti Sagnac-kísérlet és Harres által már 1911-ben elvégzett, de csak a doktori disszertációjában közreadott hasonló kísérlet mérési körülményei és pontossága nagyon nehézzé tették az egyértelmű értékelést. Ezért Laue, Nobel-díjas fizikus javaslatára — aki 1920-ban a jelenségek egységes elméletét adta — a német Zeiss-gyár anyagi segítségével P o g á n y Béla magyar fizikus ismételte meg a kísérletet 1926 és 1928. években. Pogány készüléke és az elért mérési pontosság szabatos kísérleti választ adott az előre megjósolt relativisztikus eredményekre. Pogány készüléke egyesítette a Sagnac és a Harres kísérleteket. Célszerűnek látszik a kísérlet leírásához a Pogány által használt elrendezést alapul venni.

2. A Sagnac—Harres—Pogány kísérlet elve

A kísérlet elvi elrendezését az *1. ábra* mutatja. A készülék forgatható K korong, amelynek kerületéhez a beírható négyzet sarokpontjain három tükör (T_1, T_2 és T_3) és az M félig áteresztő, félig tükröző lemez van hozzáerősítve. A tükrök síkja tangenciális, az M lemezé radiális. Az F együttforgó monokromatikus fényforrás fényét az M lemez két koherens nyalábra bontja. Az egyik nyaláb az óramutatóval egyező irányban (pozitív irány), a másik ellenkezőleg (negatív irányban) járja körül a sarok tükrök meghatározta $M—T_1—T_2—T_3—M$ fényutat, majd az M lemezen interferenciaképpé egyesül. Az I. együttforgó megfigyelő nézi, vagy fényképezi a megosztón keletkezett, csíkokból álló, interferenciaképet. Ha a korong az inerciarendszerben áll, akkor a fénynek a két irányban egyenlő hosszú utakat kell befutnia, nincs fáziskülönbség a rezgések között.

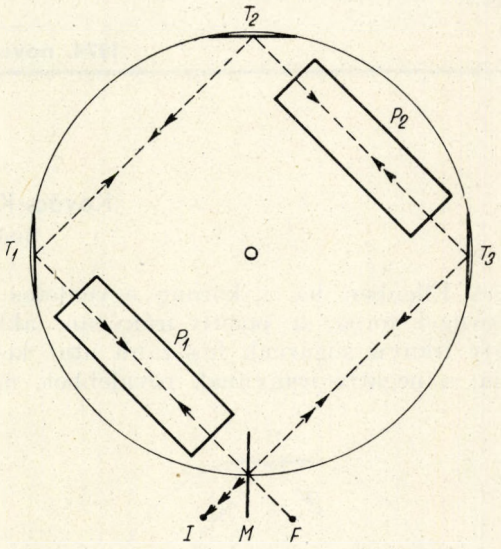
Első közelítésben a Földet tekintjük vonatkoztatási inerciarendszernek. A nyugalmi interferencia-csíkok jellemzőek az egyenlő befutási utakra. Ellenben ha a korong egyenletes szögsebességgel forog, a pozitív irányban, akkor a pozitív irányú sugárnak hosszabb utat kell befutnia, a negatív irányúnak rövidebbet, mint a



1. ábra

korong álló állapotában. Ugyanis ami alatt a fény az M pontból c sebességgel körülfut, az M pont is elmozdul a pozitív irányban és a befutási út meghosszabbodik. Ellentétes a helyzet a negatív irányú fénysugárnál, mert a c sebességű fénysugár körülfutási ideje alatt az M pont kis távolsággal szemben futott és a negatív befutási úthossz megrövidül. A pozitív irányú sugár a hosszabb utat több idő alatt teszi meg, mint a negatív sugár a rövidebb utat. A két sugár megérkezési helyén az M lemeznél a két fényrezgés különböző fázisú lesz, amit az interferencia csíkok eltolódása jelez. Látni fogjuk, hogy a csíkeltolódás mértéke megadja a korong szögsebességét. Sagnac kísérletében a fény az útját a megosztó és a tükrök között levegőben (gyakorlatilag egyenértékű a vákuummal) tette meg; Harres kísérletében a fény üvegprizmákban futott körül. Fontos már itt leszögezni, hogy az F fényforrás és a külső megfigyelő helyzete érdektelen a kísérlet eredménye szempontjából. Ugyanis a kísérlet csak az M lemeznél kezdődik és ott is fejeződik be. Ami ezenkívül van az nincs befolyással az eredményre.

Sagnac együttforgó fényforrást és fényképezőgépet használt. Pogány, hogy a fényforrás intenzitását növelhesse, nyugvó lámpát használt, amelynek a fényét a készülék üreges tengelyén át vezette a koronghoz. Az interferencia csíkokat együttforgó fényképezőgép rögzítette.



2. ábra

Harres a kísérleténél nyugvó fényforrást és megfigyelést használt. A fényforrás fénye azonban csak félfordulatonként egyszer került a fénymegosztó prizmára és ugyanakkor lehetett a sáveltolódást megfigyelni. Pogány a Harres kísérletet oly módon ismételte meg, hogy a négyzet alakú fényút két párhuzamos oldalán a fény útjába egy-egy, a forgó koronghoz erősített üveghasábot helyezett (lásd *2. ábrát)*. Mielőtt Pogány mérési eredményeit ismertetnénk szükséges az alapvető elméleti összefüggések ismertetése.

3. Elvi összefüggések

A következőkben Pogány kísérleteit és jól áttekinthető kísérleti eszközeit vesszük alapul. Ezzel ugyan az általánosság rovására — egyetlen kísérleti elrendezés esetére — adjuk a jelenségek szabatos magyarázatát, amelyből viszont nem lesz nehéz a továbbiakban általánosabb összefüggésekre jutnunk. Sagnac-típusú készülékekben a tényleges fényforrásnak és a tényleges megfigyelőnek a megosztólemezt kell tekinteni, hiszen innen indul el mindkét koherens sugár és itt egyesül. Minthogy a saroktükrök és a megosztó mereven együttmozognak, ezért a monokromatikus fény frekvenciája a tükrözések és a forgás ellenére állandó marad. Pogány kísérleteinél a fényút négyzet alakú volt és a forgási pont egybeesett a négyzet mértani középpontjával (lásd *1.* és *2. ábrákat)*. Ha a készülék Ω állandó szögsebességgel forog, akkor a fényút minden pontjának egyező a fényirányú (tangenciális) sebessége és pedig:

$$v = \frac{a}{2}\Omega \tag{1}$$

ahol a a négyzet oldalhossza. A fényút teljes nyugalmi (mértani) hossza

$$l = 4a$$

Tegyük fel, hogy a fényút a korong forgása következtében a pozitív irányban Δl^+ értékkel meghosszabbodott. Ezt a fényút növekedést a következőképpen számíthatjuk: legyen az az időtartam, ami alatt a fény a meghosszabbodott útvonalat befutja t^+. Akkor a teljes befutási hossz a pozitív irányban

$$l^+ = l + \Delta l^+ = ct^+ \tag{2}$$

Másrészről az M pont ezalatt az idő alatt a fény irányában

$$\Delta l^+ = vt^+ \tag{3}$$

távolsággal mozdul el. A (2), (3) összefüggésekből t^+ (pozitív irányú befutási idő), illetve Δl^+ (pozitív irányú fényút meghosszabbodás) kiszámítható és a következő eredményt hozza:

$$t^+ = \frac{l}{c - v} \tag{4}$$

ill.

$$\Delta l^+ = \frac{vl}{c - v} \tag{5}$$

Hasonlóan számítjuk a teljes befutási út hosszat a negatív irányban:

$$l^- = l - \Delta l^- = ct^- \tag{6}$$

és

$$\Delta l^- = vt^- \tag{7}$$

A (6) és (7) egyenletekből

$$t^- = \frac{l}{c + v} \tag{8}$$

és

$$\Delta l^- = \frac{vl}{c + v} \tag{9}$$

A két ellentétes fénysugár frekvenciája egyező, ellenben az M pontban a rezgések különböző fázissal érkeznek. A csíkeltolódás ezt a fáziskülönbséget mutatja. A fáziskülönbséget kétféleképpen határozhatjuk meg és pedig:

a) a fénybefutási idők különbsége és a fény rezgésszámának szorzataként.

b) a fény befutási utak különbsége és a fény hullámhossza hányadosaként.

Nézzük először a befutási idők különbségét. A (4) és (8) egyenletekből:

$$\Delta t = t^+ - t^- = \frac{l}{c - v} - \frac{l}{c + v} = \frac{2lv}{c^2 - v^2} \tag{10}$$

Minthogy $c^2 \gg v^2$, ezért a nevezőben v^2 elhanya-

golható c^2-hez képest és így a fényidők különbsége

$$\Delta t = \frac{2lv}{c^2} \tag{11}$$

az interferencia csíkeltolódás

$$\Delta z = f \Delta t \tag{12}$$

ahol f az alkalmazott monokromatikus fény rezgésszáma. A fény rezgésszámát kifejezzük a fénysebességgel és hullámhosszal (vákuumban).

$$f = c/\lambda \tag{13}$$

A (11), (12) és (13) egyenletek alapján a csíkeltolódás

$$\Delta z = \frac{2lv}{\lambda c} \tag{14}$$

A sáv eltolódást kiszámítjuk a fényutak különbségéből is. Felhasználjuk a (2), (5), (6) és (9) egyenleteket; a fényutak különbsége:

$$\Delta l = l^+ - l^- = (l + \Delta l^+) - (l - \Delta l^-) = \tag{15}$$
$$= \Delta l^+ + \Delta l^-$$

vagyis

$$\Delta l = \frac{vl}{c - v} + \frac{vl}{c + v} = \frac{2lv}{c} \tag{16}$$

ahol v^2-et már elhanyagoltak c^2-hez képest. A sáveltolódás mértéke (fáziskülönbség):

$$\Delta z = \frac{\Delta l}{\lambda} = \frac{2lv}{\lambda c} \tag{14-1}$$

3.1 A Harres-kísérlet elve

E kísérletnél a feltételek hasonlóak Sagnac kísérletéhez, csak a fény együttmozgó (a forgó koronghoz erősített) üveghasábokban (prizmákban) fut. Tételezzük fel, hogy a teljes fényutat üveghasábok alkotják. A nyugvó megfigyelő a fény fázissebességének értékét a pozitív irányban a következőnek találja

$$c_f^+ = \frac{c}{n} + v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \tag{17}$$

ahol n az üveg törésmutatója.

A negatív irányban

$$c_f^- = \frac{c}{n} - v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \tag{18}$$

A teljes fényút a pozitív irányban:

$$l^+ = l + \Delta l^+ = c_f^+ t^+ \tag{19}$$

és

$$l^- = l - \Delta l^- = c_f^- t^- \tag{20}$$

De mivel

$$\Delta l^+ = vt^+ \tag{21}$$

és

$$\Delta l^- = vt^- \tag{22}$$

ezért az utóbbi négy egyenletből

$$\Delta t = t^+ - t^- = \frac{l}{c_f^+ - v} - \frac{l}{c_f^- + v} \tag{23}$$

A (17), (18) és (23) egyenletek felhasználásával

$$\Delta t = \frac{l}{\frac{c}{n} - \frac{v}{n^2}} - \frac{l}{\frac{c}{n} + \frac{v}{n^2}} \tag{24}$$

$$\Delta t = l \frac{\frac{c}{n} + \frac{v}{n^2} - \frac{c}{n} + \frac{v}{n^2}}{\left(\frac{c}{n}\right)^2 - \left(\frac{v}{n^2}\right)^2} \tag{25}$$

illetve v^2 elhanyagolásával

$$\Delta t = \frac{2lv}{c^2} \tag{26}$$

Arra a nevezetes eredményre jutottunk, hogy a fény befutási idők különbsége független attól, hogy a fény vákuumban (gyakorlatilag levegőben), vagy üvegben teszi-e meg az útját. Minthogy a fény frekvenciája változatlan marad akár levegőben, akár fénytörő közegben fut (feltéve, hogy a fénytörő közeg és a fényforrás egymáshoz képest nyugalomban vannak) az interferencia csík eltolódást a (12) képlet alapján számíthatjuk. Eszerint a (26) egyenlet felhasználásával

$$\Delta z = f \Delta t = \frac{2lv}{\lambda c} = \frac{2l}{\lambda}\left(\frac{v}{c}\right) \tag{14-2}$$

Megállapíthatjuk, hogy a Sagnac-típusú merev fényutas kísérleteknél — amennyiben a készülék fényútirányú sebessége minden pontban azonos — a sáveltolódás mértéke arányos a fényút hosszával (l) és a készülék fényút-irányú sebességével (v). Itt lehet megemlíteni, hogy Harres-helytelenül — azt gondolta, hogy a tapasztalt sáveltolódást az üvegnek a vákuumtól (levegőtől) eltérő törésmutatója okozza. Később Harzer, Einstein és Laue korrigálták Harres eredményeit. Harres, aki fiatalon meghalt, nem vehetett részt mérési eredményeinek helyes fizikai értékelésében.

A következőkben kiszámítjuk a fényutak különbségét is; a (15) egyenletből a fényutak különbsége

$$\Delta l = \Delta l^+ + \Delta l^-$$

A (21), (22) és (23) összefüggések felhasználásával

$$\Delta l = vl\left[\frac{1}{\frac{c}{n} - \frac{v}{n^2}} + \frac{1}{\frac{c}{n} + \frac{v}{n^2}}\right]$$

Utóbbiból v^2 elhanyagolásával

$$\Delta l = \frac{2lvn}{c} \tag{14-a}$$

Az úthosszkülönbségben már szerepel a törésmutató. Természetesen, ha a sáveltolódást a fényutak különbségéből számítjuk, akkor is a (14-2) egyenlethez jutunk.

A (14-2) egyenletben a v/c viszonyszámot zárójelbe tettük annak hangsúlyozására, hogy a Sagnac-típusú kísérleteknél a hatás (a sáveltolódás mértéke) a v/c viszonyszám első hatványával arányos (elsőrendű effektus). Azt is láttuk, hogy a kísérlet eredménye szempontjából mindegy, hogy a fény vákuumban (levegőben), vagy fénytörő közegben fut. Ez a tény egyúttal azt is jelenti, hogy a kísérlet szempontjából közömbös, hogy a fényút egyrésze üveg és másik része levegő. Ennek tudatában választotta Pogány a *2. ábrán* látható elrendezést a Harres kísérlet megismétlésekor, ahol a fény részben levegőben, részben üvegben teszi meg útját.

A (14) alapvető összefüggést a Pogány kísérletből kiindulva vezettük le. E kísérletnél ahol a fénypálya négyzet, a készülék minden pontjának fényútirányú sebessége azonos és egyenlő v-vel. Hasonló fizikai feltételeket kapunk, ha a fényút körbeírható szabályos sokszög, vagy kör feltéve, hogy a forgási központ egybeesik a szabályos sokszög, vagy kör mértani középpontjával. Amint látni fogjuk ezeket a feltételeket el lehet hagyni és a sáveltolódást általánosabban is fogalmazhatjuk.

3.2. *A sáveltolódás általános egyenlete*

A (14) egyenletet az (1) összefüggés felhasználásával a tudományos irodalomban jobban ismert formába hozzuk. Minthogy $v = \frac{a}{2}\Omega$, ezért a (14) egyenlet szerint

$$\Delta z = \frac{2l}{c\lambda}\frac{a}{2}\Omega = \frac{(la)\,\Omega}{c\lambda} \qquad (27)$$

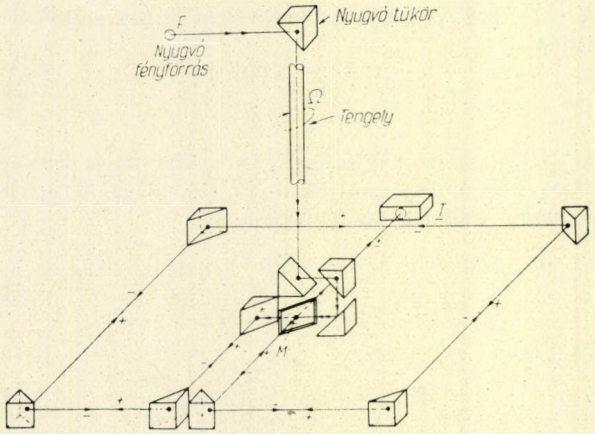
De minthogy $la = 4a^2 = 4F$; a fényút által befogott négyzet területének a négyszerese, ezért a csíkeltolódás egyenletét a következőképpen is írhatjuk:

$$\Delta z = \frac{4F\Omega}{c\lambda} \qquad (28)$$

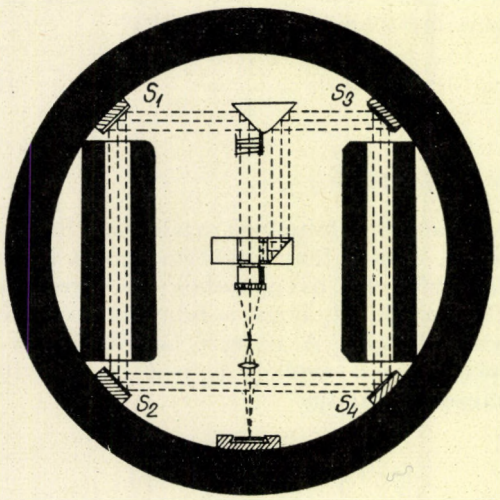
A 9. fejezetben megmutatjuk, hogy a (28) egyenlet általánosabb, mint a (14) összefüggés, mert tetszésszerinti alakú merev fényút esetén is igaz és a forgási középpont helye is szabadon választható, lehet a fényút felületén kívül is. A teljesség kedvéért megjegyezzük, hogy eddig hallgatólag feltételeztük, hogy a fényút síkidom és a fényút síkja merőleges a forgási tengelyre. Ha a fényút egésze, vagy egyes részei a forgási tengellyel 90°-tól eltérő térszöget zárnak be, akkor az F felületen, a fényút által bezárt idomnak a forgási tengelyre merőleges síkon való derékszögű vetületét kell érteni.

4. A Pogány-kísérletek

A Pogány-kísérleteknek elvi elrendezését az *1.* és *2. ábrák* mutatták. A kivitelezett kísérlet abban különbözött az elvi vázlattól, hogy a fénymegosztó lemez nem a kerületen foglalt helyet, és — amint már említettük — a fényforrás nyugalomban volt és a fényét megfelelő optikával lehetett az üreges tengelyen át a forgó készülékbe vezetni. A *3. ábrán* láthatjuk a prizma és tükörrendszer, illetve a fényút axonometrikus képét. A jobb áttekinthetőség érdekében a fényirányító prizmákat egymástól kis távolságra ábrázoltuk; valóságban a készülék közepén levő prizma-rendszer egyetlen blokkot alkotott. A valódi körülményeket érzékelteti a *4. ábra*, amely a fényutat felülnézetben mutatja és amelyet Pogány 1928-ban írt dolgozatából vettünk.



3. ábra



4. ábra

Az axonometrikus képen jól látszik, hogy a fény-megosztás a forgási tengellyel koaxiálisan történik és a megosztott sugarak mindegyikének van sugárirányú szakasza is. Minthogy ezeken a szakaszokon a fényút a mozgás irányára merőlegesen halad, a forgásnak e szakaszokon a fényút hosszára nincs befolyása.

E kísérleteknél a fény hullámhossza $\lambda = 5{,}46 \times \times 10^{-7}$ m volt; A négyzet alakú fényút felszíne $F = 0{,}1178$ m^2 és a szögsebesség $\Omega = 157{,}43$ rad/sec volt. Ezekkel az adatokkal a sáveltolódás

$$\Delta Z = \frac{4 \times 0{,}1178 \times 157{,}43}{3{,}10^8 \times 5{,}46 \times 10^{-7}} = 0{,}453$$

Pogány a leolvasást és a mérés pontosságát azáltal kétszerezte, hogy a készüléket egyszer jobbra, egyszer ellenkezőleg hajtotta és a fényképezőgéppel az interferencia csíkeltolódás két szélső helyzetét rögzítette. Nem érdektelen megjegyezni, hogy Sagnac eredeti kísérleténél a várható egyoldalú sáveltolódás 0,07 volt, vagyis a mérési pontosság kb. egy nagyságrenddel volt rosszabb, mint Pogány kísérleténél. Pogánynak nagyon sok technológiai nehézséggel kellett megküzdenie, amíg a készülék végleges alakot öltött. Ugyanis a gyors forgás közben előálló rázások és tehetetlenségi hatások igen merev, egyetlen blokként forgó készüléket kívánnak. Csodálatra méltó az a kitartás, amellyel Pogány végre is úrrá lett a helyzeten. Nem szabad elfelejteni, hogy interferenciás optikai kísérletek nagyon érzékenyek relatív elmozdulásokra. Sagnac típusú kísérleteket tulajdonképpen azért lehet egyáltalában végrehajtani, mert a két koherens sugárnak ugyanazt a pályát kell befutnia. Így mechanikai elmozdulások, hődilatáció egyformán hat mindkét sugár útjára és az útkülönbség gyakorlatilag állandó marad. A nyugalmi úthosszak egyenlőségét pedig természetes módon az a körülmény biztosítja, hogy a fénymegosztás és az újraegyesítés egyazon ponton történik. Nem érdektelen megemlíteni, hogy Pohl híres kísérleti fizika könyvében és valószínűleg Pohl után a magyar Természettudományi Lexikonban a Sagnac kísérletnek olyan — elvileg helytelen — leírását találjuk, ahol a fénymegosztás és egyesítés a fényútnak egymással átellenes pontjain történik.

Pogány első kísérletét 1925—1926-ban a jénai ZEISS-gyárban, a gyár teljes anyagi és műszaki támogatásával végezte. Ez a kísérlet volt a Sagnac-kísérlet szabatos megismétlése. A készüléket a kísérlet sikeres befejezése után Budapestre szállították, ahol a Budapesti Műszaki Egyetem (akkoriban József Nádor Műegyetem) Fizikai Intézetében állítottak fel. 1928-ban Budapesten ismételte meg Pogány a Harres-kísérletet. Ezek a kísérletek 1% pontossággal igazolták a (28) egyenletből számítható interferencia csíkeltolódás értékét.

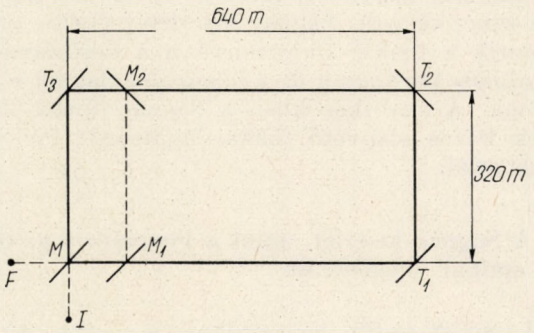
Nagyon nagy kár, hogy ez a fizika történetében fontos készülék nem maradt meg. A szerzőnek néhány évvel korábbról származó értesülése szerint a készülék állványa megtalálható a volt Fizikai Intézet pincéjében.

Határozottan érdemes lenne — esetleg fizika-matematika szakközépiskolák segítségével — a készüléket, múzeum számára, modell formájában rekonstruálni. Hasonlóképpen érdemes lenne történelmi távlatból megtudni és kinyomozni, hogy miért és milyen körülmények között kérték fel Pogány Bélát e fontos kísérletsorozat megismétlésére. Szép feladat a tudománytörténet hazai művelői számára.

5. A Michelson—Gale-kísérlet

Michelson már 1904-ben felismerte a később Sagnac nevéhez fűződő elvet és javaslatot tett olyan interferométeres optikai kísérletre, amellyel a földnek tengelye körüli forgását lehet kimutatni.

Laue 1911-ben feleleventette Michelson gondolatát és a várható csíkeltolódás képletét [lásd (28) egyenletet] többek között a relativitási elv alapján is levezette. Michelsonnak 20 évig kellett várnia, amíg nagy anyagi ráfordítást igénylő kísérletét meg tudta valósítani. 1925-ben, tehát körülbelül egyidőben Pogány kísérletsorozatával, Michelson és Gale, Chicago közelében végrehajtotta nagy jelentőségű kísérletét. A fényutat kb. 2 km hosszúra választották (lásd *5. ábrát)*, amely $F = 205\,000\ \mathrm{m}^2$ felületet fogott körül. Ennek szükségességét könnyű érzékelni, hiszen a csíkeltolódás az $F\Omega$ szorzattal arányos. Minthogy a föld tengelye körüli szögsebessége igen kicsi ($\Omega = 7{,}25 \times 10^{-5}$ rad/sec), ezért a fénypálya felszínét kellett megnövelni. A légmozgás zavaró hatásának elkerülésére a fényt vákuum alatt álló csövekben vezették.



5. ábra

Az 5. ábrán láthatjuk, hogy az M féligáteresztő lemez — hasonlóan a Sagnac-kísérlethez — az F fényforrás fényét két koherens nyalábra osztja és ezen a lemezen lehetett az interferencia képet észlelni. Minthogy a földet forgásában megállítani nem lehet, az interferenciakép nullvonalát úgy állították elő, hogy a fény útjába helyezték az M_1 és M_2 féligáteresztő lemezeket. Az M—M_1—M_2—T_3—M fényút felületét olyan kicsire választották, hogy a kis szögsebesség mellett ezen a fényúton kapott interferenciaképet lehetett alapvonalnak használni.

Meg kell említeni, hogy a Michelson—Gale kísérletnél a fényút forgási tengelye a fényút felületén kívül esik, ami a (28) egyenlettel adott összefüggést nem befolyásolja. Ugyanakkor a fényút síkja nem merőleges a föld tengelyére (a kísérlet forgási tengelyére) és ezért csak a fényútnak a föld tengelyére merőleges vetületét kell a (28) egyelet szempontjából aktív felszínnek tekinteni. Ha a mérést történetesen az északi vagy a déli sarkon végeznénk, nem kellene korrekciót alkalmazni, mert a fénypálya síkja merőleges lenne a forgási tengelyre (a föld tengelyére). Ellenben, ha a Michelson—Gale kísérletet az egyenlítőn akarnánk elvégezni az eredmény nulla lenne, mert akkor a fénypálya síkja párhuzamos a forgási tengellyel.

Michelson és Gale a kísérletét Chicago közelében a 41° 40′ szélességi fokon végezték. Ennek megfelelően a sáveltolódás:

$$\Delta z = \frac{4\Omega F \sin 41^\circ 40'}{\lambda c}$$

Michelson által használt fény hullámhossza $\lambda = 5{,}7 \cdot 10^{-7}$ m volt és minthogy $\Omega = 7{,}25 \cdot 10^{-5}$ rad/sec ezért a sáveltolódás:

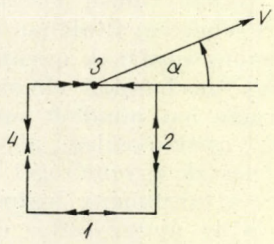
$$\Delta z = \frac{4 \cdot 7{,}25 \cdot 10^{-5} \cdot 2{,}05 \cdot 10^{5} \cdot 0{,}665}{5{,}7 \cdot 10^{-7} \cdot 3 \cdot 10^{8}} = \frac{59{,}4}{171} 0{,}665 = 0{,}23$$

Ekkora sáveltolódást még kellő pontossággal meg lehetett figyelni és a mérések kb 3%-ra megadták a Föld forgási sebességét. Michelson soha nem javasolt a Földhöz képest forgatható interferométeres kísérletet, ezért az elsőként általánosan ismertté vált Sagnac kísérletet (1913—1914) tekintik a fizikai tudományban a kérdéscsoport kiindulási pontjának és a jelenséget Sagnac-effektusnak. A következőkben a Sagnac-típusú kísérletek közös alapvető fizikai sajátságát kívánjuk ismertetni.

6. A Sagnac-kísérlet, mint a Foucault-ingakísérlet optikai megfelelője

A sáveltolódás ismeretében a merev tükörrendszer forgási sebességét egyértelműen tudtuk meghatározni, amit a (28) egyenlet juttat kifejezésre. Ezt a mérést a külvilágtól elzártan lehet végezni. A megfigyelő és fényforrás együtt forghatnak a készülékkel és ha az egész forgó rendszert a külvilágtól elzártan állítjuk fel a megfigyelő az interferencia képből akkor is meg tudja állapítani, hogy készüléke az inerciarendszerben forog-e, vagy sem. A sáveltolódás mértékéből megállapíthatja a forgási szögsebességet anélkül, hogy a külvilággal kapcsolata lenne. A helyzet — mutatis mutandis — hasonló a Foucault-ingakísérlethez. Ez a mechanikai kísérlet azon alapszik, hogy az inga a lengési síkját megtartja és ezért alkalmas arra, hogy a külvilágtól elzártan megállapítsa annak a testnek a forgását, amelyen fel van függesztve. Foucault az ingakísérletét a föld tengelye körüli forgásának kimutatására mutatta be; ezért a Sagnac-típusú kísérletek közül a Michelson—Gale kísérletet tekintjük a Foucault ingakísérlet optikai megfelelőjének. Azokat a mechanikai kísérleteket, amelyek zárt térben, a külvilágtól elzártan ki tudják mutatni egy testnek az egyenes vonalú mozgástól való eltérését, black-box kísérletnek nevezik. Az észlelt mozgást pedig abszolút mozgásnak, mert nem kell a mozgást más testhez viszonyítani. A merev fényutas Sagnac-kísérlet black-box mérés, mert alkalmas a forgás tényének megállapítására, és a forgás szögsebességének a mérésére anélkül, hogy a megfigyelőnek, vagy a berendezés bármely részének a külső világgal kapcsolata lenne. A transzlációt az inerciarendszerhez képest semmiféle mechanikai black-box méréssel kimutatni nem lehet. Ha a transzlációt észlelni kívánjuk ki kell kukkantani a black-boxból és az inerciarendszerben nyugvó tárgyhoz viszonyítani a mozgást (relatív mozgás).

A transzlációt a Sagnac készülékkel sem lehet a külvilágtól elzártan kimutatni. Ezt legegyszerűbben megint Pogány készülékét alapul véve láthatjuk be, de a 9. fejezetben bebizonyítjuk általános fényút esetén is. A *6. ábrán* látható a fényút rajza; a négyzet oldalait 1, 2, 3 és 4 számokkal jelöltük. Kérdés, hogy ha a merev fényút a v irányban v sebességgel transzlációt végez, lehet-e a két koherens sugár között befutási időkülönbség? Feltételezzük, hogy a készülék az inerciarendszerhez képest nem forog. Könnyű érzékelni, hogy a páronként párhuzamos 1 és 3, ill. 2 és 4 oldalak mentén a pozitív és negatív fényutak időtartama egyezően változik a nyugvó megfigyelő szemében. Ugyanis, ha pl. a pozitív sugár (kettős nyíl) az 1-es oldalt $t_1 - \Delta t_1$ idő alatt futja be, akkor a negatív sugárnak (egyszerű nyíl) a 3-as oldal befutására ugyancsak $t_3 - \Delta t_3^- = t_1 - \Delta t_1^-$, időre van szüksége, hiszen a párhuzamos oldalak fényirányú sebessége azonos és egyenlő $v \cos \alpha$-val. A negatív sugár az l oldalt $t_1 + \Delta t_1^+$ és a pozitív sugár a 3 oldalt ugyancsak $t_3 + \Delta t_3^+ = t_1 + \Delta t_1^+$ idő alatt futja be. Hasonló a helyzet a 2 és a 4 oldalak viszonylatában. Vagyis a kétirányú befutási idők páronként egyenlők és a különbségük a kerület mentén nullát ad; interferencia sáveltolódást a transzláció következtében nem keletkezhet.



6. ábra

A Sagnac-kísérlet a mechanikai black-box kísérletekhez hasonlóan csak a forgást (vagyis az egyenes vonalú mozgástól való eltérést) érzékeli és nem tudja megállapítani, hogy a készülék végez-e transzlációt az inerciarendszerben vagy sem.

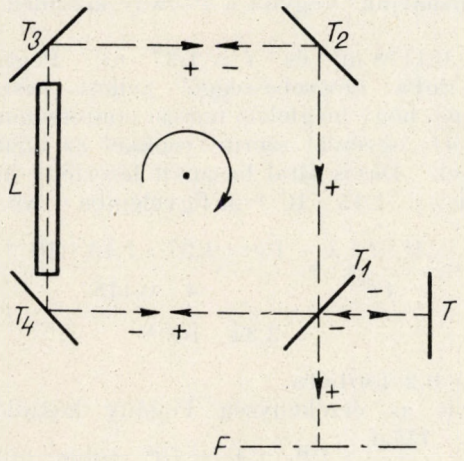
7. Lézeres kísérletek

A lézer megjelenése az optika sok területén, de más összefüggésekben is forradalmi változást hozott; ezúttal vált először lehetségessé nagy intenzitású koherens fényt fényforrásban előállítani. A lézeres Sagnac kísérlet igen nagy érzékenysége miatt új lehetőségeket hozott és gyakorlati alkalmazást is talált az ún. lézergiroszkóp formájában. Ezekkel a kérdésekkel kívánunk a következőkben foglalkozni. Természetes gondolatnak látszik, hogy

lézerfényt alkalmazzunk a Sagnac-kísérlet esetében is. Ha a lézert egyszerűen a klasszikus fényforrás helyett használjuk, nem vitatható, hogy sokkal élesebb interferenciaképet és jobb leolvasást kapunk. A csíkeltolódás mértéke azonban továbbra is a (28) egyenlettel meghatározott szinten van és így az érzékenységnek valamiféle döntő változását nem várhatjuk. A Sagnac típusú kísérleteknél az interferométer passzív eszköz, amely a két egyező frekvenciájú koherens fény rezgésének a fáziskülönbségét méri. Döntően újat hozott az a felismerés, hogy a zárt fényutat lehet a — minden lézerjelenséghez szükséges — rezonátorüregként felhasználni. Ekkor a Sagnac-készülék maga a lézer fényforrás elválaszthatatlan része. Macek és Davis ennek az új elvnek első gyakorlati alkalmazói 1963-ban közölték eredményeiket.

7.1. *Macek és Davis kísérlete*

A 7. *ábrán* látjuk Macek és Davis készülékének az elvét. Az elrendezés hasonló a Pogány kísérlethez. A forgatható alapra helyezett saroktükrök a négyzet alakú fényút négy sarkán helyezkednek el. Fényforrásként a T_2 és T_3 tükrök közé épített Helium-Neon gázlézer szolgál. A T_2, T_3 és T_4



7. ábra

tükröket lehetőleg tökéletes visszaverő felülettel készítik, amíg a T_1 tükör a fényenergia kis hányadát (0,1%) engedi át. A T_1 tükröt a pozitív és a negatív sugár egymáshoz képest 90°-os szögben hagyja el. A negatív sugarat a T tükör visszaveri és a két sugarat a T_1 tükör párhuzamossá teszi. A párhuzamos sugarak az F fotokatódra esnek, ahol a tulajdonképpeni mérés történik. A (7.4) fejezetben részletesen foglalkozunk a mérés fizikájával; itt csak annyit említünk előre, hogy a lézeres készülékben a pozitív és a negatív sugár frekvenciája különböző és a fotokatód segítségével mérjük a frekvenciák különbségét, vagyis a lebegési frekvenciát — amely arányos a készülék Ω szögsebességével.

7.2. *A körlézer elve*

A zárt négyzet alakú fényút a lézer üregrezonátora. Minthogy a lézerfény az óramutatóval megegyező és azzal ellenkező útvonalon is halad, két független lézerhullámot kapunk a pozitív és a negatív irányban, amelyek egymástól függetlenül rezeghetnek. Ha a gázcső lézer állapotban van, akkor a zárt rezonáns üreg hossza (l) a lézerfény hullámhosszának (λ) egész számú többszöröse ($l = K\lambda$) ahol a K egészszám. Ha az l hosszúságú rezonáns üreget például kicsiny Δl hosszal megnöveljük, akkor a hullámok száma, amelyet a lézerállapot meghatározott, nem változhat és így a fény hullámhosszának az eredeti λ értékről $\lambda + \Delta\lambda$-ra kell megnövekednie.

Ugyanakkor a lézerfény rezgésszáma az eredeti f értékről $f - \Delta f$-re változik. Következésképpen az új üregrezonátorra felírhatjuk:

$$(\lambda + \Delta\lambda)\,(f - \Delta f) = c \tag{29}$$

Minthogy a lézerállapot feltétele szerint:

$$l + \Delta l = K(\lambda + \Delta\lambda) \tag{30}$$

ezért a (29) és (30) egyenletek felhasználásával kapjuk, hogy

$$\frac{l + \Delta l}{K}\,(f - \Delta f) = c \tag{31}$$

De minthogy $\frac{l}{K} f = \lambda f = c$ és ha a $\frac{\Delta l \cdot \Delta f}{K}$ másodrendűen kicsiny mennyiséget elhanyagoljuk, következik;

$$\frac{f \cdot \Delta l}{K} - \frac{\Delta f \cdot l}{K} = 0 \tag{32}$$

és végül

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{\Delta f}{f} \tag{33}$$

A frekvencia viszonylagos megváltozása egyenlő az üregrezonátor hosszának a (fényútnak) viszonylagos megváltozásával.

7.3. *A lebegési frekvencia*

Ezt a körülményt használta ki Macek és Davis a körlézeres Sagnac készülékben. Ugyanis amíg a készülék áll, a pozitív és negatív üregrezonátor egyenlő hosszú és a két lézersugár hullámhossza, ill. frekvenciája egyenlő. Ha ellenben a készüléket a pozitív irányban forgatjuk, akkor hasonlóan a Sagnac kísérletekhez a rezonáns üreg (a fényút) a pozitív irányban

$$\Delta l^{+} = \frac{vl}{c - v} \tag{5-1}$$

és a negatív irányban

$$\Delta l^{-} = \frac{vl}{c + v} \tag{9-1}$$

távolsággal meghosszabbodik, ill. megrövidül. Következésképpen a pozitív irányú sugár rezgés-

száma le fog csökkenni, a negatív irányúé megnő. A (28), (5-1) és (9-1) egyenletek alapján

$$\frac{\Delta l^+}{l} = \frac{v}{c-v} = \frac{\Delta f^+}{f} \tag{34}$$

és

$$\frac{\Delta l^-}{l} = \frac{v}{c+v} = \frac{\Delta f^-}{f} \tag{35}$$

A pozitív irányú üregrezonátorban a lézerfény frekvenciája:

$$f^+ = f - \Delta f^+ \tag{36}$$

a negatív irányú üregrezonátorban

$$f^- = f + \Delta f^- \tag{37}$$

Minthogy a fotokatód segítségével az f^+ és f^- frekvenciák különbségét, a lebegési frekvenciát lehet mérni, ezért kiszámítjuk ennek értékét. A lebegési frekvencia egyenlő

$$\Delta f = f^+ - f^- = (f - \Delta f^+) - (f - \Delta f^-) = \\ = -(\Delta f^+ + \Delta f^-) \tag{38}$$

A (34), (35) és (38) egyenletek felhasználásával:

$$\left|\frac{\Delta f}{f}\right| = \left|\frac{\Delta f^+ + \Delta f^-}{f}\right| = \frac{\Delta l^+ + \Delta l^-}{l} = \frac{\Delta l}{l} = \frac{2vc}{c^2 - v^2} \tag{39}$$

mivel $c \gg v$ és minthogy $f = \frac{c}{\lambda}$,

ezért

$$|\Delta f| = \frac{2v}{\lambda} \tag{40}$$

A lebegési frekvenciát nagy pontossággal lehet mérni és a mérés alsó határát nem a lebegési frekvencia mérési lehetősége, hanem a gázlézer egyéb fizikai tulajdonságai határolják. Látjuk, hogy a kör-lézeres szabályos sokszögalakú Sagnac készülékben a lebegési frekvencia arányos a készülék fényirányú kerületi sebességével és fordítva arányos a használt fény hullámhosszával.

Itt lehet rámutatni az interferométeres és lézeres kísérletek alapvető különbségére, amiből egyébként a lézeres mérés sokszorta nagyobb érzékenysége is következik. Az interferométerben a két koherens sugár egyező frekvenciával rezeg: a két hullám között állandó Ω szögsebesség esetén, állandó fáziskülönbség lép fel. Az interferencia csíkeltolódás a fáziskülönbség mértéke és arányos a kerületi sebességgel. A lézeres méréskor a két koherens fénysugár frekvenciája különböző és a mérés a lebegési rezgés maximumainak számlálása útján történik. Az impulzus számlálás és az időmérés (frekvencia megállapítás) nagy precizitással történik, igen kis lebegési frekvenciák esetén is, míg a sáveltolódás értékelése kis sáveltolódások esetén nagyon pontatlan.

Mielőtt a két mérés érzékenységét összehasonlítanánk a (40) egyenletet is általánosabb és a tudományos irodalomban általánosan használt formában hozzuk. Helyettesítsük a (1) egyenlőséget a (40) egyenletbe:

$$|\Delta f| = \frac{2}{\lambda} \cdot \frac{a}{2} \cdot \Omega \tag{40-1}$$

és mivel a négyzet esetén

$$a = \frac{F}{a} = \frac{4F}{l},$$

ezért

$$|\Delta f| = \frac{4F\Omega}{l\lambda} \tag{41}$$

A (41) egyenlet általános, mert érvényes tetszés szerinti alakú merev fényút és excentrikus forgási tengely esetén is; F ezúttal is a fényútnak a forgási tengelyre merőleges felszínét és l a fényút hosszát jelenti.

7.4. *A körlézeres mérés érzékenysége*

Most módunkban van a Pogány és Macek—Davis mérések érzékenységét összehasonlítani. Tegyük fel, hogy Pogány mérése a mérési lehetőség szempontjából egyenértékű-mondjuk — 100 Hz lebegési frekvencia mérésével; akkor az ehhez szükséges szögsebességet a (41) egyenlet szerint kiszámíthatjuk. Vegyük a Pogány készülék méreteit:

$F = 0{,}1178\ \text{m}^2$ és $l = 1{,}37$ m; Pogánynak 157,4 rad/s szögsebességgel kellett készülékét forgatnia, hogy megfelelő mérési pontosságot érjen el. A (41) egyenlet szerint ezekkel az adatokkal és Macek—Davis által használt lézerfény hullámhosszát $\lambda = 1{,}15 \times 10^{-6}$ m figyelembe véve:

$$\Omega = \frac{\Delta f \cdot l \cdot \lambda}{4F} = \frac{100 \cdot 1{,}37 \cdot 1{,}15 \cdot 10^{-6}}{4 \cdot 0{,}118} = \\ = 3{,}34 \cdot 10^{-4}$$

rad/s $\doteq$ 0,2 ford/óra.

Vagyis az érzékenység Pogány készülékéhez képest $\frac{157{,}4}{3{,}34} \times 10^4 = 4{,}7 \times 10^5$, több, mint öt nagyságrenddel nagyobb. Ha a föld forgását akarjuk mérni, kiszámíthatjuk ehhez mekkora készülékre lenne szükségünk. Ugyancsak induljunk ki a $\Delta f = 100$ Hz lebegési frekvenciából. Minthogy a (40-1) egyenlet szerint a négyzet alakú fényút oldalhossza $a = \frac{\lambda \cdot \Delta f}{\Omega}$; a következőket kapjuk pl. a 45°-os szélességi fokon

$$a = \frac{1{,}15 \times 10^{-6} \times 100}{7{,}25 \times 10^{-5} \times 0{,}707} = 2{,}25\ \text{m}$$

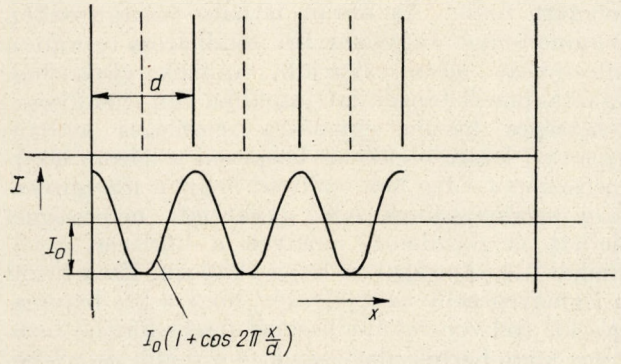
Vagyis kerek számban 2×2 méteres felületű készülékkel nagy pontossággal lehet a föld forgási sebességét mérni.

Gondoljunk csak Michelson és Gale 205 000 m² felületű kísérletére, technológiai és anyagi proble-

máira és plasztikusan látszik az óriási haladás, amit a körlézeres Sagnac készülék használata révén az érzékenység fokozásában elértünk.

7.5. *A lebegési frekvencia mérése*

A lebegési frekvencia mérésének számos lehetősége van, ezek közül az elvileg legegyszerűbbet tárgyaljuk. A *7. ábrán* láttuk, hogy a T és T_1 tükrök segítségével a T_1 tükör által átengedett sugarakat párhuzamosítottuk. Ilyen módon az F fotokatód-rendszer síkjában éles interferenciaképet lehet előállítani. Minthogy az interferenciakép egymásután következő világos és sötét vonalakból áll, ezért az interferenciakép mentén a fényintenzitás periódikusan ingadozik. A *8. ábrán* az interferenciakép legvilágosabb helyét folytonos vonallal, a sötét helyet szaggatott vonallal jelöltük.



8. ábra

Minthogy az interferencia a két ellentétesen futó fényrezgés fáziskülönbsége miatt jön létre, ezért amíg a készülék az inerciarendszerhez képest nyugalomban van, vagy transzlációt végez, addig az interferenciakép állandó, ellenben ha a készülék forog, akkor a két fényhullám különböző frekvenciája miatt a fáziskülönbség és vele az interferenciakép a lebegési frekvencia ütemében változni fog. Ezt a változást a következőkben matematikailag megfogalmazzuk.

Ha a készülék áll, az intenzitáseloszlást az interferenciakép mentén a következőképpen fejezhetjük ki:

$$I = I_0\left(1 + \cos\frac{2\pi x}{d}\right) \tag{42}$$

ahol a I_0 a közepes intenzitás; x a futó koordináta és d az intenzitás változás hullámhossza. A viszonyokat a *8. ábrán* rögzítettük. Az interferenciasávok közötti d távolság az optikai összeállítástól függ és gyakorlatilag pl. 2—4 m/m között lehet beállítani. Megjegyezzük, hogy ezt az intenzitás változást — az abszcissza mentén — kisméretű (pl. 1/2 m/m átmérőjű) fotokatóddal úgy lehet megmérni, hogy a fotokatódot elvezetjük az interferenciakép előtt. Minden világos helyen a fotokatód maximális jelet ad. Ha a készülék forog, akkor az időben periodikusan változó fáziskülönbség miatt a (42) egyenlet a következőkbe megy át:

$$I = I_0\left[1 + \cos\left(\frac{2\pi x}{d} + 2\pi t\,\Delta f\right)\right] \tag{43}$$

A (43) egyenlet haladó hullámot ír le, amelynek x irányú sebessége a lebegési frekvenciának és a sávintenzitás eloszlás hullámhosszának szorzatával egyenlő

$$v_i = d \cdot \Delta f \tag{44}$$

Következésképpen, ha nyugvó fotokatódot, vagy fotokatódok sorát helyezzük az interferenciakép alá, akkor a világos-sötét sávok elvonulnak a fotokatód előtt és a fotokatód a lebegési frekvencia ütemében jeleket ad. Ezeket az impulzusokat digitális eszközökkel meg lehet számolni. Ha a mérés impulzusszámlálással történik, akkor tulajdonképpen nem a szögsebességet, hanem annak integrálját — az elfordulási szöget — mérjük. Ugyanis az impulzusok számát az

$$N_i = \int_0^t \Delta f \cdot dt \tag{45}$$

integrál szolgáltatja. A (45) és (41) egyenletek felhasználásával

$$N_i = \frac{4F}{l\lambda}\int_0^t \Omega\, dt \tag{46}$$

és következésképpen a készülék elfordulási szöge

$$\int_0^t \Omega\, dt = \alpha = \frac{l\lambda}{4F} N_i \tag{47}$$

Látnivaló, hogy a körlézeres Sagnac készülék elfordulási szögét, korábbi nyugalmi állapothoz képest, nagy szabatossággal lehet az impulzusszámlálás segítségével mérni. Ha az impulzusszámláláshoz két egymáshoz képest d/2 távolságra elhelyezett detektort alkalmazunk, akkor a szögelfordulás irányát is észlelni tudjuk. Ugyanis ellentétes forgási értelem esetén az intenzitáshullám ellentétes irányban halad el a detektorok előtt, amit egy logikai áramkör közbeiktatásával érzékelni lehet. Ez egyúttal azt is jelenti, hogy a digitális összegező előjel — helyesen adja meg az impulzusok összegét. Következésképpen, ha a készüléket $+\alpha$ szöggel pozitív irányban elforgatjuk, majd ugyanekkora szöggel visszaforgatjuk az impulzusszámlálás végül is logikusan nullát ad.

7.6 *A lézeres Harres kísérlet*

Ebben az esetben a lézerfény útjában fénytörő közeg van. Bár ilyen elvégzett kísérletről nem tudunk, a kérdés elvileg érdekes és mivel az elvi részleteket több szakdolgozat tárgyalja, a teljesség kedvéért mi is foglalkozunk vele. Tegyük fel, hogy a lézerfény végig az n törésmutatójú üvegben fut. Ehhez gázlézer helyett üveglézert kellene használni, aminek nincs elvi akadálya. A két-

irányú rezonáns üregek (fényutak) hosszkülönbségét a (14a) egyenlet szerint számítjuk:

$$\Delta l = \frac{2vln}{c} \qquad (14b)$$

A lebegési frekvencia kiszámítása itt is a (33) egyenlet alapján történik, azonban a következőkre kell ügyelni. A fényút mértani és optikai hossza nem egyenlő, mert a fény üvegben fut, ezért a fényút optikai hosszával kell számolni.

A frekvencia és a hullámhossz között a következő kapcsolat áll fenn

$$f = \frac{c}{n\lambda}$$

Δl értékét a (14-b) egyenletből a (33) egyenletbe helyettesítve és a fentieket figyelembe véve:

$$|\Delta f| = \frac{2vln}{c} \cdot \frac{c}{n\lambda} \cdot \frac{1}{nl},$$

és így

$$|\Delta f| = \frac{2v}{n\lambda} \qquad (48)$$

Arra az érdekes eredményre jutottunk, hogy ellentétben az interferométeres méréssel, ha a lebegési frekvenciát mérjük, akkor az együtt forgó fénytörő közegnek befolyása van a mérési eredményre. Az (48) egyenletet is felírhatjuk általánosabb alakban éspedig a (41) egyenlet felhasználásával:

$$|\Delta f| = \frac{4F\Omega}{\lambda nl} \qquad (49)$$

Ez az egyenlet akkor érvényes, ha a törésmutató az egész fényút mentén állandó. Ha gázlézert használunk és a fényútnak csak egy szakaszán van üveg, akkor a lebegési frekvenciát a következő összefüggés adja:

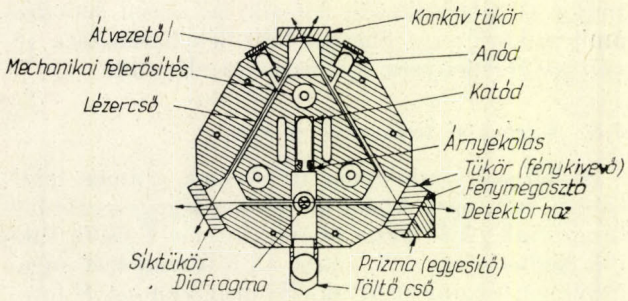
$$|\Delta f| = \frac{4F\Omega}{\lambda(l_0 + nl_n)} \qquad (50)$$

ahol l_0 a levegőben megtett l_n az üvegben megtett fényút hossza.

8. Lézergiroszkop

A körlézeres Sagnac készülék nagy érzékenysége és a szögelfordulás nagypontosságú digitális mérése vezettek ahhoz az ötlethez, hogy a mechanikai giroszkópok helyett lehetne a körlézeres Sagnac készüléket giroszkóp pótlására alkalmazni. Mint ismeretes a mechanikai giroszkóp gyorsan forgó test (pörgettyű), amely a hajó, repülőgép, vagy rakéta terében minden irányban mozgathatóan van felfüggesztve.

Minthogy a pörgettyű forgási tengelyének irányát megtartja mialatt a hajó elfordul eredeti irányából; az elfordulás szögét mérni tudjuk. A lézergiroszkóp ugyanezt a feladatot képes megoldani mozgó alkatrész nélkül oly módon, hogy mereven a hajótesthez van rögzítve. A *9. ábra* mutatja



9. ábra

a Honeywell cég lézergiroszkópjának a vázlatát. A fényút háromszög alakú és mindhárom oldal együttesen közös lézercsövet alkot. A He—Ne lézer üregе egyetlen kvarcblokkba van befúrva. Ezáltal a szerkezetet nagyon merevvé és kompaktttá lehetett tenni. Az ábrán látható lézergiroszkóp felszíne tenyér nagyságú. Ha mindhárom térirányú elfordulást mérni akarjuk, aminek elsősorban rakétákban és tengeralattjárókban van jelentősége, lehetséges három egymásra merőleges síkban, egyetlen kvarc-blokkban beépíteni a három lézergiroszkópot. Meg kell említeni, hogy a lézergiroszkóp szerkesztőinek sok gyakorlati nehézséggel kellett megküzdenie, amelyek a körlézer egyéb fizikai tulajdonságaival kapcsolatosak. Ezek közül a leglényegesebb az a jelenség, hogy a két fényrezgés kis frekvenciakülönbségnél (lassú forgás) bizonyos küszöbérték alatt szinkronizálódik és a lebegés megszűnik. Annak ellenére, hogy a készülék még igen lassan elfordul, a mérési jel megszűnt. Ez a jelenség azért különösen kellemetlen, mert éppen amikor a legérzékenyebbnek kell a készüléknek lennie, egyáltalában nincs jel. Ezt a problémát az egyik megoldás szerint úgy sikerült kiküszöbölni, hogy a lézergiroszkópot nagy tömegű tömbre helyezik, amely torziós rugóval kapcsolódik a hajótesthez. A tömbnek mesterségesen fenntartott torziós ide-oda mozgása miatt, amelynek nagyon kicsi az amplitúdója a lézer csak nagyon rövid ideig van a küszöbérték alatt egy-egy lengési perióduson belül. Minthogy az impulzusszámláló a szinuszos lengést nem méri, eredőben azt a kis szögfelfordulást regisztrálja, amely egyébként nem lenne mérhető. A lézergiroszkóp sokat igérő optikai eszköz, amelynek minden bizonnyal lesznek egyéb alkalmazási területei is pl. a szabályozás-technikában. Számos nyitott kérdés is van még: így pl. a készülék tartóssága, folytonos használatnál a maximális üzemidő s.í.t. Igen nagy előnye a lézergiroszkópnak, hogy a gravitációnak és mechanikai gyorsulásoknak nincs gyakorlati befolyása a mérésre, minthogy a mérés fénnyel történik, feltételezve, hogy a fénypálya, a tükrök és az egész szerkezet egyetlen,igen erős monolitikus tömböt alkot.

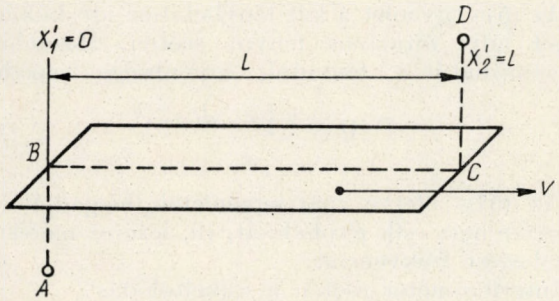
9. Deformálódó fényutas kísérletek

Az eredeti Sagnac készüléknek és az eddig tárgyalt összes kísérleti megvalósításnak közös vonása, hogy a fényút merev. A megosztó lemez, a tükrök

és az esetleges fénytörő anyag egymással merev mechanikai kapcsolatban vannak. Tulajdonképpen eddig elvi és gyakorlati jelentőséget csak ezeknek a kísérleteknek tulajdonítottak. Amint látni fogjuk a merev fényutas kísérlet nem az egyetlen lehetséges forrása a Sagnac-típusú optikai jelenségeknek, hanem akkor is felléphet hasonló jelenség, ha a fényút deformálódik, de nem forog. Ezért a teljesség kedvéért foglalkozunk ezekkel a kérdésekkel is. Ahhoz, hogy a deformálódó fényutas kísérletek lényegét megérthessük szükséges először a merev fényutas kísérletek esetében megadott (28) és (41) egyenletekről kimutatni, hogy azok tetszés szerinti alakú merev fényút és forgási tengely esetén is helyt állnak. E célra Lauenak 1920-ban közreadott gondolatmenetét használjuk.

9.1 Laue gondolatkísérlete

Laue a merev fényutas Sagnac—Harres kísérlet magyarázatául egyenértékű gondolatkísérletet adott meg, amelynek rajzát a *10. ábrán* látjuk. Az $l = BC$ hosszúságú üvegrúd két végén 45°-os tükröző felülettel van ellátva. Az A ill. D pontokból kiinduló koherens sugarak az üvegprizma



10. ábra

hossztengelyére merőlegesen érkeznek; a 45°-os tükrökön irányukat a prizma hossztengelye irányába megváltoztatják, majd a BC ill. CB távolságot lefutva a hossztengelyre merőlegesen távoznak. Ha az üvegprizma az inerciarendszerben áll, akkor a fény befutási idők az $A-B-C-D$ és $D-C-B-A$ irányú koherens sugarak számára egyenlők. Ellenben, ha a prizma a hossztengelye irányában egyenes vonalú egyenletes mozgásban van az inerciarendszerhez képest, akkor a nyugvó megfigyelő a két koherens sugár befutási idejét különbözőnek találja. Feltételezzük, hogy az AB és CD sugarak iránya mozgás közben is pontosan merőleges marad a mozgás irányára. A gondolat kísérletben szereplő transzlációt végző prizma összes optikai feltételei egyeznek a Sagnac—Harres kísérlet két, egymást követő saroktükre közötti szakasza optikai feltételének, beleértve, hogy mindkét esetben a készülék fényirányú sebessége állandó (v). Így, ha a transzlációt végző prizma esetében kiszámítjuk a befutási idők különbségét, egyúttal megkapjuk a Sagnac—Harres kísérletben két szomszédos saroktükör közötti befutási időt. Az egyetlen gondolati nehézséget az okozhatja, hogy a Sagnac—Harres kísérletben a vizsgált szakasz — amellet, hogy állandó fényirányú sebessége van —, egyúttal el is fordul. A készülék forgási tangenciális sebessége azonban olyan kicsi a méréshez használt fény sebességéhez képest, hogy a fény egyenes vonalú haladását két saroktükör között a forgás egyáltalában nem befolyásolja.

A Laue féle gondolatkísérlet a forgó mozgást transzlációval helyettesíti és ez lehetővé tette a Lorentz transzformáció alkalmazását. A következőkben ezt a gondolatmenetet követjük.

A Lorentz-transzformáció alkalmazásához határozzuk meg a fénypálya tér és időkoordinátáit nyugvó prizma esetén. A 10. ábrán látszik, hogy a K' inerciarendszerben nyugvó prizma B pontjának $x_1' = 0$ és C pontjának $x_2' = l$ a térkoordinátája. Ha a fénysugár B-ből $t_1' = 0$ pillanatban indul, akkor a C pontba $t_2' = \dfrac{nl}{c}$ időpontban érkezik.

A nyugvó prizmában a későbbi mozgás irányában haladó fény koordinátái:

$$x_1' = 0;\ t_1' = 0;\ x_2' = l;\ t_2' = \frac{nl}{c}$$

A Lorentz transzformációt alkalmazva megkapjuk a fény tér és idő koordinátáit, ahogyan a K'-ben nyugvó megfigyelő érzékeli, amikor a prizma v sebességgel transzlációt végez. A Lorentz transzformáció szerint

$$t_1^+ = \frac{t_1' + \dfrac{x_1' v}{c^2}}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{0 + \dfrac{0v}{c^2}}{\sqrt{1-\beta^2}} = 0$$

$$t_2^+ = \frac{t_2' + \dfrac{x_2' v}{c^2}}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\dfrac{nl}{c} + \dfrac{lv}{c^2}}{\sqrt{1-\beta^2}},$$

ahol $\beta = v/c$

A fénybefutási időtartam a két időkoordinata különbsége

$$t^+ = t_2^+ - t_1^+ = \frac{nl}{c} + \frac{vl}{c^2} \qquad (51)$$

(51) egyenletben β^2-et 1-hez képest elhanyagolhatónak vettük.

A C-ből B-be futó fény tér és idő koordinátái:

$$x_1' = 0;\ t_1' = \frac{nl}{c};\ x_2' = l;\ t_2' = 0$$

A Lorentz transzformációt alkalmazva itt is megkapjuk a fény időkoordinátáit, ahogyan a K'-ben nyugvó megfigyelő látja; eszerint

$$t_1^- = \frac{t_1' + \dfrac{x_1' v}{c^2}}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\dfrac{nl}{c} + \dfrac{0v}{c^2}}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\dfrac{nl}{c}}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

$$\text{és } t_2^- = \frac{t_2' + \dfrac{x_2' v}{c^2}}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{0 + \dfrac{lv}{c^2}}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\dfrac{lv}{c^2}}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

a fény befutási idő a két időkoordináta különbsége ($\beta^2 = 0$ helyettesítéssel)

$$t^- = t_1^- - t_2^- = \frac{nl}{c} - \frac{vl}{c^2} \tag{52}$$

A befutási idők különbsége

$$\Delta t = t^+ - t^- = \frac{nl}{c} + \frac{vl}{c^2} - \left(\frac{nl}{c} - \frac{vl}{c^2}\right)$$

vagyis

$$\Delta t = \frac{2lv}{c^2} \tag{53}$$

Tehát más úton is bizonyítást nyert, hogy az adott optikai feltételek között a befutási idők különbsége független a mozgó fénytörő közeg törésmutatójától.

Laue az (53) egyenletet a Sagnac—Harres kísérletre úgy alkalmazta, hogy a forgó tükörrendszer két egymást követő saroktükre között fellépő befutási időkülönbséget ezzel az egyenlettel számolta. Ez lehetőséget ad arra, hogy szabálytalan sokszög alakú fénypálya teljes hosszára megállapítsuk a fény befutási idők különbségét és pedig

$$\Delta t = \sum_{k=1}^{k=n} \Delta t_k = \frac{2}{c^2} \sum_{k=1}^{k=n} l_k v_k \tag{54}$$

ahol l_k a (k-1).-ik és k.-ik saroktükör közötti távolság és v_k ennek a szakasznak fényirányú sebessége.

Ha fényút szabályos oldalú sokszög, akkor minden szakasz egyező hosszúságú és azonos sebességű és ezért

$$\Delta t = \frac{2v}{c^2} \sum_{k=1}^{k=n} l_k = \frac{2vl}{c^2} \tag{55}$$

ahol l a fényút teljes hossza.

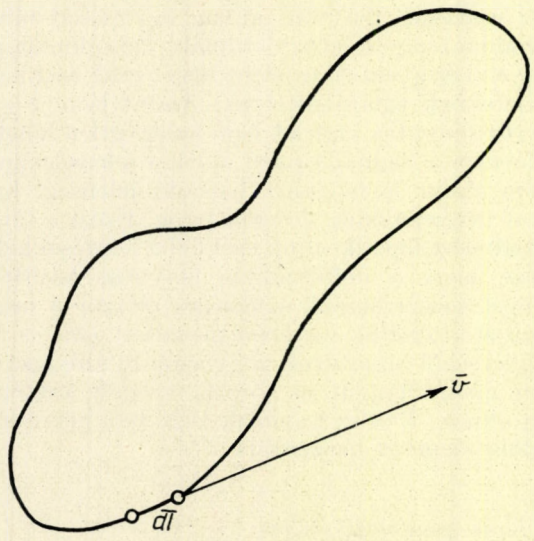
Ugyanerre az eredményre jutottunk a Pogány kísérlet négyzet alakú fényútjának kiszámításánál (lásd (11) egyenletet).

9.2 Általános merev fényút

Az (53) egyenlőség módot ad arra, hogy a teljesen általános fényút esetét is megvizsgáljuk. Ilyen fényutat mutat a *11. ábra*. Feltételezzük, hogy a fénynek a folytonos zárt hurok a kényszerpályája. Minthogy az (53) egyenlet levezetésénél az egyenes prizma hosszára nem tettünk semmi megkötést, felvehetjük infinitezimális hosszúságúnak. Ha a 11. ábrán látható dl hosszúságú és irányú ívelemnek az ívelemirányú sebessége v, akkor az infinitezimális befutási idő különbség erre a szakaszra az (53) összefüggés alapján

$$d\Delta t = \frac{2\bar{v}}{c^2} \cdot d\bar{l} \tag{56}$$

ahol $\bar{v} \cdot d\bar{l}$ a sebességvektor és ívelem skaláris szorzata (csak a fényút irányú sebesség befolyásolja a futási időt). Ha az (56) egyenletet a zárt



11. ábra

merev hurok mentén integráljuk, akkor megkapjuk a teljes befutási időkülönbséget:

$$\Delta t = \oint d\Delta t = \frac{2}{c^2} \oint \bar{v} \cdot d\bar{l} \tag{57}$$

Az (57) egyenlet a két fénybefutási idő különbségét adja általános fényút esetén. Hasonlóan kiszámítható a fényutak különbsége éspedig:

$$\Delta l = \frac{2 \oint \bar{v} \cdot d\bar{l}}{c} \tag{58}$$

Az (57), illetve (58) egyenletek megadják az interferencia csík eltolódását, ill. lézeres mérésnél a lebegési frekvenciát:

Interferométer esetén a csíkeltolódás

$$\Delta z = f\Delta t = \frac{c}{\lambda} \Delta t = \frac{2}{\lambda c} \oint \bar{v} \cdot d\bar{l} \tag{59}$$

Lézeres mérésnél a lebegési frekvencia

$$\Delta f = \frac{\Delta l}{l} f = \frac{\Delta l}{l} \frac{c}{\lambda} = \frac{2}{\lambda l} \oint \bar{v} \cdot d\bar{l} \tag{60}$$

A függelékben kimutatjuk, hogyha az általános alakú fényút síkidom és a merev fénypálya Ω szögsebességgel forog tetszés szerinti forgási pont körül, akkor

$$\oint \bar{v} \cdot d\bar{l} = 2\Omega F \tag{61}$$

ahol F a fényút felszíne. Egyébként ez a (61) egyenletre vonatkozó összefüggés a vektoranalízisből ismert Stokes tételből következik.

(A (61) egyenlőség az (59) és (60) egyenletek felhasználásával adja a már jól ismert Sagnac formulát interforométer, vagy körlézer használata esetén.

Ha a fény útjában fénytörő közeg is van, az (59) összefüggés nem változik; ellenben a (6) egyenlet a következőbe megy át

$$\Delta f = \frac{2}{\lambda} \frac{\oint \bar{v} \cdot d\bar{l}}{\oint n dl} \tag{62}$$

Végül könnyű belátni, hogyha a merev fényhurok transzlációt végez, akkor

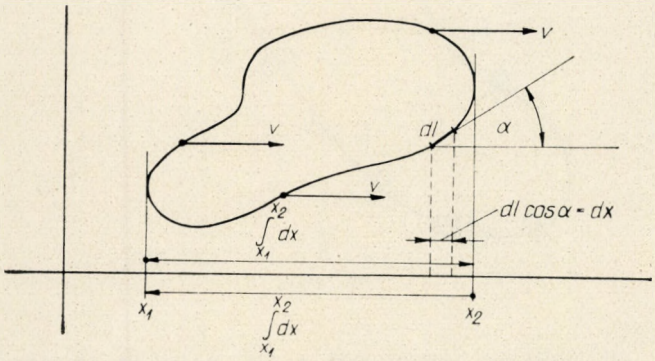
$$\oint \bar{v} \cdot d\bar{l} = 0 \qquad (63)$$

Ugyanis, ha az integráljel alatt levő skaláris szorzatot felírjuk, akkor

$$\oint \bar{v} \cdot d\bar{l} = \oint v \; dl \; \cos\alpha;$$

és minthogy v állandó, kiemelhetjük az integrál elé, vagyis

$$\oint \bar{v} \cdot d\bar{l} = v \oint dl \; \cos\alpha \qquad (64)$$



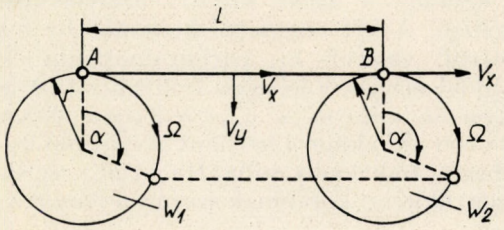
12. ábra

A (64) integrált legjobban a *12. ábra* alapján értékelhetjük. A koordinátarendszer abszcissza tengelyét a v transzlációs sebesség irányában vettük fel. A $dl \cos\alpha$ vetületek összege a zárt görbe mentén szemmel láthatóan nullával egyenlő, mert az összeadás a zárt görbe bal oldali érintő ordinátájától indul jobbra a jobb oldali érintő ordinátáig, majd ismét vissza a bal oldali ordinátához. — A két egyenlő, ellentétes irányú abszcissza irányú vetület összege zérus. Ezzel általánosan bebizonyítottuk, hogy a zárt fényhurokkal a transzlációs sebességet kimutatni nem lehet.

Az általános fényút esetére levezetett (58), vagy (59) összefüggés csak annyit ír elő, hogy a zárt pálya mentén a fényútnak kell, hogy fényirányú sebessége legyen és az integrál a zárt pálya mentén nullától különbözzék. Ezt a követelményt azonban nem csak úgy állíthatjuk elő, hogy a merev keretet forgatjuk, hanem úgy is, hogy a keretet — anélkül, hogy forgatnánk — úgy deformáljuk, hogy a deformálás közben legyen a fényútnak fényirányú sebessége. A fénypálya hossza a deformálás közben nem változik. A legjobban egy — a szerző által javasolt — kísérlet alapján lehet a deformálódó fényút lehetőségét bemutatni.

9.3 Lineáris kísérlet

A *13. ábra* mutatja a kísérleti elrendezés elvét, amely tulajdonképpen Laue gondolatkísérletének gyakorlati megvalósítása. Két r sugarú kerék (W_1 és W_2) az A B hajtórúddal van összekötve, A és B pontokban forgattyúk segítségével. Ha a két kerék Ω szögsebességgel forog, akkor az $AB = l$ hosszúságú hajtórúd különleges mozgást végez. Minden egyes pontja körpályán mozog, de a rúd



13. ábra

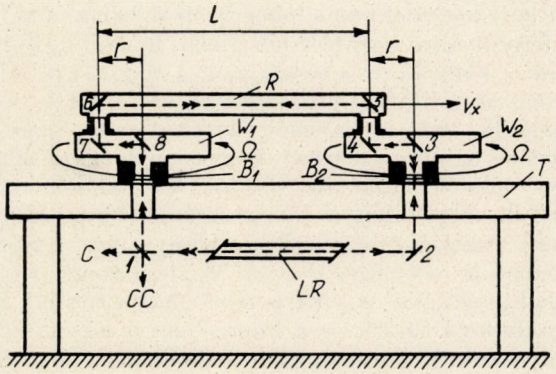
maga párhuzamos marad kiindulási helyzetéhez. Indítsunk egy-egy koherens sugarat az A, ill. B pontból és mérjük a két befutási idő különbségét interferométerrel. A rúd sebességét két összetevőre bonthatjuk: rúdirányú v_x és arra merőleges v_y sebességre. A v_y irányú sebesség-összetevőnek nincs befolyása a fény befutási idejére.
A v_x sebesség pillanatnyi értéke

$$v_x = r\frac{d\alpha}{dt}\cos\alpha \qquad (65)$$

Az l hosszúságú és a v_x fényirányú sebességű fényútra felírhatjuk a sáveltolódás értékét:

$$\Delta z = \frac{2lv_x}{\lambda c} = \frac{2l}{\lambda c} r\frac{d\alpha}{dt}\cos\alpha \qquad (66)$$

Ha a kerekek szögsebessége $\Omega = \dfrac{d\alpha}{dt}$ = állandó, akkor az interferencia csíkeltolódás értéke időben koszinusz függvény szerint változik. Minthogy v_x változása a fény futási idejéhez képest nagyon csekély, ezért v_x-et kvázi állandónak tekintjük $\cos\alpha$ egyes értékeinél. Más szóval ez azt jelenti, hogy úgy tekinthetjük mintha a csíkeltolódás pillanatnyi értékét a v_x pillanatnyi sebességgel transzlációt végző fényút hozná létre. A *14. ábrán* látjuk a kísérlet egyik lehetséges megoldását, ringlézer alkalmazásával. A két kerék (W_1 és W_2) a B_1 és B_2 csapágyakba ágyazott vertikális tengelyek körül foroghat. Az R rúdnak a rúdirányú sebessége $v_x = r\Omega \cos\alpha$ (lásd 13. ábrát is). A lézerfényt az LR nyugalomban levő gázlézer állítja elő az 1—2—3—4—5—6—7—8—1 saroktükrökkel meghatározott üregrezonátorban. E körlézerben két független hullám indul, egyik a pozitív (óramutató-



14. ábra

val egyező), a másik negatív (órával ellenkező) irányban. A két ellentétes hullámot az 1 tükrön keresztül vesszük ki; párhuzamosítjuk és fotókatóddal mérjük a lebegési frekvenciát. A lebegési frekvencia arányos a $v_x = r\,\Omega \cos\alpha$ sebességgel. Ha a rúd áll, akkor a két fényút egyenlő hosszú és a lebegési frekvencia nulla. Ha a rúd v_x sebességgel mozog, akkor a korábbiak szerint a fényút különbség

$$\Delta l = \frac{2l\,v_x}{c} \tag{67}$$

és a lebegési frekvencia

$$\Delta f = f\frac{\Delta l}{L} \tag{68}$$

ahol L a teljes fényút hossza. A (67) és (68) egyenletekből a lebegési frekvencia

$$\Delta f = \frac{2v_x}{\lambda}\,\frac{l}{L} \tag{69}$$

A lebegési frekvencia egyedül a mozgó rúd v_x rúdirányú sebességétől függ. A készülék más részei nem befolyásolják az eredményt, mert vagy nyugalomban vannak, vagy mozgásuk merőleges a fény útjára (a 3—4—5 és 6—7—8 tükrök meghatározta fényútszakasz). A 2—3, 4—5, 6—7 és 8—1 tükörpárok 45°-os szöge és egymásközötti távolságuk a készülék mozgása alatt nem változik. Ha a méréshez He—Ne lézert használunk $\lambda = 1{,}15\times10^{-6}$ m hullámhosszúságú lézerfénnyel, és ha $\Delta f = 100$ Hz, ill. pl. $l/L = 1/3$, akkor a lebegési frekvencia előállításához szükséges legnagyobb rúdirányú sebesség

$$v_x = \frac{\Delta f\,\lambda L}{2l} = \frac{10^2\cdot 1{,}15\cdot 10^{-6}}{2}\cdot\frac{3}{1} =$$

$$= 1{,}73\cdot 10^{-4}\ \text{m/sec} \simeq 0{,}2\ \text{mm/sec}$$

E sebességnél a kerekek szögsebessége $r = 5$ cm mellett

$$\Omega = \frac{v_{x\,\max}}{r} = \frac{2{,}10^{-4}}{5{,}10^{-2}} = 0{,}4\cdot 10^{-2}\ \text{rad/sec}$$

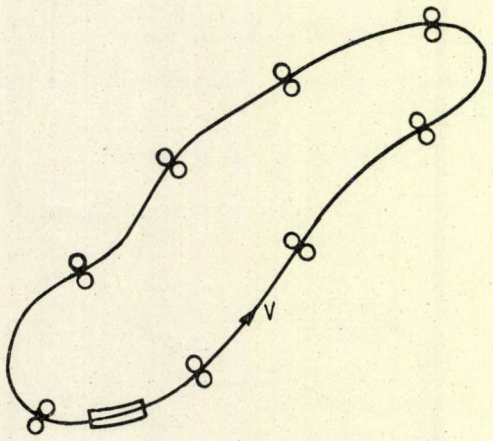
illetve

$$\frac{4\cdot 10^{-3}}{2\pi}\,60. \simeq 4{,}10^{-2}\ \text{ford/perc}$$

Vagyis a szükséges mozgás rendkívül lassú. Az itt leírt készülékben a lebegési frekvencia nem függ a fényút által határolt felszíntől, hanem egyedül a rúd v_x rúdirányú sebességének a függvénye. Maga a fényút az alakját periodikusan változtatja, deformálódik. Ezt a javasolt kísérletet a Laue-féle lineáris gondolatkísérlet közvetlen megvalósításának tekinthetjük. Az optikai feltételeket betartottuk, mert a fény a mozgó egyenes rúdra merőlegesen érkezik és a merőleges irányú rész a mozgás közben is merőleges marad. Megjegyezzük, hogy a megfigyelő akár együtt is mozoghat a rúddal, ha a fénykivevő tükröt és a lézercsövet a mozgó rúdra helyezzük. Végül meg lehet említeni a deformálódó fényutas kísérlet másik formáját is.

9.4 A fényvezető üveghurok

A *15. ábrán* látható üvegszálból készített fényvezető pálya görgőkön mozoghat a fényút irányában v sebességgel. Ha a hurok egyrészét gázlézer alkotja, akkor a hurok mozgása közben elő-



15. ábra

álló lebegési frekvenciát a (62) egyenlet alapján számíthatjuk. Meg kell gondolni, hogy e kísérletnél v = állandó és csak fényútirányú sebesség lehetséges, ezért

$$\Delta f = \frac{2\oint \bar{v}\cdot d\bar{l}}{\lambda\oint ndl} = \frac{2vl}{\lambda(nl_n + l_L)} \tag{70}$$

ahol a l_n a fényút hossza az n törés mutatójú fényvezető üvegben és l_L a lézer hossza, illetve a levegőben megtett fényút. $l = l_L + l_n$. A fényhuroknak nem kell területet befognia, hogy legyen lebegési frekvencia.

10. Összefoglalás

A mozgó testek optikájának érdekes fejezete a Sagnac-kísérlet, amely 60 év óta foglalkoztatja a fizikusokat. Minthogy elsőrendű effektussal van dolgunk a mérés eredménye v/c első hatványával arányos, és a mérés nem ad választ arra, hogy v/c magasabb hatványait hogyan kell figyelembe venni, mert ezek a magasabb rendű hatások a mérési pontosságon kívül esnek. Minthogy forgó mozgásról van szó, tulajdonképpen az általános relativitás összefüggéseit kell a fizikailag szabatos leíráshoz alkalmazni. Azonban akármilyen szabatosak is vagyunk az elméletben, a kísérlet érzékenysége v/c-vel arányos mennyiségek észlelésén túl nem ad felvilágosítást az alkalmazott elmélet helyességéről. A lézer megjelenésével ugyan az érzékenységet sok nagyságrenddel meg lehetett növelni, de ez sem elegendő $(v/c)^2$-rendű kis mennyiségek kimutatására.

A dolgozat végén adott irodalmi felsorolás világosan mutatja, hogy a Sagnac jelenség elmélete — különösen a lézer megjelenése miatt — nem vesztett jelentőségéből.

Azoknak az olvasóknak, akik további részletek iránt érdeklődnek, leginkább Postnak 1967-ben megjelent dolgozatát ajánljuk olvasásra.

Függelék

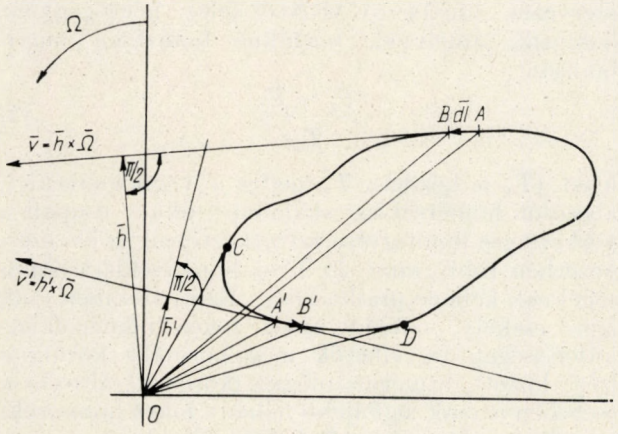
A (61) egyenlet igazolása

A (61) képlet szerint

$$\oint \bar{v} \cdot d\bar{l} = 2\Omega F \qquad (61-1)$$

Feltételezzük, hogy az általános alakú fényút merev síkidom, amelyik az *F. 1. ábrán* látható koordinátarendszerrel együtt az origó körül Ω szögsebességgel forog. A forgási tengely merőleges a fényút síkjára. Az ábrából látszik, hogy a $d\bar{l} = AB$ ívelem, ivelemirányú sebessége

$$\bar{v} = \bar{\Omega} \times \bar{h} \qquad (F\text{-}1)$$



F. 1. ábra

Az (F-1) vektorsorozatban $\bar{h}$ a $d\bar{l}$ elemhez tartozó forgási sugár vektora és Ω a szögsebesség vektora, amely a papír síkjára merőlegesen mutat. Minthogy $\bar{h}$ és Ω állandóan 90°-ot zárnak be, ezért a szorzat értéke $v = h\Omega$. Az ABO háromszög felszínét kifejezhetjük a $\bar{h}$ magasság és a $d\bar{l}$ ívelem vektorszorzataként. A háromszög felülete

$$d\bar{F} = \bar{h} \times d\bar{l}/2 \qquad (F\text{-}2)$$

Minthogy $\bar{h}$ és $d\bar{l}$ vektorok állandóan merőlegesek egymásra $dF = h\,dl/2$
A következő skaláris szorzatot írhatjuk fel (F-2) egyenlőség felhasználásával:

$$\bar{\Omega} \cdot d\bar{F} = \bar{\Omega} \cdot (\bar{h} \times d\bar{l})/2 = d\bar{l} \cdot (\bar{\Omega} \times \bar{h})/2 \qquad (F\text{-}3)$$

De minthogy $\bar{\Omega} \times \bar{h} = \bar{v}$, ezért (F-3) egyenlet alapján

$$\bar{\Omega} \cdot d\bar{F} = \bar{v} \cdot d\bar{l}/2 \qquad (F\text{-}4)$$

Ha az (F-4) kifejezést a zárt görbe mentén integráljuk és figyelembe vesszük, hogy $\bar{\Omega}$ állandó, akkor

$$\frac{1}{2}\oint \bar{v} \cdot d\bar{l} = \bar{\Omega} \int d\bar{F} = \bar{\Omega} \cdot \bar{F} \qquad (F\text{-}5)$$

Mivel Ω és $\bar{F}$ egyező irányú vektorok, a vektorjelzést a jobb oldali skáláris szorzat esetén elhagyhatjuk, vagyis

$$\Omega F = \frac{1}{2}\oint \bar{v} \cdot d\bar{l} \qquad (F\text{-}6)$$

Ezzel a (61—1) egyenletet igazoltuk. Egy megjegyzést még kell tenni.

Ugyanis még nem igazoltuk, hogy az F valóban a görbe által határolt terület. Ezt könnyen belátjuk, mert a zárt görbe mentén a $\bar{v} \cdot d\bar{l}$ skaláris szorzatok a $D\,A\,B\,C$ útvonalon ellenkező előjelűek mint a $C\,A'\,B'\,D$ útvonal mentén. Tudniillik az előbbi szakaszon $\bar{v}$ és $d\bar{l}$ egyenirányúak; a másik szakaszon ellentétes előjelűek és így skaláris szorzatuk ellentétes előjelű. Következésképpen az $O\,D\,A\,B\,C\,O$ területből az $O\,C\,A'\,B'\,D\,O$ terület levonódik és ami marad az a zárt fényút által határolt terület. Minthogy levezetésünk független volt a forgási pont és a zárt fényút viszonylagos helyzetétől, egyúttal általános bizonyítást nyert, hogy a Sagnac-típusú merev fényutas forgó kísérletek eredménye szempontjából ugyanannál a szögsebességnél mindegy, hogy a forgási középpont a fényhurok területén belül van-e vagy kívül.

IRODALOM

Michelson, A. A. 1904; Phil. Mag. 8 k.ötet, 716 o.
Laue, M. von 1911; Sitzungsbericht d. Bayer. Ak. d. Wissenschaften. 405 o.
Sagnac, G. 1913; Compt. Rend. 157. kötet, 708 és 1410 o.
Harzer, P. 1914; Astron. Nachr. 198. kötet, 378 o.
Einstein, A. 1914; Astron. Nachr. 199. kötet, 9 és 47 o.
Laue, M. von 1920; Ann. d. Physik 62. kötet, 448 o.
Michelson, A. A. —
Gale, H. G. 1925; Nature 115. kötet, 566 o.
Gale, H. G. 1925; Astrophys. J. 61. kötet, 137 o.
Pogány, B. 1926; Annalen d. Physik 80. kötet, 217 o.
Pogány, B. 1928; Annalen d. Physik 85. kötet, 244 o.
Macek, W. —
Davis, D. 1963; Appl. Phys. Letters 2. kötet, 67. o.
Post, E. J. 1967; Rev. Mod. Phys. 39. kötet, 475. o.
Ross, M. 1971; Laser Application, Academic Press, New York (könyv)
Post, E. J. 1972; Journal of Opt. Soc. of Am. 62. kötet, 234. o.
Kovács, K. P. 1972; Journal of Opt. Soc. of Am. 62. kötet, 1264. o.
Post dolgozatai további részletes irodalmi felsorolást tartalmaznak.
Harres 1911-ben megjelent disszertációját nem nyomtatták ki. Harzer dolgozatából lehet pontosabb információt kapni.

MEMBRÁN-BIOFIZIKA II.

A BIMOLEKULÁRIS LIPID MEMBRÁNOK FÉLVEZETŐFIZIKAI TULAJDONSÁGAI

Karvaly Béla
MTA Szegedi Biológiai Központ, Biofizikai Intézet, Szeged

Amint az I. részben [1] láttuk, a biológiai membránok igen sok funkciót látnak el, s e funkciók (pl. aktív és passzív iontranszport, ingerületvezetés és ingerületátadás stb.) igen gyakran töltött részecskék (általánosan elfogadottan ionok) transzportjával kapcsolódik össze. Ennek megfelelően a membrán-biofizika egyik centrális feladata a membránok elektromos tulajdonságainak megismerése és azoknak a körülményeknek a tisztázása, amelyek a membránok különböző jellegű elektromos vezetési mechanizmusainak kialakulásához vezethetnek. Az elektrofiziológiai vizsgáló módszerek és az azokkal kapott eredmények elsősorban az ionos vezetés kérdéseit állítják előtérbe. Ennek következtében az a sajátos felfogás alakult ki, ill. rögződött, hogy az élettani folyamatok igen nagy hányada (és az említett funkciók szempontjából csaknem valamennyi) elsősorban az iontranszport szintjén jelenik meg, azzal függ szorosan össze.

Igen érdekes és meglepő eredményre jutunk azonban, ha megbecsüljük milyen energiát kell befektetni ahhoz, hogy egy egyvegyértékű, r sugarú iont a membrán egyik oldaláról (mondjuk a sejten kívüli, ún. extracelluláris térből) a membránon keresztül, a sejtmembrán másik oldalára (a sejten belüli, ún. intracelluláris térbe) juttassunk. Tekintettel arra, hogy az extra- és intracelluláris terek sztatikus dielektromos állandója ($\varepsilon_v \approx 70$) lényegesen különbözik a membránétól ($\varepsilon_m \approx 2-4$), a kérdéses ionnak a vizes fázisból a membrán-fázisba történő beviteléhez (mint a teljes transzportfolyamat egyik részfolyamatához)

$$\frac{e_0}{2r}\left\{\frac{1}{\varepsilon_m}-\frac{1}{\varepsilon_v}\right\}=\frac{5{,}8}{r}\left\{\frac{1}{\varepsilon_m}-\frac{1}{\varepsilon_v}\right\}\text{ eV} \qquad (1)$$

energiát kell kölcsönözni (r-et Å-ben helyettesítjük). Ez a fenti számértékek esetén egy, viszonylag nagynak tekinthető, r = 2 Å sugarú ionra is mintegy 1,45 eV-ot jelent. Ezt a viszonylag magas energiaigényt sem a normális (100 mV nagyságrendű) membránpotenciálok, sem a különleges körülmények között uralkodó potenciálviszonyok nem képesek fedezni. Ha a kérdéses ion körül még egy meglehetősen erősen kötött hidrátburkot is feltételezünk, ami, mondjuk, látszólagosan háromszorosára növeli az ion sugarát, az energiaigény még mindig lényegesen magasabb (0,5 eV), mint amennyit a membránpotenciál biztosítani tudna. Ez a körülmény egyrészt felhívja a figyelmet arra, hogy az iontranszport folyamatok — biológiai rendszerekben — nem egyszerűsíthetők le szabaddiffúziós folyamatokra, másrészt az egyes jelenségek megítélésénél az energetikai viszonyok tisztázása különös gondot igényel[1].

[1] Látszólag könnyen adódik egy „megoldás" az említett kérdésre, mégpedig a membránon keresztül húzódó, vízzel telt csatornák vagy pórusok formájában. Ezekkel a képződményekkel kapcsolatban azonban más természetű és egyáltalán nem kevéssé súlyos nehézségek adódnak elő, de ezekkel e munka keretében nem foglalkozunk.

Még meglepőbb jelenséggel találkozunk, mint arra ERNST [2] évtizedekkel ezelőtt rámutatott, ha az élő szervezetek hatásfokát vesszük közelebbről szemügyre. Egy átlagos felépítésű és átlagos megterhelésnek kitett ember napi kalóriaszükséglete kb. 3000 Kcal, amelynek mechanikai egyenértéke 12,5 10^6 J. Ha a szervezet ezt az energiamennyiséget 100%-os hatásfokkal, egyenletesen, 24 óra alatt alakítaná át mechanikai munkává, akkor a szervezet teljesítménye 140 W lenne. Minthogy egy átlagember esetében csupán a vérkeringés fenntartása nem kevesebb, mint 10 W átlagos teljesítményt igényel, így az emberi szervezetnek legalább 7%-os hatásfokkal kell a táplálkozás során felvett kémiai energiát mechanikai energiává alakítania. Feltételezve, hogy a szervezet ideális (CARNOT-féle) hőerőgépként dolgozik, amelynek termikus hatásfoka maximálisan

$$\frac{T_1-T_2}{T_1} \qquad (2)$$

lehet (T_1 a kezdeti, T_2 pedig a véghőmérséklet, abszolút hőmérsékleti skálában), akkor csupán a vérkeringés fenntartása következtében az élő szervezetben több, mint 20 °C-os hőmérsékletkülönbségeknek kellene uralkodniuk. Ezzel szemben csak igen csekély, néhány tized fokos hőmérsékletkülönbségek figyelhetők meg normális körülmények között, de még patológiás (kóros) elváltozások esetében is csak legfeljebb néhány fokos hőmérsékletdifferenciák mérhetők! Nyilvánvalóan, a normális élettevékenységek ellátása — a vérkeringés fenntartásán túlmenően — további energiaigényként jelentkezik, így egyáltalán nem meglepő, ha a szervezet energiaátalakítási hatásfokát 40%-ot is meghaladónak vehetjük. BOCKRIS és SRINIVASAN [3] mutatott rá arra, hogy a rendkívül magas hatásfok miatt az élő szervezetben olyan energiaátalakítási folyamatoknak is szükségképpen fel kell lépniük, amelyeket nem limitál a termikus hatásfok. Egy ilyen lehetőséget jelent a kémiai kötésekben felhalmozott energiának elektrokémiai úton történő átalakítása mechanikai energiává, ugyanis e folyamatok hatásfoka a 100%-ot is elérheti. Ez a körülmény pedig arra hívja fel a figyelmet, hogy az alapvető biológiai folyamatokban lényegesen nagyobb szerepüknek kell lennie az elektronoknak, mint ahogyan azt korábban feltételezték.

Az elektronikus és ionikus vezetés néhány mozzanatának összehasonlítása

Az előbbiek alapján nyilvánvaló, hogy a töltés és töltéshordozó transzport jellege és mechanizmusa alapvető kérdéssé vált a biológiában, mind a klasszikus ion-szemlélet vonatkozásában, mind pedig az elektronokat illetően. Mint említettük, a biológiai membránokon keresztüli töltéstransz-

portot — a fenti nehézségek ellenére — általában ionikusnak tekintik; egyes folyamatokban azonban, pl. az oxidatív és fotofoszforiláció egyes mozzanataiban, az izomtevékenységben, egyes enzimatikus folyamatokban stb., az elektrontranszportnak is egyre növekvő szerepet tulajdonítanak. Így tehát — a biológiai rendszerekben elektron- és ion-vezetéssel egyaránt számolni kell. Célszerűnek látszik áttekinteni a két vezetési típus közötti legszembetűnőbb hasonlóságokat és különbözőségeket is — a teljesség igénye nélkül.

Hasonlóságok:

1. Mind az elektronikus, mind az ionikus vezetés bizonyos eseteiben a vezetőképesség temperatúrakoefficiense pozitív is lehet, azaz növekvő hőmérséklettel a vezetőképesség is nő. Ez annak tulajdonítható, hogy bizonyos esetekben lényeges hasonlóság lehet a kétféle töltéshordozó generálódása között. Egy kötött állapotban levő töltéshordozó (elektron vagy ion) termikus úton történő kiszabadítása általában az alábbi reakciósémával szemléltethető:[2]

kiindulási (kötött) állapot ⟶ aktivált állapot ⟶ végállapot (szabad állapot)

MAXWELL és BOLTZMANN klasszikus eredményei szerint, termikus egyensúlyban levő rendszer esetén, az — aktivált állapot eléréséhez szükséges — E aktivációs energiát meghaladó energiával rendelkező állapotok száma arányos az

$$\exp\left\{-\frac{E}{kT}\right\} \qquad (3)$$

tényezővel, vagyis a termikusan generált szabad töltéshordozók száma, ill. az ezzel arányos vezetőképesség a hőmérséklet (3)-ban megadott, monoton növekvő függvénye.

2. Biológiai objektumok esetében az elektronikus és ionikus vezetés azonos nagyságrendbe eshet. (Ezzel szemben a fémek ill. az anorganikus félvezetők esetében az elektronikus komponens általában nagyságrendekkel nagyobb, mint az ionikus.)

3. Mindkét töltéshordozó létrehozható fény-, radioaktív stb. besugárzással.

4. Az abszolút reakciósebesség EYRING-féle elmélete mind az elektron-, mind az iontranszport bizonyos típusaira alkalmazható, ezért a feszültség-áram karakterisztikák — önmagukban — nem szolgáltathatnak egyértelmű információt a töltéshordozók természetére vonatkozólag.

5. Mind az elektronikus, mind az ionikus töltéstranszport energiaátviteli folyamatok alapját képezheti. Így pl. az elektronoknak a mitokondriális energiatranszportban betöltött kulcsponti szerepe általánosan elfogadott, míg a protonoknak a MITCHELL-féle kemiozmotikus hipotézisben jut fontos szerep.

6. Mindkét töltéshordozó típus semleges részecskévé rekombinálódhat.

Különbségek:

1. Az ionok mérete és tömege nagyságrendekkel nagyobb, mint az elektronoké.

2. Az anyaggal való kölcsönhatásaikban az ionok és elektronok általában minőségileg különböző módon viselkednek. Az elektronok tipikusan kvantummechanikai részecskék, míg az ionok — talán az egyetlen hidrogénion, azaz a proton kivételével — nem. Az ionok általában a molekulák közötti (ún. intermolekuláris) térben mozognak, míg az elektronok, általában, a molekulákon belüli (ún. intramolekuláris) mozgást részesítik előnyben.

3. Az ionikus vezetés általában tömegtranszporttal is kapcsolatos, míg az elektronvezetés nem.

4. Az effektív iontöltés lehet az egység-töltésnél nagyobb is, az elektroné azonban nem.

5. Az ionok fázishatárokon történő átlépését erősen befolyásolják a dielektromos viszonyok, míg elektronok esetében a domináns kvantummechanikai kölcsönhatások miatt a dielektromos gát (lsd. (1) egyenletet) kevésbé meghatározó.

Az elektronikus vezetés néhány mozzanata

SZENT-GYÖRGYI [4] elméleti meggondolások során arra a következtetésre jutott, hogy a biológiai makromolekulák — struktúrájuk alapján — várhatóan félvezető tulajdonságokkal rendelkeznek és e félvezető tulajdonságok lényeges szerepet tölthetnek be a biológiai folyamatokban is. Az azóta eltelt három, de különösen az elmúlt másfél évtizedben igen intenzív vizsgálatokat végeztek a biológiai makromolekulák félvezető sajátságainak tisztázása érdekében és ezek a vizsgálatok a biofizika egyik legperspektivikusabb és legvitatottabb fejlődési irányzatát, az elektronbiológiát indították el.

A lipidek elektromos vezetése

A továbbiakban azonban csak a membránkészítésre is felhasznált lipidek és a mesterséges biomolekuláris lipid membránok (BLM) egyes vezetési tulajdonságaival, különös tekintettel az elektronvezetés mechanizmusával foglalkozunk.

A lipidek és lipidszerű anyagok elektromos vezetésének tulajdonságait először LESLIE és CHAPMAN [5] tanulmányozták, majd ROSENBERG és munkatársai [6] részletesen megvizsgálták a nedvességnek és különféle adalékanyagoknak (pl. jód, alkoholgőzök stb.) a lipidek vezetőképességére gyakorolt hatását.

A σ vezetőképességet, egyértékű töltéshordozókat tekintve, a vezetésben rész vevő pozitív és negatív töl-

[2] Energetikai értelemben arról van szó, hogy a rendszernek ahhoz, hogy a kiindulási állapotból a végállapotba jusson, egy — mind a kezdeti, mind a végállapot energiájánál nagyobb — E energiájú (közbenső) aktivált állapoton kell keresztülhaladnia.

téshordozók mozgékonyságával (μ^+, μ^-) és koncentrációjával (n^+, n^-), legáltalánosabban a

$$\sigma = e'_0(n^+ \cdot \mu^+ + n^- \cdot \mu^-) \qquad (4)$$

alakban adhatjuk meg, ahol e_0 az elemi töltést jelöli. Szennyezést nem tartalmazó ún. saját (v. intrinsic) félvezetők esetében, amikoris a mobilis töltéshordozókat a valenciasávból a vezetési sávba termikusan gerjesztett elektronok és ezeknek a valenciasávban visszamaradt pozitív töltésű helyei (hiányelektronok vagy másnéven lyukak) jelentik, a vezetőképesség hőmérsékletfüggése a (3) kifejezéssel analóg

$$\sigma = \sigma'_0 \exp\left\{-\frac{\Delta E}{2kT}\right\} \qquad (5)$$

összefüggést, az ún. ARRHENIUS-összefüggést követi, ahol ΔE a vezetési és a valenciasávot elválasztó ún. tilos sáv szélességét jelenti, k a BOLTZMANN állandó és T az abszolút hőmérséklet, σ'_0 egy konstans, amelynek értékét és molekuláris paraméterektől való függését az aktuális vezetési mechanizmus[3] határozza meg.

Az említett szerzők azt találták, hogy a lipidek vezetőképessége is az ARRHENIUS-összefüggést követi és kimutatták, hogy nagy dielektromos állandójú anyaggal (pl. víz, jód stb.) történő expozíció esetén az aktivációs energia csökkenése a megnövekedett effektív dielektromos állandónak, míg a nagyfokú (adott körülmények mellett akár 10^6—10^{10}-szeres!) vezetőképességnövekedés az aktivációs energia drasztikus csökkenésének tulajdonítható. Ez a viselkedés elsősorban akkor várható, ha a töltéshordozók elektronikus természetűek (elektronok ill. lyukak). Az a további tény, hogy lipidekre is érvényes a

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left\{\frac{\Delta E}{2k}\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)\right\} \qquad (6)$$

kompenzációs szabály, mind kísérletileg, mind elméletileg [8] megerősíti azt a feltevést, hogy az elektronikus töltéshordozók döntő szerepet játszhatnak a lipidek elektromos vezetésének kialakításában (T_0 az ún. karakterisztikus hőmérséklet, amely független az adalékanyag minőségétől és mennyiségétől). Mindezeken túlmenően nyitva maradnak olyan fontos kérdések, hogy a vezetést elektronok vagy lyukak biztosítják-e; valamint az, hogy mi a vezetés konkrét mechanizmusa.

A töltéshordozók természetének meghatározása szempontjából elvileg számításba jönne pl. a jól ismert HALL-effektus mérése és a termoelektromotoros erő vizsgálata, azonban a jelentkező (s főleg a minták nagy fajlagos ellenállásából fakadó) méréstechnikai nehézségek miatt ezekről, egyelőre, le kell mondani. Másrészről, a HALL-effektus mérésével kapcsolatban speciális nehézségek merülnek fel, ugyanis hopping-mechanizmus[4] esetén „fordított v. anomális HALL-effektus" várható [9]. Így a HALL-effektus mérésével paralel szükségszerű olyan vizsgálatokat is végezni, amelyek tájékoztatást adnak a vezetés konkrét mechanizmusára vonatkozólag is.

A vezetés jellegének eldöntésére ígéretes módszert jelent a dielektromos spektroszkópia is; a dielektromos állandónak széles spektrumtartományban való vizsgálata.

Amint az elemi elektromosságtanból ismeretes, egy homogén izotóp dielektrikum belsejében kialakuló D elektromos tér a külső E térrel a

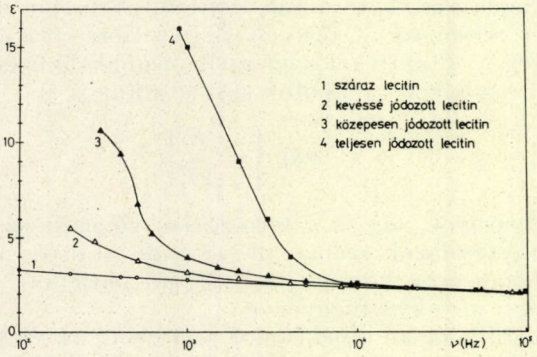
$$D = \varepsilon \cdot E \qquad (7)$$

kapcsolatban van, ahol $\varepsilon \cdot \varepsilon' - i \cdot \varepsilon''$ a komplex dielektromos állandó ($i = \sqrt{-1}$ az ún. képzetes egység). Kimutatható, hogy egy dielektrikum teljes váltóáramú vezetőképessége

$$\sigma = \sigma_0 + \frac{\omega}{4\pi}\varepsilon'' \qquad (8)$$

alakú, ami azt jelenti, hogy a dielektromos állandó képzetes része (ε'') az elektromos vezetés mechanizmusához kapcsolódó mennyiség (az ε''-ből számítható vezetőképességet a szakirodalom általában $\varkappa$-val jelöli, l. a 2. ábrát).

Száraz és különböző ideig jódgőzben exponált lecitin minták dielektromos állandója valós részei és a képzetes részekből számított vezetőképességek frekvenciafüggése az 1. és 2. ábrákon látható

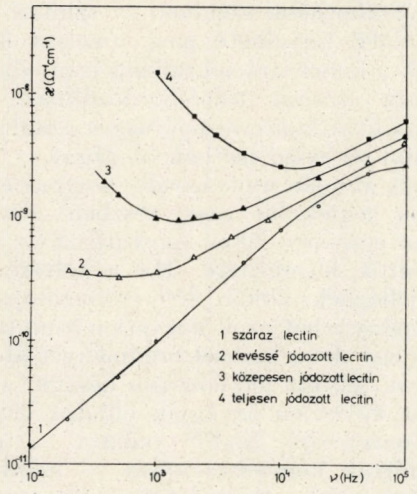


1. ábra

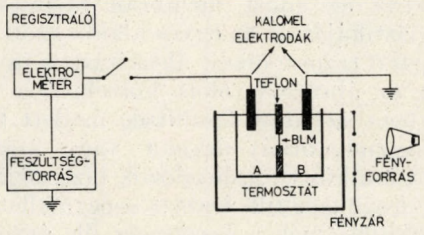
(Méréstechnikai okok miatt a különösen érdekes alacsonyfrekvenciás tartományban még nem állnak megfelelő adatok rendelkezésre). Amint látható, a jódozott minták az alacsonyfrekvenciás tartományban rendkívül erős diszperziót, (frekvenciafüggést) mutatnak ε' változását illetően, míg a vezetőképesség — a jódozás mértékétől függően többé vagy kevésbé kifejezett — vályúalakú frekvenciamenettel rendelkezik.

[3] A klasszikus félvezetőkre oly sikerrel alkalmazott sávelmélet nem vihető át nehézségek nélkül a szerves félvezetőkre, elsősorban a töltéshordozók igen csekély mozgékonysága miatt; ekkor ugyanis, a sávszélesség kT-vel összemérhető nagyságúnak adódik. A kérdés részletes kifejtését mellőzve (l. pl. [7]), a vezetés szempontjából sáv-modellt, alagút-modellt, töltésugrás- vagy hopping-modellt, exciton-modellt stb. szokás használni. Az adott viszonyokra alkalmazható modell szerint beszélünk különféle vezetési mechanizmusokról.

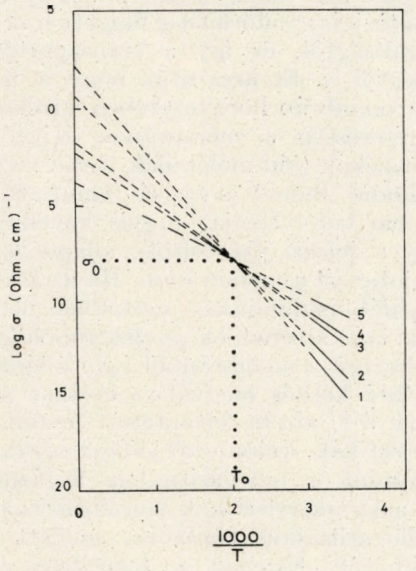
[4] Ennek a folyamatnak az a lényege, hogy a termikus energia egy része a mintában excitonokat (mozgásra és disszociációra képes kollektív gerjesztési állapotokat) hoz létre, amelyekből folyamatosan elektronikus és ionikus természetű töltéshordozók jönnek létre. Az ionok kötött állapotban vannak ugyan, de a termikus mozgás és az alkalmazott külső tér eredményeképpen az ionok töltésüket — statisztikusan — átadják a térirányba eső partner-molekuláknak és így látszólagosan az ionok mozdulnak el, s azok vezetnek. Az ionok töltéseiket „ugrásszerűen", hopping-gal adják át; innen ered a jelenség elnevezése.



2. ábra



3. ábra



4. ábra

A dielektromos állandó valós részének az alacsonyabb frekvenciáknál elhelyezkedő diszperziós tartománya, valamint ε' várhatóan igen nagy értéke arra enged következtetni, hogy a jód hatására a mintában igen magas dipólsűrűség alakul ki, ami az inhomogenitások felületén fellépő, nagy kiterjedésű delokalizációs tartományok kialakulásához (ún. MAXWELL—WAGNER-effektushoz) vezet. Ezt kézenfekvővé teszi az a tény is, hogy a lecitin is hajlamos a rétegesen rendezett, ún. folyadékkristályos struktúra képzésére. Ami $\varkappa$ frekvenciafüggését illeti, látható, hogy növekvő jódkoncentrációval a diszperzió is kifejezettebbé válik. A rövidhullámú tartományban a $d\varkappa/d(\ln\omega)$ meredekség értéke a jódozott mintáknál mintegy 2-nek adódik, míg a száraz lecitin esetében ≈ 1. A jóddal szennyezett minták esetében feltehető, hogy a vezetés kialakításában jelentős szerepet játszik a hopping-mechanizmus is, míg a szennyezés nélküli lecitin esetében a vezetési folyamat tisztázására további vizsgálatok szükségesek. Az alacsonyfrekvenciás vezetőképesség arra utal, hogy az említett hopping-mechanizmus mellett más folyamat is fellép a jódozott mintáknál, így lényegében vegyes mechanizmusú vezetésről lehet szó.

A BLM-ek elektromos vezetése

Ezek után jogosan merül fel a kérdés, hogy milyen jellegű a BLM-ek elektromos vezetése és milyen mechanizmus (vagy mechanizmusok) szerint történik a töltéshordozók transzportja BLM-eken? Az ilyen célú vizsgálatokra szolgáló mérőberendezés elvi vázlata a 3. ábrán látható.

ROSENBERG és munkatársai megmérték az oxidált koleszterinből készített BLM vezetőképességének hőmérsékletfüggését bidesztillált vízből készített fürdető oldatban és különböző adalékanyagok (trinitrobenzol, 2,4-dinitrofenol, pikrinsav és jód) jelenlétében. A vezetőképesség hőmérsékletfüggése minden esetben szigorúan követte az (5) kifejezéssel megadott exponenciális függvényt, sőt az egyes adalékanyagok esetében ugyanaz a $T_0 = 490\ \mathrm{K}^\circ$ karakterisztikus hőmérséklet adódott (4. ábra). Ez az érték — meglepetésre — azonos volt a szilárd állapotú („bulk") minták esetében kapott karakterisztikus hőmérséklettel. Ennek alapján kézenfekvő volt annak feltételezése, hogy ha a bulk oxidált koleszterin félvezető — márpedig az — akkor a BLM is az, sőt minden valószínűség szerint a vezetés mechanizmusa is lényegében mindkét esetben azonos.

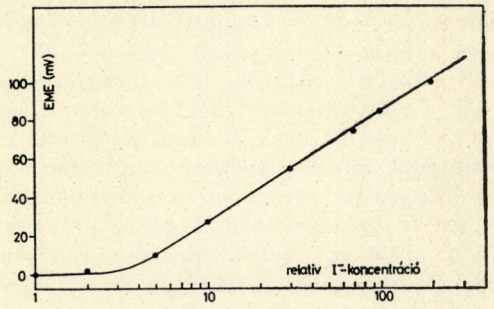
Az nyilvánvaló, hogy ez az egyetlen támpont még kevéssé bizonyító erejű, hiszen a BLM 100 Å körüli vastagsága, magas rendezettségi foka és folytonos térkitöltése nem képez minden további nélkül összehasonlítható rendszert a „bulk" minta makroszkopikus méreteivel, viszonylagos rendezetlenségével és szerkezeti diszkontinuitásaival. Következésképpen azonnal felmerülnek az alábbi kérdések; közöttük nem egy ismételten:

1. Milyen természetűek a töltéshordozók és mi a vezetés konkrét mechanizmusa BLM-ben?
2. Milyen módon kerülnek a kérdéses töltéshordozók a BLM-be?
3. Mi a szerepe a vizes fázis jelenlétének a vezetési tulajdonságok kialakítása és meghatározása szempontjából?
4. Hogyan befolyásolják a vizes fázisban levő adalékanyagok a BLM elektromos tulajdonságait?
5. Hogyan módosíthatók a BLM-ek vezetési sajátosságai?

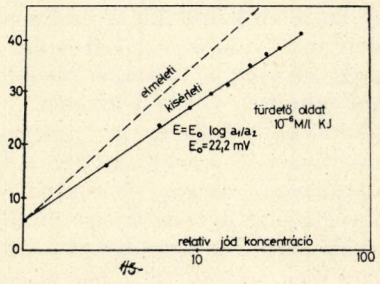
Ezekkel a kérdésekkel lényegében megfogalmaztuk azokat a legfontosabbnak ítélt mozzanatokat, amelyek akár részleges megismerése is alapvető jelentőségű lenne igen sok biológiai (s nemcsak membrán-) folyamat megértése szempontjából. A továbbiakban néhány olyan eredményt ismertetünk, amelyek már némi bepillantást engednek a membránok egyes, elektron-szinten lejátszódó jelenségeibe.

Elektronikus töltéshordozók generálódása a köztesfelületnél

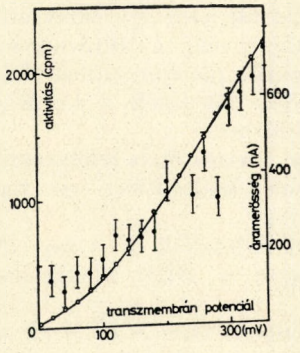
1968-ban LÄUGER és csoportja [10] észrevették, hogy a lipidmmembránok elektromos ellenállása nagymértékben csökken, ha jód ill. jód és jodid ionok vannak a fürdetőoldatban. Ha jodidion koncentrációgradiens uralkodik a BLM két oldala között, olyan koncentrációfüggésű és előjelű elektromotoros erő (EME) ébred, amely egyvegyértékű, negatív töltésű részecskéknek a koncentrációgradiens irányában történő mozgására utal (5. ábra). Ha *semleges* jódmolekulák koncentrációgradiensét hozzuk létre, akkor — minden



5. ábra



6. ábra



7. ábra

előzetes várakozással szemben — szintén egy határozott EME figyelhető meg, amelyet látszólag ugyancsak a koncentrációgradiens irányában mozgó negatív töltésű töltéshordozóknak lehetne tulajdonítani. A koncentrációfüggés azonban „lassabb", mint az előző esetben (6. ábra).

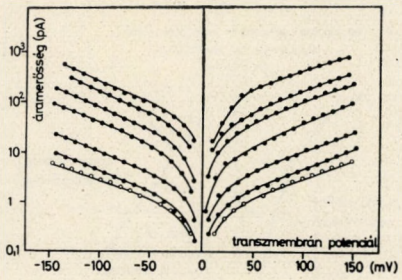
A fentiek alapján nyilvánvaló, hogy az egyszerű iondiffúzió legfeljebb csak részben, de semmi esetre sem egészben lehet magyarázat az elektromotoros erők létrejöttére. Ha a töltéshordozók ionikus[5] jellegűek, akkor, J^{131} radioizotopot használva, remény lehet azok közvetlen kimutatására. A 7. ábra egy ilyen kísérlet eredményét ábrázolja. A membrán telített jódoldatban készült, s a levékonyodást követően az egyik oldalra viszonylag nagykoncentrációjú NaJ^{131} oldatot, a másikra — ugyanolyan koncentrációban — inaktív NaJ oldatot helyeztük. Megmértük a 15 perc alatt transzportált radio-jód mennyiségét különböző potenciálkülönbségek mellett. Az említett ábrán feltüntettük az adott membrán feszültség-áram karakterisztikáját és az egyes alkalmazott feszültségek esetén transzportált aktivitást is (a spontán diffúziót az ábrázolás előtt korrekcióba vettük). Amennyiben az adott feszültség mellett áthaladó (ún. transzmembrán) áramot vagy számottevő hányadát ionikus töltéshordozók biztosítják, úgy) növekvő feszültség (ill. áramerősség, mellett az aktivitáskülönbségnek a feszültség ill. áramerősség monoton növekvő függvényének kellene lennie. Az ábra alapján azonban nyilvánvaló, hogy a transzportált aktivitás gyakorlatilag független az alkalmazott feszültségtől, és így a transzportált töltésmennyiségtől is. Ez arra utal, hogy a membránban és a membrán környezetében uralkodó elektromos térerősség a membránon átjutó, jelzett jódszármazékok (jód molekulák, jodid vagy különféle polijodid ionok) mozgását kimutatható mértékben nem befolyásolja, vagyis kevéssé valószínű, hogy a jelzett jód töltött állapotban, tehát ionként jutna át a membránon. Ha az áramot nem (vagy legalábbis domináns mértékben nem) ionok szállítják, honnan erednek az elektronok ill. lyukak és hova lesznek a membránból való kilépés után?

Az előbbi kérdés megválaszolásához segítséget nyújtanak a 8. ábrán feltüntetett feszültség-áram karakterisztikák, különböző jódkoncentrációk esetében. Amint a féllogaritmikus ábrázolásból is látható, a karakterisztikák nemlineárisak; 60 mV felett féllogaritmikus ábrázolás mellett azonban linearizálhatók. Eszerint a feszültség és áramerősség közötti kapcsolatot analitikusan az

$$I = I_0 \exp\left\{\alpha \cdot \frac{e_0 V}{kT}\right\} \qquad (9)$$

kifejezéssel adhatjuk meg, amely kísérletiesen hasonlít az elektrokémiából ismert és ott gyakran alkalmazott TAFEL-összefüggésre [11]. A TAFEL-

[5] Azért beszélünk csak ionikus jellegről, mert a jód hajlamos — általában kevéssé közismert — polijodid-ionok és különféle aggregátumok képzésére, s disszociációs termékként a J^+ ion sem ritka. Így az ion típusának eldöntése külön feladatot jelent.



8. ábra

egyenlet a feszültség és áram kapcsolatát írja le az elektronikus töltéshordozóknak fém-elektrolit ill. félvezető-elektrolit határfelületeken történő átlépésekor.

Ha feltételezzük, hogy esetünkben is elektronok felelősek a megfigyelt jelenségekért, akkor a jód membránra gyakorolt hatását — a vázolt megfigyelések tükrében — a következőképpen értelmezhetjük:

A jód, kölcsönhatásba lépve a membránnal, egyrészt töltésátadó komplexeket képez a membrán-lipidekkel, másrészt a membrán bulk fázisában oldódik mint molekuláris jód. A keletkező komplex ugyancsak félvezető, de aktivációs energiája lényegesen kisebb, mint a lipidé (4. ábra) és ezzel kedvezőbb feltételek alakulnak ki a membrán-elektrolit határfelületen (az ún. köztesfelületen) elektrokémiai elektródreakciók fellépésére. Feltételezésünk szerint jodid ionok túlsúlya esetén a

$$2I^- \rightleftharpoons I_2 + 2e^- \qquad (10)$$

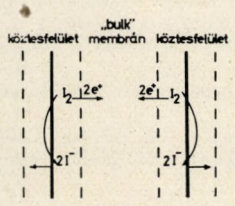
vagy a

$$3I^- \rightleftharpoons I_3^- + 2e^- \qquad (11)$$

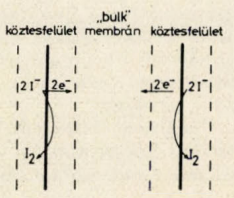
spontán reakciók játszódnak le a határfelületeken, míg jód túlsúly esetén a membránban oldódott jód, a (10)-zel lényegében ekvivalens

$$I_2 \rightleftharpoons 2I^- + 2e^+ \qquad (12)$$

elektródreakciókban vesz részt (9. és 10. ábrák). Ezeknek megfelelően, az első esetben elektronok



9. ábra



10. ábra

(e^-), míg az utóbbiban hiányelektronok, azaz lyukak (e^+) injektálódnak, a membránba. A (10) mechanizmus feltételezésével, az E elektromotoros erő, jodid-ionok koncentrációgradiense esetén, az

$$E = \frac{RT}{F} \ln \frac{c_1(I^-)}{c_2(I^-)} \qquad (13)$$

szerint függ a relatív koncentrációtól, ahol c_1 (I^-) és $c_2(I^-)$ jelöli a jodid koncentrációkat a BLM két oldalán, míg jód-gradiens esetén, $c_1(I_2)$ és $c_2(I_2)$ jód koncentrációk mellett, az

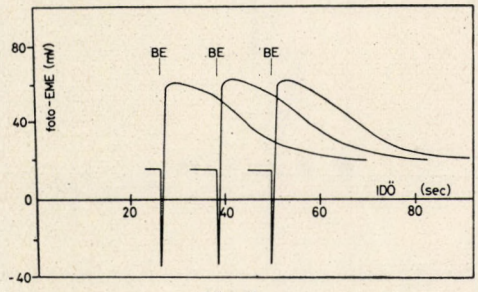
$$E = \frac{RT}{2F} \ln \frac{c_1(I_2)}{c_2(I_2)} \qquad (14)$$

összefüggés várható[6] (R az egyetemes gázállandó, F a FARADAY-féle szám; az RT/F prelogaritmikus tényező számértéke — szobahőmérsékleten — 59,12 mV). Láthatóan, a kísérletileg kapott prelogaritmikus tényező mindkét esetben (5. és 6. ábrák) jó egyezésben van az elmélet által adottal, s az elektromotoros erő is előjel-helyes. A fenti mechanizmus feleletet ad az exponenciális feszültség-áram karakterisztikák eredetére és egyúttal érthetővé válik a radiojóddal kapott „negatív" eredmény is. Amint a (10) kifejezésből látható, a jodid ionok a köztesfelületnél jóddá oxidálódnak (9. ábra) és töltésük jelzetlen elektronok alakjában halad át a membránon, míg a jelzett jód semleges molekulaként. Következésképpen a külső feszültség által biztosított tér közvetlenül nem fejt ki hatást a jelzett jód mozgására.

Hasonló jellegű megfigyeléseket lehet tenni az Fe^{3+}/Fe^{2+} stb. redoxrendszerek jelenlétében is. A ferri-ferro rendszer esetében konkrétan az

$$Fe^{3+} \rightleftharpoons Fe^{2+} + e^+ \qquad (15)$$

folyamatot tételezzük fel, amelynek érdekes tulajdonsága, hogy fotoelektromosan érzékeny, azaz megvilágítás hatására a rendszer fotoelektromos választ ad. Különösen szép és meglepően nagy fotoeffektus figyelhető meg, ha a membrán ferrikloriddal ellentétes oldalára kis mennyiségű jódot teszünk (A jód önmagában nem mutat fotoeffektust, ami annak tulajdonítható, hogy az erős töltésátadó komplex miatt olyan nagy a sötét-vezetés, hogy a közönséges megvilágítási viszonyok mellett várható fotoáram „elveszik" a sötétáramban). A 11. ábrán egy ilyen keverék-rendszer fotoelektromos válaszát adjuk meg. (A megvilágítás időtartama 0,5 másodperc volt. Az ismételt megvilágítás-



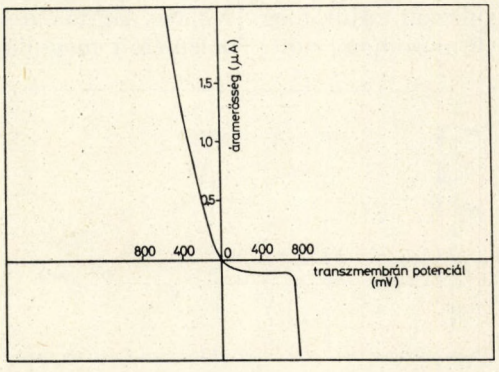
11. ábra

nál kapott eredményeket az időskálán eltolva tüntettük fel.) A fotoáram hullámhosszfüggése jól követi a vas(III) klorid vizes oldatának abszorp-

[6] (14) kifejezésbe elvileg a membrán határfelületein levő jódkoncentrációt kellene behelyettesíteni, ez azonban nem ismert. Egyensúly feltételezése esetén a membrán határfelületén levő jódkoncentráció arányos a vizes oldat koncentrációjával, így (14)-be a fürdető oldatok koncentrációja helyettesíthető.

ciós színképét, melyből arra lehet következtetni, hogy a fotoeffektus a membránhoz elegendően közel levő, gerjesztett ferri-ionok fokozottabb injekciós-készségének tulajdonítható. Bár a konkrét folyamat értelmezése árnyaltabb és kissé bonyolultabb mechanizmust tételez fel, annyi azonban látható, hogy a BLM-eken olyan tipikusan félvezető folyamatok is, mint a fotovezetés és fotovoltaikus effektus, megfigyelhetők.

Az előbbiekben láttuk, hogy alkalmasan választott (általában, de nem kizárólagosan redox) elektrolitok esetén elektronok ill. lyukak injektálódhatnak a membránba a köztesfelületeknél lejátszódó folyamatok eredményeképpen, s ezek a lényegében felületi folyamatok határozzák meg a membrán feszültség-áram karakterisztikájának jellegét. Ezért kézenfekvő annak a feltételezése, hogy megfelelően választott elektrolitoldatok esetén, azaz ha az ellentétes membrán-felületeknél garantáltan ellentétes töltésű elektronikus töltéshordozók nagy túlsúlyban történő injektálásáról gondoskodunk, a membrán kifejezett egyenirányító karakterisztikával rendelkezik. Ekkor ugyanis a köztesfelületek és a bulk membrán együttesen mint p—n (ill. n—p) átmenet kezelhető, amely alkalmas előfeszítésnél átvezet (nyitó irány) ill. lezár (záró irány). PANT és ROSENBERG [12] kísérletei valóban igazolták e várakozást; cérium (IV)ammoniumszulfát — BLM — vas(II)klorid rendszerben a 12. ábrán látható, félvezetődiódákra emlékeztető feszültség-áram karakterisztikát kapták. E rendszerben a cerium(IV)ammoniumszulfát elektrolit mint lyukinjektáló elektróda (azaz a hozzátartozó köztesfelület mint p-típusú félvezető), a vas(II)kloridos oldat pedig mint elektroninjektáló elektróda (azaz a megfelelő köztesfelület mint n-típusú félvezető) viselkedik. Következésképpen a cerium(IV)ammoniumszulfátos oldal pozitív előfeszítése esetén a membránon keresztül nagy

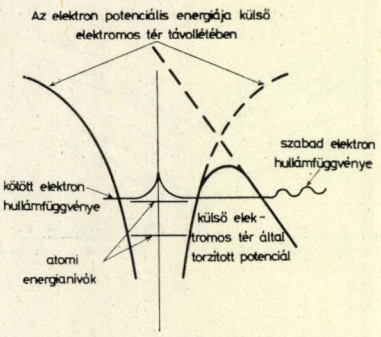


12. ábra

áram folyik, míg ellentétes polaritás mellett igen csekély az áramerősség, a

$$Ce^{4+} \;\underset{BLM}{\overset{e^+}{\longrightarrow}}\; Fe^{2+}$$
$$Ce^{3+} \;\longleftarrow\; Fe^{3+}$$

egyszerűsített reakciósémának megfelelően. Nyitott kérdés azonban, hogy ez a folyamat milyen konkrét mechanizmust takar; — a záróirányú



13. ábra

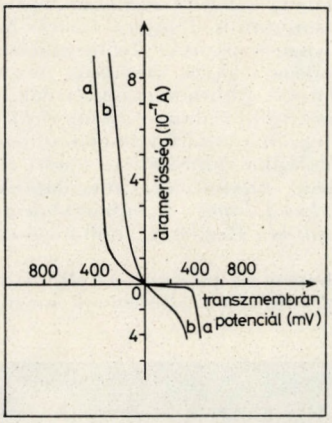
áram „megszaladása" ZENER-effektus jellegű, vagy lavina-szerű?

Nagy külső elektromos térerősség esetén az elektronok nagyobb valószínűséggel tudnak áthaladni egy potenciálhegyen, mint térmentes esetben. Ez annak köszönhető, hogy az elektronokat kötő (pl. atomi konfiguráció esetén a COULOMB-) potenciál külső tér hatására olyan deformációt szenvedhet, amely kedvező helyzetet teremt az elektronok kiszabadulására. A 13. ábrán egy eredetileg atomi konfigurációban kötött elektron egyszerűsített potenciáldiagramját, valamint annak külső elektromos tér hatására létrejött torzulását tüntettük fel. Látható, ha az elektromos tér elegendően nagy (klasszikus félvezetőknél ez mintegy $10^6 - 10^7$ V/cm-t jelent), a potenciálhegy egyik fele olyan változást szenved, amely következtében az eredetileg kötött elektron alagút-effektussal (tunneling-gel) kiszabadulhat és az elektromos vezetésben részt tud venni. Ez a jelenség általában hirtelen következik be, ami az áramerősség igen gyors növekedésében jelentkezik. Az áramerősség ilyen jellegű „megszaladás"-át (ami bizonyos diódák nagyobb feszültséggel történő záróirányú előfeszítésénél léphet fel) „ZENER-letörés"-nek vagy „ZENER-breakdown"-nak nevezik, az effektust magát pedig ZENER-effektusnak.

Van azonban egy másik, szintén nagy térerősségeknél fellépő effektus, amely hasonlóan a ZENER-effektushoz, az áramerősség lavinaszerű növekedését eredményezi. Ezt az effektust „lavina-effektus"-nak, vagy „avalanche-breakdown"-nak nevezik. Itt arról van szó, hogy a félvezetőben levő kisszámú töltéshordozó a nagy térerősség hatására oly nagy kinetikus energiára tesz szert („felhevül"), hogy pl. egy valenciaelektront képes „ionizálni" a vezetési sávba. Az így képződött elektron-lyuk pár azonban szintén felgyorsul, ami további töltéshordozók lavinaszerű, képződéséhez vezet. Ahhoz a kritikus térerősséghez tartozó feszültségértéket, amelynél a töltéshordozók lavinaszerű képződése megindul, „lavina-feszültség"-nek vagy „avalanche-breakdown"-potenciálnak nevezik.

Mármost felmerül a kérdés, hogy a 12. ábrán is látható „megszaladás" milyen jellegű; ZENER- vagy lavina-effektusnak köszönhető-e?

Ki lehet mutatni, hogy ZENER-mechanizmus esetén a V_0 letörési feszültség növekvő hőmérséklettel csökken, míg lavina-effektus esetén nő. Amint a 14. ábráról látható, V_0 növekvő hőmérséklettel csökken, vagyis a ZENER-mechanizmus szerinti folyamat valószínűsíthető. Kissé általánosítva ezt az eredményt, úgy tűnik, hogy az elektrolit-membrán határfelületeken fellépő lyuk- ill. elektroninjekciónak általában is lényeges mozzanatát képezheti az alagút-effektus, különösen nagy transzmembrán-potenciálok esetén. Ebből a szempontból különösen lényegessé válik a membránon és közvetlen környezetében kialakuló potenciáleloszlás ismerete,



14. ábra

ugyanis adott esetben fiziológiai szempontból is számításba jövő feszültségek mellett — szerencsés esetben — felléphet ZENER-effektus vagy lavina-effektus, ami komoly szerepet játszhat a bioelektromos jelenségekben.[7]

Az előbbiekben ismertetett eredmények értelmezésére általában a membrán-elektrolit köztesfelületeken fellépő folyamatokat tételeztük fel. Persze, a felületi folyamatok előnyben részesítése annak a tényleges körülménynek a kifejeződése, hogy a BLM-eknél a felület — térfogat viszony igen nagy — CGS egységekben mintegy 10^6 — és egy a köztesfelületnél lejátszódó jelenségek érthetően nagyobb hangsúllyal is jönnek számításba, mint a membránban fellépők.

Az előbbiekben megkíséreltük egy — közel sem teljes — áttekintést nyújtani a BLM-ek néhány félvezetőfizikai tulajdonságáról. Ezek változatossága és bizonyos esetekben uralkodó volta alátámasztja annak a feltevésnek a jogosságát, hogy ezek és az ezekhez hasonló rendszerek elektronikus szintű folyamataihoz hasonlók szerepet játszhatnak egyes biológiai jelenségek kialakításában is. Noha már jelenleg is igen sok és meggyőző adat áll rendelkezésünkre, az elektronikus folyamatok természetéről és törvényszerűségeiről igen keveset tudunk. Így az itt ismertetett eredményeket is inkább biztató kezdetnek, mintsem e kérdések megoldásának kell tekintenünk. Ennek tulajdonítható e munka ama „szépséghibája", hogy — bár csábító lehetőség bőven kínálkozik — mégsem kíséreljük meg most ezeket az eredményeket biológiai jelenségek értelmezésére alkalmazni. Ha csupán azt sikerült érzékeltetni, hogy egy ilyen biológiai, sőt tipikusan biológiai modellrendszeren, mint a BLM, igazi fizikát lehet „csinálni" — akkor lényegében elértük célunkat. Úgy véljük, talán nem kell túl sokat várnunk arra sem, hogy módunk (vagy éppen okunk) legyen egyes biológiai jelenségek „titkairól" elektronikus szintű folyamatok tükrében beszélni.

[7] Sajnos, a membrán-biofizikai eredmények egyik — jelenlegi — gyenge pontja, hogy még hozzávetőleges értelemben sem lehet valamit is mondani a membránon és a környezetében uralkodó potenciálviszonyokról. A nyilvánvalóan egyenlőtlen potenciáleloszlás miatt lokálisan nagy térerősségek is felléphetnek, és ezek ismerete, ill. vizsgálata igen fontos lenne a heterogén biológiai rendszerek elektromos alaptulajdonságai megértése szempontjából.

IRODALOM

1. *Karvaly*, B., Fiz. Szle., *24* 269 (1974)
2. *Ernst*, *J.*, Bevezetés a biofizikába, Magyar Orvosi Könyvkiadó Társulat, Budapest 1947.
3. *Bockris*, *O'M. J.* és *Srinivasan*, *S.*, Nature, *215*, 197 (1967).
4. *Szent-Györgyi*, *A.*, Science, *93*, 609 (1941).
5. *Leslie*, *R. B.* és *Chapman*, *D.*, Chem. Phys. Lipids, *1*, 143 (1967).
6. *Rosenberg*, *B.*, *Bhowmik*, *B. B.*, *Harder*, *H-C.* és *Postow*, *E.*, J. Chem. Phys., *49*, 4108 (1968).
7. *Gutmann*, *F.* és *Lyons*, *L. E.*, Organic Semiconductors, J. Wiley and Sons, New York—London—Sydney 1967.
8. *Kemény*, *G.* és *Rosenberg*, *B.*, J. Chem. Phys., *52*, 4151 (1970).
9. *Munn*, *R. W.* és *Silbrand*, *W.*, J. Chem. Phys., *53*, 3343 (1970).
10. *Läuger*, *P.*, *Richter*, *J.* és *Lesslauer*, *W.*, Ber. Bunsenges. phys. Chem. *71*, 906 (1967).
11. *Érdey-Grúz*, *T.*, Elektródfolyamatok kinetikája, Akadémiai Kiadó, Budapest 1969.
12. *Pant*, *H. C.* és *Rosenberg*, *B.*, Chem. Phys. Lipids, *5*, (1971).
Rosenberg, *B.*, Disc. Faraday Soc. No. 51, 190 (1971).

A KÖZÉPISKOLAI FIZIKATANÁROK XVII. ORSZÁGOS ANKÉTJA ÉS FIZIKAI ESZKÖZKIÁLLÍTÁSA

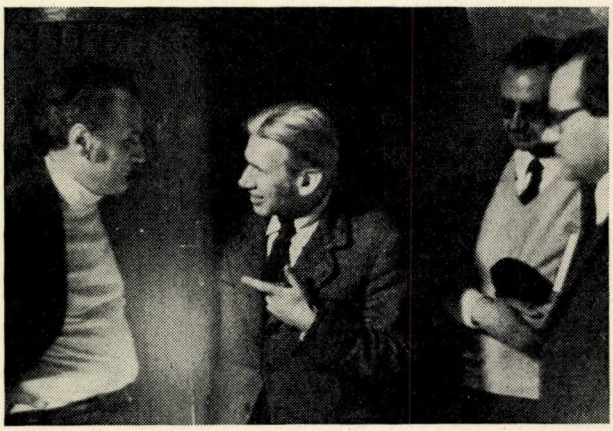
A fizika korszerűbb oktatásának útjait kereső tanárok ismét nagy számmal (340) gyűltek össze a tavaszi szünet ápr. 9—11. napjain Hódmezővásárhelyen. Ankét-témaként ezúttal negyedszer az atomfizika oldaláról közeledtek az oktatás legnagyobb problémáinak megoldása felé. Céljuk az, hogy a tanulókat a természettudomány legújabb ismereteinek megértéséhez, valamint azok társadalmunkat szolgáló fejlesztéséhez szükséges maradandó és egységes készségek rendszere birtokába juttassák.

Az ankét résztvevőit az értékesen dekorált Petőfi Művelődési Központ fogadta, melynek nagy előadóterme igen célszerűnek bizonyult. A Szántó Kovács Kollégium-i elszállásolásra és étkezésre minden résztvevő nagy megelégedéssel gondolhat vissza.

A hódmezővásárhelyi Tanács elnökének, *Sajti Imrének* üdvözlő szavai után az ankétot *Sas Elemér*, Társulatunk főtitkárhelyettese nyitotta meg. Az ankét teljes programját átfogó bevezető előadást *Jánossy Lajos* akadémikus: Mit és honnan tudunk az atomokról? címmel tartotta. *Főzy István* ugyancsak irányítónak számító: Tapasztalatokra alapozó atomfizika-tanítás c. előadása után *Turtóczky Sándor:* Beszámoló az atomfizika oktatásáról címmel őszintén tárta fel azt az utat, amelyet éveken át csiszolgatva a tanításban meg tudott valósí-



1. kép Az ankétra érkezettek egy csoportja



2. kép Jánossy Lajos és Marx György beszélget a szünetben



3. kép Jó hangulat az előcsarnokban

tani. Többek között vitaanyaggá vált a következő kérdésfelvetése: Vajon az ismertetett anyag minden IV. o. tanuló számára egyenlően elmélyült oktatása vagy a fizikából érettségizni szándékozók előkészítése a fontosabb tanári feladat? Az első délelőtt záróelőadását *Tasnádi Péter:* Modellalkotás és atomfizika címmel tartotta.

A délutáni program első pontja *Radnai Gyula:* Atomfizikai témák a PSSC és a Nuffield-tervezet érettségi, felvételi vizsgán c. előadása. Egy kérdéssorozat sokszorosított példányainak szétosztásával módot nyújtott annak közelebbi megismerésére. A múlt évi veszprémi ankéton a Természettudományi játékokról tartott előadásán szereplő ötletei után most is jó eredményt ígérő javaslattal szolgált: a kérdéssorozatot válaszolják meg a résztvevők, majd az összesítés eredményét tárja eléjük.

Ez után zajlottak le *Sas Elemér* elnöklete alatt a következő jelenség-bemutatók. *Ronyecz József:* higanytöltetes átlátszó műanyagcső oktatási felhasználásai; légpárnás asztal felhasználása a gázok kinetikus elméletének oktatásában. *Gáti László:* filmek és rázókészülék a gázok kinetikus elméletének tanításához. *Sárkány Béla:* téremissziós mikroszkóp és egyéb korszerű szemléltető eszközök alkalmazása az atomfizika tanításában. *Csekő Árpád:* atomfizikai fogalmak tapasztalati megalapozása prizmaszínkép útján. *Lang János:* A buborékkamra működéséről. *Juhász András:* Rezgések, hullámzások különböző dimenzióban.

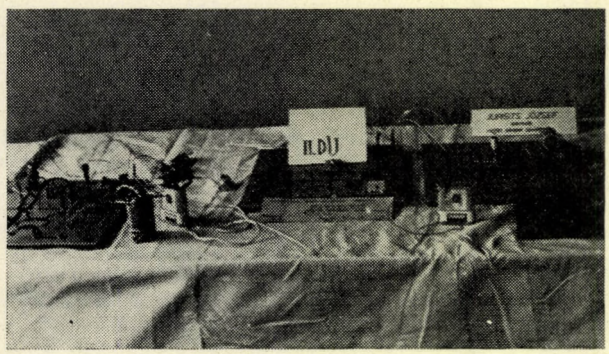
A délutáni harmadik program az atomfizika demonstrációs- és mérőeszközök kiállításának megnyitása, meg-



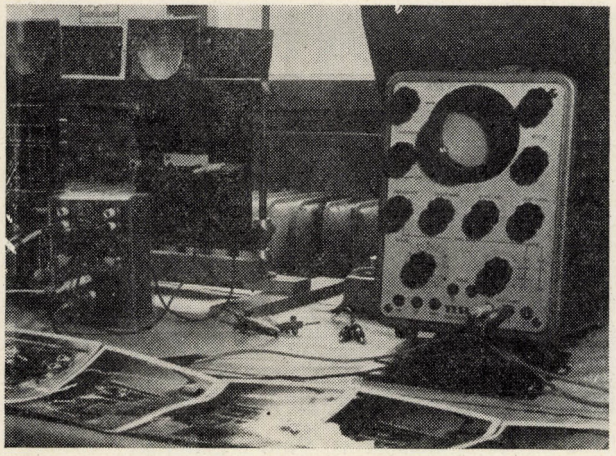
4. kép Jánossy és Csikai professzorok a szünetben



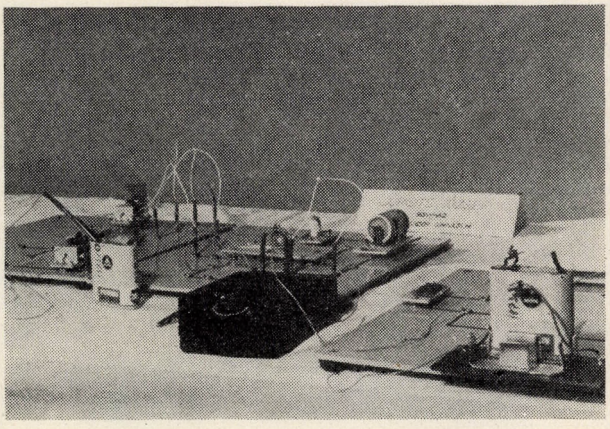
5. kép Beszélgetők az előadások közötti szünetben



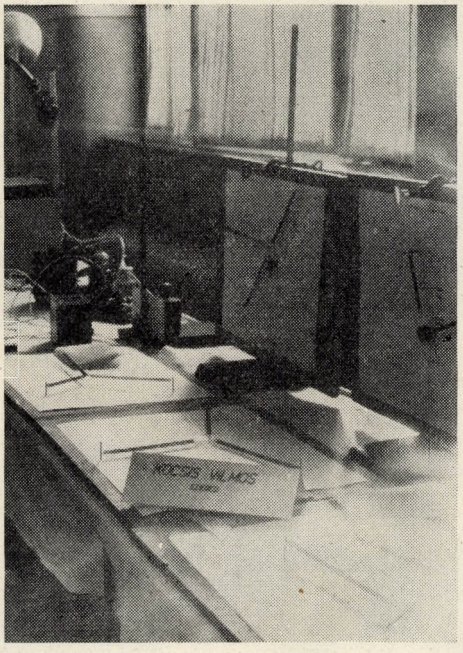
6. kép Jurisits József sugárzás-vizsgálója



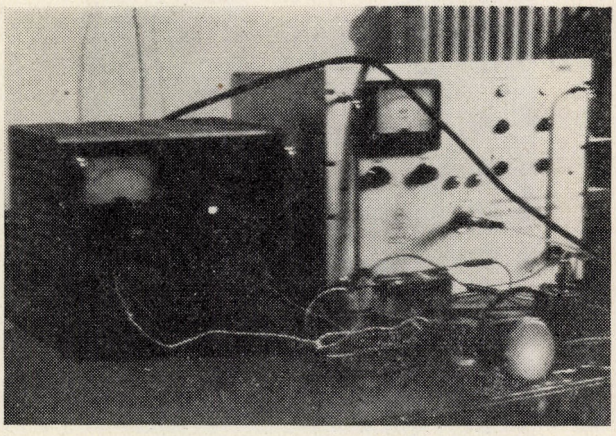
7. kép Győri Antal hullámanalizátora



10. kép Jurisits József tanulókísérleti készlete



8. kép Kocsis Vilmos tanulókísérleti eszközei

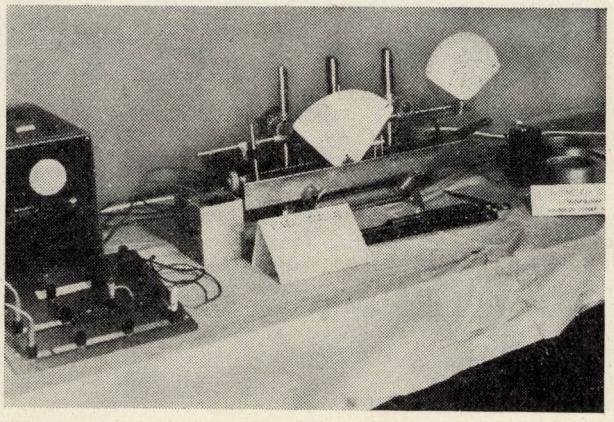


10a. kép Az elektron-diffrakció bemutatásának összeállítása, Haiman Ottó

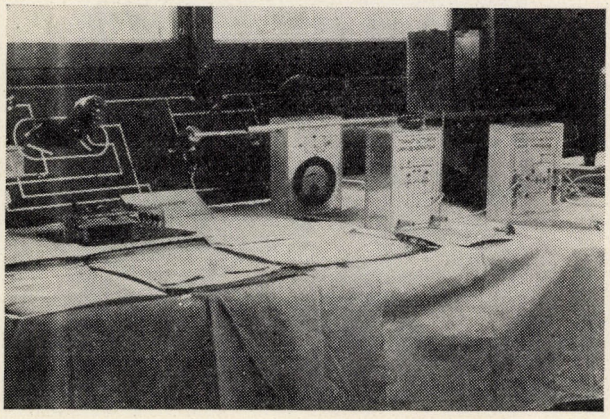
tekintése. A Bethlen gimnázium három tantermében elhelyezett kiállítást *Ronyecz József* nyitotta meg. Beszédéből érdemes idézni: „. . . a kiállítás egyenrangú a plenáris ülések előadásaival." „. . . mindig örömmel látjuk hogy a tanárok jegyzik, rajzolják a kísérleti eszközöket." „a kiállítások gazdag anyagából alig került legyártásra." „. . . Hódmezővásárhely töri meg ezt a jeget?"

Az első ankétnap befejezése vacsora utánra került és ez: A világosság árnyékai (Cern), valamint Kopernikusz c. filmek megtekintése.

A második ankétnap bevezető előadását *Marx György* akadémikus tartotta: Milyen az atom, és mit tanítsunk

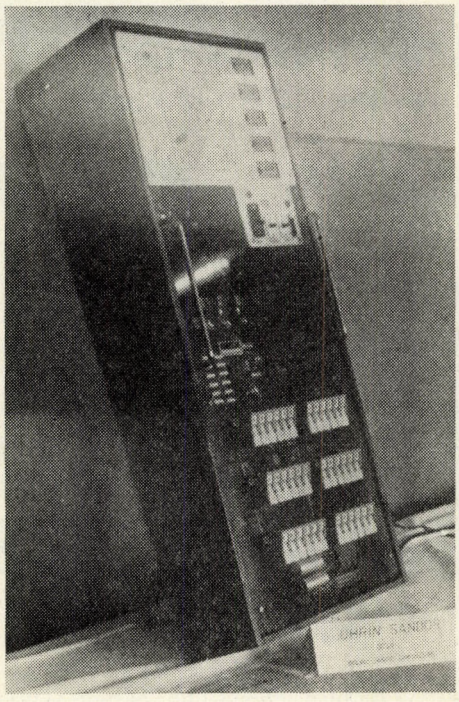


9. kép Kunos András hőtágulási eszköze

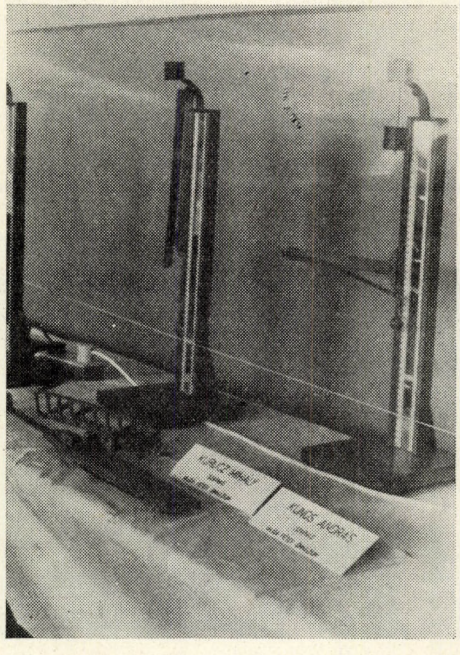


11. kép Győri Antal kiállítása

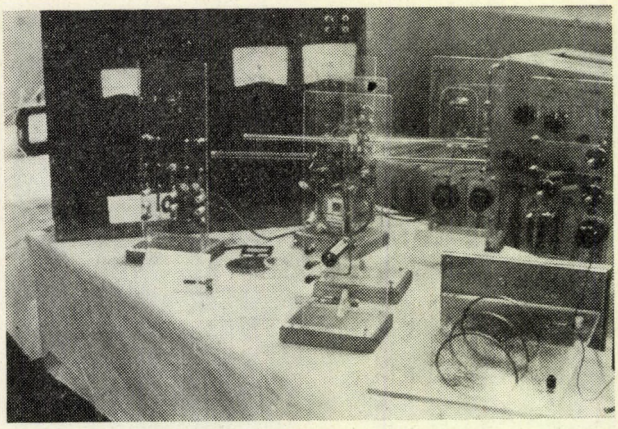
róla? A természettudomány korszerű tanításának alapismereteit világosan átlátható egységben tartalmazó előadás akkor válik bennünk tanítási fegyverré, ha gazdagon illusztrálva (kísérlet, vázlat, képlet, utalás) sürgősen nyomtatásban kerül a kezünkbe. Nagy öröm, hogy Hódmezővásárhely Tanácsa az ankétanyag megjelentetését magára vállalta. *Marx* akadémikus elméleti előadása után került sor a mélyebb atomfizikai ismeretekre épülő oktatási kísérletek beszámolóira. *Csákány Antalné, Tóth Eszter* és *Ujj János* az I. o. Anyagszerkezet tantárgy —, *Török Tivadarné* az I. o. koordinált fizika-kémia —, *Kárpáti László* az I. o. koordinált kémia-biológia —, *Gulyás Sándorné* a IV. o. elemi kvantumelmélet oktatásában elért sikereikről, valamint problémáikról tartottak rövid ismertetést.



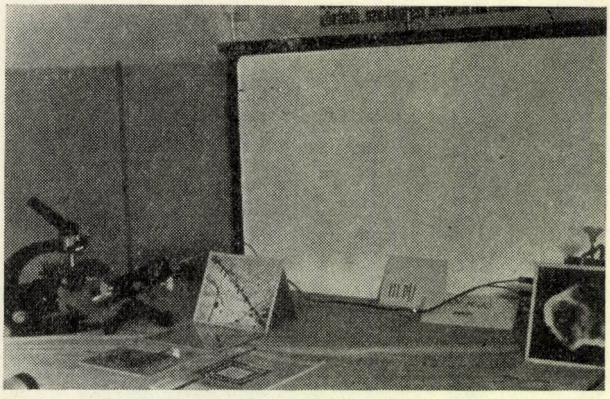
12. kép Uhrin Sándor oktatógépe



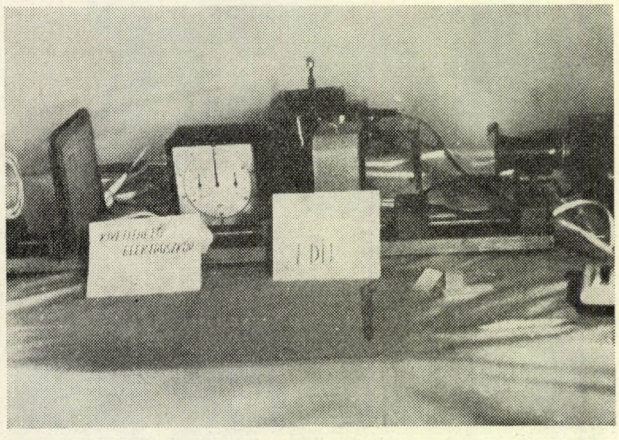
13. kép Kurucz M. és Kunos A. tanulókísérleti eszközei



14. kép Horváth Vilmos kiállítása



15. kép Nagy Mihály atomfizikai vizsgáló berendezése



16. kép Németh Gyula kiállítása

A második ankétnap délutánjának második pontjaként teljes létszámú résztvevővel zajlott le a Fórum, amelyet *Sas Elemér* vezetett. Az oktatási kísérletekkel kapcsolatban előkerült rugalmas golyó modellre, a tanításunkban használható jó atommodellre, többféle tankönyv és segédkönyv megjelentetésére, a tesztek pontszámának megállapítási módjaira, az iskolafajtánkénti differenciálás szükségességére az egy éven belül szétküldésre kerülő nyomtatott ankétanyagban remélhetünk választ. A miniszterünk képviseletében jelenlevő *Benczédy József* főosztályvezetőtől többek között a következő válaszokat kaptuk. A jövő tanévben meg kell oldani a fizika és kémia tanításában segédkező laboránsok

ügyét. A tantárgyak oktatásának kérdéseit annak módszerével, eszközeivel együtt tervezik. Az ált. isk. tervszerű felszerelése befejezés előtt áll. A gimnáziumokban a II. o.-tól az ének és zene kivételével megszűnnek a tagozatos osztályok. Az új tantervek úgy készülnek, hogy az anyag harmadának beillesztéséről a tanárok önmaguk döntenek. Ez azoknál a nevelőknél válik jó hatásfokúvá, akik erre már most kezdenek felkészülni. Megszünnek a tantervi utasítások, irányító tanmenetek. Rendkívüli mértékben emelkedik az eszközök fejlesztésére, filmekre, diákra, írásvetítőkre, szuper 8 filmre fordítható összeg. 1976 végére megjelenik magyar készülék hurokfilmek vetítésére. A nagy beruházást igénylő felszerelés használatának általánossá válását jelentősen szolgálni fogják a bázis-iskolák.

A második napi előadásokat, tanácskozásokat ünnepség zárta le, amelyen *Benczédy József* adta át az Oktatásügy Kiváló Dolgozója kitüntetést *Skrapits Lajosnak*, az ELTE Ált. Fizika Tanszék adjunktusának, valamint *Dede Miklósnak* a debreceni KLTE Alk. Fizika Tanszék adjunktusának.

A hasznos munkanap a Béke Szállóban rendezett jóhangulatú társasvacsorával fejeződött be, amelyen csaknem teljes számban megjelentek az ankét résztvevői.

A harmadik ankétnap délelőttjén *Kovács István:* Mit tanítsunk a fémes vezetésről?, *Kovács László:* A szilárdtest fizika *IV.* o. oktatásának tapasztalatairól és *Gilde Ferenc:* A fázisátalakulásokról adtak elő.

Az ebédszünetben az ankét-témakör legalapvetőbb kísérletének megtekintését tette lehetővé *Haiman Ottó.* Több intézmény kooperációjával létrehozott olyan berendezést, amellyel elektronok 5 nm vastag polikristályos grafitrétegen bekövetkező elhajlása akár középiskolában is bemutatható. Ennek a kísérletnek a szemlélése után azok a tanulók, akik a röntgen-hullámnyaláb elhajlásos képét megértették, tapasztalati tényként kezelik az elektronnyalábot mint hullámnyalábot.

Az ankétnak délután is értékes számai zajlottak le. A debreceni egyetem igen jelentős eszközkészletével tartotta *Nagy László:* Az atomfizika kísérletes tanítása címmel előadását. *Nagy Mihály:* Magfizikai kísérletek a középiskolában címmel a nyomdetektorokkal való vizsgálásban elért, újabban kicsiszolt eljárásait propagálta. Értékesen zárta le az ankét továbbképzési részét *Marx György* a hullámdrót, a hullámkád és a hangszóróval gerjesztett hullámfelületről rendkívül oktatóan készült filmek bemutatásával.

Kapcsolódva az ankét hivatalos részének befejezése kommentálásához, érdemes elgondolkodni a következőkön. Ennek az ankétnak volt a „munkaideje" a leghosszabb. A minden programot végigélvezőknek majd 35 óra, vagyis 4,5 üzemi munkanap. Nem célszerű és nem helyes, hogy a vendéglátó város megismerésére csak a koránkelőknek volt alkalmuk. Az ankétjainkon megszokott üzemlátogatás, kirándulás ezúttal elmaradt.

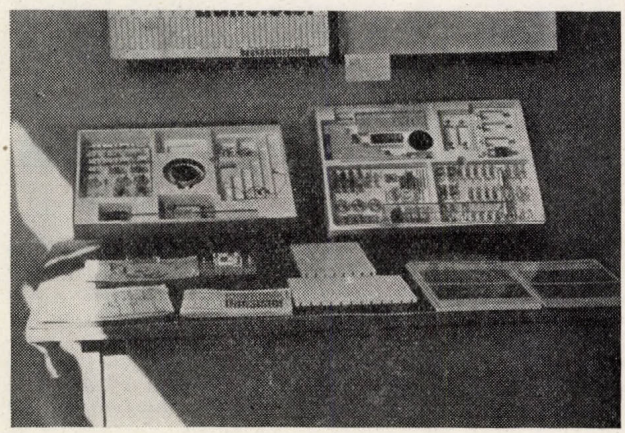
Az ankét következő programpontja Társulatunk múlt évben alakult Oktatási Szakcsoportjának nyílt ülése. *Jánossy Lajos* akadémikus nyitószavai után *Holics László* titkár számolt be az elmúlt évben megoldott feladatokról. Nagy előhaladás van a megalakulási célkitűzések 3. pontjában. (Az Oktatás Szakcsoport elfogadott tervezete a múlt évi ankétbeszámolóban olvasható. Fizikai Szemle 1974./1—30.) A Tatán megfogalmazott tervek szerint készült a gimnáziumok számára új tanterv és nagy ütemben folyik a természettudományok tanításában az integrálás kísérleti kimunkálása. Az augusztusban Gyulán megrendezésre kerülő „Anyagszerkezet 1980" szeminárium jelentős eredményeket hoz. Az 5. pont szerint létrehozott Fórum az elmúlt évben havonként 20—150 résztvevővel eredményesen működött. Sokat segít a tanári továbbképzésben és a tájékoztatásban a Fizikus Naptár.

Nyilas István javaslatot tett arra, hogy a jövő évi ankétot Nyíregyházán tartsuk. Az ankét témaköre: Mechanika.

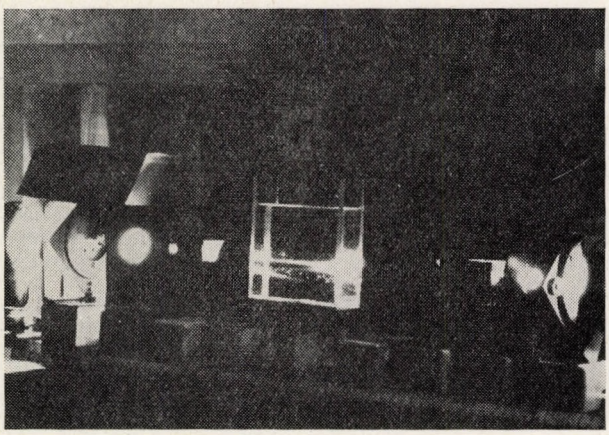
Marx György akadémikus a Szakcsoport következetes munkájának lényeges láncszemeként jellemezte a most lezajlott ankétot. Az úttörést abban látja, hogy minden atomfizikát oktató egyetemi tanár jelen volt az ankéton



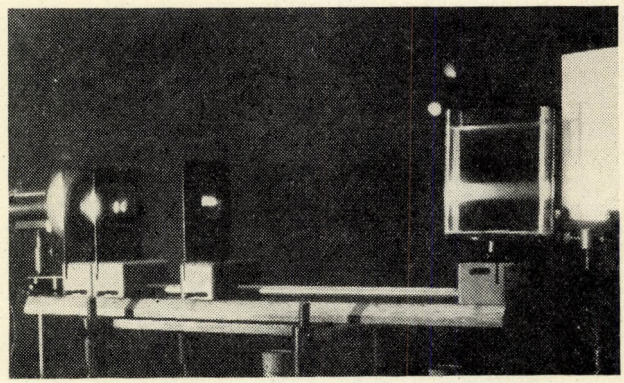
17. kép Fizikai egységcsomag a TANÉRT kiállításán



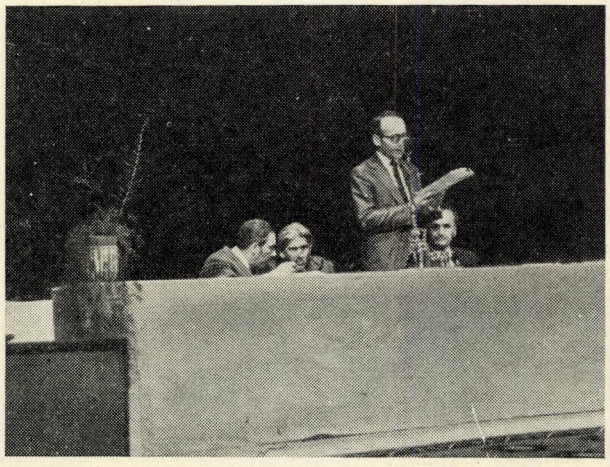
18. kép A TANÉRT kiállításának egy részlete



19. kép Oldott fluoreszcein gerjesztése: balról a Hg diszkrét, jobbról az izzólámpa folytonos színképet adó fényenergiájával. Csekő Árpád



20. kép Szűrőválogatta zöldkvantumok gerjesztése fluoreszceinoldatban. Csekő Árpád



21. kép Holics László titkári beszámolóját tartja

és a középiskolai tanárok részvétele az előadók sorában 50%-ra emelkedett. Szóba kerültek a panaszok, de eltűnt a panasznap-jelleg. A taneszközök fokozatos pótlódására a legilletékesebbtől hallottak kiegészítésére a középiskolákban is követendőnek említi: az egyetemek egymás között kicserélik az eszközöket, illetőleg megcsinálják egymásnak is a helyileg jól kifejlesztetteket. Az ankét fel sem sorolható sok sikeréért köszönetet mond *Láng László Lang János, Ronyecz József, Tóth Eszter, Sas Elemér* és *Iván Klára* társulati tagoknak.

Az ankét díjkiosztó ünnepségéről való beszámolás előtt szólani kell az ankéttal kapcsolatos 16. taneszközkiállításról, amelyet a Bethlen G. gimnáziumban *Bodrogi Sándor* és *Lőrincz Győző* tanárok igen gondosan rendeztek meg. A kiállítók száma és a kiállított anyag mennyisége a múlthoz képest alacsonyabb. Ezt a következő statisztika mutatja. Egy egyetem két tanszékének 3 kiállítója 4, 12 középiskola 13 tanára 56, 1 egyéni kiállító 3, a Tanért Vállalat 3 kiállítója 30 db, tehát 15 intézmény 20 kiállítója 93 eszközzel vagy készlettel, illetőleg összeállítással szerepelt. A kiállított eszközök minőségükkel általános tetszést arattak. A kiállítókról és a kiállítás anyagáról közelebbi tájékoztatást nyújtanak még a fényképek, valamint a kiosztott jutalmak felsorolása.

Az ankét záróünnepségén *Vermes Miklós* alelnök az 1974. évi *Mikola Sándor*-díjakat *Kugler Sándorné* budapesti vezetőtanárnak és *Kunos András* szarvasi gimnáziumi tanárnak adta át. Az Eszközkiállítás Díjait Odaítélő Bizottság döntött, hogy a Művelődésügyi Minisztérium 10 000 Ft, a Csongrád m. 2000 Ft, a Hódmezővásárhely város 2000 Ft és a Tanért 2000 Ft adományát a következő középiskolai tanárok kapják. A díjakat *Kovács István akadémikus* és *Bíró Józsefné* tanácselnökhelyettes adták át. A Tanért Vállalat 2000 Ft-os különdíját *Kocsis Vilmos* szegedi gimnáziumi tanár kapta. A Művelődésügyi Minisztérium díjai: a 2000 Ft-os I. díjat *Németh Gyula* tiszaföldvári, az 1500—1500 Ft II. díjakat *Horváth Vilmos* nagykátai és *Jurisits József* bonyhádi, 3 db 1000—1000 Ft-os III. díjat *Boros Dezső* jászberényi, *Kurucz Mihály* és *Kunos András* szarvasi, *Nagy Mihály* debreceni, 500—500 Ft jutalmat *Finta András* budapesti, *Pintér Ferenc* zalaegerszegi, *Ramasz Károly* békéscsabai és *Uhrin Sándor* ócsai gimnáziumi, illetőleg szakközépiskolai tanárok kapták. Csongrád megye 2000 Ft-os különdíját *Győri Antal* szentesi gimnáziumi tanár, Hódmezővásárhely város különdíját *Ronyecz József* szakfelügyelő kapta. Dicséretben részesültek az Országos Tanszergyártó Vállalat, *Csekő Árpád,* valamint az ELTE Általános Fizika és az Atomfizika Tanszéke a kiállított eszközeikért.

A város vezetőinek szellemi, üzemeinek anyagi támogatásával komoly eredményeket felmutató hódmezővásárhelyi ankétunk résztvevőitől *Bíró Józsefné* tanácselnökhelyettes meleg szavakkal búcsúzott. Annak a reményének adott kifejezést, hogy a helyi szakcsoport révén az ismeretek terjesztése Hódmezővásárhelyen sem marad le az ismeretek gyorsuló növekedése mögött.

Záróelőadásként *Gaja Alaga* zágrábi professzor mint az Eötvös Loránd Fizikai Társulat új tiszteleti tagja az Atomok, atommagok és műveltség címmel magyar nyelven a kutatások újabb irányaira mutatott rá.

Csekő Árpád

AZ ANYAGSZERKEZET TANTÁRGY STRUKTÚRÁJA ÉS METODIKAI KÉRDÉSEI

Varga Ernő vezető tanár,
ELTE Apáczai Csere János Gyakorló Gimnázium

A Magyar Tudományos Akadémia Közoktatási Bizottsága keretében működő Természettudományi Albizottság foglalkozva az 1990-es években a gimnáziumokban tanításra kerülő természettudományi ismeretanyaggal, arra a meggyőződésre jutott, hogy szakítani kell a természettudományi tárgyaknak a középfokú oktatásban jelenleg meglevő elszigeteltségével. Mert bár elvileg mindenki fontosnak tartotta a tárgyak közötti koncentrációt eddig is, a tanítás gyakorlatában ez a törekvés mégis csak igen korlátozott formában valósult meg.

Az elszigeteltségen a Természettudományi Albizottság úgy kíván segíteni, hogy a természettudományok oktatását a középiskolában egy komplex tárggyal, az anyagszerkezettel indítja. Az anyagszerkezet elsősorban a kémiát és a fizikát, de bizonyos mértékig a biológiát is hivatott megalapozni. Egységes alapokról indulva, már a kezdet kezdetén kiküszöbölődik az egyoldalúság, az elszigetelődés veszélye.

A továbbiakban (a II. és a III. osztályban) az egységes alapból kifejlődnek — de továbbra sem szigetelődnek el — az egyes természettudományos tárgyak, a fizika, a kémia és a biológia. Így a tanulóknak módjukban lesz megismerkedniük a fizikai, a kémiai és a biológiai mozgásformák specifikumával. Végül a IV. osztályban egy nagy óraszámú természettudományos tárgy, az anyagfejlődés hivatott megoldani az addig tanultak integrációját.

E cikkben az anyagszerkezet struktúrájával és néhány metodikai kérdésével szeretnék foglalkozni.

Hogy egészen világosan lássuk a tárgy célját, anyagelrendezését, néhány szót kell szólnom a fizikai és a kémiai mozgásformákról, azok összefonódásáról, valamint a fizika és a kémia tudományának viszonyáról. Annál is inkább szükséges ez, mivel a régi beidegzések, a tradíció következtében mind a fizika, mind a kémiai oktatói közül néhányan féltik a saját tudományukat akkor, amikor azt egy komplex tantárgy részeként tudhatják. A féltést némileg indokolja az a tény, hogy voltak olyan — elsősorban a filozófiában jelentkező — áramlatok, amelyek szerint pl. a kémia nem tekinthető önálló

tudománynak, hanem a fizika részeként kell kezelni. Mások szerint a magfizikát a kémiához kellene kapcsolni. Ismét mások szerint a kémia a fizikát két különálló tudományra, az atomfizikára, valamint a klasszikus fizikára osztja fel.

Az említett felfogások nyilvánvaló szűklátókörűségből fakadnak. Hiszen az a felfogás, amely szerint a kémia a fizika egy része, a bonyolultabb mozgásformáknak az egyszerűbbekre való visszavezethetőségének az eltúlzása, más szavakkal a fő mozgásforma lényegének arra a mellékformára való leszűkítése, amelyet a fő forma szerkezetileg magában foglal, s amelyből genetikailag származik.

A kémikus és a fizikus szemléletének tárgyuk specifikumából következő különbözőségét jól szemlélteti a következő folyamat eltérő megítélése:

$$H + H = H_2$$

A fizikus ezt a folyamatot négy fizikai részecske kölcsönhatásaként kezeli. A kémikus itt két kémiailag egész egyesüléséről beszél. Az eltérés természetes következménye az „elemi" fogalmának az illető tudományra jellemző módon történő alkalmazásának. Kedrov* szerint ugyanis az elemi fogalma a mai természettudományban nem más, mint annak a ténynek az általánosítása, hogy minden tudomány egy valamely, a jelenségek adott köréhez viszonyítva igen egyszerű anyagformát tekint kiindulónak, s ezzel mint az egész általa tanulmányozott objektum „sejtjével" kezdi tárgya kifejtését.

A kémikus tehát nagyobb egységekben gondolkodik mint a fizikus, bizonyos részleteket „elhanyagol". Ha nem ezt tenné, akkor a bonyolultabb, pl. biokémiai folyamatok értelmezésére képtelen lenne. Annyi paramétert kellene figyelembe vennie, amennyinek eredőjét a legkorszerűbb komputerek sem lennének képesek kiszámítani.

Nem kívánok a továbbiakban az említett (még kevésbé a meg sem említett) nézetek kritikájával foglalkozni, hanem inkább a fizikai és a kémiai mozgásformák, s a megfelelő tudományok összefüggéseit kívánom taglalni.

A klasszikus fizika által tárgyalt jelenségek, természeti törvények jól megérthetők a korpuszkuláris szemlélet alapján. E tudomány eredményei jórészt akkor születtek, amikor az atomok összetett volta nem volt ismeretes, és ismeretlen volt az anyag kettős (korpuszkulum és hullám) természete. Mindezek ellenére a klasszikus fizika törvényei ma is helytállóak, de azt is tudjuk, hogy érvényességi körük meddig terjed.

Az elmondottak úgy is megfogalmazhatók, hogy a klasszikus fizika körébe utalható jelenségekben az anyag korpuszkulum jellege dominál.

Az atomot felépítő részecskék mozgása nem érthető meg a klasszikus fizika törvényszerűségei és az ott szokásos szemlélet alapján. Ezekben a mozgásokban az anyag hullámtermészete dominál. Így pl. az elektronhéjban tartózkodó elektron állapotát leíró alapvető Schrödinger-egyenlet (1926):

$$\Delta^2\psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2}(E - V)\psi = 0$$

is hullámegyenlet. Helyesebb tehát az elektront olyan anyagnak tekinteni, amelynek korpuszkulum-sajátságai háttérbe szorulnak a hullámsajátságaival szemben.

Mindezek ellenére a klasszikus fizika és az atomfizika egyaránt a fizika része, nem lenne indokolt két egymástól független tudománnyá való különválasztásuk, hiszen mindkettő az anyag mozgását, az anyag két megjelenési formájának: a korpuszkuláris és a fizikai mező alakjában jelenlevő anyagnak a mozgástörvényeit írja le.

A kémiai mozgásforma specifikuma abban van, hogy benne egyenlő mértékben érvényesül az anyag korpuszkulum- és hullámsajátsága.

A molekulák hőmozgása mint meghatározott tömegű részecskék mozgása reprezentálja a korpuszkulum jelleget. Ti. a molekulák mozgása egyik alapvető feltétele, összetevője a kémiai reakcióknak. E nélkül nincs kémiai átalakulás sem.

* Kedrov: A természettudományok tárgya és kölcsönös kapcsolata.

Számítások szerint szobahőmérsékleten $10^{13}-10^{16}$ ütközés közül kb. egy vezet a molekulák átalakulására. A molekulák átalakulása során megváltozik az atomok legkülső elektronhéjának szerkezete. Ez a szerkezetváltozás reprezentálja a kémiai folyamatokban az anyag hullámsajátságait. Hiszen a molekulák atomokból való képződése során a vegyértékhéj elektronjainak interferenciája következik be.

Az anyag kémiai sajátságainak értelmezése nem teljes a részecske-hullám dualizmus figyelembevétele nélkül. Helyes eredményt a kettősség egyidejű figyelembevételével kapunk. Pl. a következő kémiai folyamat:

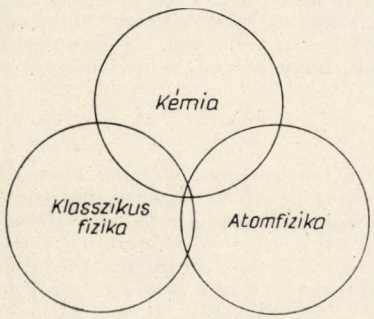
$$A + B = C$$

sebessége (v):

$$v = k \cdot [A] \cdot [B]$$

Ebben a kifejezésben [A] és [B] a reakciópartnerek koncentrációját jelenti mól/literben. A reakciósebesség tehát egyenesen arányos a reakcióban részt vevő anyagok részecskéinek számával (korpuszkulum jelleg), „k" arányossági tényező, aminek értéke az anyagi minőségtől függ. Az atomok, molekulák minőségét pedig elsősorban az elektronburok felépítése határozza meg (hullám jelleg).

Az elmondottakat ábra és táblázat foglalja össze.*



Klasszikus fizika	Kémia	Atomfizika
A molekulák felbomlás nélküli mozgása	A molekulák struktúrájának változása az atomok átalakulása nélkül	Az atomokat felépítő részecskék mozgása
A korpuszkulum jelleg dominál	Korpuszkulum és hullám egyidejűleg és egyenlő mértékben érvényesül	A hullámsajátság dominál

Ezek előrebocsátása után könnyebb áttekintenünk az anyagszerkezet tantárgy anyagának elrendezését, s ezzel egyidejűleg egyre világosabban körvonalazódnak az alkalmazásra kerülő metodika kontúrjai.

Az anyagszerkezet nem egyszerűen alapvető fizikai és kémiai ismereteket kíván nyújtani, hanem meg akarja tanítani a gyerekeket a természet megismerésének módjára, meg akarja kedveltetni a természettudományokkal való foglalkozást, be akarja bizonyítani, hogy a természet bárki által megismerhető, „csak" pontos megfigye-

* Amikor a szubatomáris részecskék — elsősorban az elektron — mozgásában a hullámsajátságok elsődlegességét emelem ki, akkor ez azt is tükrözi, hogy hogyan modellezhető jól, a valóságnak nagy valószínűséggel megfelelő módon, ezeknek a részecskéknek a mozgása; nyilvánvalóan a hullámmodellel. De természetesen szó sincs arról, hogy az anyag ezen formáinak „atomos volta" — megfelelő módon, s nem is könnyű módon — ne lenne igazolható. Mert hiszen valódi és nem látszólagos kettősségről van szó.

A kémiai mozgásforma valósághű modellezéséhez azonban a sörét- és a hullámmodell egyaránt szükséges.

léseket kell tenni és logikusan kell gondolkodni. Az emberi szubjektum egyik legnagyobb élményében, a felfedezés örömében kívánja részeltetni a tanulókat. Ennek megfelelően a modellalkotás motiválásával kezdődnek az anyagszerkezeti stúdiumok. A legelső órák egyikén sörétet tartalmazó és különböző alakú válaszfalakkal ellátott dobozok belső szerkezetét, azok rázogatása és a hallott hangok alapján kell megállapítani. Nem kis öröm egy addig nem látott tárgy (a doboz belsejében levő válaszfal) alakjának megállapítása anélkül, hogy mód lett volna annak előzetes megszemlélésére. Az élmény adta állapot jól motiválja a tanulók megismerési vágyát.

Az érdeklődés felkeltése után megkezdődik az ismeretanyag rendszeres feldolgozása. Az anyagszerkezet a három halmazállapot korpuszkuláris modelljének kialakításával, ezek kvalitatív és kvantitatív értelmezésével kezdi a természet vizsgálatát. Régi és igen hasznos a korpuszkuláris modell. Következetes alkalmazásával a görög és a római természetfilozófusok igen mélyre hatoltak a környező világ jelenségeinek, az anyag és mozgásának értelmezésében. Csodálatos, ahogyan pl. Lucretius Carus (i. e. 94—51!) ír „A természetről" c. bölcseleti költeményében az emberi szemmel nem látható, de bizonyíthatóan mégis létező dolgokról:

„Ime: ha öltönyödet viz szélénél felakasztod,
Nyirkos lesz, mig újra a napra kitéve kiszárad.
S nem láthattuk, a nedvesség hogy járta keresztül,
Vagy hogy a hőségtől ismét mint szállt ki belőle.
Mert hisz a nedvesség oly csöpp részekre oszolva
Száll, hogy a szem sehogyan sem tudja követni az utját.
. . .
. . .
Sőt a lepergő esztendőknek hosszu során át
Hordott gyürü is kopik apránként a kezünkön,
Vájja a hulló csepp a követ, s elvásik a földben,
Észre se véve, a földművesnek görbe ekéje."

Az anyag tehát korpuszkuláris felépítésű, ezt olvashatjuk ki Lucretius Carus soraiból, bár ő nem a korpuszkulum kifejezést használja, hanem atomokról, őselemekről beszél, korpuszkuláris értelemben. Más helyen így ír:

Hogyha szerinted az őselemek mozgása elülhet,
S elpihenésükből uj mozgást vélsz megeredni,
Tévedsz, és minden helyes elvtől messze kerültél."

Mi ez, ha nem más, mint annak kimondása, hogy a mozgás örök, elpusztíthatatlan. De még ennél is többet mond!

. . . semmit sem szülhet a semmi,
És ami megszületett, nem térhet a semmibe vissza,
. . ."

Ismét másutt:

És, hogy tisztábban lásd, hogy az ősi anyagnak
Testei röpködnek, ne felejtsd, hogy a nagy-nagy egésznek
Nincsen széle sehol sem, s nincs pihenőhely a testek
Nyugvására, mivel nincs vége, határa a térnek, . . ."

Nem szeretnék a szofizmus hibájába esni, s nincs is szándékom többet kiolvasni az idézett sorokból, mint ami bennük van, de úgy vélem, hogy a korpuszkuláris szemlélet a természettel ismerkedni kezdő gyermek számára olyan alapot ad, amit a későbbiek során nem elvetni, hanem továbbfejleszteni kell és lehet is.

A halmazállapotok vizsgálata után következő ismeretek a termodinamika körébe utalhatók. Hangsúlyozni szeretném, hogy az anyagszerkezet egyes témakörei és az azoknak megfelelő szaktudományok közé a terv készítőinek a legkevésbé sem volt szándékuk egyenlőségjelet tenni. Naiv, és az adott körülményeket figyelembe nem vevő dolog lenne azt hinni, hogy a terv készítői 15 éves gyerekeknek „A termodinamikát" vagy „A kvantummechanikát" akarják megtanítani. Ezért fogalmaztam úgy, hogy itt a termodinamika körébe utalható ismeretekről van szó. Így pl. a belső energia és a hőközlés statisztikus értelmezéséről, a hőtan I. főtételéről, az ekvipartíció tételéről, a statisztikus rendezetlenség növekedésének elvéről.

Tovább finomodik a természetről alkotott kép a következő fejezettel, ahol a kémiai átalakulásokról van szó. Még itt is megmarad a korpuszkuláris szemlélet. Ekkor történik meg a kémiai folyamatokkal kapcsolatos mennyiségi szemlélet kialakítása, a sztöchiometria és a reakciókinetika néhány elemének bemutatásával. A reakciókinetikából ebbe a fejezetbe a kémiai folyamatok sebességére vonatkozó ismeretek kerülnek be. Ugyanitt tárgyaljuk a kémiai egyensúlyokat is.

Az anyagszerkezet tantervi vitája során többször is foglalkoztunk azzal a kérdéssel, hogy szükség van-e egyáltalán ekkor, a korpuszkuláris szemlélet birtokában, kémiai ismeretekkel foglalkozni. S hogy mégis igenlően döntöttünk, annak az anyag mozgásformái közötti összefüggések és ennek tükröződéseképpen a megfelelő szaktudományok közötti összefüggések figyelembevétele volt az oka. Mindezt egy példán bemutatva: ha egy darabka szilárd halmazállapotú anyag (vegyület) állapotát vizsgáljuk úgy, hogy fokozatosan egyre több energiát közlünk vele, akkor először megolvad, majd gőzzé alakul (a klasszikus fizika által jól értelmezhető jelenségek — korpuszkulum jelleg), később a molekulái felbomlanak (a kémia által vizsgált jelenség — korpuszkulum és hullám jelleg egyidejű érvényesülése, amelyből a gyerek először a korpuszkulum jelleget tanulmányozza), további energiaközlés hatására az atomok is felbomlanak (az atomfizika által értelmezhető jelenségek — elsősorban hullám jelleg). Tehát ha tárgyalásunkból itt kimaradnának a kémiai jellegű ismeretek, akkor az általunk felépített rendszer „lyukas", hiányos lenne, mivel az anyag egyik igen lényeges mozgásformája kimaradna.

Amikor az ismeretszerzés során eljutunk az atomot felépítő részecskékhez, akkor a korpuszkuláris modellt (amit igen gazdaságosan kihasználtunk) fel kell váltanunk a hullámmodellel. Ennek érdekében kell tárgyalnunk a hullámmozgás törvényszerűségeit.

A hullámmodellt először a fény, majd az elektron sajátságainak értelmezésére alkalmazzuk. Ismét meg kell nyugtatnunk azokat, akik bizonyos aggodalommal tekintenek e tárgy felé, hogy nem „Az elektronfizikát" kívánjuk megtanítani az első gimnazista gyereknek akkor, amikor pl. a véges térrészbe zárt hullámok sajátrezgéseiről, a határozatlansági összefüggésről stb. kívánunk szót ejteni a tanítási órákon. Hanem ezt a modellt is úgy igyekszünk maximálisan kihasználni, hogy közben alkalmazkodjunk tanítványaink életkorának megfelelő szellemi kapacitásához, appercipiáló képességéhez.

A hullámmodell birtokában most az atomfizika felől indulunk visszafelé, ismét érintjük a kémiát, majd a szilárd halmazállapot értelmezésével zárjuk a tantárgyat.

Újólag érintve a kémiát, ekkor térünk ki a reakciómechanizmusra, a reakciók legáltalánosabb csoportosítására, s a vegyületek közül a hidridekre. Azért éppen a hidridekre, mivel ezek a legegyszerűbb összetételű biner vegyületek, de ugyanakkor alkalmasak a hidrogénhídkötés, a víz szerkezetének bemutatására (a biológia előkészítése érdekében is), az anyagok savas és lúgos viselkedésének értelmezésére, méghozzá Brönsted szerint (!), vagy az amfotéria szemléltetésére.

A tárgyat záró fejezet a tanultak alkalmazását jelenti, hiszen a különböző anyagok makroszkopikus tulajdonságainak értelmezése az addig megszerzett ismeretek birtokában igen kevés tanári útbaigazítás mellett is elvégezhető. Ismét abban a páratlan élményben lehet része a diáknak, amit a felfedezés öröme ad az embernek.

Mivel az anyagszerkezet tantárgy módszertani célkitűzése a modellalkotásnak mint készségnek az elsajátítása, ebből következik, hogy a tárgyat tanító tanároknak arra kell törekedniük, hogy minél sokrétűbben történjen meg a tanulók aktivizálása.

A tanítási módszereket változatosan alkalmazva, s kikerülve az oktatás gyakorlatában előforduló buktatókat (pl. dogmatizmus, empirizmus, formalizmus, vulgarizálás stb.) olyan módon dolgozhat pedagógus és diák, ami megfelel a szocialista tanár-diák kapcsolatnak, s az így végzett munka hozzájárulhat ahhoz a feladathoz, amelynek célja olyan embereket adni a társadalom számára, akik elhagyva az iskolát képesek önálló ismeretszerzésre, ilyen igényük van és ezzel élnek is.

VÉLEMÉNYEK

HOZZÁSZÓLÁS A TERMÉSZETTUDOMÁNY EGYBEHANGOLT TANÍTÁSÁNAK TERVÉHEZ

Jeszenszky Ferenc
MTA Központi Hivatala

A Fizikai Szemle 1973/12 számában megjelent a természettudomány egybehangolt tanításának terve, azzal a kimondott céllal, hogy a természettudományok tanításával foglalkozóknak módja legyen a széleskörű diszkusszióra, javaslatok megtételére.

Természettudományok tanításával ugyan nem foglalkozom, mégis, olyan fizikusként, aki hosszú ideig mint kutató dolgozott, jelenleg pedig kutatásszervezéssel foglalkozik, indíttatva érzem magamat, hogy bekapcsolódjak a diszkusszióba. Erre négy okom is van.

1. Mint a természettudományokkal hivatásszerűen foglalkozó és a természettudományokat szerető ember, nem lehetek közömbös e tudományok tanításának kérdése iránt.

2. Mint kutatásszervező, egyrészt abban a — bizonyos szempontból hátrányos, bizonyos szempontból előnyös — helyzetben vagyok, hogy figyelmemet nem kötheti le egyetlen kutatási terület, hanem széles — és gyakran a kutatói tevékenység szokásos szempontjaitól eltérő szempontoktól is irányított — áttekintésre kell törekednem, és így feltárulhatnak előttem olyan összefüggések, amelyek az egyetlen területtel foglalkozó kutatók előtt szükségképpen rejtve maradnak; másrészt pedig érdeklődnöm kell azon kérdés iránt, hogy a következő évtizedek kutatói, kutatási segéderői milyen alapok birtokában lépnek ki az iskolából.

3. Mint a társadalom felelős tagja, nem tehetem meg azt, hogy ne tekintsem személyes ügyemnek a jövő nemzedék nevelésének óriási horderejű problémáját.

4. A tervben felvetődnek olyan alapvető kérdések, amelyek túlmutatnak a gimnáziumi oktatás problémáján, és olyan tudományelméleti témákat érintenek, amelyekkel igen sokféle okból nem lehet nem foglalkozni.

Természetesen az a tény, hogy nem foglalkozom a természettudományok tanításával, bizonyos mértékig korlátozza azt a területet, amelyen illetékesnek érzem magamat. Így nem tudok véleményt alkotni a terv keresztülvitelének gyakorlati lehetőségeiről, sem abból a szempontból, hogy a tanulók felvevőképességének megfelel-e a javasolt tanmenet, sem abból a szempontból, hogy a tanárok jelenlegi képzettsége alkalmassá teszi-e őket, hogy megbirkózzanak a rájuk háruló új feladatokkal; azonban úgy vélem, hogy a terv tudományos tartalmával, valamint sikeres megvalósulásának esetleges következményeivel kapcsolatos gondolataim számot tarthatnak bizonyos érdeklődésre.

*

Amikor először elolvastam a tervet, úgy éreztem, hogy szuggesztív erő sugárzik belőle. A terv egész felépítése, logikus rendje, nagyvonalú koncepciója a műalkotás erejével hatott. Alaposabb tanulmányozás során azonban egyre több kritikai gondolat és aggály merült fel bennem, amelyek végülis kétségessé tették számomra a terv egészének elfogadhatóságát. Ezeket a kritikai gondolatokat, aggályokat szeretném — mintegy az advocatus diaboli *szerepében, megfontolás céljából — a nyilvánosság elé terjeszteni.*

I. A terv abból a tézisből indul ki, hogy századunkban megvalósult a természettudomány egyes ágainak integrációja. Az integráció fogalmát a terv ugyan nem definiálja pontosan, azonban különböző utalásaiból mégis világossá válik, hogy mire kell gondolnunk: a résztudományok egymáshoz való viszonya egzakt módon tisztázódott. Még világosabbá válik, hogy a terv összeállítói mit értenek az integráció fogalmán, ha áttanulmányozzuk az Anyagfejlődés című tantárgy tananyagát, amely — a terv összeállítóinak véleménye szerint — egyben például szolgálhat a természettudományi érettségi tételrendszerére: azt, hogy az egyes természettudományok kvázi deduktív módon levezethetők az atom kvantummechanikai szerkezetéből.

Egy ilyen integráció megvalósulását a tudománytörténet egyik legfontosabb eseményének kellene tekintenünk. Azonban — szemben a terv összeállítóinak véleményével — megalapozottabbnak érezzük azt az álláspontot, miszerint ez az integráció még nem valósult meg.

Ha ugyanis csupán az élettelen természetet tekintjük, és akár az asztrofizika, akár a kozmogónia, akár a geológia vagy meteorológia megalapozásának mikro- vagy makrofizikai elméleteit vizsgáljuk, arra a felismerésre kell jutnunk, hogy mindenütt vannak többé-kevésbé valószínűnek tűnő hipotézisek *(néhol több, egymásnak ellentmondó hipotézis is), de ezek egyike sem olyan, amelyet bizonyosnak tekinthetnénk, amelyről nyugodt lelkiismerettel azt mondhatnánk, hogy egy-két évtized múlva is helytálló lesz.*

Még ingoványosabb talajra jutunk, ha az élő természet világát vizsgáljuk. Vajon megtámadhatatlan elmélettel rendelkezünk az élet keletkezéséről, vagy modelljeink megalkotásakor feltevésekkel dolgozunk? Ha csak kicsit is tanulmányozzuk az idevágó irodalmat, az utóbbi felé kell hajlanunk. — A makromolekulák, amelyekkel a molekuláris biológia foglalkozik, az atomok milliót tartalmazzák, és a makromolekuláris, valamint a kvantummechanikai szintek közötti szakadék még nincs áthidalva, nem beszélve arról, hogy magán a biológián belül is éles viták folynak arról a kérdésről, hogy a molekuláris biológia alkalmas-e a biológia összes problémáinak megoldására. — Hasonló bizonytalanság uralkodik az evolúció mozgatóinak kérdésében, ahol a genetikai és morfológiai szemlélet szintézise mind a mai napig nem valósult meg, nem szólva a törzsfejlődés részlet-

kérdéseknek tűnő, de mégis alapvető, megoldatlan problémáiról.

Amit a terv egységes természettudományi világképnek tekint, az a fentiek szerint csupán egységes természettudományi világhipotézis.

A tudománytörténet tanúsága szerint, a materialista természetkutatókat mindig fenyegette az a veszély, hogy — a materialista természetkép egysége érdekében — tudásuk hézagait hipotézisekkel töltsék ki. Természetesen mi sem áll távolabb tőlünk, mintsem hogy kétségbe vonjuk a hipotézisek jogosultságát a tudományban, azonban nem hunyhatunk szemet azon tény felett, hogy a fenti eljárás a látszólagos sikerek ellenére végső soron mindig káros volt, mert egyrészt hipotéziseknek tényként való kezelése gátolja a tudomány egyenletes haladását, másrészt a hipotézisek megdőlése indokoltnak tűnő kételyt kelthet a tudományos szemléletmód helyességét illetően. — Úgy látszik, hogy a terv összeállítóinak sem sikerült elkerülniük ezt a buktatót.

Ezekután feltehető a kérdés: helyes-e ezt a világhipotézist a gimnáziumi oktatás alapkövéül felhasználni? Válaszunk erre a kérdésre csak elutasító lehet.

Elutasításunkat több érvvel támaszthatjuk alá.

1. Az igazi természettudományi gondolkodás jellemzője az, hogy éles határt von a bizonyított tény és a feltevés között. A felnövő nemzedéknek azt kell megtanítanunk, hogy különbséget tudjon tenni a bizonyosság és a lehetőség között. Félő, hogy a terv megvalósulása esetén a tanulókban éppen ez a képesség nem fejlődne ki, és hajlamossá válnának arra, hogy gondolkodásukban összemossák a tényeket és a feltevéseket.

2. A természettudományi kutatási módszer lényeges vonása a részletek gondos vizsgálata. Grandiózus világtablókat a természettudományi gondolkodást megelőző korszakokban is szép számmal vázoltak fel. A természettudomány szakított ezzel a módszerrel, és a lépésről lépésre való lassú, de biztos előrehaladás útját választotta. A terv megvalósulása, úgy tűnik, veszélyeztetné ennek az igen fontos metodikai elvnek a beivódását az új nemzedék tudatába, hiszen számos esetben túlzott nagyvonalúsággal siklana el a részleteiben még nem — és ezért gyakran egyáltalán nem — tisztázott problémák felett.

3. A régebbi korok mítikus gondolkodására jellemző volt az a törekvés, hogy a tudás hézagait spekulációval töltse ki. A természettudományi világhipotézis megalkotásának módszere hasonló. Fel kell figyelnünk arra a veszélyre, hogy a tudományos indítású természetkép is mítosszá válhat, ha tudásunk hézagait hipotézisekkel próbáljuk elfedni. És gondoljunk arra is: milyen konfliktust okozhat, ha a tanuló egy-két évtized múlva felfedezi, hogy annak, amit az iskolában egzakt tudományként megtanult, „már a fele sem igaz".

4. Egy egységes világhipotézis azt a téves elképzelést alakíthatja ki, hogy a résztudományok alapproblémái már meg vannak oldva, és a jövő feladata csupán másodlagos kérdések tisztázása. Ez az egyes résztudományok értékelésében alapjaiban hamis ítéletekhez vezethet.

Itt a helye annak is, hogy állást foglaljunk egy olyan kérdésben, amelyet a terv az Anyagfejlődés című tantárgy ismertetése kapcsán vet fel. Arra a — kissé elfogultnak tekinthető — megállapításra gondolunk, amely a természettudományi tantárgycsoportot a materialista világnézetű iskola számára alapvetőbbnek tartja, mint a társadalomtudományi tantárgyakat.

Ez a megállapítás azon a már fent tárgyalt elképzelésen alapul, amely feltételezi a természettudományi világkép zártságát. Azonban — utalva itt a már előzőleg kifejtettekre — tisztában kell lennünk azzal, hogy a természettudomány fejlődése ugyan bázisa a dialektikus materializmusnak, azonban nem közvetlen és nem egyedüli létrehozója. Az alapvető világnézeti kérdések csak a filozófiai általánosítás szintjén dönthetők el. És tisztában kell lennünk azzal is, hogy Marx és Engels számára a dialektikus materializmus megalkotásához az indítékot nem a természet, hanem a társadalom tanulmányozása adta meg.

II. Az Anyagszerkezet című tantárgynak a gimnáziumi tanulmányok élére való helyezése két szempontból is kérdéses.

Először: A természettudományi megismerés a megfigyelésből indul ki, kísérletezik, és végül elméletileg általánosít. Közismert annak az oktatási módszernek a csökkentértékűsége, amely kikapcsolja a megfigyelést és a kísérletezést, és csupán elmondja, hogy mit lehet megfigyelni, hogy milyen kísérletek milyen eredményekre vezetnek. Ezt az oktatási módszert szokás — kissé gúnyosan — „táblafiziká"-nak nevezni.

Márpedig az Anyagszerkezet című tantárgy: „táblafizika". Szabad ezzel kezdeni a gimnáziumi oktatást?

Másodszor: A terv véglegesen szakítani kíván azzal a gyakorlattal, hogy az egyes természeti jelenségeket, törvényeket nagyjából olyan sorrendben ismerje meg a tanuló, amilyen sorrendben ezek a jelenségek, törvények a tudomány tárgyai lettek. A terv teljességgel kiküszöböli a történeti szempontot, és az anyagot következetesen egy logikai szisztéma szerint építi fel. Ez a megoldás nem tekinthető korszerűnek. A metafizikus szemlélet az, amely a dolgok lényegét logikai rendszerekben látja kifejezhetőnek, e rendszerek létrejöttének történetét pedig esetlegesnek tekinti. A dialektikus szemlélet nem fogadhatja el ezt az álláspontot: szerinte egy logikai rendszer lényegéhez hozzátartozik a rendszer időbeli kibontakozásának története is. A tudomány nem választható el a tudomány történetétől: a tudomány fogalmai a maguk teljességében nem érthetők meg történeti kibontakoztatásuk ismerete nélkül. A természetről alkotott képünk a természettudomány történeti kibontakozásában alakul ki, és e történeti kibontakozás követése többet árul el számunkra a természetről, mint bármilyen zárt logikai rendszer. Egy fogalom kialakulásának története nem esetleges kuriózum, hanem a fogalom lényegének egyetlen valóságos megragadási lehetősége.

Csak kétkedéssel fogadható az a remény, hogy a modern atomfogalom történeti kialakulásának ismerete nélkül ez az atomfogalom megérthető.

A természettudomány nem történeti, hanem logikai megalapozásának további nagy veszélye a dogmatizmus. Az „égből alászállott" rendszer szentnek és sérthetetlennek tűnik. Ki merne arra gondolni, hogy megreformálja? Aki a tudományt a maga történetiségében ismeri, az tudja, hogy a tudomány tényei egyre gazdagodnak, fogalmai fejlődnek, hipotéziseit pedig új hipotézisek váltják fel. Ha ezt a mozgást nem ismertetjük meg a tanulókkal, sztatikus gondolkodású emberekké neveljük őket, és ez a fejlődés akadályává válhat.

III. A filozófia a világot a sokféleség egységének látja. Miben áll ez a sokféleség? A mozgásformák, kölcsönhatási szintek, jelenségkörök sokaságában. (Például: fizikai és biológiai mozgásformák, makroszkopikus és atomi kölcsönhatási szintek, termikus és akusztikai jelenségkörök.) E mozgásformákat, kölcsönhatási szinteket, jelenségköröket — a sokféleség elemeit — specifikus jelenségcsoportok és törvényszerűségek jellemzik. Miben áll ennek a sokféleségnek az egysége? A metafizikus gondolkodás hajlamos arra, hogy kiemelje a sokféleség egyik elemét, és a többit erre kísérelje meg visszavezetni, redukálni. Így születik meg a redukcionizmus. *Ezzel szemben a dialektikus gondolkodás a sokféleség mindegyik elemében az anyag egyenértékű, másra nem redukálható megnyilvánulását látja, és az egységet nem a redukció, hanem a sokféleség egyes elemei között fennálló törvényszerű összefüggések révén próbálja megtalálni.*

A metafizikus szemlélet például úgy véli, hogy a biológiai törvények visszavezethetők az élő szervezetekben ható fizikai-kémiai törvényekre. A dialektikus szemlélet ezzel szemben felismeri, hogy az élő szervezetek olyan különleges anyagi struktúrák, amelyekben teljesen specifikus — fizikai és kémiai törvényekre vissza nem vezethető — törvények hatnak. A tudomány feladata tehát nem az, hogy az egység érdekében a biológiai törvényeket a fizikai és kémiai törvényekre igyekezzen visszavezetni, hanem az, hogy felkutassa azokat a törvényszerű összefüggéseket, amelyek bizonyos biológiai és fizikai-kémiai jelenségek között fennállnak. Például: Bizonyos emberi idegszövetekre gyakorolt mechanikai hatások fájdalmat okoznak. Itt egyrészt — elvben legalábbis — le lehet írni mindazokat a fizikai és kémiai folyamatokat, amelyek az idegszövetekben végbemennek. De hogy ezeknek a folyamatoknak a következtében fájdalom lép fel, azt még akkor sem következtethetnénk ki, ha az idegszövetek mindenegyes atomjának az állapotát ismernénk. Ehhez autonóm biológiai-pszichológiai ismeretekre van szükségünk. És az egységet éppen a kétféle jelenségkör közötti törvényszerű összefüggésben találjuk meg.

Egy másik példa: Tekintsünk egy gázt. Ezt, mint makroszkopikus testet bizonyos paraméterek (térfogat, nyomás, hőmérséklet stb.) jellemzik. Felfoghatjuk ugyanezt a gázt molekulák halmazaként is. Ebben az esetben — a kinetikus gázelmélet szerint — a gázt az egyes molekulák mechanikai paraméterei jellemzik. Makroszkopikus, illetve molekuláris szinten mindkét leírás autonóm és jogosult. Az egységet úgy találjuk meg, hogy megkeressük a makroszkopikus és a molekuláris szint paraméterei közötti törvényszerű összefüggéseket. De ez nem jelenti azt, hogy a makroszkopikus szint paramétereit redukáltuk a molekuláris szint paramétereire, ugyanis a molekuláris szint szempontjából semmi sem tünteti ki a makroszkopikus paramétereket. Hogy a molekuláris paraméterek bizonyos átlagértékeinek makroszkopikus szempontból jelentősége van, ezt a molekuláris szintnek a makroszkopikus szinttől elszakítottan történő tanulmányozása sohasem fedné fel.

A fenti filozófiai alapfogalmak tisztázására azért volt szükség, mert itt jutunk el ahhoz a ponthoz, amelynél a terv ellen a legsúlyosabb kifogás emelhető: az, hogy nyíltan redukcionista alapon áll.

Már első bekezdésében a természettudományok közös bázisaként az atom kvantummechanikai szerkezetét jelöli meg, és ezzel kitűzi a célt: minden tudományt visszavezetni a kvantummechanikára. Ezt a célt aláhúzza a kvantummechanikai tárgyú tételek túltengése az érettségi vizsga tematikájában.

Az Anyagszerkezet című tárgy ismertetésében a terv hangsúlyozza, hogy az egész világban egységes törvények érvényesek. Az egység ilyen felfogása nyilvánvalóan redukcionista. A dialektikus szemlélet szerint a világban nem egységes törvények érvényesek, hanem a sokféleség elemeinek eltérő törvényei törvényszerű összefüggésben vannak egymással, és ez biztosítja a világ egységét.

A redukcionista szemléletmód torzító hatása jelentkezik abban, hogy a terv a világ sokféleségének elemeit a világ kvantummechanikai alapstruktúrájának epifenomenonjaiként igyekszik értelmezni.

Ez kártékony hatású lehet, hozzájárulhat ugyanis egy olyan értékrend kialakulásához, amely a tudományokat bizonyos hierarchikus sorba állítja, „előkelőbb" és „kevésbé előkelő" tudományokat különböztet meg, és ebben az értékrendben éppen az ember szempontjából legfontosabb tudományok szorulnak a „kevésbé előkelő" helyre.

A dialektikus szemlélet számára ugyanis a világ különböző szintjei elvileg egyenértékűek. Mégis: vannak olyan szintek, amelyek bizonyos szempontból ki vannak tüntetve: a megismerés és a gyakorlat szempontjából.

A megismerési folyamat a világfolyamat egy része. A megismerés pedig az ember sajátja. Ezért a megismerés számára elsődlegesek azok a jelenségek, amelyek az ember számára közvetlenül adottak: és ezek a jelenségek az emberi gyakorlat számára is a legfontosabbak. Az antropomorf szemlélettel szemben, ez az egészséges antropocentrikus szemlélet jogos, ezért nem érthetünk egyet egy olyan oktatási rendszerrel, amely letér az emberközéppontúságról, és az ember számára fontos jelenségeket háttérbe szorítja egy, az embertől távoleső terület javára.

*

A természettudomány tanításának bizonyos alapelveken kell nyugodnia. Ilyen alapelvekül a következőket lehet javasolni:

— a tények előtérbe való állítása, a még tisztázatlan kérdések őszinte feltárása, a hipotéziseknek csupán

marginális érintése (hipotetikus voltuk erőteljes hangsúlyozása mellett);
— *a megfigyelésből és kísérletezésből való kiindulás;*
— *történeti tárgyalásmód;*
— *a redukcionista szemléletmód következetes kiküszöbölése;*
— *emberközéppontúság.*

A tervkészítés metodikáját illetően pedig feltétlenül szükségesnek látszik a filozófia eredményeinek fokozott figyelembevétele, a természettudományok filozófiai problémáival foglalkozók bevonása a tervkészítés munkájába.

SZIMPÓZIUM

A közepes energiájú gyorsítók (ciklotronok) interdiszciplináris kihasználásáról a fizikában, kémiában és a biológiai-orvosi tudományokban, valamint a gyakorlatban

Debrecen, 1975. augusztus 25—27

Rendezvény a Magyar Tudományos Akadémia alapításának 150 éves évfordulója tiszteletére

A természettudományok fejlődésének napjainkban egyik leglényegesebb vonása a legkülönbözőbb tudományágak egymásrahatása és együttműködése. A közepes energiájú gyorsítók, ciklotronok, amelyek egy-két évtizeddel ezelőtt szinte kizárólag a magfizikai laboratóriumok berendezései voltak, ma már nemcsak behatolnak, de egyre inkább nélkülözhetetlenekké válnak nemcsak a fizika különböző ágaiban, de a többi természettudományban, sőt a mindennapi életben felmerülő anyagvizsgálati igények kielégítésében és az orvosi gyakorlatban is.

A Magyar Tudományos Akadémia 150 éves évfordulója alkalmából az MTA Matematikai és Fizikai Tudományok Osztálya által rendezendő interdiszciplináris szimpóziuon a magyar szakemberek széles köre számára felkért előadók és korreferálók fognak áttekintő előadásokat tartani a közepes energiájú (néhányszor tíz MeV protonokra és megfelelően nehéz ionokra, pl. ^{12}C, ^{14}N, ^{22}Ne stb.) ciklotronok széleskörű alkalmazásáról a fizikában (magfizika, szilárdtestfizika), kémiában és anyagvizsgálatban, továbbá a biológiai és orvosi tudományokban valamint a klinikai gyakorlatban. Az előadások és az egész szimpózium célja a lehetőségek feltárása, bemutatása. A program keretében megfelelő idő lesz biztosítva kérdések felvetésére és a felmerülő problémák megvitatására.

A szimpózium tematikája a következő:

1. Közepes energiájú ciklotronok jellemző adatai és beszerzési lehetőségük
2. Közepes energiájú ciklotronok és a magyar magfizikai kutatás perspektívái
3. Szilárdtestfizikai jelenségek közepes energiájú könnyű és nehéz ionokkal történő besugárzásnál
4. Anyagvizsgálat ciklotronoknál és a nukleáris energetika problémái
5. A töltött részecske és gyors neutron aktivációs analízis ciklotronoknál és jelentősége a különböző tudományterületeken, valamint a gyakorlatban (környezetszennyezés ellenőrzés, anyagvizsgálat a legmodernebb iparágakban stb.)
6. Forró és sugárkémia, valamint izotóp előállítás ciklotronoknál
7. Ciklotronokkal előállított rövidéletű izotópok felhasználása a biológiai és orvosi kutatásban, valamint a klinikai gyakorlatban.
8. A ciklotronoknál történő külső besugárzás jelentősége a sugárbiológiában és a klinikai gyakorlatban

A szimpózium tematikájának részleges összeállítását, az előadók kiválasztását és felkérését a Szimpózium Tudományos Bizottsága végzi.

Az érdeklődők a jelentkezési lapokért forduljanak a Szervezőbizottsághoz (ATOMKI, 4001 Debrecen, Pf. 51) vagy az ELFT titkárságára.

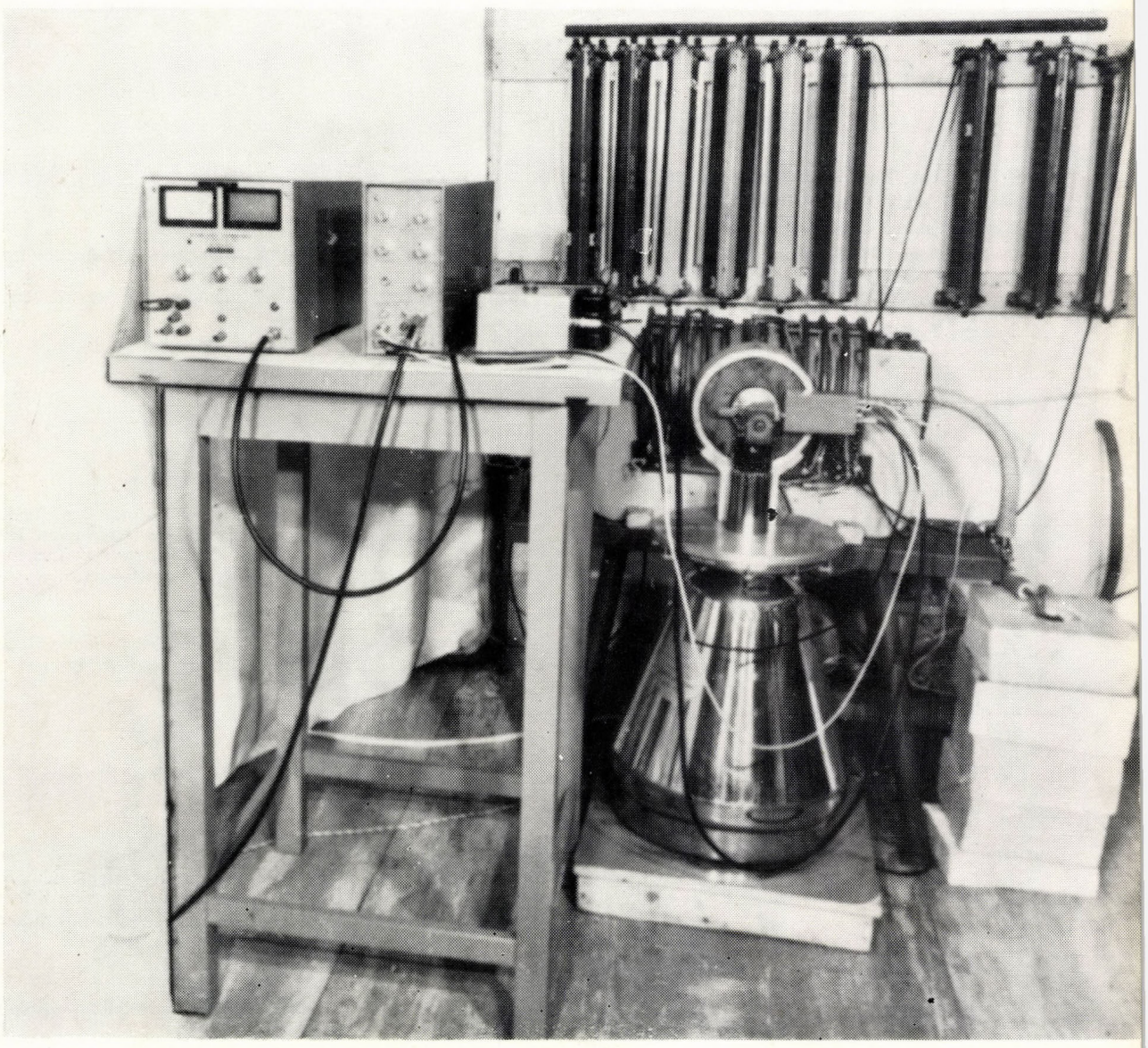
A szerkesztésért felel: Turiné Frank Zsuzsa
Szerkesztőség: Budapest V., Anker köz 1. Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Távbeszélő: 227—040
A kiadásért felelős: Siklósi Norbert igazgató
Kiadja a Lapkiadó Vállalat, Budapest VII., Lenin körút 9—11. Levélcím: 1906. postafiók 223 Távbeszélő: 221—293

Index: 25.289

Terjeszti a Magyar Posta. Előfizethető bármely postahivatalnál, a kézbesítőknél, a Posta hírlapüzleteiben és a Posta Központi Hírlap Irodánál (KHI, 1900 Budapest V., József nádor tér 1.) közvetlenül vagy postautalványon, valamint átutalással a KHI 215-96162 pénzforgalmi jelzőszámlára
Előfizetés egy évre 72,— Ft: egyes szám ára 6,— Ft. Megjelenik havonta
74.75601 Akadémiai Nyomda Budapest V., Gerlóczy utca 2. — Felelős vezető: Bernát György

fizikai szemle

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat lapja



1974/12

A szerkesztőbizottság elnöke:

Marx György

A szerkesztésért felelős:

Turiné Frank Zsuzsa

A szerkesztőbizottság titkára:

Berényi Dénes

Szerkesztő bizottság:

Balázs Béla, Barlai Katalin, Barta György, Bozóky László, Csekő Árpád, Dede Miklós, Fehér István, Flórián Endre, Gaal István, Garay András, Groma Géza, Haiman Ottó, Hoffmann Tibor, Holics László, Károlyházy Frigyes, Keszthelyi Lajos, Kovács István, Mihály László, Schanda János, Soós Károly, Szigeti György, Tóth Eszter, Valkó I. Péter, Vermes Miklós

Címképünk:

Transzport-mágnes elektronok nagy térszögből történő összegyűjtésére. Alkalmazható pl. béta-bomlásokban a belső fékezési sugárzás vizsgálatánál az elektronok eltávolítására és így a külső fékezési sugárzás kiküszöbölésére, továbbá félvezető béta-detektoroknál a gamma-háttér csökkentésére. ATOMKI (L. cikket az Eredmények rovatban)

TARTALOMJEGYZÉK

R. L. Mössbauer: Makromolekulák szerkezetvizsgálata anomális diszperziós módszerekkel
Novák Dezső: Szupravezető mágnestechnika
Németh Judit: Sűrűségfüggő erők II.

A FIZIKA TANÍTÁSA

Székely László: Mekkora a hidrosztatikus nyomóerő?
Laczi István: Modell és modellezés az ismeretrendszer alapján

ESEMÉNYEK

EREDMÉNYEK

KÖNYVEK

СОДЕРЖАНИЕ

Р. Л. Мёссбауэр: Исследование строения макромолекул методом аномальной дисперсии
Д. Новак: Техника магнитов на сверхпроводниках
Ю. Немет: Силы, зависящие от плотности II.

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

Л. Секель: О величине сил гидростатического происхождения
И. Лаци: Модели, моделирование и систематизация знания

СОБЫТИЯ

РЕЗУЛЬТАТЫ

КНИГИ

INHALT

R. L. Mössbauer: Die Untersuchung der Struktur von Makromolekülen aufgrund der anomalen Dispersion
D. Novák: Die Technik der Supraleiter-Magnete
J. Németh: Dichteabhängige Kräfte II.

UNTERRICHT DER PHYSIK

L. Székely: Wie gross ist die hydrostatische Druckkraft?
I. Laczi: Modell, Modellierung und die Systematisierung unserer Kenntnisse

EREIGNISSE

ERGEBNISSE

BÜCHER

CONTENTS

R. L. Mössbauer: Structure investigations on macromolecules using anomalous dispersion effects
D. Novák: Techniques of supraconductor magnets
J. Németh: Density dependent forces II.

THE TEACHING OF PHYSICS

L. Székely: What does the hydrostatic pressure force amount to?
I. Laczi: Model, modelling and the systematization of knowledge

EVENTS

RESULTS

BOOKS

fizikai szemle

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

Alapította Eötvös Loránd 1891-ben Mathematikai és Physikai Lapok néven

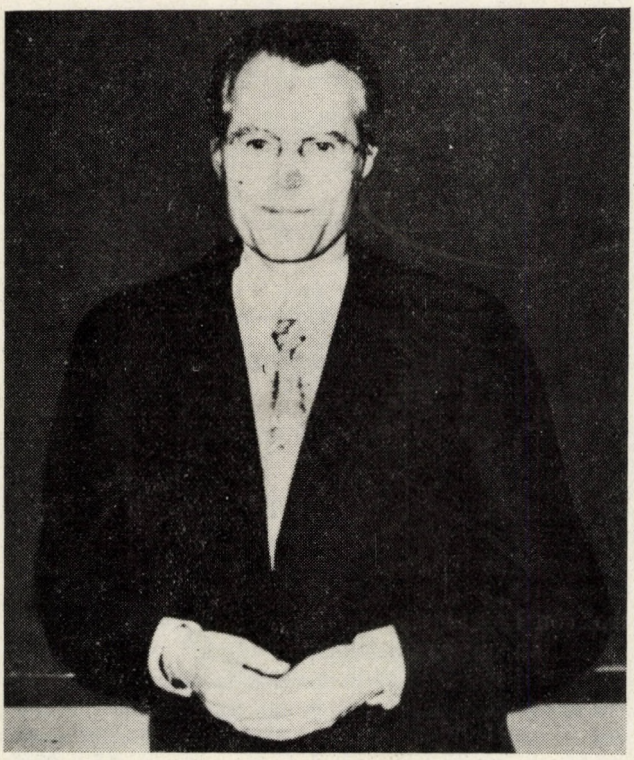
XXIV. évfolyam **12. szám** **1974. december**

MAKROMOLEKULÁK SZERKEZETVIZSGÁLATA ANOMÁLIS DISZPERZIÓS MÓDSZEREKKEL

Rudolf L. Mössbauer

Max von Laue — Paul Langevin Intézet, Grenoble — Franciaország

Az egykristályban levő atomok helyzetének koordinátáit diffrakciós módszerek nagyrészt meghatározzák. Kis elemi cellák esetén gyakran elegendő a különféle Bragg-reflexiókban mért hullámok intenzitásának ismerete az atomok helyzetének meghatározásához. Azonban igen nagy elemi cellák esetén, amely makromolekuláknál, mint például proteinoknál jellemző, még a különféle Bragg-reflexiók hullámainak fázisait is ismernünk kell. A jelen cikk azt vizsgálja, hogyan lehet az ilyen fázisokat röntgen-, neutron- és gammasugárzások rezonancia-szórásának segítségével mérni. Különösen részletesen foglalkozik a nagy intenzitás problémáival, amelyek a gammasugárzás ütközésmentes magrezonancia-szórással történő fázismeghatározásokkal kapcsolatban merülnek fel és vizsgálja a lehetőségeket a probléma megoldására.



A Nobel díjas fizikus előadása az MTA és a Társulat rendezésében, 1974. február 26-án. Fordította Nagy Tamás. A felvételt Mag Pál készítette.

A) *Bevezetés*

Röntgen- és neutrondiffrakciós módszereket már elterjedten alkalmaznak egykristályokban elhelyezkedő atomok helyzetének, vagy általánosabban az elektromos töltéssűrűség eloszlásainak meghatározására. Az ilyen vizsgálatok a különféle Bragg-reflexiókban szórt hullámok intenzitásának mérésén alapulnak. A mért intenzitások arányosak $F(h, k, l)^2$-tel, ahol $F(h, k, l)$ a kristály elemi cellájának azon szerkezeti amplitúdója, amely a h, k, l reflexiós indexekkel jellemzett Bragg-reflexióra vonatkozik. Ez a szerkezeti amplitúdó megadja az elemi cellában levő elektronok által egy adott irányban szórt hullámok amplitúdójának összegzését — a megfelelő fázisokkal —. Ha bevezetjük a $\varrho(X, Y, Z)$ elektromos töltéssűrűséget, ahol X, Y, Z az elemi rácsvektorok egységében megadott részkoordináták, akkor

$$F(h, k, l) = \int \varrho(X, Y, Z)\, e^{2\pi i(hX+kY+lZ)}\, \mathrm{d}\tau \qquad (1)$$

ahol az integrálás a kristály elemi cellájára terjed ki. A kristály periodikus szerkezete lehetőséget ad arra, hogy az (1) egyenletet Fourier-invertálással oldjuk meg az elektromos töltéssűrűségre; az elektromos töltéssűrűség nagy koncentrációjú pontjai mutatják az atomok helyét az elemi cellában:

$$\varrho(X, Y, Z) = (V)^{-1} \sum_{h,k,l=0}^{\infty} F(h, k, l)\, e^{-2\pi i(hX+kY+lZ)} \qquad (2)$$

ahol V az elemi cella térfogata. Meg kell jegyeznünk, hogy a (2) egyenlőségben szereplő Fourier-sorfejtés megköveteli a szerkezeti amplitúdó teljes ismeretét, azaz ismernünk kell az

$$F(h, k, l) = |F(h, k, l)|\, e^{i\Phi(h,k,l)} \qquad (3)$$

komplex mennyiséget. A különféle Bragg-reflexióknál az intenzitásmérések csak a szerkezeti amplitúdók $|F(h, k, l)|$ abszolút értékét szolgáltatják. Ezért a teljes szerkezet-meghatározáshoz a $\Phi(h,k,l)$ fázisok ettől független meghatározásai szükségesek. Ez a szerkezeti analízis híres fázis-problémája, amely abban az esetben, ha az elemi cellát kevés

számú atom alkotja, sikeresen megkerülhető több módszerrel, például Patterson-analízissel, vagy megfelelő találgatási és hiba-módszerekkel. Nagy molekulájú rendszerek, mint például a proteinek esetében hasonló eljárások már nem alkalmazhatók és jelenleg a fázisok kísérleti meghatározásához kell folyamodni.

A legfontosabb kísérleti módszer, amelyet az eddigiekben a röntgensugaras szerkezetvizsgálatokban alkalmaztak, az izomorf helyettesítési módszer. Ezt biológiai rendszerekre Perutz és Kendrew sikeresen alkalmazta [1]. Ez a módszer a természetes kristálynál a különféle Bragg-reflexiókban mért $I_0 = I_0(h, k, l)$ intenzitások mellett felhasználja azokat az $I_{OA} = I_{OA}(h, k, l)$ intenzitásokat is, amelyek úgy adódnak, hogy egy vagy több nehéz atom az elemi cella belsejében bizonyos helyekre pótlólag elhelyezésre kerül. Ha $F_O = F_O(h, k, l)$ írja le a teljes természetes cellából történő szóródás amplitúdóját és $F_A = F_A(h, k, l)$ a pótlólag behelyezett nehéz atomról történő szóródását, akkor a természetes kristályból, illetve a nehéz atommal ellátott kristályból szóródó intenzitásokra azt kapjuk, hogy

$$I_O = \text{const} \mid F_O e^{i\Phi_0} \mid^2 = F_O^2 \tag{4}$$

$$I_{OA} = \text{const} \mid F_O e^{i\Phi_0} + F_A e^{i\Phi A} \mid^2 = \text{const}\,[F_O^2 + F_A^2 + 2F_O F_A \cos(\Phi_O - \Phi_A)] \tag{5}$$

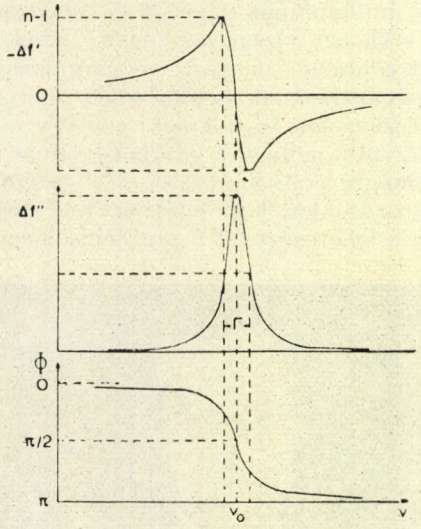
Az F_A szórási amplitúdó általában jól ismert és a Φ_A fázis egyszerűen származtatható, ha a nehéz atom helyzete az elemi cellában előzőleg meghatározásra került. Az I_O és I_{OA} intenzitások méréséből ezután következtethetünk az ismeretlen Φ_0 fázisra, minthogy az (5) egyenlőségben minden más mennyiség ismert. Meg kell jegyeznünk, hogy az (5) egyenlet a Φ_A fázisokra két különböző értéket szolgáltat; a kétértelműség úgy szüntethető meg, hogy a mérést megismételjük egy másik nehéz atommal. Így tehát legalább kétszeri izomorf helyettesítés szükséges ahhoz, hogy egyértelmű fázismeghatározáshoz jussunk. Hangsúlyozzuk továbbá, hogy a Φ_0 fázisokat függetlenül kell mérnünk számos, egymástól eltérő (h, k, l) indexű Bragg-reflexióban. Az ilyen fázisok száma attól függ, hogy milyen pontos megoldást kívánunk elérni az adott kristályszerkezet vizsgálatánál.

Egy nehéz atom F_A szórási amplitúdójának relatív nagysága a természetes cella összes többi atomjának F_0 amplitúdójához viszonyítva csökken ha az elemi cella mérete növekszik. Következésképpen az izomorf helyettesítés módszerének hatékonysága csökken a mintegy 10^3 vagy 10^4 atomot magában foglaló, igen nagy elemi cellák felé haladva. Ekkor, legalábbis elvben, rezonancia-szórókhoz lehet folyamodni, amelyek a rezonanciájuk közelébe gerjesztve nagy hatáskeresztmetszetet mutatnak és így szórási amplitúdójuk járuléka nagy, amely már kedvezően összemérhető a nagy elemi cellában levő összes többi atom nem rezonancia-szórásának teljes amplitúdójával. Rezonancia közelében a szórási amplitúdók erős frekvenciafüggést, azaz erős anomális diszperziót mutatnak. Ebben az anomális diszperziós tartományban végzett diffrakciós mérések valójában további lehetőséget nyújtanak a fázisprobléma kísérleti megoldására a nagy elemi cellájú kristályok szerkezetvizsgálatánál.

A B) fejezet leírja az anomális diszperziós módszer elvét, majd áttekintést nyújt a különböző lehetséges megközelítésekről. A C) fejezet kifejezetten azokkal a problémákkal foglalkozik, amelyek a gammasugárzás nukleáris rezonancia-szóródás módszerének alkalmazásánál fellépnek.

B) *Fázismeghatározások anomális diszperzió-módszerekkel*

Az 1. ábra az „anomális diszperzió" jelentését mutatja. Az ábra a csúcsnál a szórási amplitúdó valós komponensét, és középen a képzetes összetevőt mutatja, az előbbi a szórási folyamatot, az utóbbi az abszorbciós folyamatot írja le a rezonancia közelében, amelyre a ν_0 rezonanciafrekvencia



1. ábra

A különféle paraméterek frekvenciafüggése, amely paraméterek a szórást jellemzik egy harmonikus oszcillátor sajátfrekvenciájának környezetében. A $\Delta f'$ és $\Delta f''$ mennyiségek a szórási amplitúdó valós (diszperzió) és képzetes (abszorpció) összetevőit jelentik, míg a Φ a szórt hullám által keltett fáziseltolódás

és az abszorbciós sáv Γ félszélessége jellemző. Az n visszaverődési index a rezonancia-tartományon kívül a frekvenciával normál növekedést mutat, míg a rezonancia közvetlen közelében a frekvenciával csökken, ezt a viselkedést nevezzük általában „anomális diszperziónak". Végezetül az 1. ábra alsó része azon hullám fázisának frekvenciafüggését mutatja, amely egy lineáris harmonikus oszcillátor következtében szóródik. Nyilvánvaló mind az amplitúdó, mind pedig azon hullám fázisának gyors változása, amely a rezonancia közvetlen közelében szóródik és ténylegesen ez a frekvenciától függő erős változás az, amelyet az ano-

mális diszperziós technika segítségével történő fázismeghatározás módszerében felhasználunk. Ahelyett, hogy pótlólagos szórási középpontként alkalmaznánk az elemi cellában egy nehéz atomot, amint ez az izomorf helyettesítési módszernél történik, itt most az anomális diszperzió módszerében egy rezonanciásan szóró atomot vagy nukleont alkalmazunk. Itt a különböző Bragg-csúcsok intenzitásának változását mérjük a beeső sugárzás több különböző frekvenciájánál. A természetes elemi cellában elhelyezkedő egy vagy több rezonancia-középpontról szóródó hullámok fázisa a frekvenciával jól ismert módon változik, míg az elemi cella többi részéről szóródó hullám fázisa gyakorlatilag változatlan marad. A mért Bragg-intenzitások a természetes celláról ismeretlen fázissal és rezonancia-középpontokról ismert fázisokkal szóródó hullámok közötti interferencia következtében elvben lehetőséget nyújtanak az ismeretlen fázisokra történő következtetésre. Az (5) egyenlet minden esetre a következő jelentéssel rendelkezik: a szórási amplitúdó

$$F_A(h, k, l)\, e^{i\Phi_A(h,k,l)}$$

az izomorf helyettesítés módszerének esetében leírja az egy vagy több nehéz atomról történő pótlólagos szóródást, míg az anomális diszperzió módszerének esetében arról, vagy azokról az egy vagy több rezonancia-szóróról történő pótlólagos szóródást írja le, amelyek az elemi cellában elhelyezésre kerültek. Az utóbbi esetben azonban mind az F_A tényező, mind pedig a Φ_A fázis erős frekvenciafüggést mutat. Az anomális diszperzió módszere több előnyt kínál: először: a rezonancia-szórásnál a keresztmetszet általában nagyobb, mint a nem-rezonancia szórásnál. Másodszor: a fázis meghatározása megvalósítható egy és ugyanazon kristályon, minthogy a rezonancia-szórók járuléka a különböző intenzitásokhoz egyszerűen változtatható az alkalmazott sugárzás frekvenciájának változtatásával. Így elkerülhető az izomorf helyettesítő módszer egyik hátránya, amely külön mérések végrehajtását teszi szükségessé éppúgy a termeszetes kristályon, mint még legalább két olyan másik kristályon, ahol különféle módon nehéz atom szórók helyettesítenek. Az ilyen eljárások nehézségekkel járhatnak olyan összetett biológiai rendszerek esetében, ahol a természetes és a helyettesített kristályok nem mindig szigorúan izomorfak.

Jelenleg az anomális diszperzió módszerének három típusa létezik, amely alkalmasnak tűnik a makromolekuláris rendszerek szerkezetvizsgálatánál jelentkező fázisprobléma tisztázására:

1. röntgensugaras anomális diszperzió, amelynél olyan röntgensugarakat alkalmazunk, amelyek hullámhossza az elemi cellában levő meghatározott atomok K- vagy L-abszorpciós határainak közelébe esik,

2. neutron anomális diszperzió, amelynél olyan nukleáris izotópokat alkalmazunk, amelyeknél a neutron-rezonanciák a termikus neutronenergiák nagyságrendjébe esnek,

3. gammasugárzásos anomális diszperzió, amely olyan izotópoknál alkalmaz visszaverődés nélküli nukleáris gamma-átmenetet, amelyek nagyon alacsonyan fekvő első gerjesztett nukleáris állapotokkal rendelkeznek.

Az anomális diszperziós módszerek az atomi vagy nukleáris szórási amplitúdók megváltozásain alapulnak, amelyek akkor következnek be, ha a belső sugárzás frekvenciája megközelíti az elemi cellában levő rezonancia-szórásközéppontok kritikus frekvenciáját. Az ilyen rezonancia-középpontok szórási amplitúdója a fent említett három esetre a következőképpen fejezhető ki:

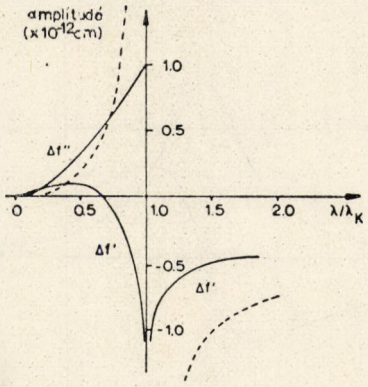
1. Röntgensugár $F_A e^{i\Phi_A} = (f_A)_O + \Delta f'_A + i\Delta f''_A$ (6a)

2. neutronok $F_A e^{i\Phi_A} = (b_A)_O + \Delta b'_A + i\Delta b''_A$ (6b)

3. gammasugárzás $F_A e^{i\Phi_A} = (n_A)_O + \Delta n'_A + i\Delta n''_A$ (6c)

Az A alsó index az anomális szóróra vonatkozik. Az O alsó index a szórási amplitúdóhoz a részrezonancián kívüli forrásokból származó járulékot jelöli. Az egy-vesszős és két-vesszős mennyiségek a valós és képzetes járulékok ahhoz a szórási amplitúdóhoz, amely a részrezonancia közelében jelenik meg. Természetesen ezek a mennyiségek erős frekvenciafüggést mutatnak.

A különféle módszerek összehasonlításának megkönnyítésére a 2—4 ábrákon a szórási amplitúdók frekvenciafüggését ábrázoltuk abszolút egységekben. A szórási amplitúdók képzetes és valós összetevőinek relatív előjelével kapcsolatosan bizonyos következetlenségek tapasztalhatók a szakirodalomban. Ezt a relatív előjelet egyértelműen meghatározza az a tény, hogy a képzetes összetevő fázisa a beeső hullám fázisát $\pi/2$ értékkel mindig



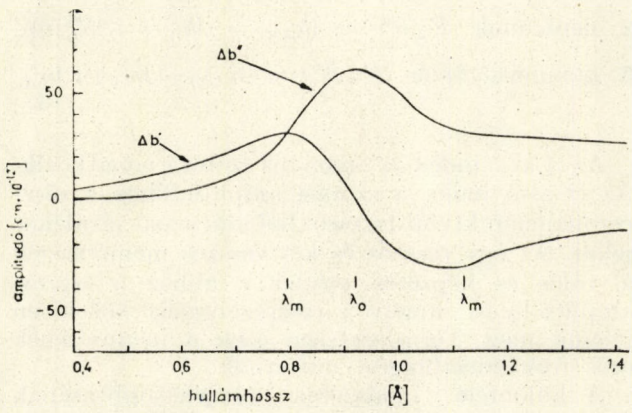
2. ábra

A szórási amplitúdó ($\Delta f'$) valós és ($\Delta f''$) összetevőihez a rezonáns járulék hullámfüggése röntgensugárzás esetében az Fe elnyelési K határa közelében (összefüggő görbék). A sugárzás-csökkentő hatásokat elhanyagoltuk [2]. A szaggatott vonalak megadják $\Delta f'$-t egyetlen harmonikus oszcillátor esetére. λ_k a K-abszorpciós határ hullámhossza

1. táblázat

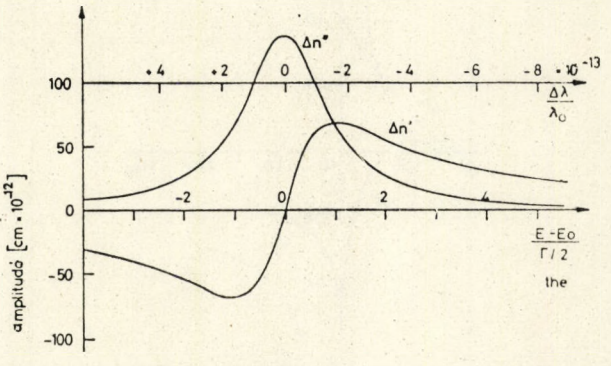
Néhány termikus neutron-rezonancia és a vonatkozó paramétereik [9]. A λ_0 és E_0 a neutron-rezonancia hullámhossza és energiája, Γ_n és Γ a neutron szélességi és a teljes szélességi paraméter, az I_c és I_0 a nukleáris összetett állapot és a nukleáris alapállapot spinje, míg g a rezonancia statisztikus súlyfaktorja.

Izotóp	O [Å]	E_0 [meV]	n [meV]	[meV]	Ic	I_0	g
157^{Gd}	1,6	31,4	0,47	107	2	3/2	5/8
149^{Sm}	0,92	97,6	0,47	63,5	4	7/2	9/16
113^{Cd}	0,68	178	0,65	114	1	1/2	3/4
151^{Eu}	0,5	321	0,073	79,6	3	5/2	7/12
151^{Eu}	0,42	461	0,67	90	3	5/2	7/12



3. ábra

A szórási amplitúdó ($\Delta b'$) valós és ($\Delta b''$) képzetes összetevőihez a rezonáns járulék hullámhosszfüggése $_{149}$Sm-ben végbemenő termikus neutron-rezonancia esetében, feltételezve egy külön szintű Breit—Wigner reprezentáció érvényességét. A rezonancia $\lambda_0 = 0{,}92$Å-nál összpontosul, a diszperziós görbe csúcsértéke a $\lambda_m = 0{,}79$ Å és $\lambda_m = 1{,}12$ Å helyzeteknél jelenik meg



4. ábra

A szórási amplitúdók ($\Delta n'$) valós és ($\Delta n''$) képzetes összetevőinek hullámhossz- és energiafüggése visszaverődés nélküli nukleáris rezonancia-szóródás esetében az $_{57}$Fe 14,4 keV-es rezonanciájáról. λ_0 és E_0 megfelelően a rezonancia hullámhossza és energiája, míg Γ a rezonancia-vonal maximumának felénél a teljes szélesség

megelőzi. Jelen cikkünkben átvettük azt a hagyományos értelmezést, ahol a képzetes rész képviseli a pozitív értéket, amely megfelel az $\exp(+i\omega t)$ alakú hullám időfüggésének. Peterson és Smith kísérleti úton kimutatták, hogy a szórási amplitúdó képzetes összetevőjének fáziseltolódási iránya a beeső hullámhoz viszonyítva röntgensugarakra és neutronokra azonos, ami összhangban van az elméleti feltevésekkel [4].

Röntgensugárzás anomális szóródása

A 2. ábra példaként bemutatja a szórási amplitúdó változását a vas K elnyelési határa környezetében. A szórási amplitúdók valós és képzetes összetevőinek a rezonancia-tartományban bekövetkező változásai azonos módon a teljes szórási amplitúdó 10—15 százalékát teszik ki. Az $(f_A)_O$ amplitúdó erős függést mutat $\sin\Theta/\lambda$-tól, ahol Θ a Bragg-szög. Egyetlen vas atom esetében az abszolút értéket előre mutató irányban az $(f_A)_O = Ze^2/(mc^2)$ adja meg, ahol a Thomson-szórási hossz $e^2/(mc^2) = 2{,}818 \cdot 10^{-13}$ cm. Különféle szórási szögekre az irodalomban találhatunk táblázatba foglalt értékeket [3]. A $\Delta f'_A$ és $\Delta f''_A$ mennyiségek a polarizációs együtthatóktól eltekintve csupán kismértékű szögfüggést mutatnak a szórási folyamatban résztvevő K- vagy L-héj elektronjainak erős lokalizáltsága következtében. Ezen mennyiségek táblázatai ugyancsak megtalálhatók a szakirodalomban [5].

Az (1) egyenletből következik, hogy amennyiben nincsenek rezonancia-szórók, azaz ha $\varrho(X, Y, Z)$ valós, akkor $|F(k, k, l)|^2 = |F(\bar{h}, \bar{k}, \bar{l})|^2$ még nem középponti szimmetriával rendelkező elemi cellák esetében is. Ez a Friedel-szabály, amely nem középpont-szimmetrikus szerkezeteknél rezonancia-szórásközéppontok jelenléte mellett megsértésre kerül. Az utóbbi esetben az intenzitás kiegyensúlyozatlanságának mérése az úgynevezett $F(h, k, l)$ és $F(\bar{h}, \bar{k}, \bar{l})$ Bijvoet párokkal együtt az optikai izomerek abszolút konfigurációinak megállapítására alkalmazható, azaz a jobb- és balsodrású szerkezetek megkülönböztetésére [6]. Ez az eljárás valójában a röntgensugaras anomális szóródás-módszerének fő alkalmazását képezi. A visszaverődések fázisának röntgensugaras anomális szóródás segítségével történő meghatározása fokozódó nehézségekkel jár az elemi cella méretének növekedésekor. Az (5) egyenletnek megfelelően a fázisra vonatkozóan információhoz jutunk a természetes elemi celláról és az ezen a cellán belüli rezonancia szórókról történő szóródás interferencia-feltételből. Mérhető interferencia-hatások és ennélfogva értékelhető fázisérzékenység csak akkor nyerhetők, ha mindkét járulékból összemérhető amplitúdók állnak rendelkezésre. Az elemi cella méretének növekedése esetében növekszik a nem-rezonanciás amplitúdó, amely statisztikus eloszlású atomoknál az elemi cellánkénti atomszám négyzetgyökével nő, míg általánosságban a rezonancia-középpontok száma nem növelhető megfelelően. A röntgensugaras anomális szóródás ezért egyrészt azzal az

előnnyel jár, hogy nagy intenzitású források állnak rendelkezésre, másrészt azonban a mérhető effektus nagyméretű elemi cellák esetén nagyon gyengévé válik. Ez a tény súlyos stabilitási és sugárzásveszteségi problémákat vet fel.

Neutronos anomális szóródás

Neutronok anomális diszperziója ugyancsak alkalmas a Bragg-reflexiós hullámok fázisainak meghatározására [7, 8]. Termikus tartományba eső energiájú neutronok, mint amilyeneket a termikus neutron-reaktorok nagy intenzitással bocsátanak ki, szükségesek ahhoz, hogy az atomi szerkezetek feltárására lehetőség legyen. Sajnos azonban ebben az energiatartományban csak nagyon kevés neutron-rezonancia létezik. Az egyik leglényegesebbet az 1. táblázat tartalmazza. A vizsgálat alatt álló kristályokban a hasznos izotópok helyettesítése gyakran fontos kémiai problémát vet fel. Másrészt a szórási amplitúdók sokkal nagyobbak, mint a röntgensugár esetében. A 3. ábra a $_{149}$Sm rezonanciatartományában a $\Delta b'$ és $\Delta b''$ valós és képzetes összetevők változását ábrázolja. A b_0 pótlólagos szórási hossz, l. a (6b) egyenletet, a potenciális szórásból és az egyéb nagy távolságú rezonanciákból származó járulékokat írja le. A termikus neutronok nukleáris szóródása a magok kis mérete következtében rövidhullámú szóródást képez és ennélfogva nem mutat szögfüggést. Az anomális neutron szóródás sok makromolekuláris rendszerben, mint például a nagyszámú hidrogénatomot tartalmazó proteinek esetében, lényeges nehézségekkel jár. Hidrogén esetében a koherens keresztmetszet $\sigma_{coh} = 4\pi b^2 = 1{,}76 \cdot 10^{-24}$ cm^2, amelyet összevetve a teljes keresztmetszettel $\sigma = 81{,}5 \cdot 10^{-24}$ cm^2, azaz hidrogén esetében az inkoherens szóródás a teljes keresztmetszet 98%-áról ad számot. Ez az inkoherens járulék komoly háttér-problémákat okozhat, annak ellenére, hogy a koherens szóródás az inkoherenssel ellentétben a Bragg-irányokban éri el csúcsértékét. A minta deuterizálásával javítható a helyzet, minthogy a deuterium esetében az inkoherens keresztmetszet csak 30%-át teszi ki a teljes keresztmetszetének. Gyakran úgy tűnik, hogy a deuterizálás az atomi koordináták viszonylag kis változását okozza csupán, azonban ez a biológiailag aktív rendszer funkcionális viselkedésében komoly változásokat kelthet.

A nagy molekulákon a neutron-szórás módszer mindeddig elsősorban a röntgensugaras módszerrel nyert szerkezetek finomítására került alkalmazásra, pontosabban a hidrogén helyzeteinek lokalizálására [10, 11]. Az anomális diszperziós módszerrel végzett fázismeghatározások még nagyon kiindulási állapotban vannak [8]. Az ilyen jellegű mérések az intenzitás következtében a nagy áramerősségű termikus neutronsugár-reaktorok tárgykörébe tartoznak. Meg kell jegyeznünk, hogy a neutron-reaktorok fehér neutronszínképet szolgáltatnak és különböző monokromátor-beállítások egyszerűen alkalmazhatók az alkalmazott neutronok hullámhosszának megváltoztatására. Ennélfogva nem szükséges a Bijvoet párok intenzitásának összevetése a kívánt fázisinformáció leszűréséhez. Speciálisan megválasztott hullámhosszaknál történő mérések valóban előnyösek lehetnek, minthogy ez leegyszerűsíti a szükséges abszorpciós korrekciókat.

Gammasugárzás anomális szóródása

A gammasugárzás visszaverődés nélküli nukleáris rezonancia-szóródása egy másik olyan módszer, amely elvben az elemi cella által a különféle Bragg-irányokba szóródó hullámok fázisának kísérleti meghatározására alkalmazható. Erre ténylegesen már meglehetősen régen javaslatok történtek és különféle megelőző tanulmányok kerültek végrehajtásra [12]. Ezek a tanulmányok ezidáig a gammarezonancia 14,4 keV-os rezonanciáját alkalmazták az $_{57}$Fe-ben, amely 0,86 Å hullámhossznak felel meg és ennélfogva ideálisan alkalmas nagy elemi cellák szerkezetvizsgálatára. A 4. ábra a szórási amplitúdó valós és képzetes részének, összetevőjének a frekvencia- és hullámhosszfüggését ábrázolja. A visszaverődés nélküli nukleáris rezonancia-emisszió és abszorpció módszere [13] olyan gamma-vonalakat használ, amelyek természetes szélességgel rendelkeznek. Ezek a rendkívül keskeny vonalak egy általános hőmérsékletfüggő háttér felett helyezkednek el, amely a forrás és a mintaanyag Debye-frekvencia-értékének nagyságrendje feletti frekvenciatartomány fölé terjed ki. Kísérleti szempontból különösen érdekes a gamma-vonal intenzitásában az törés, amely a rezonancia-frekvenciánál következik be. Ezt a törést gyakran Debye—Waller-faktornak, vagy f-faktornak nevezik. A 14,4 keV-es vonal esetében az f-faktor 90%-os vagy nagyobb nagyságrendű értékeket vesz fel fémes vagy ionos vasvegyületeknél. Sokkal kevésbé kedvező a helyzet biológiai rendszereknél, mint például a myoglobinnál, ahol az f-faktor T = 300°K-nál kisértékű lehet, 1%-ot vehet fel. Ilyen körülmények között a folyékony nitrogén hőmérsékletéig, vagy az alá hűtve szükségessé válhat megfelelően nagy f-faktor szolgáltatása.

A gammasugárzás rezonancia-szóródása segítségével történő fázismeghatározás pontosan olyan módon megy végbe, amint azt a fentiekben körvonalaztuk, a két hullám közötti interferenciát felhasználva, amely hullámok egyike a vasmag által keltett rezonanciaszórásból, a másik az elemi cellában levő valamennyi atom elektronjai által keltett szóródásból származik. A rezonáns mag által szórt hullám szükséges fázisváltozása egyszerűen megvalósítható a sugárzás forrásának a szóró kristályhoz viszonyított különböző sebességgel történő mozgatásával. Ez az eljárás Doppler-frekvencia eltolódásokat eredményez, amelyek az 1. ábrának megfelelően a rezonánsan szórt sugárzás fázisában fellépő eltolódásoknak felelnek meg.

2. táblázat

Myoglobin (ámbracet) egykristályáról történő diffrakció előtt és után a sugárzási intenzítások összehasonlítása. Az adatok azokat a tényleges méréseket mutatják be, amelyeket az összehasonlítás céljaira egységesítettek egy 1 mm^3 térfogatú egykristályra vonatkoztatva. A beeső fluxus minden esetben a hullámhossz-tartományon belül rendelkezésre álló fluxust képezi, amely ténylegesen visszaverődik az egykristály helyzeténél. A reflektált áram megfelel azoknak a neutronoknak vagy fotonoknak a teljes számának, amelyek másodpercenként megjelennek a (603)-reflexió középpontjában.

Sugárzás	Hullámhossz (Å)	Beesési csúcsintenzítás [szám/cm^2/sec]	Visszavert áram [szám/sec]	Mozaikszélesség [σ]
a Röntgensugarak	0,71	$2 \cdot 10^9$	$4 \cdot 10^3$	0,4
b Termikus neutronok	1,6	10^7		0,3
c Gammasugarak	0,86	$8 \cdot 10^4$	0,1	0,4

a) M_0 röntgensugárcső β-szűrővel, 50 kV, 10 mA, a röntgensugárcső-kristály távolság 37 cm [14].
b) Brookhaven Natl. Lab. nagyfluxusú reaktor, germánium monokromátor [11].
c) 100 mCi $_{57}Co$ sugárzó forrás 14,4 keV-es gammasugárzási külön emissziós vonallal; a sugárzó—kristály távolsága 20 cm [14].

Meg kell jegyeznünk, hogy a nukleáris Thomson-szórás, vagy elasztikus szórás a többi nukleáris forrás következtében elhanyagolható, ami lehetővé teszi, hogy a (6c) egyenletben $(n_A)_O = 0$ írható.

A 2. táblázat összehasonlítja a különféle leírt módszereknél a jelenleg elérhető intenzitások nagyságrendjét, általános vonatkoztatásként a myoglobin egyik sajátos reflexióját alkalmazva. A rendelkezésre álló keresztmetszetek, amelyek a 2—4 ábrákban látható amplitúdók négyzetével arányosak, a röntgensugárzástól a neutronon keresztül a gammasugarakig növekednek. A jelenleg elérhető forrásintenzitások azonban ugyanebben az irányban csökkennek. Ezzel összefüggésben tanulságos megjegyeznünk, hogy a myoglobin viszonylag kis molekulát képez, elemi cellánként mindössze mintegy 2600 atommal, a hidrogént nem számítva. Még ebben az esetben is a 6,2 vagy 1,4 Å-es felbontások a Fourier-analízisben rendre mintegy 400, 10 000 vagy 25 000 fázist tartalmaznak. Ez nyomatékosan mutatja az intenzitásprobléma komolyságát.

C) *Az intenzitás-probléma a gamma rezonancia-szóródásban*

Ebben a fejezetben vizsgálni fogjuk a gammasugárzás speciális esetében fellépő kritikus intenzitásprobléma megoldási lehetőségeit. Ez az értekezés sorraveszi a fázisanalízisben alkalmazott kísérleti berendezések három fő részét, azaz a sugárzásdetektort, a vizsgált kristályt és a sugárzás forrását.

Gamma-sugárzásdetektorok diffrakciós mérésekhez

Több különböző hullámhossz alkalmazása lehetőséget nyújt az egyes Bragg-reflexióknál a külön fázismeghatározásra, anélkül, hogy a különféle visszaverődések intenzitásának összevetése szükséges lenne. Ilyen módon számos normalizálási és korrekciós probléma áthidalható, mint például a Debye-faktorok Bragg-szöggel történő megváltozásaiból adódó korrekciók és a számlálási teljesítmény megváltozásának korrekciója. Lényegében véve nem szükséges az egyesített visszaverődések megmérése. Ez lehetővé teszi, hogy a számláló ablakát a csúcs helyzeteinél helyezzük el, ami a mérési idő csökkenését eredményezi és a jel—zaj arányt javítja. A makromolekulák egy meghatározott kristályhelyzet esetén több száz reflexiót szolgáltatnak abban az esetben, ha a belső sugár divergenciája elegedően kicsi és az alkalmazott hullámhossz elegendően rövid, úgy hogy sok különböző reflexió jelenik meg abban a szögtartományban, ahol a Debye—Waller-faktor levágása nem okoz komoly problémát.

Egyetlen Bragg-reflexióban az intenzitásokat egymás után több hullámhosszra mérhetjük olyan gammasugárzás számlálóval, amelynek érzékelési hatékonysága közel 1. Alternatívaként mérhetjük egyidejűleg a különböző reflexiók intenzitásait fotografikus regisztrálási módszereket alkalmazva. Sajnos azonban az utóbbi módszer látszólagos előnyét lényegében véve megszünteti a nagyon kis érzékelési hatékonyság és a mérési időben mérhető csökkentés nem nyerhető a számlálási módszerrel összevetve, különösen ha még figyelembe vesszük a fotografikus regisztrációs eljárásnál az energiafelbontás teljes hiányát.

Nyilvánvalóan olyan detektorokat szeretnénk alkalmazni, amelyek a helyzetre és mind pedig az energiára vonatkozó érzékenységet egyesítik a nagy érzékelési hatékonysággal. Emellett a nagyon kis szórási intenzitások szükségessé teszik az olyan háttér-járulékok, mint pl. mellék-gammavonalak, környezeti radioaktivitás, kozmikus sugárzás és elektromos zaj források járulékainak lehető legnagyobb mértékű lecsökkentését. Ezen alapulva a Geiger—Müller számlálók azonnal félretehetők, minthogy azoknál az energiafelbontás hiánya nem nyújt lehetőséget a háttérsugárzástól való elkülönítésre. A proporcionális számlálók ezzel ellentétben lehetőséget nyújtanak az elkülönítésre, már olyan multiszámláló rendszerek kerültek kifejlesztésre, amelyekkel mind helyzet, mind pedig energia-felbontás lehetséges [15]. Az ilyen számlálók kis elektromos vezetőképességű párhuzamos huzalok elrendezéséből állnak, amelyek tipikus röntgensugarak esetében mintegy 0,2 mm-es térbeli felbontást szolgáltatnak a huzaltengely mentén és mintegy 1 mm-es felbontást a merőleges irányban. Az utóbbit a huzalok elkülönítettsége határozza meg. Az ilyen számláló akkor előnyös, ha a sugárzás a huzalok síkjára merőlegesen lép be, amely körülmény nem vonatkozik a diffrakciós kísérletekre, ahol a visszavert sugár elhajlása a Bragg-szögekkel változik, ami a számláló tér véges abszorpciós vastagsága következtében nagymértékű helyzetbizonytalanságokat okoz. A szcintillációs számlálók alkalmazása ugyancsak nem tűnik

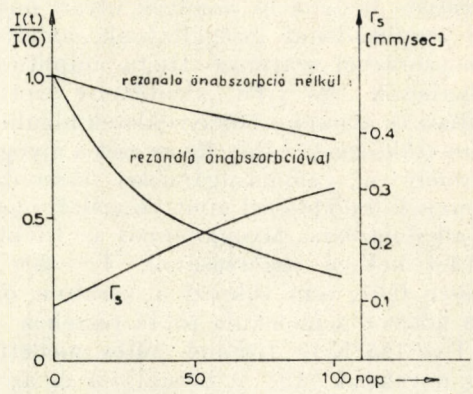
keresztülvihetőnek az ügy jelenlegi állásánál. Elvben lehetséges az $_{57}$Fe 14,4 keV-os gammasugárzásának szcintillációs anyaggal, mint pl. CsI-el történő abszorpciója és a kibocsátott fény fiber-optikai rendszereken keresztül történő összegyűjtése egy fotokatódra, amely egyesítve lehet egy elektromos képfelvevő géppel. Arndt és Ambrose [16] valóban kifejlesztettek egy olyan rendszert, amely elvben képes egyedi röntgensugárkvantum televíziós kamerával történő detektálására. Ez a rendszer azonban a csekély energiafelbontása következtében és a fotokatód alkalmazása következtében olyan komoly háttérproblémákat okoz, amelyek az eddigiek során lehetetlenné tették az anomális diszperziós módszerben gammasugárzás-detektorként való alkalmazását. A legmegfelelőbb közelítésnek az egyedi szilárd halmazállapotú számlálók alkalmazása tűnik. Litiummal töltött Si-számlálók 2 mm-es vastagsággal az $_{57}$Fe 14,4 keV-es sugárzásnál 99%-os érzékelési hatásfokot mutatnak. Emellett az ilyen számlálók nagyon nagy energiafelbontása ésszerű jel — háttér arányt eredményez. Sajnos azonban nem lehetséges a számláló impulzusainak felépülési idejeiből a mért gamma-kvantumok abszorpciós helyzetére következtetni, ez olyan eljárás, amely egyszerűen elfogadható, ha már elegendően nagy töltések kerültek összegyűjtésre. Ez az eset nagyenergiájú sugárzás vagy proporcionális számlálók esetében a gáz-erősítés jelensége következtében, de ez az eljárás nem alkalmazható olyan lágy gammasugárzáshoz, amelyet szilárd halmazállapotú számlálókkal kell mérni. Ezért fordulunk az egyedi, kis, 1 mm^2 nagyságrendű felülettel rendelkező számláló egységekhez, ezáltal kiterjesztve az alacsony energiákra a sakktábla-elvet, amely már korábban a nagyenergiájú részecskék detektálásához alkalmazásra került [17]. Az ilyen detektorok elektródjai párhuzamos vonalak alakjában kerültek elrendezésre, amelyek az anódoknál és a katódoknál egymásra merőleges irányításúak. Egy abszorpciós esemény egy töltésjel megjelenéséhez vezet a vonatkozó katód- és anód-vonalon, ami lehetővé teszi a vonatkozó sakktábla-cella elhelyezését. Ilyen módon egy 2N erősítőből álló rendszer elégséges egy N^2 cellával rendelkező táblás számláló abszorpciós jelenségénél mind a helyzet és mind pedig az energia meghatározására. Egy ilyen Si(Li) számláló prototípusát, amelynek összfelülete 20,45 mm^2 és amely 64 számláló egységet, egyenként 2,5 mm^2 felülettel, tartalmaz, már nemrégiben sikeresen alkalmaztak az $_{57}$Fe 14,4 keV-es sugárzásának mérésére [18]. A háttér 0,04 beütés volt percenként 2 keV energiafelbontás mellett.

Egykristályok gamma-diffrakciós kísérletekhez

A gammasugárzás rezonancia-szóródásának segítségével történő fázisanalízishez kapcsolódó súlyos intenzitásproblémák megkönnyítése érdekében olyan egykristályokkal próbálkozunk, amelyek nagyon nagyok és amelyek olyan nukleáris szórási amplitúdókat szolgáltatnak, amelyek az elektronszórásból származó tiszta amplitúdókkal összemérhetők. Az $_{57}$Fe jelentékeny izotópikus feldúsítása és alacsony hőmérsékletek alkalmazása gyakran szükségessé válik. Ez az eset a myoglobinnal, amely a gammasugárzásos fázisvizsgálat módszerének fejlődésénél mint vizsgálati molekula került alkalmazásra. Myoglobinnál az f-faktor az $_{57}$Fe 14,4 keV-es sugárzásánál, T = 300°K-nál mindössze 0,01, ami tükrözi a vasatom nagyon gyenge kötését a molekula többi részéhez. Ez az érték T = 185°K-ig történő hűtés mellett 0,38 értékig növekszik [19]. A kristályvíz és az anyaoldat jelenléte következtében a hűtés általában a kristály szétbomlását idézi elő. A hűtési folyamat alatti külső hidrosztatikus nyomás alkalmazása 2,5 kbar értékig megoldást jelent, amely a jégfázisok módosítását idézi elő. Az olyan különleges szerves anyaoldatok alkalmazása, amelyek alacsony hőmérsékleteken rideggé válnak, megkönnyíti a fagyott rétegek eltávolítását, amelyek különben súlyos abszorpciós problémákat okoznak [20].

Forrásproblémák

Az eddigiekben a fázisanalízis vizsgálataiban alkalmazott 14,4 keV-es gammasugárzás a bomló $_{57}$Co-ból származott. Ez az izotóp megfelelő, 270 napos felezési idővel rendelkezik, azonban az elérhető, nagyon korlátozott specifikus aktivitás súlyos intenzitásproblémákat kelt. Egyes esetekben az egységnyi felületre eső specifikus aktivitás alkalmazása szükséges, ami annyira magas, amennyire csak lehetséges. Egyidejűleg azonban komoly rezonancia önabszorpciós probléma jelentkezik. A K-befogás és gamma-kibocsátás útján bomló $_{57}$Co vezet az $_{57}$Fe stabil alapállapotához, ennélfogva a forrásban idővel egyre növekvő mennyiségű $_{57}$Fe megjelenését eredményezi. Két súlyos probléma keletkezik ebből. Mindenekelőtt a forrásmag által emittált 14,4 keV-es sugárzás rezonánsan önabszorbeálttá válik a forrásanyag által az idővel növekvő mértékben és ezáltal a forrás által kibocsátott sugárzási intenzitás látszólagos felezési idejének csökkenését okozza. Ezt a tulajdonságot az 5. ábra mutatja be. Másrészt az ilyen önabszorpciós folyamat rezonáns jellege következtében a természetes szélességű beeső gammavonalak középső frekvenciái a forrásban erősebben elnyelődnek és az emittált gammavonal következésképpen vonalkiszélesedést mutat. Az 5. ábra ezt a jelenséget ugyancsak bemutatja. A vonalkiszélesedés az elérhető fázisfelbontás csökkenését vonja maga után. Ez azonnal következik az 1. ábrából, amely a fáziseltolódás és a frekvencia közötti közvetlen kapcsolatot mutatja be. A frekvencia bármilyen szórása szórást okoz a fáziseltolásban és ezáltal csökkenti a fázisfelbontást. A természetes szélességű gammavonalak alkalmazása már kisebb, azonban megengedhető fázisfelbontás-



5. ábra

Az $_{57}$Co bomlásánál emittált 14,4 keV-es gammasugárzás intenzítása azon idő függvényében, amelyik a sugárzóforrás elkészítése után telik el. A normalizált sugárzási intenzítás két különböző esetre vonatkozik: 1. A rezonáns önabszorpció hiánya arra a helyzetre vonatkozik, ahol a radioaktív réteg vastagsága nagyon csekély. Ebben az esetben a 170 napos felezési időnek megfelelő közönséges radioaktív bomlással állunk szemben. 2. A 14,4 keV-es sugárzás rezonáns önabszorpciója a kibocsátott intenzítás gyorsabb csökkenését eredményezi. Ez a sugárzóban levő radioaktív $_{57}$Co bomlásánál folyamatosan keletkező $_{57}$Fe következménye, amely a sugárzót elhagyó sugárzás rendellenes csökkenését okozza. Az emittált intenzításra gyakorolt befolyás — azon rezonáns önabszorpció következtében, amelyik vastag források esetében lényegessé válik — ábrázolásra került egy 100 mCi $_{57}$Co koncentrált forrás esetében, ahol 1 mm-es átmérőjű lapos tárcsák alakjában került a forrás rétegelésre. Az emittált gammavonal Γ szélességi növekedése — ami a forrásban végbemenő rezonáns önabszorpció következménye — ugyancsak látható az ábrán

a) rezonanciás önabszorpció nélkül
b) rezonanciás önabszorpcióval együtt
c) napok száma

csökkenéssel jár, azonban ezen a természetes határon kívül bármilyen komolyabb vonalkiszélesedés — mint például a forrásban végbemenő alaprezonáns önabszorpció következtében — az elérhető fázisfelbontásban két jelentős csökkenéshez vezet. Az $_{57}$Co források ennélfogva csak néhány hetes időtartamon keresztül alkalmazhatók és azután a keletkezett $_{57}$Fe eltávolítása szükséges. A 14,4 keV-es sugárzás forrásban történő közönséges nem rezonáns önabszorpciója a fotoeffektus következtében feleslegessé teszi a forrás vastagságának bizonyos értékek feletti növelését. A néhány száz mCi/mm^2 teljes aktivitást meghaladó értékek nem bizonyulnak célravezetőknek.

Bár elvben lehetséges nagy területű források alkalmazása, a gyakorlatban a szükséges forrásanyag mennyiségének gazdaságos megválasztására törekszünk olyan módon, hogy a forrást a kristályhoz a lehető legközelebb helyezzük, a távolságot és a méretet lényegében véve a szögfelbontási követelmények szabják meg.

A megfelelő sugárzási összetétel megválasztása további probléma. A radioaktivitás megkövetelt nagy koncentrációja csaknem alkalmatlanná teszi azoknak a sugárzóknak a használatát, amelyek általában alkalmazásra kerülnek, mint például Pd vagy Pt alapanyagba diffundált $_{57}$Co Az ilyen sugárzók a szükséges vastagságok következtében a 14,4 keV-es sugárzás alapanyagban történő jelentős fotoelektromos abszorpcióját okoznák. A tiszta $_{57}$Co alkalmazása mágneses hiperfinom felhasadásokat szolgáltatna 3 : 2 : 1 : 1 : 2 :3 arányú vonalintenzitásokkal. A legkiemelkedőbb vonalban az intenzitás ennélfogva legfeljebb a teljes intenzitás 1/4-ét tenné ki. A mágneses rendezettséggel nem rendelkező összetételek még az emittált 14,4 keV-es gammavonal kvadrupól felhasadását mutathatják abban az esetben, ha a gerjesztett $_{57}$Fe atom nem kocka alakú kristályvonal-környezetnek van kitéve. Ebben az esetben két egyenlő intenzitású gammavonal jelenik meg a polikristályvonalas anyagban, amely a használható intenzitás felére csökkenését eredményezi. Ezért olyan sugárzó anyag alkalmazásával kísérletezünk, amely mágneses és kvadrupol felhasadásoktól mentes és amely az aktív $_{57}$Co mellett csak kis atomszámú atomokat tartalmaz, hogy teljesen kihasználható legyen a rendelkezésre álló specifikus aktivitás. Ezenfelül előnyös lenne a forrásanyag rendszeres egyszerű újratermelési lehetősége ahhoz, hogy az $_{57}$Co bomlásakor keletkezett $_{57}$Fe-t kivonjuk. Jelenleg még nincs olyan teljesen kielégítő sugárzó, amelyik ezeknek a követelményeknek eleget tenne. Azok a törekvések, hogy bór vagy berillium alapanyagot alkalmazzunk, mindeddig sikertelennek bizonyultak. Mérlegelhető a kobaltkomplex alkalmazása, amely metastabillá válik, ha a kobalt elbomlik vassá. Speciális periodikus kezelések, mint például hevítés vagy olvasztás új és stabil vaskomplexet eredményeznek, amelyek a különböző izomer eltolódásuk következtében a metastabil vaskomplexek által emittált sugárzás semminemű rezonáns önabszorpcióját sem idézik elő. Sajnálatosan azonban úgy tűnik, hogy nincs olyan komplex, amelyik ésszerűen egyszerű lenne. A kobaltoxid bizonyult az eddigiek során a legjobb rendelkezésre álló anyagnak, amennyiben a gyártási eljárás során megfelelő gondossággal jártak el. A kobalt levegőben történő hevítésével készített kobaltoxid Co^{2+} és Co^{3+} összetételű anyagot tartalmaz, amelyek egymáshoz viszonyított aránya az előkészületek módjától függ. Mullen és Ok [21] olyan eljárást írtak le, amely széndioxidban történő hevítésen alapul, közel tökéletes sztöchiometrikus CoO-t szolgáltatva. Az ilyen módon készített sugárzók külön gammavonalakat emittálnak olyan szélességgel, amely alig haladja meg az ideális értéket és 0,8 nagyságú f-faktor-értékkel. Az egységnyi sugárzófelületre eső előállítható radioaktivitás — a forrásban fellépő fotoelektromos abszorpcióból származó vastagsági korlátozások következtében — mindezek mellett túlságosan kicsi és emiatt a következőkben azokat a lehetséges egyéb módszereket tárgyaljuk, amelyek mérlegelhetők a nagyobb intenzitású sugárzók létrehozása érdekében.

Fontolóra vehető az $_{57}$Fe-ben levő 14,4 keV gerjesztett állapot $_{57}$Mn-ból származó β-bomlás útján történő betöltése. Az $_{57}$Mn felezési ideje

mindössze 1,7 perc és ennélfogva elvben közvetlenül nukleáris reakcióban keletkezhet. Különösen érdekes eset az $_{55}Mn(t, p)\ _{57}Mn(\beta^-)_{57m}Fe$ reakció, ahol a target-izotóp 100%-os természetes gyakorisággal rendelkezik. Az ilyen előállítási folyamat lehetővé tehetné a rezonáns önabszorpció problémájának egyszerű megoldását, amely problémát már az előzőekben ismertettünk. A stabil $_{57}Fe$ sugárzóban történő mindennemű felgyülemlése valóban megkerülhető, ha a beeső sugarat új és még szennyezetlen targetrész felé esetenként elmozdítjuk. Az $_{55}Mn\ (t, p)\ _{57}Mn$ reakciónál a keresztmetszet a maximális értéket mintegy 7 MeV-nél éri el, ahol 98 ± 20 mb értéket vesz fel [22]. Egy másik példa az $_{54}Cr\ (\alpha, p)\ _{57}Mn$ reakciója, amelynek keresztmetszete 20 MeV-nél mintegy 70 mb [23]. Az $_{57}Fe$-ben a 14,4 keV-es szint ugyancsak betölthető nukleáris reakciók által történő Coulomb-gerjesztés útján [24], mint $_{56}Fe\ (d, p)\ _{57}Fe$ [25] vagy termikus neutronbefogás útján, $_{56}Fe\ (n, \gamma)\ _{57}Fe$ [26]. Sajnos azonban ezek az esetek mindegyikében a keresztmetszetek messze túl alacsonyak ahhoz, hogy lehetővé válják az olyan specifikus rádióaktivitások közvetlen termelődése, amelyek összemérhetők az $_{57}Co$ töltéshordozó nélküli sugárzókban rendelkezésre álló specifikus radioaktivitásokkal, nem számítva azokat a járulékos komplikációkat, amelyek a háttér radioaktivitása és a megnövekedett targethőmérséklet következtében jelentkeznek.

Ezzel kapcsolatban magyarázatot ad azoknak az ideális specifikus radioaktivitásoknak nagyobb mértékű mennyiségi összehasonlítása, amelyek vagy egy közvetlenül termelődő sugárzóval, vagy pedig egy töltéshordozó nélküli anyagból készített sugárzóval nyerhetők. Az első esetben olyan telítettségi feltételt feltételezve, ahol a keletkező és az elbomló magok száma egyensúlyban van, a kezdeti specifikus radioaktivitásra $S = N\sigma I_0$ adódik, ahol N képezi a targetmagok számát, σ a reakció-keresztmetszet és I_0 a besugárzási fluxus. Ezzel ellentétben a töltéshordozó nélküli anya-anyag esetében $S \approx N/(2\tau)$-t kapunk, ahol most N az aktivált magok számát jelenti és τ az anya-izotóp felezési ideje. Jellemző $\sigma \sim 1$ barn nagyságrendű keresztmetszet mellett és 10 μA $\approx 10^{14}$ részecske/cm^2/sec tipikus besugárzási fluxussal, amely éppúgy vonatkozik nehézrészecskegyorsítókra, mint neutronreaktorokra, a $\sigma I_0 \approx 10^{-10}$ sec^{-1} adódik, amelyet a töltéshordozó nélküli $_{57}Co$ esetében $1/(2\tau) \cdot 10^{-8}$ sec^{-1}-el kell összevetni, ahol $\tau = 270$ nap. Részletesebb összehasonlítás során számításba kell venni természetesen az olyan tényezőket is, mint például az $_{57}Fe$-ben az anyaállapotból a 14,4 keV-es szintre történő átmenet során a sugárzási szétválás, szétágazódás. A bemutatott felületes érvek azonban bemutatják a töltéshordozó nélküli sugárzó fölényét még abban az esetben is, ha a felezési ideje olyan hosszú, mint az $_{57}Co$ esetében a felezési idő. Versenyképes közvetlen sugárzók előállításánál a besugárzási fluxus több nagyságrenddel történő növelése válna szükségessé, ami azonban több gyakorlati ok miatt nem látszik megvalósíthatónak. Másrészt nem zárható ki eleve annak lehetősége, hogy olyan gyors szétválasztási módszerek válnak elérhetővé, amelyek lehetővé teszik az $_{57}Fe$-ben a 14,4 keV-es átmenet esetében a rövidebb felezési idejű és ennélfogva nagyobb specifikus aktivitású töltéshordozó nélküli anyaizotópok alkalmazását. Azonos észrevétel vonatkozik a mintegy 1 Å hullámhosszú egyéb gammavonalak alkalmazási lehetőségére. Csak néhány további ilyen átmenet létezik, főként ide sorolható a 8,4 keV-es átmenet a $_{169}Tm$-ben, a 6,2 keV-es átmenet a $_{181}Ta$-ban és a 9,3 keV-es átmenet a $_{83}Kr$-ben. A fenti esetek mindegyike komoly problémákat vet fel különös tekintettel az elérhető vonalszélességre és a törekvések mindeddig nem vezettek arra, hogy ezeket a gamma-vonalakat a fázisproblémáknál alkalmazni lehessen.

Ugyancsak szeretnénk röviden áttekinteni a szinkrotron sugárzás (rezonáns) fotonsugárzóként történő alkalmazási lehetőségét. A nagyenergiájú gyorsítókból származó szinkrotron sugárzás a kisugárzó részecskék relativisztikus természete következtében a részecskemozgás irányában erősen koncentrálódott, jellemzően mintegy 10^{-4} rad nagy nagyságrendű lineáris nyílású kupban. A monokromátorok alkalmazásának szükségessége valamelyest megnöveli a sugár szögnyílását néhány mrad szögnyílás értékig, míg az egyidejűleg történő fokuszálás vagy kettős fókuszálás fokozza az elérhető sugárzási intenzitást. A különféle sugárzó forrásokat összehasonlítva meg kell jegyeznünk, hogy az elektronok által előidézett nagy felbontású röntgensugár-szóródás általában néhány mÅ nagyságrendű hullámhossz-szétterjedéssel járhat, míg az $_{57}Fe$-ről történő nukleáris rezonanciaszóródás $\Delta\lambda = \lambda \cdot \Delta E/E = 3 \cdot 10^{-13}$ Å hullámhossz-kiterjedéseket foglal magába. A nukleáris szintek gerjesztéséhez a szinkrotron sugárzást alkalmazva sugárzóként a rendelkezésre álló monokromatizált sugárzásból ki kellene vágnunk emiatt a hullámhosszak rendkívül keskeny sávját és

3. táblázat

Spektrális luminencia próbatest-helyzetnél, különféle sugárforrások esetében

Sugárzás	Hullámhossz [Å]	Spektrális luminencia [foton/sec/mm^2/sterad/Å]	Referencia
a Szinkrotron	1,54	$2 \cdot 10^{22}$	[27]
b Röntgensugár	1,54	$3 \cdot 10^{20}$	[27]
c Gammasugarak	0,86	10^{20}	

a) DESY-re vonatkozó adatok 7,5 GeV-es és 10 mA sugáráramnál, Berreman pont-fókuszáló monokromátort feltételezve.
c) Új $_{57}Co$ forrás, 100 mCi
b) Röntgensugár az Elliot-finomfókuszáló csőből
Az *a* és *b* pontokban szereplő luminenciák megfelelnek azoknak az átlagértékeknek, amelyek a $\Delta\lambda = 3 \cdot 10^{-3}$ Å hullámhossz-tartománynak felelnek meg.

jelenleg egyáltalán nem tisztázott, hogy ez keresztülvihető-e? Mi azonban a 3. táblázatban szembeállítjuk a spektrális luminencia értékeit röntgensugarakra, szinkrotron sugárzásra és rezonáns gammasugárzásra. Számításba véve azt a megoldatlan kérdést, hogy hogyan lehet megvalósítani a gammasugárzás szóródási módszeréhez szükséges rendkívül keskeny hullámhossz-tartományt, továbbá figyelembe véve azt, hogy a 3. táblázatban a szinkrotron sugárzásnál már feltételezett rendkívüli fókuszálás elérése nehézségekbe ütközik, nem tartjuk jelenleg alkalmasnak a szinkrotron sugárzást lehetséges versenyképes sugárzó forrásként történő alkalmazásra a gamma-sugaras szórási kísérleteknél.

Ez a helyzet megváltozhat, amennyiben a tároló gyűrűkből sokkal intenzívebb szinkrotron sugárzás válik elérhetővé.

A gammasugárzás forrásainak vizsgálatát azzal fejezzük be, hogy egy gyakorlati példán keresztül becslést adunk a mérési időkre. Myoglobin esetében a 3 Å felbontáshoz szükséges valamennyi fázis teljes mérése mintegy 1 éves mérési időt igényel, amennyiben 1 mm^3-es kristály, töltéshordozó nélküli 150 mCi intenzitású forrás 1 mm^2 felületre sugározva, és amennyiben felület-detektor kerül alkalmazásra. Ezek a számok mutatják, hogy a gammarezonancia módszer már most alkalmas korlátozott számú fázis mérésére. Mostanában történt valójában a tényleges fázismeghatározás, azonban csak a $K_3Fe(CN)_6$ viszonylag kis molekulája esetében. Intenzívebb sugárzó források kifejlesztése nyilvánvalóan szükséges, amennyiben a nagyon nagy makromolekulák kristályszerkezetének vizsgálatánál a módszert általános módon kívánjuk alkalmazni.

IRODALOM

1. Green, D. W., Ingram, V. M., Perutz, M. F.: Proc. Roy. Soc. (London) A 225, 287 (1954; Bragg, W. L., Perutz, M. F.: ibid. A 225, 315 (1954); Bodo, G., et. al.: ibid. A 253, 70 (1959)
2. Hönl, H.: Z. Physik 84, 1 (1933); l. szintén James, R. W.: The Optical of the Diffraction of X-Rays, Ithaca: Cornell University Press 1965, Appendix III
3. James, R. W., Brindley, J. W.: Z. Kristallogr. 78. 470 (1931); Bragg, L.: The Crystalline State, 329 o., London: Bell and Sons 1966
4. Peterson, S. W., Smith, H. G.: Phys. Rev. Letters 6, 7 (1961)
5. James, R. W., The Chrystalline State, Vol, II. 608 o. (L. Bragg, ed.).Ithaca: Cornell University Press 1967
6. Bijvoet, J. M.: Proc. K. Ned. Akad. Wetensch. B 52 313 (1949); Peerdeman, A. F., Bommel, A. J. V., Bijvoet, J. M. ibid. B 54, 16 (1951); Peterson, S. W. Nature 176, 395 (1955)
7. Peterson, S. W., Smith, H. G.: Phys. Rev. 6, 7 (1961) J. Phys. Soc. Japan 17, Suppl. B—II, 335 (1962); Ramaseshan, S.: Curr. Sci. 35, 87 (1964)
8. Mac Donald, A. C., Sikka, S. K.: Acta Cryst. B 25 1804 (1969)
9. Neutron Cross Sections, BNL Report 325, 2nd ed. Suppl. No. 2. (1966)
10. Moore, F. M., Willis, B. T. M., Crowfoot Hodgkin, D.: Nature 214, 130 (1967)
11. Schoenborn, B. P.: Nature 224, 143 (1969); Schoenborn, B. P., Nunes, A. C., Nathans, R.: Ber. Bunsenges. physyk. Chem. 74, 1202 (1970)
12. Kastler, A.: Compt. Rend. 250, 509 (1969); Moon, P. B.: Nature 185, 427 (1961); Raghavan, R. S.: Proc. Indian Acad. Sci. A 53, 265 (1961); Black, P. J.: Nature 206, 1223 (1965); Kuz'min, R. N. Kolpakov, A. V., Zhdanov, G. S.: Soviet. Phys. Cryst. 11, 457 (1967); Zhdanov, G. S., Kuz'min, R. N.: Acta Cryst. B 24, 10 (1968)
13. L. például Kalvius, G. M., Mössbauer, R. L.: Resonance spectroscopy of gammaradiation (Mössbauer-Effect), nyomtatásban
14. Parak, F., Mössbauer, R. L., Hoppe, W.: Ber. Bunsenges. physik. Chem. 74, 1207 (1970)
15. Borkowski, J. C., Kopp. M. K.: Rec. Sci. Instr. 39, 1515 (1968)
16. Arndt, U. W., Ambrose, B. K.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS 15, 92 (1968)
17. Mulder, K., et. al.: ibid. 13, 208 (1966)
18. Biebl. U.: nyomtatásban
19. Parak, F., Formanek, H.: Acta Cryst. A 27, 573 (1971)
20. Parak, F., et. al.: kiadásra kerül
21. Mullen, J. G., Ok, H. N.: Mössbauer Effect Methodology 4, 103 (1968)
22. Lübner, K. E. G., Benett, M. J.: kiadásra kerül
23. Morinaga, H.: saját közlemény
24. Lee, Y. K., et. al.: Phys. Rev. Letters 14, 957 (1965)
25. Goldberg, D. A., et al.: ibid. 15, 418 1(965) Christiansen, J., Recknagel, E., Weyer, G.: Physics Letters 20, 46 (1966)
26. Berger, W. G., Fink, J., Obenshain, F. E.: ibid. 25A, 466 (1967)
27. Rosenbaum, G., Holmes, K. C.: Nature 230, 434 (1971)
28. Parak, F., et al.: Z. Physik 244, 456 (1971)

SZUPRAVEZETŐ MÁGNESTECHNIKA

Novák Dezső

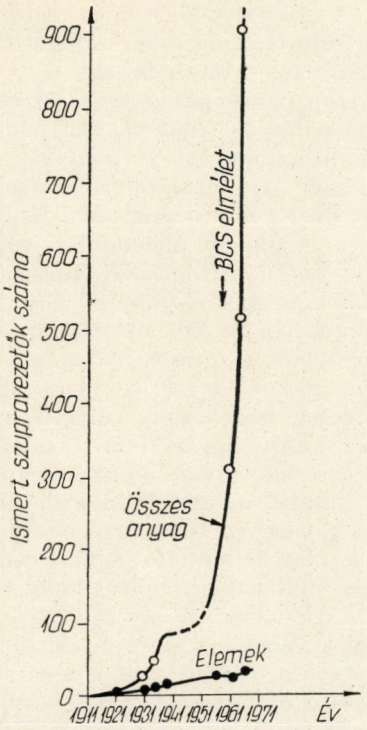
ATOMKI Debrecen

Cikksorozatunk első részében a szupravezető anyagok tulajdonságait tekintettük át. Láttuk, hogy a szupravezetőknek szolenoidokban való alkalmazásához csak a nagy kritikus terű és nagy kritikus áramsűrűséget elviselő anyagok jöhetnek számításba, és szó volt arról is, hogy a kemény II-típusú szupravezetők között fordulhatnak elő a fenti feltételeknek eleget tevő anyagok. Az alábbiakban áttekintjük, milyen gyakorlatban is használható anyagokat sikerült eddig találni és hogyan lehet belőlük mágnest készíteni.

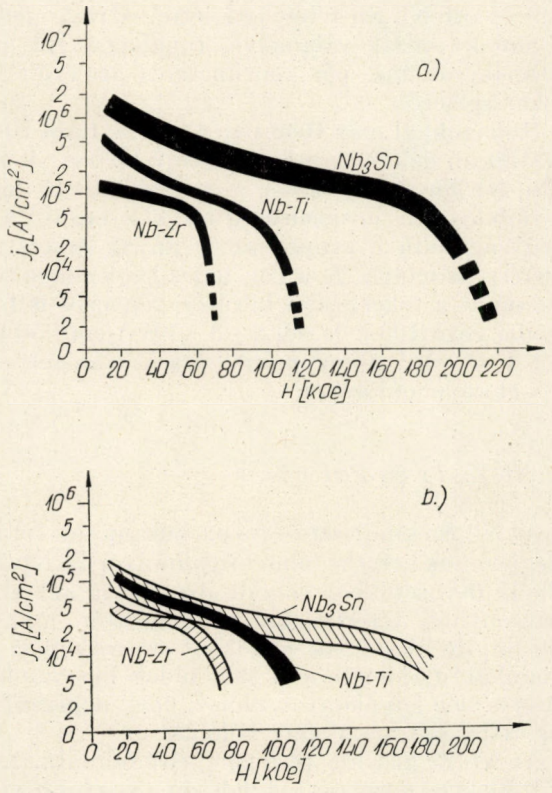
1. *A gyakorlatban használt szupravezető huzalanyagok*
Az első mágnestekercsek

Az első mágnesek készítésénél a nióbium különleges tulajdonságait használták ki. A nióbium hibamentes egykristály alakjában közel áll az I-típusú csoporthoz, hidegmegmunkálással készített huzalokban és lemezekben azonban II-típusú tulajdonságokat mutat. A szupravezetés mechanizmusának változásával — a nióbium esetében —

A cikksorozat első része megjelent a Fizikai Szemle XXIV. évf. 150. oldalán Új eredmények a szupravezető mágnesekkel kapcsolatban címmel.



1. ábra. Az ismert szupravezetők számának növekedése 1911 és 1964 között



2. ábra. a) Nb—Zr és Nb—Ti ötvözetek, illetve Nb_3Sn vegyület kritikus áramsűrűségének függése a mágneses térerősségtől a szupravezető anyag keresztmetszetére számítva. *b)* Ugyanezen anyagokból készült tekercsek munkaáramsűrűsége

nemcsak j_c, hanem H_c értékének 3÷8 kOe-re való megnövekedése is együtt jár. Ez a jelenség 1955-ben vált ismertté. Ugyanabban az évben már fel is használták mágnes készítésére; néhány kisméretű nióbium tekercscsel 3000 Oe körüli mágneses tereket hoztak létre; G. B. Yntema (Illinois-i Egyetem) pedig 7000 oerstedet állított elő vasmagos tekercscsel, melynek hidegen-húzott Nb drótjában $j = 7{,}4 \cdot 10^4$ A/cm² volt az áramsűrűség.

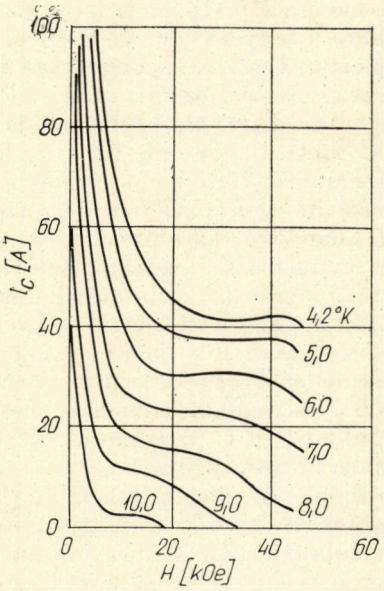
Ezek az eredmények bizonyították először a szupravezetés gyakorlati hasznosíthatóságát. A következő lépés adva volt: a több komponensű másodfajú szupravezetők között kellett minél magasabb átmeneti hőmérsékletű és kritikus mágneses terű (H_{c2}) anyagokat keresni és megfelelő metallurgiai megmunkálással magas kritikus áramsűrűségűvé tenni.

Mivel az elméletek nem adtak útbaigazítást az egyes ötvözetek várható kritikus adatait illetően, az előnyös tulajdonságú szupravezetők keresése empirikus szabályok és próbálkozás segítségével folyt. Matthias (Bell Telephone Lab.) 1955-ben azt találta, hogy azok az ötvözetek rendelkeznek a legmagasabb átmeneti hőmérséklettel, amelyekben az egy atomra eső valenciaelektronok száma 5, illetve 7 közelébe esik (Matthias-szabály). 2 valencia elektron/atom alatt, ill. 8 fölött nincs szupravezetés. További szempont volt a kutatásban, hogy fémes vegyületek bizonyos kristály módosulataihoz általában előnyös szupravezető tulajdonságok kapcsolódnak. Érdemes a köbös kristályszerkezet úgynevezett béta-wolfram (A15) és NaCl (B1) módosulatát kiemelni. Különösen a nióbium és vanádium fémes vegyületei, illetve ötvözetei között akadnak magas T_c és H_{c2} értékű anyagok. Az ötvenes években fellendülő hatalmas arányú kutatómunkát érzékelteti az 1. ábra, amely az ismert szupravezetők számának gyarapodását mutatja 1911 és 1964 között. Jelenleg az ismert vegyületek száma négyszáz felé jár, az ötvözetekkel együtt pedig a teljes szám jóval ezer fölött van.

A megvizsgált anyagok tömegéből a nióbiumsztannid (Nb_3Sn) vegyület és a különféle százalékos összetételű Nb-Zr és Nb-Ti ötvözetek emelkednek ki. Főbb adataikat az I. táblázat, $j_c = f(H)$ görbéiket a 2. ábra adja. Az összes adatok a cseppfolyós He forráspontján, 4,2°K-on mért értéket jelentik.

1. Nióbiumsztannid

Mágneses szempontból a legkedvezőbb tulajdonságai az Nb_3Sn-nek vannak. 18,3°K-es kritikus hőmérsékletével ez a vegyület tartotta a rekordot, 1954-ben Matthias által történt felfedezésétől egészen 1967-ig. 4,2°K-en mért $H_{c2} = 225$ kOe kritikus tere alapján elvileg kb. 200 kOe térerejű szolenoid készítésére alkalmas. Nagyon hátrányosak azonban mechanikai tulajdonságai. Rendkívül rideg, törékeny, kis szilárdságú; drótként tekercselésre nem alkalmas, és a mágnesekben fellépő nagy erőket nem viselné el. Eleinte ezen oly módon segítet-



3. ábra. 67% Nb—33% Zr összetételű, 0,5 mm-es átmérőjű huzal $I_c = f(H)$ görbéi különféle hőmérsékleteken

tek, hogy nióbiumból és ónból a vegyületet a tekercsekben in situ állították elő. 1961-ben Kunzler és munkatársai (Bell Telephone Lab.) vastag falú nióbium csövet ón és nióbium porával töltöttek meg, és 0,5 mm-es átmérőre húzták le. A drótot hőálló szigeteléssel ellátva 950°C hőmérsékleten hőkezelték. Az Nb és Sn ezen a hőmérsékleten kémiai reakcióval Nb_3Sn maggá alakult az Nb kapillárisban. Ebből 6 mm-es belső átmérőjű mágnes-

I. táblázat

A gyakorlatban használt szupravezető anyagok tulajdonságai

	nióbium-zirconium ötvözet	nióbium-titanium ötvözet	nióbium-sztannid vegyület
H_{c2} (4,2°)	70 kOe	120 kOe	225 kOe
j_c(4,2°)	$10^5 \left(\frac{A}{cm^2}\right)$ 40 kOe-nél	$10^5 \left(\frac{A}{cm^2}\right)$ 70 kOe-nél	$2 \cdot 10^5 \left(\frac{A}{cm^2}\right)$ 100 kOe-nél
T_c	11 (°K) összetételtől függően	10 (°K) összetételtől függően	18,3 (°K)
Tekercsekben elérhető munkaáramsűrűség 4,2°K-en	$2 \cdot 10^4 \left(\frac{A}{cm^2}\right)$ 40 kOe-nél	$2 \cdot 10^4 \left(\frac{A}{cm^2}\right)$ 70 kOe-nél	$4 \cdot 10^4 \left(\frac{A}{cm^2}\right)$ 50—80 kOe-nél
Megmunkálhatóság	elfogadható	jó	rossz

tekercset készítve 70 kOe teret értek el. 1963-ban Martin és munkatársai (General Electric Research Lab.) 0,075 mm átmérőjű nióbium huzalt ónnal bevontak és ebből egy köteget ugyancsak hőálló szigeteléssel ellátva hőkezelés előtt szolenoiddá tekercselték, majd 950°C-ra hevítették. A szálakban diffúzióval és kémiai reakcióval Nb_3Sn réteg képződött. Ugyancsak 6 mm-es belső átmérőjű tekercset készítettek, és ezzel először tudták túllépni a bűvös 100 kOe-es határt.

Ez a módszer persze nem alkalmazható nagyobb mágnesek készítésére. 1963-tól megjelentek a kereskedelmi forgalomban a gyárilag előállított Nb_3Sn szalagok. A gyártásra két módszer terjedt el. Mindkettővel néhány mikronos Nb_3Sn réteget hoznak létre megfelelő mechanikai tulajdonságú fémszalag felületén. A fémszalag anyagának megválasztásánál lényeges szempont, hogy jó felületi kötést adjon az Nb_3Sn-nel, mechanikai és elektromos szempontból egyaránt. Alkalmas anyagnak bizonyult a nikkel, a réz és maga a nióbium. Az Nb_3Sn réteg létrehozása az egyik módszernél a fentiekhez hasonlóan nióbium szalag felületén diffúzióval és kémiai reakcióval történik a rávitt ónrétegből kiindulva, 1000°C körüli hőmérsékleten. A másik esetben 1000°C-ra hevített rozsdamentes acélszalag felületére gázállapotú nióbiumkloridnak és ónkloridnak hidrogénnel történő redukciójával csapatják le a kívánt vastagságú Nb_3Sn réteget. Mechanikai szempontból még erősíteni lehet a szalagokat további rozsdamentes acélréteggel, hőtani szempontból pedig rézbevonattal. (Utóbbi szerepére még visszatérünk.) Újabban a diffúziós eljárással sikerült rézköpenyben többeres Nb_3Sn kábelt előállítani. Bronztömbbe fúrt lyukakba Nb rudakat helyeztek, dróttá húzták, majd 750°C-on történő hőkezeléssel elérték, hogy a bronzból az Sn diffúzió révén az Nb szálakba vándorolt és ott Nb_3Sn réteg jött létre. A rézköpeny és a nióbiumszálak valamelyes rugalmasságot biztosítanak, de kis, pár centiméteres átmérőre nem tekercselhető.

Szalagokkal már 1966-ban 140 kOe teret tudtak előállítani néhány cm-es átmérőjű térben. A jelenlegi Nb_3Sn anyagokban a megengedhető legnagyobb kritikus áramsűrűség 100 kOe-nél 10^5 A/cm² nagyságrendű a szupravezető anyag keresztmetszetére számolva. A szalag teljes keresztmetszetét, valamint a tekercselési kitöltési tényezőt is figyelembe véve 100 kOe-nél $2 \div 3 \cdot 10^4$ A/cm², 50 kOe-nél $4 \div 5 \cdot 10^4$ A/cm² munka-áramsűrűségek érhetők el szolenoidokban.

2. *Nb-Zr-Ti ötvözetrendszer*

Az Nb_3Sn kifejlesztésével párhuzamosan 1962-től megjelentek kereskedelmi forgalomban az Nb-Zr és Nb-Ti ötvözetekből készült drótok. E két anyag alacsonyabb térértékekig használható, mint az Nb_3Sn, de olcsóbbak és sokkal előnyösebbek mechanikai tulajdonságaik. Még hideg megmunkálás után is elég hajlékonyak ahhoz, hogy nehézség nélkül tekercset készítsünk belőlük.

Az Nb-Zr kritikus tere 25% cirkóniumtartalomnál 70 kOe körül van 4,2°K-on. Nagyobb cirkóniumtartalom (65—75%) kissé nagyobb kritikus teret eredményez (90 kOe-ig), de kedvezőtlenül befolyásolja az elérhető kritikus áramsűrűséget. A munkahőmérséklet hatásának bemutatására a

3. ábrán feltüntettük egy 67% nióbium—33% cirkónium összetételű, 0,5 mm-es átmérőjű huzal kritikus áram—mágneses tér görbéit ($T_c = 10{,}8$ °K). Nb-Zr huzalok általában 40 kOe-ig (maximálisan 60 kOe-ig) használhatóak, és ennél a térnél a szupravezető anyag keresztmetszetére számítva $j_c \sim 10^5$ A/cm² kritikus áramsűrűséggel terhelhetők

Az Nb-Ti ötvözetek az 50—80% közötti Ti tartalomnál mutatnak előnyös tulajdonságokat. Általában 70 kOe-ig (legfeljebb 90 kOe-ig) használhatók és ott ugyancsak $j_c \sim 10^5$ A/cm² kritikus áramsűrűséggel terhelhetők. Valamivel magasabb j_c érhető el az Nb-Ti (10%)—Zr (40%) hármas ötvözet rendszerben.

A nióbium-titán ötvözetet titániumjodidból és igen tiszta nióbiumból kiindulva állítják elő. A kiinduló anyagokat argon atmoszférában vagy vákuumban olvasztják össze. Ezután 800°C körüli hőkezeléssel tércentrált-köbös kristályszerkezetűvé teszik. Ez a szerkezet mérsékelten gyors lehűlés után, szobahőmérsékleten is megmarad. Melegen, majd hidegen lehúzás következik, utóbbi közben a kontrakció 99%-ot is túlhaladhat. Ezután igen rövid hőkezeléssel 350—400°C-on finom Ti-precipitátumot hoznak létre a szemcsehatárokon. Az utóbbi művelet és a hideglehúzás együtt biztosítják a magas j_c értéket. A tércentrált-köbös kristályszerkezet a megmunkálás szempontjából is előnyös, mert ebben a módosulatban az Nb-Ti elég képlékeny ahhoz, hogy akár km hosszúságú szálakká húzzák, néhány tizedmilliméteres átmérővel. Az elridegedés elkerülése céljából lényeges, hogy megakadályozzuk szennyezések (O_2, N_2, C) beépülését az előállítás folyamán.

Az Nb-Zr előállítása hasonlóan történik, tulajdonságai azonban valamivel rosszabbak. Kevésbé nyújtható és a vörösréz bevonattal is rosszabb kötést képez, mint a Nb-Ti. Ráadásul csak alacsonyabb mágneses tereket tud elviselni. Emiatt az utóbbi években használata háttérbe szorult, és újabban a kis térerejű szolenoidokban inkább csak a Nb-Ti, esetleg Nb-Ti-Zr ötvözeteket, nagyobb térerejű tekercsekben pedig az Nb_3Sn szalagokat használják.

A jelenlegi szupravezető mágneses technológia szinte kizárólag a felsorolt három anyagra van alapozva, és a közeljövőben a fejlődést elsősorban ezen anyagok határozzák meg. A legfontosabb kérdés, mennyire sikerül az előállítási mód fejlesztésével j_c-t növelni, a huzalok árát pedig csökkenteni. Talán érdemes azért pár szóval a jövő fejlődési lehetőségeire is utalni.

3. *Egyéb szupravezető anyagok*

Az Nb_3Sn-hez hasonló tulajdonságúak az Nb_3Al, illetve Nb_3Ge. Az előbbi kritikus hőmérséklete 18,7°K, az utóbbiét pedig első előállításakor Matthias 17,1°K-nek mérte. E kettő egyesítéséből származó $Nb_3(Al_{0,8}Ge_{0,2})$ összetételű hármas vegyületről 1968-ban kimutatták, hogy 20,7°K-es átmeneti hőmérséklettel rendelkezik. Ez az első anyag, amelynek kritikus hőmérséklete magasabb a folyékony hidrogén forráspontjánál (20,38°K). Kritikus terét 1970-ben H_{c2} (4,2°K) $\sim$ 410 kOe-nek mérték. Ugyanekkor az Nb_3Al-ra H_{c2} (4,2°K) $\sim$ $\sim$ 380 kOe adódott. A mérések keresztülvitele csak az MIT akkoriban épült 450 kOe-es, impulzus üzemű mágnesében volt lehetséges. A Nb-Al-Ge rendszer mechanikai tulajdonságai ugyanolyan kedvezőtlenek, mint az Nb_3Sn-é. Ennek tulajdonítható, hogy eddig nem sikerült mágnes készítésre alkalmas alakban való előállítása, bár az MIT-ben folynak kísérletek erre vonatkozólag az Nb_3Sn kábeleknél említett módszer felhasználásával. Ugyancsak nem sikerült eddig nagy kritikus áramsűrűségű minta készítése sem.

Az Nb_3Ge-re vonatkozó vizsgálatokat az elmúlt években Matthias végezte el. A vegyület bomlékonysága miatt nem sikerült azt pontos sztöchiometriai arányban előállítania. Pár hónapja a Westinghouse egy kutatója, John Gavaler javított az előállítás módján és igen pontos sztöchiometriai arányú mintájában 22,3°K-os kritikus hőmérsékletet észlelt. Folyékony hidrogén hőmérsékletén 30 kOe-s kritikus térerősséget mért a mintán. Extrapolációval 370 kOe körülire várják a $H_c(0)$ értékét. Jelenleg ez az anyag tartja a rekordot a kritikus hőmérséklet szempontjából. A felfedezés új lendületet adhat a kutatásoknak.

Újabban a vanádium béta-wolfram kristályszerkezetű vegyületei iránt is fokozódott az érdeklődés. A V_3Si és V_3Ga egyaránt 17°K körüli T_c-vel rendelkeznek és H_{c2} értékük is 200 kOe felett van. Nemrégiben két japán cég V_3Ga szalagot valamint váltóáramú energiaátvitelre alkalmas csőkábelt hozott forgalomba. A szalagok 140—200 kOe között felülmúlják az Nb_3Sn anyagokat áramszállító képesség terén, de nagyon hajlamosak az instabilitásra a síkjukra merőleges térben. Próbálkozás folyik többeres V_3Ga kábelek gyártására Japánban és az USA-ban.

Egyes elméleti megfontolások alapján 25—40°K közötti kritikus hőmérséklet is elérhetőnek látszik hasonló típusú vanádiumvegyületekben. Ehhez a T_c értékhez 400—700 kOe kritikus térértékek tartoznának.

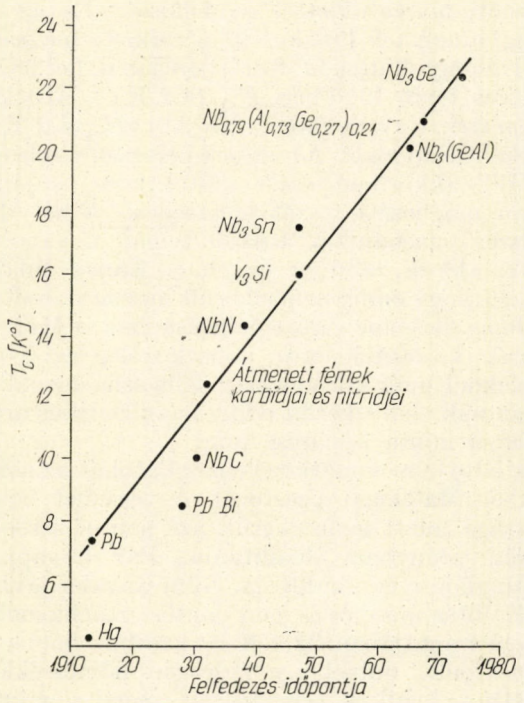
Felvetődött az a gondolat is, hogy a szupravezető átmenetet, a Cooper-párokat nemcsak a már említett fonon-elektron kölcsönhatás, hanem esetleg a kristályokban jelenlevő valamilyen más kölcsönhatás is létrehozhatja. Elképzelhető, hogy az eddigiektől teljesen eltérő irányú törekvések egyszer jóval magasabb kritikus hőmérsékletű anyagokhoz vezetnek.

Az ismert nagy T_c-jű szupravezetők felfedezési évét a 4. ábrán tüntettük fel.

2. *A szupravezető mágnesek technológiája*

a. *Áramdegradáció és training effektus*

Yntema, Kunzler és Martin eredményeinek hatására a hatvanas évek első felében a világ számos



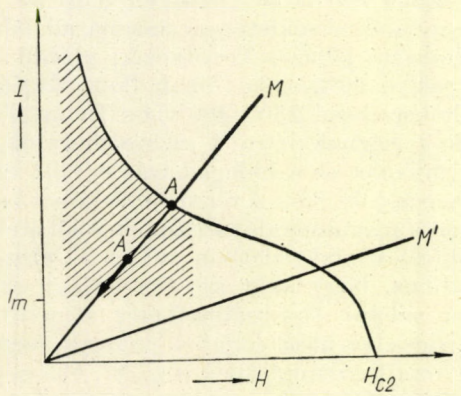
4. ábra. Magas átmeneti hőmérsékletű szupravezetők felfedezésének időpontja

laboratóriumában készítettek szupravezető mágneseket. A mágneskészítés elvileg egyszerűnek látszott. Nem kell mást tenni, mint figyelembe venni a kívánt térerőt, a rendelkezésre álló huzal j_c-H karakterisztikáját, a közismert mágnes-méretezési összefüggéseket és a szokásos módon elkészíteni a tekercset. Ezután a tekercset bele kell helyezni egy folyékony hélium számára jó hőszigetelést biztosító kriosztátba, lehűteni folyékony héliummal (általában 4,2°K-ra), és amikor már szupravezetővé vált, áramot bocsátani át rajta. Az áramerősséget nyilvánvalóan fokozatosan kell növelni addig az értékig, ami a j_c-H karakterisztikából következik.

A felhasznált szupravezetők j_c-H karakterisztikájának mérése oly módon történik, hogy a szóban forgó drótanyag egy rövid darabkáját folyékony héliumba mártva mágneses térbe helyezik, és addig növelik a rajta átfolyó áramot, amíg ohmikus feszültség jelenik meg a sarkain. A külső mágneses tér változtatásával megkaphatók a 2. és 3. ábrákéhoz hasonló görbék, melyeket a huzal „rövid minta karakterisztikájának" neveznek.

Az első szupravezető mágnesek működése azt mutatta, hogy a dolog mégsem ilyen egyszerű; általában nem sikerült elérni velük a tervezett áram- és térértékeket. Két érthetetlen jelenség mutatkozott: az áramdegradáció és a training effektus. Az áramdegradáció azt jelenti, hogy a tekercset nem sikerül addig a kritikus áramértékig felmágnesezni, amelyik a drót j_c-H karakterisztikájából várható, hanem már a kritikus áram felénél, harmadánál normálátmenet következik be. A huzal egy rövid darabja sokkal nagyobb áram továbbítására képes, mintha ugyanennek a huzalnak tekercsé csavart hosszú darabját saját mágneses tere hatásának tesszük ki. Az 5. ábra M munkaegyenesén a tekercs a tervezett A pont helyett csak A'-ig mágnesezhető. A training effektus pedig azt jelenti, hogy felmágnesezés közben a tekercs többször normálállapotúvá válik. Megismételt próbálkozásoknál egyre magasabb áramértékeknél következik ez be, míg végül a maximálisan elérhető A' pontba jutunk.

A tekercsek normál átmenete több okból is megengedhetetlen. Az L önindukciójú tekercsben az I áramerősségnél felhalmozott $E = 1/2LI^2$ nagyságú mágnesezési energia disszipálódik a megjelenő ellenálláson és párologtatja a folyékony héliumot. Különösen nagy a párolgás ismétlődés esetén, a training effektus felléptekor. Még ennél is kellemetlenebb, hogy a normálállapot a tekercs egy pontján jelenik meg először, és a tárolt energia is ott szabadul fel elsősorban. A fejlődő hő a huzalt



5. ábra. Szupravezető szolenoidok munkadiagramja és az áramdegradáció tartománya

akár meg is olvaszthatja; az első tekercsek közül nem egy ment tönkre emiatt. Az áram csökkenésével $V = L\dfrac{di}{dt}$ nagyságú (kedvezőtlen esetben akár több ezer voltos) Lenz-feszültség jelenik meg a tekercs sarkain és az átütések még további kárt okoznak.

Ahogy egyre nagyobb és nagyobb tekercseket készítettek, úgy következett be az áramdegradáció a tervezett I_c egyre kisebb törtrészénél. Minden esetben volt azonban valamilyen I_m áramérték, ami alatt nem mutatkozott a kellemetlen effektus. Érdekes módon a problémák mindig inkább a kisebb térerőnél jelentkeztek (5. ábrán a satírozott tartományban). Ha valamilyen módon, pl. a tekercs előmágnesezésével vagy sokkal laposabb M' munkaegyenes választásával kikerülték a veszélyes zónát, akkor az áramdegradációt is el lehetett kerülni.

1963 és 1965 között elvégzett számos kísérlettel tisztázták, hogy az áramdegradációt a fluxusugrások váltják ki. Szupravezető mágnes nyílásába helyezett észlelőtekerccsel ki lehet mutatni 10—50 μsec időtartamú, pár tucat oersted erősségű

impulzusszerű térerőváltozásokat, és ugyanekkor a mágnes sarkain megjelenő feszültségimpulzusokat. Mindkettőt az erővonalak ugrásszerű átrendeződése okozza. Az erővonalak átrendeződése a tekercs felmágnesezésekor, esetleg a tekercs meneteinek vagy egyes részeinek elmozdulása közben ölthet veszélyesen nagy méretet. Az állandó terű állapotban is mindig jelenlevő kismértékű fluxuscsúszás általában nem okoz problémát.

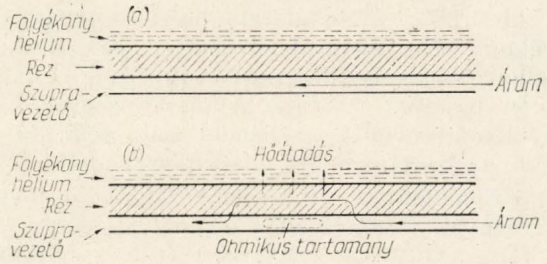
Mi módon vezetnek degradációra a fluxusugrások? Mint sorozatunk előző cikkében láttuk, az örvényvonalak mozgása közben helyi felmelegedés lép fel és ez kedvezőtlen esetekben a vezeték egy darabját normálállapotúvá teszi. A normálállapotú szakaszon fellépő Joule-hő a normál állapotot a huzal hosszában kiterjeszti. A Joule-hő fejlődés elég jelentős, hiszen a szupravezetők normál állapotban, szükségképpen nagy fajlagos ellenállásúak. A normál állapottal szembeni stabilitás szempontjából lényeges a keletkező hő elvezetése. A tekercsmenetek hűtése kedvezőtlenebb, mint a rövid drótdarabé, sőt egy-egy belső menetben fejlődő hő még a környezetét is melegíti. Ennél is lényegesebb, hogy a fluxusugrás miatti erővonal átrendeződés további fluxusugrásokat válthat ki a tekercs távolabbi részein, valóságos fluxuslavinát okozva. Nagyobb tekercs, több drótanyag jelenléte esetén nagyobb a veszély, hogy egy-egy fluxusugrás kiváltja a lavinát. Nagyobb tekercs esetén annak is nagyobb a valószínűsége, hogy a drótszálban valahol anyaghiba, esetleg tekercselési hiba miatti „gyenge pont" van, és ez állandóan forrása lehet a fluxusugrásoknak. A „gyenge pont" léte azonban nem feltétele a degradációnak, mert kemény anyagban fluxusugrások mindig bekövetkeznek.

Miért instabilabb a tekercs kis térerőnél? Nagy térerőnél ugyan kisebb hőmérsékletemelkedés elegendő a normálátmenethez, a fluxusugráskor fejlődő hőmennyiség azonban ott a legnagyobb, ahol a szupravezető állapotú anyag mágnesezettsége is a legnagyobb, azaz kis térerőnél, H_{c1} fölött (előző cikkünk 7. ábráján nyíllal jelölve). H_{c1} alatt örvényvonalak nem hatolnak a mintába, ott fluxusugrás sem lép fel.

A tekercs normálátmenete közben egyes részei szupravezető állapotban maradnak és a remanencia miatt többé-kevésbé előmágnesezetten várja a következő mágnesezést. Ezért annak folyamán már kisebb a valószínűsége egy fluxuslavinának: a tekercsnek esélye van rá, hogy az előzőnél magasabb munkapontig jusson el baj nélkül. Ez a training effektus magyarázata.

b. *Stabilizálási módok*

A fluxuslavina képből kiindulva a hatvanas évek közepén kísérletileg és elméletileg megvizsgálták a szupravezető tekercsek degradáció elleni stabilitásának feltételeit ,és több gyakorlati módszert dolgoztak ki a degradáció kiküszöbölésére. A stabilizálási módszerek egyrészt a fluxusugrásokkor



6. ábra. A kriosztatikus stabilizálás elve

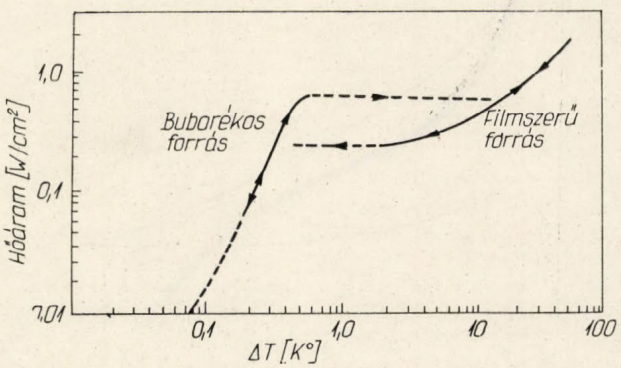
felszabaduló hőmennyiséget csökkentik, másrészt a fejlődött hő által okozott hőmérsékletnövekedést korlátozzák. Ezt részben a huzalok kialakításával, részben a mágnes helyes tekercselésével érik el.

A legelső lépés a szupravezető huzalnak jó vezető normálanyaggal való bevonása volt. Rendszerint igen tiszta, kis fajlagos ellenállású réz, esetleg ezüst, újabban alumínium jön számításba. A normálbevonatnak egyes stabilizálási módszereknél más-más előnye jut szerephez.

A bevonat révén megnövekszik az egységnyi dróthosszra jutó hőkapacitás, a fluxusugráskor felszabaduló hő kisebb felmelegedést eredményez (e n t h a l p i a s t a b i l i z á l á s).

Még fontosabb a stabilizálás szempontjából, hogy a kisebb ellenállású rézbevonat megkerülő utat biztosít az általában több tucat vagy több száz amperes áram számára, ha a szupravezető huzal egy pontján normálátmenet következik be (6. ábra). A megfelelően tiszta réz fajlagos ellenállása három nagyságrenddel kisebb, mint a normálállapotúvá vált szupravezetőé. A megkerülő út miatt kevesebb Joule-hő fejlődik, és a rézbevonat a keletkezett hőt el is vezeti és átadja a héliumfürdőnek.

A stabilitás feltétele, hogy a hőfejlődés kisebb legyen, mint a hőleadás (k r i o s z t a t i k u s s t a b i l i z á l á s). Ezzel megakadályozzuk, hogy helyi zavarok az egész tekercsre szétterjedve a felhalmozott térenergiát kisüssék. A kriosztatikus stabilizálás szempontjából kulcsfontosságú a folyékony hélium viselkedése hőátadásnál. A szupravezető drót hőmérsékletének 4,2°K fölé való emelkedésével eleinte lineárisan nő a héliumfürdőnek

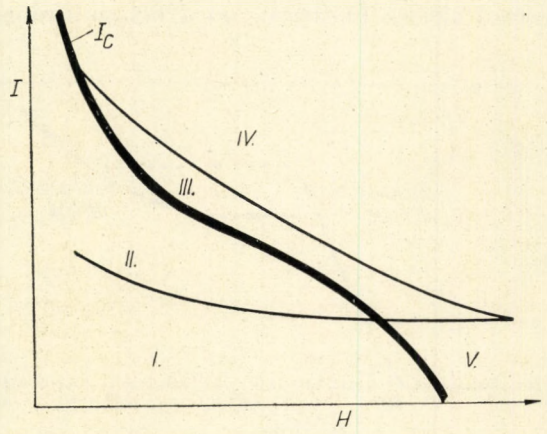


7. ábra. Hőátadás forrásban levő folyékony héliumban

leadott hőáramsűrűség egészen $\dot{h} \sim 0{,}8$ w/cm² értékig (kb. $\Delta T \sim 1°$ hőfokkülönbségnél). Efölött a folyékony He forrásának jellege megváltozik: a buborékos forrás filmszerűvé válik, és a hőátadás hirtelen leromlik (7. ábra). A hőáramsűrűség visszacsökkentésével a görbének csak egy alacsonyabb szakaszára lehet visszatérni, ahol $\Delta T \sim$ $\sim 0{,}5°$K mellett $\dot{h} \sim 0{,}3$ w/cm². A számszerű értékek függnek valamelyest a geometriai viszonyoktól, főleg a hűtőcsatornák méretétől és irányától. Nyilvánvaló azonban, hogy kb. 0,3 w/cm²-nél jobb hőleadásra biztonságosan nem lehet számítani, mert nagy hőfoknövekedés után a tekercs nem tudna szupravezető állapotába visszatérni az áram külső lecsökkentése nélkül.

A kriosztatikus stabilizálásnál megfelelően vastag rézborítással azt is elérhetjük, hogy ha normál átmenet esetén a teljes tekercsáram csak a rézköpenyben folyik, a huzal felülete képes az összes keletkező hőt átadni a folyékony héliumnak anélkül, hogy hőmérséklete pár tized foknál jobban megnövekednék 4,2°K-hez képest. Az ilyen, ún. kriosztatikusan teljesen stabilizált anyagból készült tekerccsel nemcsak a rövid drót karakterisztika szerinti kritikus áram érhető el, de azt valamennyire akár túl is léphetjük anélkül, hogy a tekercsenergia kisülne. I_c fölött természetesen a szupravezető szál normálállapotúvá válik (az áram csak a rézköpenyben folyik), de az áramnak I_c alá való visszacsökkentése után a szupravezető állapot helyreáll. A biztonságért a tekercs alacsony áramsűrűségével kell fizetni. Kb. $\dot{h} \sim 0{,}1 \div 0{,}3$ w/cm² hőelvezetést feltételezve, illetve a gyakorlatban rendelkezésre álló rézanyagok fajlagos ellenállását figyelembe véve kiderül, hogy a szupravezető keresztmetszetének $10 \div 50$-szeresét is elérheti a teljes stabilizáláshoz szükséges rézborítás keresztmetszete, s megfelelő hűtéshez még hűtőcsatornák számára is helyet kell biztosítani. Emiatt a teljesen stabilizált anyagból készült tekercs effektív áramsűrűsége csak $10^2 - 10^3$ A/cm² közé eshet.

Ezt a stabilizálási módszert csak olyan mágneseknél alkalmazzák, ahol valamilyen szempont a teljes biztonságot követeli meg, a kis áramsűrűség



8. ábra. Részlegesen stabilizált szupravezetőből készült tekercs munkatartományai

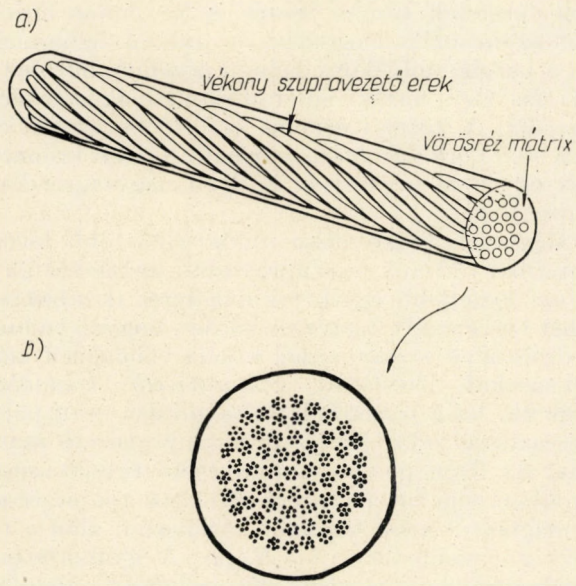
pedig eltűrhető. Sok esetben elegendő az ún. kriosztatikusan részlegesen stabilizált anyagok használata, amelyeknél a rézborítás keresztmetszete csak egy $I < I_c$ áramerősségre biztosítja a kriosztatikus stabilitást (8. ábra I. tartomány). Ebben a tartományban nem eredményezik a tekercs kisülését még nagyobb helyi fluxuslavinák sem. A II. tartományban a tekercs szupravezető üzemmódját kisebb fluxusugrások nem zavarják. Nagyobb helyi hőfejlődésnél (ami $\Delta T > 1°$-ra vezet) azonban fellép a filmszerű forrás, az egész tekercs kisül, és eredeti munkapontjára nem tud visszatérni külső beavatkozás (az áramtáplálás lecsökkentése) nélkül. A III. tartományban a szupravezető szál ugyan már normálállapotú, de a rézköpenyben folyó áram által termelt hő 0,8 w/cm²-nél kisebb. Ily módon a tekercs mindaddig nem sül ki (bár ohmikus ellenállással rendelkező ún. kriomágnesként dolgozik), amíg valamilyen helyi zavar (már nem fluxusugrás) nagyobb felmelegedést nem okoz; ezután azonban kiszalad az ellenőrzésből. Az V. tartományban ugyanez történik, de a külső behatás megszünte után eredeti munkapontjára magától visszatér a tekercs. A hőfejlődés a IV. tartományban nagyobb 0,8 w/cm²-nél, a hőleadás kisebb, stabilitásról még kriomágnesszerű működés szempontjából sem beszélhetünk.

A szupravezető anyagokban, mint általában nagy ellenállású ötvözetekben — a mágneses változások igen gyorsan zajlanak, a hő továbbítása lassan történik. A kis ellenállású rézbevonat csökkenti a mágneses változások sebességét az örvényáramok révén, a hőt pedig gyorsan szétosztja nagy térfogatba. Ennek a hatásnak a fokozására a mágnes tekercselésénél szigetelt rézfóliát helyeznek a menetek közé ún. fluxus csapdaként (dinamikus stabilizálás). A helyi fluxusváltozások nehezebben terjednek át az egész tekercsre, egy-egy esetleges lavina hatása időben és térben széthúzódik, a tekercs kisülése nagyobb valószínűséggel elkerülhető.

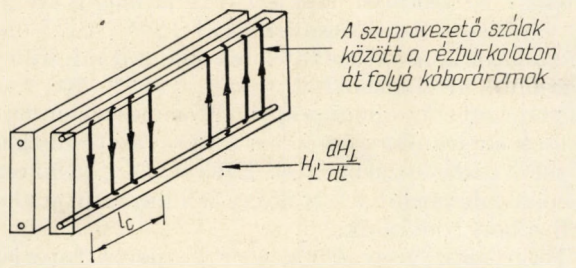
Az előző három stabilizálási módszer mindegyikénél számolunk a fluxusugrások, hőfejlődés és helyi normálállapotú tartományok megjelenésével, a stabilizálás célja csak annak megakadályozása, hogy a normálállapot az egész tekercsre szétterjedjen, ennek előfeltétele pedig a keletkezett hő elvezetése. Az adiabatikus stabilizálás magát a hőfejlődést korlátozza a szupravezető anyagon belül. A hőfejlődés mértéke függ az anyag mágnesezettségének változásától. Tudjuk, hogy vékony szupravezető szálakban a mágnesezettség kisebb, mint vastag szálakban. Kísérleti tapasztalatok és elméleti vizsgálatok kimutatták, hogy $10 - 50$ μm átmérőjű huzalokban fluxusugráskor nem léphet fel katasztrofálissá váló hőfejlődés. Elméletileg még rézborítás nélkül is elkerülhető a degradáció. A gyakorlatban 1 : 1 arányban alkalmaznak rézborítást ilyen vékony szupravezető szálakból készült huzalokban. Ez a rézborítás csak kitérő utat biztosít az áram számára, valamint javítja a hőátadási viszonyokat, de nem lenne alkalmas a

tekercs degradáció elleni védelmére. Ennyire vékony szupravezető szálakat a huzalgyártás és a mágnestekercselés szempontjából is célszerű közös rézköpenybe foglalni. Az adiabatikusan stabilizált sokeres Nb-Ti szupravezető kábelek a hatvanas évek második felében jelentek meg (9b. ábra). A belőlük készített mágnesekkel már néhány százalékos eltéréssel el lehetett érni a rövid-drót-karakterisztikát, nagy munka-áramsűrűségek esetén is (térerőtől függően $2 \div 5 \cdot 10^4$ A/cm^2).

A sokeres kábeleknél újabb zavaró jelenség mutatkozott (10. ábra). Két egymás melletti szupravezető szál és a köztük levő rézborítás zárt áramkörnek fogható fel. Ha a tekercs tere állandó, akkor a kívülről betáplált áram és az árnyékoló tükőráramok egyaránt az ellenállás nélküli szupravezető szálban folynak. A tér változásánál azonban az említett zárt körben változik a mágneses fluxus és kóbor áramok indukálódnak. A fluxusváltozás sebességétől függ, hogy az áramok milyen távolságonként záródnak rövidre a szupravezető szálak között a rézborításon át. Minden fluxusváltozási sebességhez tartozik egy jellemző l_s hossz, amely megadja a rövidre záródás távolságát. A kóbor-áramok csatoló hatása miatt változik a szálak közti árameloszlás és a téreloszlás. A csatolás miatt



9. ábra. a) Csavart erű sokeres szupravezető kábel. b) Sokeres szupravezető kábel metszete



10. ábra. Csatolás sokeres kábel szálai között a változó mágneses tér hatására

a mágnesezettség és így a veszteségek is nem az egyes szálak, hanem a kábel teljes átmérőjével arányosak. Gyors felmágnesezés esetén elvész tehát a vékony szálak miatti adiabatikus stabilitás, és a rézanyagban folyó áramok melegítő hatásával is számolni kell. A védekezés szerencsére egyszerű: a rézköpenyen belül a szupravezető szálakat csavarva kell elhelyezni. Ekkor az örvényáramokat létrehozó mágneses tér iránya a szálakhoz képest periodikusan változik. Az l_s karakterisztikus hosszon belül legalább 1 fordulat megtétele szükséges. A tökéletes megoldás az lenne, hogy a huzal hossztengelyéhez közelebb, illetve távolabb levő szálak egymásközti helyzetét is periodikusan felcseréljük (transzponált kábel). Ez azonban már jelentős technológiai nehézségekkel jár, és a gyakorlati alkalmazásokhoz nem szükséges minden esetben. Az 50 μ alatti érvastagságú, csavart, többeres kábeleket b e l s ő s t a b i l i t á s ú (intrinsically stable) anyagokként tartjuk számon.

A belső stabilitású anyagok — megbízhatóságuk ellenére — vékony rézborításuk miatt nem nyújtanak védelmet, ha mégis véletlen üzemzavar következik be. Ezért ahol a teljes biztonság lényeges (pl. nagy energiatartalmú óriás tekercsekben), ott nem alkalmazzák őket. Jelentőségük azokban a tekercsekben nagy, ahol a nagy áramsűrűség elengedhetetlen (kisebb szolenoidok, kvadrupól mágnesek).

Az első Nb-Ti ötvözetekből készült, belsőleg stabilizált szupravezető kábelek 1969-ben jelentek meg a piacon. Ez fordulópont a szupravezető mágnesek technikájában: különösebb nehézség nélkül lehet előre meghatározott jellemzőkkel rendelkező és nagy munka-áramsűrűségű tekercseket készíteni. Jelenleg kb. két tucat vállalat állít elő több százféle kábelt.

Az Nb_3Sn szalagokra a stabilizálással kapcsolatban mondottak értelemszerűen érvényesek. Az igen vékony Nb_3Sn réteg számára az alaplap kriosztatikus stabilizálást jelent, de ehhez egyben dinamikus és adiabatikus stabilitás is hozzájárul. A szalagok a síkjukra merőleges térben kevésbé stabilak, mint az érintőlegesben. (Utóbbi esetben az erővonalak a pár mikronos Nb_3Sn rétegben haladnak.)

c. *A mágneskészítés gyakorlati kérdései*

A megfelelő drótanyag biztosításán kívül még sok kelléke van a szupravezető mágneskészítésnek.

A s z u p r a v e z e t ő t e k e r c s e k m é r e t e z é s e a mágneses technikából közismert Fabry-formula segítségével történik. Hagyományos mágnesek esetén ez a formula összefüggést ad a tekercs közepén uralkodó mágneses tér értéke, a tekercs kitöltési tényezője, belső átmérője és alakfaktora, valamint a tekercs anyagának fajlagos ellenállása és a betáplált elektromos teljesítmény között. Szupravezetőknél az utóbbi két mennyiségnek nincs értelme, helyettük a munka-áramsűrűség kerül be, és a formulát a következő alakjában

használják négyszögletes keresztmetszetű tekercsek esetén:

$$H_0 = K(\alpha, \beta)\, j a_1$$

ahol H_0: a tér értéke a tekercs közepén (oerstedben)

j: munka-áramsűrűség a tekercsben (amper)

a_1: a tekercs belső átmérője (cm)

$$K(\alpha, \beta) = \frac{4\pi}{10}\beta \ln \frac{\alpha + \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}}{1 + \sqrt{1 + \beta^2}}$$: alakfaktor

α: a tekercs külső és belső sugarának hányadosa

β: a tekercs félhosszának és belső sugarának hányadosa.

Hagyományos tekercsek esetén igyekeznek minimális teljesítménnyel maximális térerőt elérni, a többi paraméternek, főleg az alakfaktornak optimális megválasztásával. Szupravezetőknél a legnagyobb költségtételt a huzalanyag jelenti, ezért az alakfaktort úgy kell megválasztani, hogy a legkisebb tekercstérfogattal lehessen elérni a legnagyobb térerőt.

A *tekercselésnél* a menetek közé célszerű szigetelő fóliákat helyezni, számítva a felmágnesezésnél vagy kisülésnél fellépő elektromos feszültségekre. A fólia anyagának a szigetelő tulajdonságokon kívül alacsony hőmérsékleten meg kell őriznie rugalmasságát, nehogy a nagy erők összemorzsolják. 10—100 μm vastagságú Mylar fóliák felelnek meg legjobban erre a célra.

A tekercselés különös gondossággal végzendő, mert a „lötyögő" menetek degradáció forrásai. Még belső stabilizálású kábeleknél sem haladhatja meg a menetek egymásközti elmozdulása a 25—30 μm-t, ha a degradációt el akarjuk kerülni. A menetek mozgását egyes esetekben műgyantával való kiöntéssel is korlátozzák. Különösen veszélyes, ha a kábel maradandóan deformálódik, megtörik, mert ott leromlik áramszállító képessége. Ugyancsak el kell kerülni a túlságosan kis görbületi sugarak alkalmazását pl. drót bevezetéseknél. Ugyanakkor túlzott erővel sem szabad tekercselés közben meghúzni a kábelt, mert mechanikai feszültségek megváltoztatják a szupravezető szálak tulajdonságait. Gondolni kell a nagy áramsűrűség miatti óriási mechanikai erők hatásának ellensúlyozására. Az erők egy szolenoidot a tengelye mentén összepréselni igyekeznek, és a meneteket letekerni, szétnyitni. Ezek ellen a külső menetek leszorításával kell védekezni, de úgy, hogy a folyékony hélium be tudjon hatolni a rétegek közé. A csévetestek anyaga lehet sárgaréz, alumínium vagy rozsdamentes acél; ezek az anyagok rendelkeznek megfelelő mechanikai és mágneses tulajdonságokkal a folyékony hélium hőmérsékletén. A csévetest és drótanyag hőkitágulásának közel kell állnia egymáshoz.

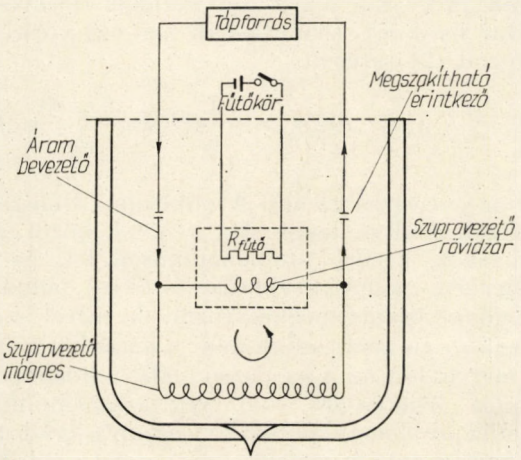
Az elkészített tekercset folyékony hélium tárolására alkalmas *kriosztátba* helyezik. Ennek hőszigetelését 10^{-6} Hgmm-nél jobb vákuum biztosítja és folyékony nitrogénnel hűtött árnyékoló köpennyel kell ellátni. A kriosztátba helyezett mágnest nem célszerű szobahőmérsékletről közvetlenül folyékony héliummal lehűteni, hanem legalább folyékony nitrogénes előhűtést kell alkalmazni a folyékony hélium veszteségének csökkentése céljából. Így is literek vagy tíz literek kellenek folyékony héliumból a lehűtésre, illetve a kriosztát feltöltésére, még kisebb laboratóriumi szupravezető tekercsek esetén is. Nagyobb mágneseknél (pl. buborékkamrák óriás mágnesei) a kriosztátot közvetlenül egy nagy teljesítményű héliumcseppfolyósító hűtőkörébe kötik, hogy az eltávozó hélium gáz hidegtartalmát hasznosítsák. Ilyen nagy mágnesek lehűtésére és kriosztátjának feltöltésére 1000—10 000 liter folyékony hélium szükséges. Üzem közben automatikus szintszabályozással kell gondoskodni arról, hogy a párolgás következtében a hélium szintje le ne csökkenjen a mágnes áramcsatlakozásai alá. A hőveszteség szempontjából nehéz kérdés az árambevezetők méretezése. A folyékony hélium szintjéig csak normálállapotú vezetővel lehet a több tíz vagy száz, esetleg több ezer amperes áramot bevezetni a szobahőmérsékletű külső térből. Ha a réz vagy nikkel anyagú bevezető rudat nagy keresztmetszetűre választjuk, akkor a hővezetés miatt sok hőt szállít be a folyékony héliumba és nagy párolgást okoz, ha pedig kis keresztmetszetűre, akkor az erős áram sok Joule-hőt termel benne. A két hatás között kell az optimális megoldást megtalálni, felhasználva a párolgó folyékony hélium gőzeinek hűtőhatását is. Egy kisebb laboratóriumi mágnestekercs 50—150 A közötti áramot szállító bevezetői kb. 0,2—0,5 l/óra párolgást okoznak. Kisebb kriosztátok egyéb hőveszteségei is ilyen nagyságrendben mozognak.

Mágnesek tekercselése rendszerint több huzaldarabból történik (a szupravezető huzalokat általában legfeljebb egy-két kilométeres darabokban lehet beszerezni). Lényeges kérdés, hogyan tudunk a drótszálak között minél kisebb ellenállású kontaktusokat létesíteni. *Szupravezető kontaktust* kapunk, ha a rézburkolat eltávolítása után pont-hegesztéssel erősítjük össze a szupravezető szálakat. Az ilyen pontok szupravezető tulajdonságai azonban nem túl jók, ezért ajánlatos a kontaktust a mágnestől kissé távolabb elhelyezni, ahol a tér már gyengébb ($H < 0{,}3\, H_{max}$). A gyakorlatban rendszerint az is megfelel, ha indiummal összeforrasztjuk a drótszálak rézborítását. Sokeres kábeleknél csak ilyen kontaktusok készíthetők. A forrasztott csatlakozások rendelkeznek ohmikus ellenállással, ez azonban nem haladhatja meg a 10^{-5}—10^{-8} ohmot. Szorítócsavarokkal 10^{-6}—10^{-7} ohm ellenállású kontaktusokat lehet kialakítani, különlegesebb megoldásokkal pedig 10^{-10}—10^{-12} Ω ellenállásút. Az elmondottak értelemszerűen érvényesek az árambevezető és a szupravezető huzalok közötti csatlakozásokra is. Ezeknek a csatlakozásoknak feltétlenül a folyékony hélium szintje alatt kell elhelyezkedniük.

Több száz vagy több ezer amperes táplálást igénylő tekercseket stabilizált áramgenerátorokból látnak el árammal, maximálisan kb. 7000—8000 A

áramerősségig biztosítható megfelelő minőségű táplálás. A laboratóriumokban használt kisebb Nb-Ti mágnesek általában olyan huzalokból készülnek, melyek 50—150 A közötti áramtáplálást igényelnek. Ezt elektronikus tápforrással lehet biztosítani. A nagy áram mellett elegendő 4—7 voltos kimenőfeszültség, még nagy tekercsek táplálásához is. A tekercsbe energiát csak az áramváltozás alatt kell bejuttatni, stacionárius üzemben az egyedüli veszteség az áramhozzávezetésekben lép fel. Fontos azonban az áram gondos stabilizálása, mert bármilyen áramváltozás fluxusvándorlást okoz. A tápegység anódpótlójából származó minél kisebb hullámosságú áramot egy nagyáramú tranzisztorokból álló végfokozat simítja ki. Általában $\Delta i/i < 10^{-4} \div 10^{-6}$-nál jobb időbeli stabilitás szükséges. A végfokozat programvezérelhető, és így biztosítani tudja a felmágnesezésnél az áram egyenletes növelését. Az áramnövekedés sebességét úgy célszerű megválasztani, hogy a tekercs sarkain pár száz millivoltnál nagyobb feszültség ne jelenjék meg. A mágneses tér felépülési sebessége a régebbi drótanyagokból készült tekecseknél 100—300 oersted/sec-nál, a belső stabilitású anyagok esetén kb. 1 Koersted/sec-nál nem lehet nagyobb a degradáció veszélye nélkül. Egészen kisáramú táplálásnál (10 A-ig) akkumulátortelep is lehet a tápforrás anódpótlója.

Ha a tekercset ún. szupravezető rövidzárral látjuk el, felmágnesezés után nincs szükség a folyamatos külső áramtáplálásra. A rövidzár a befagyasztott fluxus elvét használja ki. A mágnestekercs és egy vele párhuzamosan kötött szupravezető huzal zárt szupravezető kört alkot, amelyben az egyszer megindított áram csillapítás nélkül folyik (11. ábra). A tekercs felmágnesezésekor a



11. ábra. A szupravezető rövidzár elve

rövidzárat normál állapotba hozzuk a melléhelyezett ellenállás felfűtésével (ugyanakkor valamilyen módon átmenetileg el kell rontani a hőkontaktust a folyékony hélium és a rövidzár között). A mágnestekercset a szokott módon felmágnesezzük, majd a kívánt áram és térérték elérése után a rövidzárat lehűtéssel ismét szupravezető állapotba visszük. Az áram záródik a körben és az áramvezetők, egészen a lemágnesezésig, akár el is távolíthatók. Az áram csak a fluxuscsúszás vagy a nem tökéletesen szupravezető drótcsatlakozások miatt csökken. Jóminőségű kontaktusokkal elérhető, hogy a térerő csökkenése egy hét alatt: $\Delta H/H < 10^{-7}$ legyen. A tér nagyfokú állandósága sok mérésnél előnyös, ezenkívül a külső áramtáplálás felfüggesztése a hidegveszteséget is jelentősen csökkenti.

A készítés és a működtetés nehézségei — a térerő értékén kívül — arányosak a tekercsben tárolt $E = 1/2\, LI^2$ nagyságú energiával (ahol L a tekercs önindukciója, I pedig munkaárama). A laboratóriumi célokat szolgáló kisebb tekercsek legfeljebb 10—20 KJoule energiatartalmúak. Egy liter folyékony hélium elpárologtatásához 2,7 kJ hőenergia szükséges (ekkor a kriosztátban kb. 70 liter hidegállapotú gáz fejlődik, ami kriosztáton kívül szobahőmérsékletre melegedve kb. 700 literre tágul). Pár liter hélium elpárolgása nem jelent túl nagy problémát; a kisebb tekercsek „veszélytelennek" tekinthetők: szokásos anyaguk többeres belső stabilizálású kábel, nagy munka-áramsűrűséggel. 20 KJoule feletti energiájú tekercseknél már valamilyen fokú kriosztatikus stabilizálást kell alkalmazni, még a kisebb munka-áramsűrűség árán is. Jelenleg még nincs elég tapasztalat annak megítélésére, hogy az óriástekercseknél mennyire lehet a belső stabilizálásra hagyatkozni.

Akármilyen stabilitású anyagból készült a tekercs, váratlan üzemzavar esetére számítani kell. Veszélyhelyzet állhat elő pl. a mágnes valamilyen hibája, törése vagy kezelési hiba miatt, a tápforrás vagy a hűtőrendszer üzemzavarakor, a kriosztát hőszigetelésének leromlása esetén stb. Ilyenkor gondoskodni kell a tárolt energiának a tekercsből való eltávolításáról 20 KJ alatt ezt a feladatot elvégzi a folyékony héliumfürdő, a fellépő nagy Lenz-feszültség ellen pedig az árambevezetéseket át szokták hidalni nagyáramú diódával. Az áthidalás egyaránt védi a tekercset és a tápforrást az átütéstől. 20 kJ fölött az energia minél nagyobb részét el kell távolítani a kriosztáton kívülre. Ez történhet indukciós úton: a mágnes közelébe helyezett réztekercs segítségével, esetleg nagy kondenzátortelep feltöltésével, illetve kisebb energiáknál a tekercscsel párhuzamosan kötött ellenálláson. A tekercsenergia kivonásakor meg kell szakítani a tápforrás áramát. Ezt a nehéz feladatot nagyáramú vákuumrelével vagy tirisztoros kapcsolással lehet elvégezni. A tekercs kisülésének kezdetét vagy indukciós úton, vagy a sarkain megjelenő feszültség révén detektálják.

Összefoglalva: a hatvanas évek elején létrehozott első szupravezető mágnesekkel kapcsolatos összes lényeges kezdeti technikai probléma megoldódott az elmúlt évtized alatt. A legdöntőbb fordulatot a belső stabilitású drótanyagok bevezetése hozta 1969-ben. Ezzel a szupravezető mágnesek éppen olyan jól kézbentartható, biztonságosan

méretezhető és kezelhető eszközökké váltak, mint régebben a hagyományos mágnesek voltak; a további fejlődésük elsősorban nem kutatási, hanem műszaki és főleg gazdasági kérdéssé vált. Előnyeikről és alkalmazási területeikről a jelen sorozat következő cikkében olvashatunk.

IRODALOM

1. *A. L. Luiten:* Superconducting magnets. Philips Techn. Rev. *29* (1968) 309–322.
2. *M. S. Lubell:* State-of-the-art of superconducting magnets. Cryogenics *12* (1972) 340–355.
3. *J. E. C. Williams:* Superconductivity and its applications. (Pion Ltd., London, 1970.)

SŰRŰSÉGFÜGGŐ ERŐK ALKALMAZÁSA MAGSZERKEZETI SZÁMÍTÁSOKRA II.

Németh Judit
ELTE Elméleti Fizikai Intézete

III. Hasadás

A hasadás a magfizika egyik legérdekesebb és gyakorlati fontossága miatt legjelentősebb ága. Az alapelv igen egyszerű: egy nehezebb atommag kettőbe hasadása során energia szabadul fel. A spontán hasadó elemek jelentős része nem található a Földön, hiszen azok már elbomlottak, csak néhány nagyon hosszú féléletidejű van. Neutronok belövésével azonban néhány nehéz elem mesterségesen is elhasítható.

A hasadást szemléletesen egy folyadékcsepp analógiájára lehet elképzelni. A hasadás során megnő a mag felülete, ezáltal gyengül a nukleáris kötés, megnő a „felületi feszültség". Ugyanakkor a deformált töltött gömbben a protonok egymástól távolabb kerülnek, a mag Coulomb energiája csökken. A két folyamat egymást kompenzálja. Kis deformációk esetén a felületi feszültség visszahúzó ereje a döntő, nagy deformációk esetén a Coulomb tag. Egy bizonyos kritikus deformációt elérve a mag már tovább hasad. A kritikus deformációt a mag úgy éri el, hogy gerjesztjük és ezáltal rezgésbe jön. Azt az energiát, ami ehhez a gerjesztéshez kell, hasadási energiának nevezzük.

Elvileg minden mag elhasad, ha eléggé gerjesztjük. Gyakorlatilag csak azok a magok hasadnak el, amelyeknek a hasadási energiája kicsi, így a gerjesztett mag csak kis valószínűséggel bomolhat más módon. A hasadás ugyanis az egymással versengő bomlásmódok közül az egyik, létrejöttéhez az kell, hogy a gerjesztés hatására a mag megfelelő módon rezgésbe jöjjön és így deformálódjon.

Az atommag nem folyadékcsepp módjára viselkedik, hanem a nukleonok egymástól mintegy függetlenül mozognak a magon belül. A független részecske modellel is lehet a hasadást értelmezni és nagyjából a fenti szemléletes eredményt kapjuk, csak a héjszerkezet és a párenergia is szerephez jut.

A hasadási energiát statikusan elvileg könnyű kiszámolni. (A dinamikai számítások elvileg is rendkívül problematikusak, hiszen ezek során a hasadás időbeli lefolyását vizsgáljuk és erre vonatkozóan kísérleti ismereteink nincsenek, még azt sem tudjuk, a hasadás „gyors" vagy „lassú" folyamat.) A statikus számításoknál a hasadási energiát a Hamilton operátor várható értékének minimumát számolva határozzuk meg. Természetesen a minimális energia mindig az alapállapot energiája, hasadást csak akkor kapunk, ha külső kényszert alkalmazunk és ezáltal megkívánjuk, hogy a mag deformált legyen. Külső kényszer általában a kvadrupól vagy magasabb momentumok előírt értéke lehet. Ha valamennyi momentum meghatározott értéket vesz fel, a hasadási energia egy sokparaméteres függvény lesz, ezen sok paraméter függvényében az energiát meghatározni nehéz és hosszadalmas. Ezért Hartree–Fock számolásoknál csak a kvadrupólmomentumra vonatkozóan írnak elő mellékfeltételt, amit a hullámfüggvények ortogonalitási követelményéhez hasonlóan egy Lagrange multiplikátorral vesznek figyelembe. A minimalizálandó mennyiség

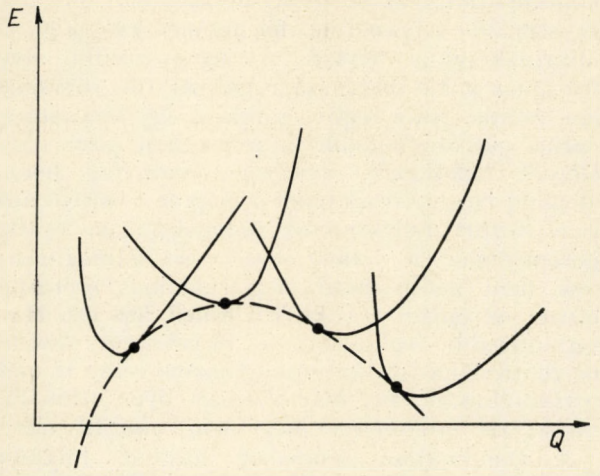
$$\delta < \psi \mid \mathrm{H} - \lambda_1 \hat{A} - \lambda_2' \hat{Q} \mid \psi > = 0 \qquad (23)$$

ahol $\hat{A}$ a tömegszám, $\hat{Q}$ a kvadrupól momentum operátora. Az így kapott minimum természetesen nem felel meg a több paraméteres minimumnak, de feltehetőleg nem esik túl messze attól. A számítás azonban még mindig nem túl egyszerű a következő miatt. Erősen deformált atommagok nívói nagyon közel vannak egymáshoz. A Hartree-Fock számításban az egy részecske potenciál (21) szerint

$$V_i = \sum_j < j \mid \tilde{v}(r, \varrho) \mid ji > + \frac{1}{2} < jk \mid \frac{d\tilde{v}(r, \varrho)}{d\varrho} \varphi_i \mid jk >,$$

ahol az összegzés az első A nukleonnak megfelelő betöltött nívókra megy. Ha a nívók közel esnek egymáshoz, kétféle probléma merül fel. Az első egyszerűen számítástechnikai: a (21a) potenciált iterációval szokás meghatározni, de mivel az első iteráció során nem tudjuk még, a második iterációban melyik lesz az A legalacsonyabb nukleonpálya, többféle lehetőséget kell végigszámolnunk. A második probléma azonban elvi: ahogy a kvadrupólmomentumot változtatjuk, más és más a betöltöttségi sorrend, azaz más és más görbe minimumát kapjuk meg, amint ezt a *4. ábráról* láthatjuk. A valódi minimum görbe ezeknek a burkolója.

A fenti számolásokat egy (19) típusú Skyrme erővel Vautherin és társai elvégezték. Az eredményeik nagyon jók, a hasadási energia (az alapállapotú és a hasadáshoz szükséges deformáció magenergiájának a különbsége) kb. 10 MeV-vel



4. ábra. Deformált magok teljes energiája a Q kvadrupólmomentum függvényében. Ahogy Q változik, más és más görbe minimumát kapjuk meg. A valódi minimum ezeknek a burkolója, szaggatott vonal, a számítások azonban a kettős burkolatot szolgálják.

adódott nagyobbnak a 6 MeV kísérleti értéknél. A számítások természetesen rendkívül hosszadalmasak és nagy gépidő szükséges hozzájuk.

A fenti módszer helyett Strutinsky és munkatársai egy jóval egyszerűbb fenomenológikus eljárással próbálkoztak. Az ő alapgondolatuk a következő: a deformált mag elsősorban egy deformált folyadékcsepp, ezt a viselkedést módosítja a héjszerkezet. Ha nem szelf-konzisztens számolást végzünk, azaz ha egy deformált Saxon—Woods potenciál az egy részecske potenciál, a hasadási energia a számítások szerint nagyon rossz. Ez nem meglepő, hiszen a Saxon—Woods potenciált nem elméleti alapokon kaptuk meg, hanem tapasztalati, fenomenológikus úton, a paramétereket illesztve. Azt mondhatjuk tehát csak, hogy azt tudjuk, a gömbszimmetrikus vagy enyhén deformált magok egy-részecske potenciálja hogyan kapható meg. Semmi ok nincs azonban arra, hogy azt várhassuk, ez a potenciál nagy deformációk esetén is jó. A deformált folyadékcsepp ezzel szemben jól leírja a mag átlagtulajdonságait. A mag teljes energiáját a következő módon írhatjuk fel:

$$W = \overline{W} + (W - \overline{W}) \tag{24}$$

ahol $\overline{W}$ az átlag magenergia, folyadékcsepp modellből számolva. A $W - \overline{W}$ kicsi mennyiség és az itt elkövetett hibák már nem túl jelentősek. Vegyünk fel egy ésszerű deformált egy-részecse potenciál völgyet, határozzuk meg abban az ε_i egyrészecske energiákat, akkor első közelítésben

$$W - \overline{W} = \sum_i (\varepsilon_i - \bar{\varepsilon}_i), \tag{25}$$

ahol ε_i az egyrészecske energiák átlagolt értéke. A folyadékcsepp modell néhány szabad paraméterét úgy illesztjük, hogy (24) jól megadja a hasadási energiákat.

A Strutinsky modell kísérletileg kiváló eredményeket szolgáltat, hiszen fenomenológikus modell, gyors is, azonban alkalmazásánál néhány súlyos elvi probléma merül fel.

a) Nem szelf-konzisztens. Mind a folyadékcsepp, mind az egy-részecske potenciál önkényesen felvett mennyiségek.

b) A folyadékcsepp modell és a héjkorrekciók között nincs semmi összefüggés, az egyiket az egyik modellből számoljuk, a másikat a másikból, (24)-ben az első és a második $\overline{W}$ egyáltalán nem azonos.

c) A héjkorrekciók (25)-ben megadott értéke rossz. Nem sűrűségfüggő Hartree—Fock számításnál a teljes energia (lásd (20) és (21))

$$E = \sum e_i - \frac{1}{2}\sum_j < i\,j \mid \tilde{v} \mid e\,j > = \frac{1}{2}\sum (e_i + t_i). \tag{26}$$

ahol t_i a kinetikus energia. (25)-ben (26) második tagját egyszerűen elhanyagoljuk.

A Strutinsky modellel kapcsolatos problémákat fontossági sorrendben ismertettük. Az elsődleges probléma, hogy bármilyen jó eredményeket szolgáltat a modell, az egész mégis fenomenológikus, nem elsőrendű elveken alapszik, a cseppmodell paramétereit úgy kell illeszteni, hogy jó eredményeket kapjunk, noha néhány paraméter segítségével több magra jól tudunk számolni. A másodlagos probléma, hogy az egész nem egységes. W-t (24) két tagjában más elvek alapján számoljuk ki. A cseppmodell nagy hiányossága, hogy állandó sűrűségű magot ír le, éles felülettel, nincs felületi vastagság. Éppen erősen deformált magoknál az a leírásmód vitatható. Végül a héjkorrekciókat nem jól számolják ki. A modell nagy előnye a hátrányokkal szemben a kiváló kísérleti egyezésen kívül a számítások gyorsasága.

A Strutinsky modell gyorsasága és a Hartree—Fock számítások mikroszkopikus leírás módja között középút a Thomas—Fermi közelítés alkalmazása. Thomas—Fermi közelítésben a hullámfüggvényeket mindenütt a sűrűséggel illetve annak deriváltjaival fejezünk ki. A kinetikus energia

$$T \sim c_1 \varrho^{5/3} + c_2 \frac{(\nabla \varrho)^2}{\varrho}, \tag{27}$$

ahol c_1 és c_2 állandók, és (27)-ben az első tag éppen a maganyag kinetikus energiája, a második tag az ún. Weizsäcker-korrekció. (27)-t behelyettesítve és a (19) sorfejtést elvégezve a teljes energia

$$W = \int w[\varrho, \nabla \varrho, \Delta \varrho]\, d\tau. \tag{28}$$

Különböző neutron és proton sűrűség eloszlások esetén (28) külön függ ϱ_n és ϱ_p-től illetve azok deriváltjaitól. A hullámfüggvény ortonormáltsági feltevése helyett a mellékfeltétel most a tömegszám megmaradás. A variálandó mennyiség

$$\delta \int d\tau [w[\varrho, \nabla \varrho, \Delta \varrho] - \lambda_1 \varrho - \lambda_2 r^2 P_2(\Theta) \varrho] = 0$$

és λ_1 ill. λ_2 szabja meg a tömegszám ill. a kvadrupól momentum értékét. (29)-ben könnyen figyelembe vehetjük a magasabb rendű momentumok zérustól különböző értékét is.

A (29)-es variált egyenletek az ún. Thomas—Fermi egyenletek, ezeket megoldva megkapjuk a deformált mag sűrűségeloszlását, az egyrészecske potenciált ill. az összenergiát. A Thomas – Fermi egy-részecske potenciált a spin-pálya csatoló taggal könnyű általánosítani, és ezt használva megkaphatjuk az egyrészecske hullámfüggvényeket ill. a teljes Hamilton operátor várható értékét. A Thomas—Fermi egy-részecske potenciál tehát mintegy a Hartree—Fock közelítés első lépéseként tekinthető, de feltehetőleg annyira jó, hogy további iterációt nem kell végeznünk. Ugyanakkor a számítások lényegesen egyszerűbbek.

A Thomas—Fermi közelítésben végzett számításainknál egy nagyon meglepő eredmény adódott. Elég nehéz mag esetén (Pu^{240}) a mag alapállapota nem gömbszimmetrikus volt, hanem enyhén deformált. Ez a tény természetesen megfelel a kísérleti eredményeknek, de az volt eddig a feltevés, hogy a gömbszimmetria megsértése csak a héjszerkezet miatt következik be. További számítások szükségesek, hogy meghatározzuk, ezt a meglepő eredményt a modell valamelyik közelítése miatt kaptuk, vagy például a sűrűségfüggő erők okozzák.

IV. Töltéskicserélő potenciál

A bevezetőben említettük, hogy amíg a magszerkezeti számításoknál ma már mikroszkopikus számításokat végzünk, azaz valódi vagy effektív két-nukleon potenciálból kiindulva soktestfizikai közelítéseket alkalmazunk, addig a magreakciókat egyszerű alapelveken nyugvó fenomenológikus modellekkel írjuk le. Gerjesztett atommagok mikroszkopikus tárgyalása nagyságrendekkel nehezebb, mint alapállapotú magoké. Ennek több oka van. Az egyik az, hogy alapállapotú magoknál a perturbálatlan betöltöttség egyértemű: a Fermi szintig minden állapot be van töltve, azon felül minden állapot üres. Gerjesztett magnál ezzel szemben perturbálatlan állapotban is sok állapot üres és nem tudjuk, melyikek. Egy másik ok, hogy gerjesztett magoknál rosszabb a független részecske modell. A mag teljes hullámfüggvénye mindig sorbafejthető héjmodell hullámfüggvények szerint, amíg azonban alapállapotú magoknál már a sorfejtés első tagja is jó közelítés, gerjesztett magoknál sok tagot kellene figyelembe venni. Egy harmadik probléma, hogy magreakciók során nem csak rugalmas és rugalmatlan szórás jöhet létre, hanem reakciók is, ezeknek a tárgyalása pedig külön nehézségeket okoz. Végül teljesen bonyolulttá válik a kontinuum tárgyalása, amikor a mag gerjesztett nívói már folytonosak és végtelen van.

A felsorolt nehézségek gyakorlatilag lehetetlenné teszik bonyolultabb folyamatok mikroszkopikus tárgyalását. Sikerült azonban bizonyos egyszerűbb folyamatok fél fenomenológikus, fél mikroszkopikus leírása. A legegyszerűbb ilyen folyamat a kis energiájú rugalmas (ill. rugalmatlan) szórás. Ha a bejövő nukleon egy kvázistacionárius pályára fogódik be a magban (azaz olyan állapot keletkezik, amelyik viszonylag hosszú ideig él) meghatározhatjuk a mag és a bejövő nukleon között kölcsönható potenciált, az optikai potenciálnak a valós részét. Az immaginarius rész nem határozható meg rugalmas szórásból, hiszen az éppen a reakciók miatt lép fel. Ha a legfontosabb reakciókat is figyelembe vesszük, meghatározhatjuk az immaginárius részt is makroszkopikusan. Ma már vannak ilyen próbálkozások, de eredményt még nem sikerült elérni.

A rugalmatlan szóráshoz hasonló folyamat lényegileg töltéskicserélő reakció. Ennek során egy nukleon kölcsönhatásba kerül az atommaggal, és a mag egy nukleonjával kicseréli a töltését. A folyamatot egy egyszerű, az optikai potenciálhoz hasonló töltés-kicserélő potenciállal írhatjuk le

$$U = U_0 + \frac{4}{A} U_i \underline{t}\, \underline{T}, \tag{3}$$

ahol $\underline{t}$ a bejövő nukleon, $\underline{T}$ a mag izospin operátora. Vizsgáljuk most a következő folyamatot: legyen a bejövő nukleon proton, és C-vel jelöljük a szóró magot. A teljes folyamat hullámfüggvénye

$$\bar{\Psi} = \Sigma c_i \Phi_c^i \varphi_p^i, \tag{31}$$

ahol Φ_c^i az A-nukleon valamennyi lehetséges hullámfüggvényét jelenti. Φ_c^0 éppen az eredeti szóró-mag alapállapot hullámfüggvénye, és mondjuk jelöljük Φ_c^1-gyel azt a hullámfüggvényt, ahol semmi más nem történik, csak a mag egy neutronja protonná alakul, miközben a mag teljes izospinje változatlan marad. Ezt az állapotot szokás a C mag analóg állapotának nevezni és A-val jelölik. A φ_p^1 hullámfüggvény természetesen a töltés megmaradás miatt egy neutron hullámfüggvény és φ_n-nel jelöljük a továbbiakban.

Tegyük fel a következőkben, hogy a (31) hullámfüggvényből csak a rugalmas szórást és a töltéskicserélő reakciót leíró tagokat tartjuk meg. A hullámfüggvény ekkor

$$\bar{\Psi} = \Phi_c \varphi_p + \Phi_A \varphi_n, \tag{31/a}$$

A teljes Hamilton operátor, (30) figyelembe vételével

$$H = H_A - \frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U_0 + \frac{4}{A} U_1 t\, \bar{T} + V_c \tag{32}$$

ahol V_c a Coulomb potenciál, H_A az A nukleon Hamilton operátora. Alkalmazzuk (32)-t (31)-re. Legyen Φ_c izospinje $T^c = T_3^c = (N - Z)/2$, a beeső proton izospinje $t = {}^1/_2, t_3 = -{}^1/_2$. Az analóg állapot izospinje szintén $T^A = T^c$, de a T_3^A har-

madik komponens eggyel különbözik T_3^c-től, hiszen az mindig $(N - Z)/2$ és most a magban egy neutron egy protonná alakult. A $\underline{t}\,\underline{T}$ operátor a következő módon írható

$$\underline{t}\,\underline{T} = \frac{1}{2}(t^{(+)}T^{(-)} + t^{(-)}T^{(+)}) + t_3 T_3. \quad (33)$$

$t^{(+)}$ eggyel növeli az izospin harmadik komponensét, $t^{(-)}$ eggyel csökkenti, $\sqrt{2t}$-vel szorozva. Nyilvánvaló ebből, hogy

$$\left.\begin{aligned}
&t^{(+)}T^{(-)}|pC> = |t^{(+)}P, T^{(-)}C> = \sqrt{2T}\,|\,n,A>,\\
&t^{(+)}T^{(-)}\,|\,n\,A> = 0,\\
&t^{(-)}T^{(+)}\,|\,p\,C> = 0,\\
&t^{(-)}T^{(+)}\,|\,n\,A> = \sqrt{2T}\,|\,p\,C>,\\
&t_3 T_3\,|\,p\,C> = -\frac{1}{2}T\,|\,p\,C>,\\
&t_3 T_3\,|\,n\,A> = \frac{1}{1}(T-1)\,|\,n\,A>.
\end{aligned}\right\} \quad (34)$$

(34) bevezetésénél figyelembe vettük, hogy $T_3|\Phi> = T_3\,|\,\Phi>$, $t_3^p = -1/2$, $t_3^n = 1/2$. $|\,p\,C>$ ill. $|\,n\,A>$-val a $\Phi_c\varphi_p$ ill. $\Phi_A\varphi_n$ kombinációkat jelöltük. Összesítve tehát

$$\left.\begin{aligned}
&\bar{t}\,\bar{T}\,|\,p\,c> = \sqrt{T/2}\,|\,n\,A> - T/2\,|\,p\,C>,\\
&\bar{t}\,\bar{T}\,|\,n\,A> = \sqrt{T/2}\,|\,pC> + \frac{T-1}{2}\,|\,nA>.
\end{aligned}\right\} \quad (34a)$$

Alkalmazzuk ezek után a (32) Hamilton operátort a (31a) hullámfüggvényre és szorozzuk meg balról skalárisan Φ_c-vel ill. Φ_A-val. Figyelembevéve, hogy

$$\left.\begin{aligned}
&H_A\Phi_c = E_c\Phi_c,\\
&H_A\Phi_A = E_A\Phi_A,\\
&E_c = E_A + |\,Q_{pn}\,|,
\end{aligned}\right\} \quad (35)$$

ahol $|\,Q_{pn}\,|$ a (p, n) reakció során felszabadult kötési energia, a kapott egyenletek

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + U_0 - \frac{2T}{A}U_1 + V_c - E\right)\varphi_p = -2\sqrt{2T}\frac{U_1}{A}\varphi_n,$$

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + U_0 + 2(T-1)U_1 - E + |\,Q_{pn}\,|\right)\varphi_n = -2\sqrt{2T}\frac{U_1}{A}\varphi_p. \quad (36)$$

(36)-t szokás a csatolt Lane egyenleteknek nevezni, ezeket megoldva megkapjuk a hullámfüggvényt. Látható, hogy noha csak beeső proton esetét tárgyaljuk, a megoldásnál a neutron hullámfüggvényt is meg kell határozni.

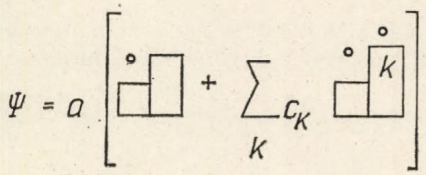
(36) természetesen csak közelítő megoldást szolgáltat, hiszen a hullámfüggvényben nem vettük figyelembe, hogy másféle folyamatok is bekövetkeznek. Ilyenkor mind az optikai, mind a töltés kicserélő potenciálnak komplex része is van.

(30)-ban U_1-t teljesen önkényesen vettük fel, nem tudjuk, milyen az alakja. Célszerű azért U_1-t mikroszkopikus elmélettel is meghatározni.

Különösen egyszerűvé válnak a mikroszkopikus számítások, ha a C mag zárt törzsű, azaz mind a neutronok, mind a protonok száma mágikus szám. A magot antiszimmetrizált egyrészecske hullámfüggvények szorzataként írjuk fel. A (31a)-nak megfelelő hullámfüggvény ekkor

$$\Psi = \mathcal{A}[\Phi_0\,\Psi_p^s + \sum_k c_k\,\Phi_{-k}\,\varphi_k^p\,\Psi_n^s]. \quad (37)$$

(37) vázlatos alakja az *5-ös ábrán* található. Φ_0 a céltárgy mag hullámfüggvénye, egy Slater determináns, Ψ_p^s a beeső proton hullámfüggvénye, S az a kvázi-stacionárius állapot, amibe a proton



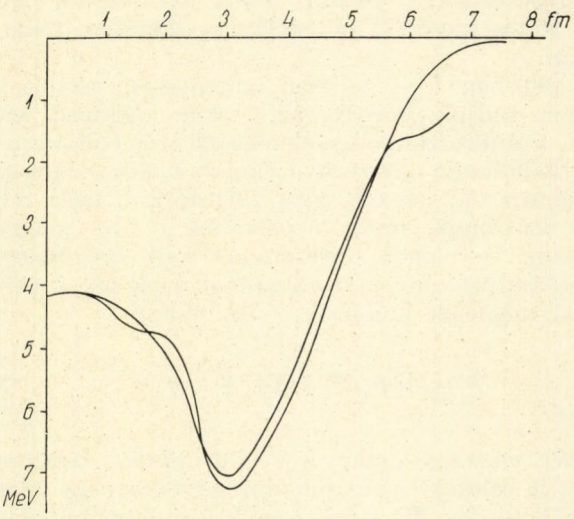
5. ábra. Zárt törzsű magon való proton szórás hullámfüggvénye. A bal oldalon a protonok, a jobb oldalon a neutron hullámfüggvények találhatóak. Az első tag a rugalmas szórást írja le, a beeső proton szóródik a magon, a második tag a töltéskicselélést

befogódik. A második tag a hullámfüggvényben a töltéskicserélő folyamatot írja le. k azokat az állapotokat jelöli, amelyekben a céltárgy magban neutronok vannak, protonok nincsenek. Φ_{-k} a céltárgy mag hullámfüggvénye, de a k állapotból kivettünk egy neutront és ehelyett azt a φ_k^p-vel leírt proton tölti be. Ψ_n^s az s állapotban a neutron hullámfüggvénye, c_k normálási tényező és A az antiszimmetrizálás jele. A Hamilton operátor

$$H = \sum_{i=1}^{A} t_i + \frac{1}{2}\sum_{i,j=1}^{A} v_{ij} + t_0 + \sum_{i-1}^{A} v_{i0}, \quad (38)$$

ahol v a két részecske potenciál, amelyik a Coulomg potenciált is tartalmazza. Képezzük a $(\overline{\Psi}\,|\,H\,|\,\overline{\Psi})$ mennyiséget és variáljuk az egy-részecske hullámfüggvények szerint, figyelembevéve, hogy a Ψ_p^s beeső hullámfüggvény szórt hullámfüggvény, a normája végtelen. A kapott egyenletek a betöltött állapot függvényekre éppen a szokásos Hartree—Fock egyenletek, amelyek megoldását ismerjük, míg Ψ_p^s-re, Ψ_n^s-re és φ_k^p-re meg kell az egyenleteket oldani. Az eredmények szerint φ_k^p és φ_k^n nagyon hasonló értékűek, az átfedésük általában

$$\int \varphi_k^p\,\varphi_k^n\,d\tau > 0{,}998.$$



6. ábra. A Lane potenciál Ca^{48}-ra, $2p^3/_2$ és $2p^1/_2$ állapotban

Vegyük első közelítésben azonosnak ezeket, akkor rendkívül egyszerű egyenleteket kapunk,

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi_p^s+\sum_i(i\,|\,\tilde{v}\,|\,i\,\Psi_p^s)+V_c\Psi_p^s-e_p^s\Psi_p^s=$$
$$=-\sum_k\frac{1}{\sqrt{2T}}(\varphi_k^n\,|\,v\,|\,\Psi_n^s\varphi_k^p) \qquad (39)$$
$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi_n^s+\sum_i(i\,|\,\tilde{v}\,|\,i\,\Psi_n^s)-$$
$$-e_n^s\psi_n^s=-\sum_k\frac{1}{\sqrt{2T}}(\varphi_k^p\,|\,\tilde{v}\,|\,\Psi_s^p\varphi_k^n),$$

ahol $c_k=1/\sqrt{2T}$ a normálási tényező volt, az i-re való összegzés minden, az eredeti magban betöltött állapotra megy, a k összegzés a neutron túlsúlyra és a $\tilde{v}$ mátrix elem antiszimmetrizálást jelent. (37) és (39) összehasonlításából látszik, hogy

$$U_{1p}^s=\frac{A}{4T}\frac{1}{\Psi_p^s}\sum_k(\varphi_k^n\,|\,\tilde{v}\,|\,\Psi_n^s\varphi_k^p),$$
$$U_{1n}^s=\frac{A}{4T}\frac{1}{\Psi_n^s}\sum_k(\varphi_k^p\,|\,\tilde{v}\,|\,\Psi_p^s\varphi_k^n). \qquad (40)$$

(40)-ből látszik, hogy $U_{1p}^s\neq U_{1n}^s$, de ha a neutron és proton hullámfüggvények megegyeznek, a két mennyiség azonossá válik és megkapjuk a Lane potenciált. A $\varphi^p=\varphi^n$ esetben megmutatható, hogy a nem lokális Lane potenciál éppen a proton és neutron potenciálok különbségének a fele

$$U_1^s=\frac{1}{2}(U_p^s-U_n^s), \qquad (41)$$

míg az izospin független potenciál

$$U_0^s=\frac{1}{2}(U_p^s+U_n^s). \qquad (42)$$

Mind az optikai, mint a töltéskicserélő potenciál állapot függő, hiszen a bejövő részecske állapotától és energiájától függ a kölcsönhatás.

A számításokat sűrűségfüggő potenciálunkkal Ca^{48} P szórásra végeztük el, a bejövő részecske $2p^3/_2$ ill. $2p^1/_2$ állapotra fogódott le. Az eredményül kapott töltéskicserélő potenciál a *6. ábrán* látható. Ca^{48}-ra ez a potenciál felületi potenciál, de pl. Pb^{208}-ra már Saxon—Woods jellegű.

A FIZIKA TANÍTÁSA

MEKKORA A HIDROSZTATIKAI NYOMÓERŐ?

Székely László
Győr, Révai Gimnázium

A Fizikai Szemlében nemrég Holics László cikket írt a fizikai fogalmak tanítása körüli zűrzavarról, állítását számos példával bizonyította egyes alapvető fogalmaknak (pl. az erő fogalmának) a különböző tankönyvekben található hibás megfogalmazásaival. Joggal vetődik fel bennünk az igény, hogy a tanított anyag a tankönyvekben világosan, egyszerűen, tudományosan igaz módon és ellentmondásmentesen legyen megfogalmazva. A kérdés különös aktualitását a tananyag mostanában folyó átvizsgálása, a felesleges részek kihagyása adja, mert az ezt követő új tankönyvek megírásánál már törekedni kell a jelenlegiek ilyen hibáinak elkerülésére.

A következőkben egy ilyen hibára szeretném felhívni a figyelmet.

A szakközépiskolai fizika könyvek I. kötetében (1970-es, átdolgozott kiadás) a 137. oldalon található a következő (1. számú) példa: „2 méter átmérőjű, 4 méter mély henger alakú tartályt háromnegyed részéig töltöttek meg vízzel. Mekkora a fenéknyomó erő és az oldalnyomóerő?" A tankönyv a feladatot meg is oldja: kiszámítja a fenéknyomóerőt, levezetés és ábra alapján leszögezi, hogy „az oldalnyomás átlaga egyenlő a fenéknyomás felével". Majd így ír:

„Az oldallap területe egy hengerpalást területével azonos:

$$A_0=2r\pi h=2\cdot 1\text{m}\cdot 3{,}14\cdot 3\text{m}=18{,}84\text{ m}^2.$$

Az oldalnyomóerő: $F_0=p_0\cdot A_0=p_{\text{átl}}\cdot A_0$

$$F_0=\frac{p_f}{2}\cdot A_0=0{,}15\,\frac{\text{kp}}{\text{cm}^2}\cdot 188\,400\text{ cm}^2=28\,260\text{ kp.}"$$

Ha a tanuló ezek után megkérdi (mert a könyv 22. oldalán azt olvasta, hogy „az erő vektormennyiség, amelyet a nagyság, a hatásvonal, az értelem és a támadáspont határoz meg"), hogy ennek a 28 260 kp nagyságú erőnek milyen a hatásvonala és az értelme, akkor a tanár bajba kerül. Nem tud felelni a kérdése! De más baj is van ezzel az erővel! Ha ugyanis ez az erő hat a tartályra,

akkor a (vízzel együtt is csak kb. 14 000 kg tömegű) tartály Newton II. törvénye alapján mintegy 2 m/s² gyorsulással tartozik mozogni, ha nincs rögzítve (és pl. görgőkre helyezzük). Már pedig a tapasztalat szerint a vizeshordó rögzítés nélkül leállítva sem mozog! Hol a hiba?

Ott, hogy ez az erő nem létezik. Egyszerűen nincs. A könyv megoldása ott hibás, hogy „oldallap"-ról beszél a palást helyett. Az „oldallap" síklap, arra ha $\vec{F} \perp A$, alkalmazható az $F = p \cdot A$ egyenlet, a palást szerint a vizeshordó rögzítés nélkül leállítva sem mozog! Hol a hiba?

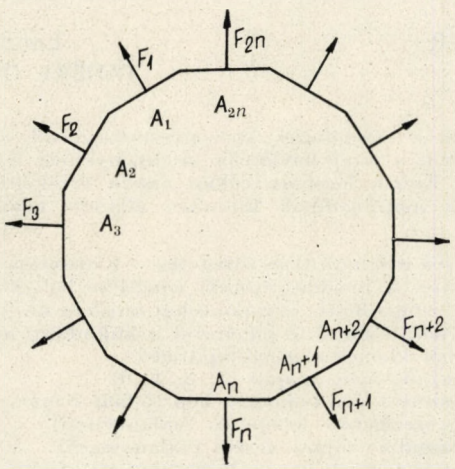
Ha helyesen akarunk eljárni, úgy a palástot $2n$ db függőleges csíkra kell bontani (ha n elég nagy, ezek már „majdnem síkok"). Egy csík területe

$$A_i = \frac{2r\pi}{2n} \cdot h, \quad \text{ebből} \quad F_i = \frac{p_f}{2} \cdot A_i = \frac{p_f}{2} \cdot \frac{r\pi}{n} \cdot h$$

minden i-re, de az $\vec{F}_i$-k iránya merőleges a megfelelő csíkok síkjára (felülnézetben lásd az 1. ábrán). Ezért

$$\vec{F}_0 = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \ldots + \vec{F}_n + \vec{F}_{n+1} + \vec{F}_{n+2} + \\ + \ldots + \vec{F}_{2n} = (\vec{F}_1 + \vec{F}_{n+1}) + (\vec{F}_2 + \vec{F}_{n+2}) + \\ + \ldots + (\vec{F}_n + \vec{F}_{2n}) = 0,$$

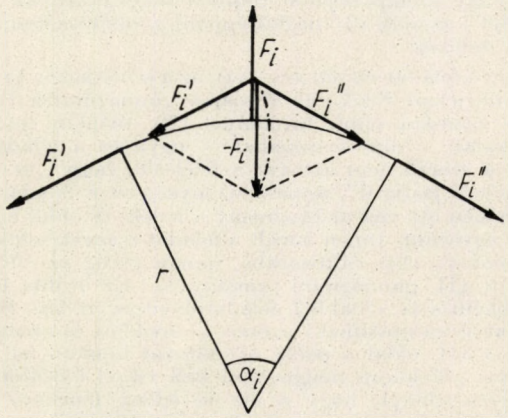
mert $\vec{F}_1$ és $\vec{F}_{n+1}$, $\vec{F}_2$ és $\vec{F}_{n+2}$ stb. azonos hatásvonalú, ellenkező értelmű, azonos nagyságú erők, összegük 0, így a zárójelekben csupa nullák állanak.



Mi tévesztette meg a szerzőt? Egyrészt az, hogy a tartály oldalára ható nyomás következtében valóban hat a fal anyagára valamilyen erő (ezért kell a falat erősre készíteni), másrészt az, hogy a feladattípusnak már volt „történelme". Lássuk ezeket sorban.

Milyen erő hat a tartály falára? (pontosabban, mint látni fogjuk falában!). Erre nézve egy kísérletet is végezhetünk. Egy elég hosszú PVC zacskó alját zsineggel kössük össze (hogy a két csücske ne zavarjon), azután öntsünk bele vizet. Ha tetejénél fogva tartjuk, elég jó közelítéssel henger alakot vesz fel. Márpedig a PVC fólia csak érintő-irányú húzóerőt tud kifejteni, így az erő csak a henger érintősíkjaiban hathat. (Ezt a kádárok régen tudják, amikor a hordó dongáit abronccsal erősítik össze! Az abroncs épp ezt az erőt fejti ki). Határozzuk meg ezt az erőt.

Tekintsük a tartály oldalfalának i-edik csíkját (2. ábra) és ábrázoljuk a rá ható erőket. $\vec{F}_i$ az előzőekben tárgyalt oldalnyomásból származó erő, $\vec{F}'_i$ és $\vec{F}''_i$ pedig az a két (szimmetriaokból egyenlő nagyságú) erő, amellyel a szomszédos csíkok húzzák az i-ediket. α_i az i-edik csíkhoz tartozó középponti szög. Az erőket közös kezdőpontba tolva $\vec{F}'_i$ és $\vec{F}''_i$ eredőjét megszerkeszthetjük, ez épp $-\vec{F}_i$. ($\vec{F}_i + \vec{F}'_i + \vec{F}''_i = 0$ miatt, a csík ugyanis a rá ható erők hatására egyensúlyban van. Ez az egyenlet biztosítja egyébként azt is, hogy a három erő síkja vízszintes, $\vec{F}_i$



ugyanis vízszintes, mert merőleges a csík függőleges síkjára, $\vec{F}'_i$ és $\vec{F}''_i$ pedig a $2n$ db csík „egyforma" volta [egyik sincs kitüntetett helyzetben!] miatt kell, hogy vízszintes legyen).

Az i-edik csík szélességét egyrészt a kör kerületéből (melynek $2n$-ed része), másrészt az α_i szögből kiszámítva

$$\frac{2r\pi}{2n} = r\alpha_i,$$

ebből

$$\alpha_i = \frac{\pi}{n}.$$

Az α_i szög kicsi (mert az i-edik csík „majdnem sík"), így a vonalkázott egyenlőszárú háromszög $-\vec{F}_i$ alapját az ívvel helyettesítve

$$F_i = F'_i \cdot \alpha_i,$$

F'_i-t kifejezve, F_i-t és α_i-t behelyettesítve

$$F'_i = \frac{F_i}{\alpha_i} = \frac{\frac{p_f}{2} \cdot \frac{r\pi}{n} \cdot h}{\frac{\pi}{n}} = \frac{p_f}{2} \cdot r \cdot h.$$

Numerikusan:

$$F'_i = 0{,}15 \frac{\text{kp}}{\text{cm}^2} \cdot 100 \text{ cm} \cdot 300 \text{ cm} = 4500 \text{ kp}.$$

Ez az erő feszíti tehát a hordó falát érintő irányban. Erre az erőre a hordófal anyaga rugalmas megnyúlással reagál és egyensúlyban vele a szomszédos molekulák eltávolodása következtében köztük fellépő vonzóerők eredője van. Ez az erő azonban nem egyenletesen oszlik el az i-edik csík mentén: a víz felszínénél — és a fölött — nulla, a fenék felé egyre nagyobb a feszülés. A tényleges helyzetet egy, a felületi feszültséghez hasonló, egységnyi hosszúságra eső erő, ún. erősűrűség bevezetésével írhatjuk le. Ennek átlaga $\frac{\frac{p_f}{2} \cdot r \cdot h}{h} = \frac{p_f}{2} \cdot r$, ez az átlagos erősűrűség (feszülés). Mivel a hidrosztatikai nyomás a magasságtól lineárisan függ és az erősűrűség a víz felszínén 0, lent a fenéknél $2 \cdot \frac{p_f}{2} \cdot r = p_f \cdot r$ lesz, közben pedig lineárisan változik (Numerikusan 0-tól 30 $\frac{\text{kp}}{\text{cm}}$ -ig). Ezt kell kibírni a tartály falának, azaz olyan

vastagra kell készíteni, hogy 1 cm-es darabja kibírja ezt a fentről lefelé halad va 0-tól lineárisan $30 \frac{kp}{cm} \cdot 1\ cm =$ $= 30\ kp$ -ig növekvő húzóerőt.

Ez az erősűrűség veszi tehát igénybe a tartály falát; ez „szakítja el", ha gyenge — így ezt kellene kérdezni. A tartály szempontjából teljesen lényegtelen az „erők eredője", az csak a tömegközéppont gyorsítása szempontjából érdekes.

Ami a feladat történetét illeti, az a következő: Az 1961-ben megjelent Fizika az általános gimnáziumok II. osztálya számára című tankönyv 120. oldalán található 4. feladat — más számokkal — ugyanez a feladat. És hogy a szerző nem azt várta feleletül, hogy „az oldalnyomóerő pedig 0", annak bizonyságául a feladat után zárójelben ott van az eredmény a fenék- és oldal-nyomóerőre egyaránt. Innen került a feladat a szakközépiskolai fizikakönyv első változatába, onnan pedig az 1967-ben kiadott III. gimnáziumi tankönyvbe. Ez utóbbi helyen egyébként a 41. oldal 9/2. feladataként az eredeti, 1961-es feladat is megtalálható azonos számokkal és eredménnyel, a 341. oldalon pedig új változat bukkan fel, a 36. feladat: „Mekkora magasságra kell vízzel feltölteni egy hengeres edényt, hogy a víz az edény fenekére és az oldalfalára egyenlő nyomóerőt gyakoroljon?"

Mindkét feladat átkerült az új szakközépiskolai könyvbe is (139. old. 2. feladat, illetve 298. old. 101. feladat).

A feladat-típus diadalútját a Matematikai Feladatok Gyűjteménye III. kötetében (1971-ben jelent meg) fejezte be: az integrálszámítás fizikai alkalmazásai c. fejezetben. Itt a 16.239 és a 16.240 számú feladatok tartoznak ebbe a típusba. A szövegből világosan kiderül, és a hátul közölt eredmények is azt bizonyítják, hogy a szerző a hibás megoldást várja. (E gyűjteményben egyébként a kidolgozott 16.215 számú, de még inkább a 16.237 és 16.238 számú feladatok szövegéből sem derül ki világosan, hogy egy folyadékba nyúló „lemez"-re mindkét oldalról ugyanakkora erő hat — ha a lemez vastagságától eltekintünk — és ezen erők eredője, tehát a lemezre ható erő 0.).

A történethez tartozik — az igazság kedvéért —, hogy az új gimnáziumi fizika könyvben a feladat már nincs benne egyik változatában sem.

Tanulságként leszögezhetjük: hengeres edény oldalfalára a benne levő folyadék által kifejtett nyomóerő 0. Ez az eredmény egyébként általánosítható is: 1. bármely függőleges oldalfalú edény palástjára ható hidrosztatikus nyomóerő 0; 2. bármely (nem feltétlen függőleges oldalfalú) edény falaira ható hidrosztatikai erők eredőjének vízszintes komponense 0. Fellép ezzel szemben egy a felszíntől számított mélységgel arányos nagyságú, vízszintes érintőirányú feszültség az edény falában.

MODELL ÉS MODELLEZÉS AZ ISMERETRENDSZER ALAPJAIN

Laczi István
TANÉRT, Debrecen

Az élő szervezetek csodálatos tulajdonsága, hogy az általunk ismert világ entrópianövekedésében képesek entrópia csökkentésre, negentrópia (szervezettség, ismeret) termelésre.* Az ember és az általa alkotott rendszerek bámulatos szervezettségi színvonala egyrészt évmilliókig tartó fejlődési (törzsfejlődési) folyamat eredménye, másrészt abból a fejlődés egy fázisában exponenciális trenddel túlfejlődő ismeretrendszer-fejlődés következménye. *(1. ábra)*

A növekvően hatványozott (exponenciális) ismeretrendszer-bővülés törvényszerűségei iránt az ember okkal mutat kitüntetett érdeklődést. Ezen kutatások eredményeképpen az ember képes ezen folyamat gyorsulását elősegítő magatartás-formákat kialakítani, az ismeretrendszerének bővülését tudatosan elősegíteni.

Nem lehet nem elismerni ennek mindennapi, tehát gyakorlati hasznát. Az ezzel foglalkozó sok könyvtárnyi ismeret alap- és szaktudományok által szétszaggatott. Emiatt állandó szükséglet az ismeretrendszeri egységet fenntartó alapvető ismeretek interdiszciplináris (több, esetleg valamennyi tudományági) újrafeldolgozása az egyes tudományágak fejlődési eredményei figyelembevételével.

Ezért gyakorlati szükségletet elégít ki ilyen értelemben a filozófus, szociológus, pszichológus, nyelvtudós is. Ennek rohamos tudatosodása napjainkban megy végbe. Legdöntőbb szerepe van azonban a pedagógusnak, aki az egyes tudományágakból egységes ismeretrendszert plántál a felnövekvő nemzedékbe. Ezért *a pedagógus számára éppen az ismeretrendszer-bővülés törvényszerűségeinek ismerete a legfontosabb tudnivaló.*

Az ismeretrendszer-bővülés alapvető fogalma a modell és modellezés. Ezen fogalmak tisztázása fontos módszertani eszközt jelent az oktatásban és nevelésben. Erre igen szép példát adott FSZ 1973/10-ben *Kovács László.* Érdemes a modellezés törvényszerűségeivel alaposan foglalkozni a rendszerelmélet eredményeinek felhasználásával. Ennek kapcsán célom annak érzékeltetése is, hogy az alapfogalmak kutatása állandó feladat kell legyen.

Igen sok meghatározás ismeretes — fontossága miatt — a modellre. A meghatározások ismétlése helyett csak a feltétlen elfogadható szempontokat emelem ki. A modell objektívnek ítélhető fő jellemzőit a különböző meghatározásokból kiemelve megállapítható:

— hasonlóságon alapul (2, 3, 4, 6)
— összetett gondolkodási kép (5-ben *Kosiol)*
— egyszerűsített leképezés (valamennyi)
— vizsgálat céljára készül (valamennyi).

Mit nem tudunk meg a különböző megfogalmazásokból:

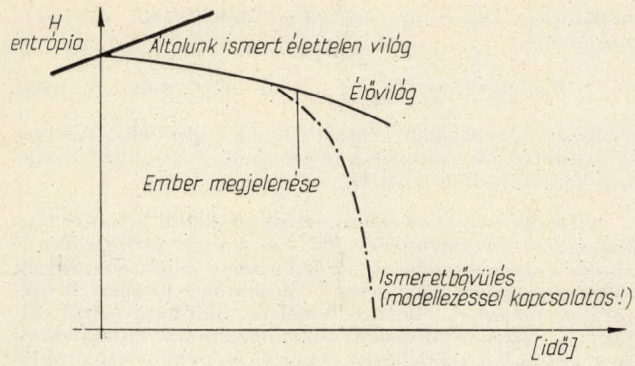
— mi az ember szerepe, mitől milyen mértékben függ, ha ugyanazon dolgot másképpen modellezik,
— milyen mértékben egyszerűsít,
— mik a modellalkotás műveletei,
— melyek a modell szerkezeti elemei,
— milyen a modellhelyesbítés folyamata,
— a modell formai és tartalmi elemeinek mik a törvényszerűségei?

Amit a korábban ismertetett modelltulajdonságokon túl feltétel nélkül elfogadhatunk, az az FSZ 1967/10-ben megjelent *Abonyi I.—Elek G.* megfogalmazása: „Megismerni annyit jelent, mint modellezni." Ebből kiindulva kísérlem meg ismeretrendszer-elméleti alapokon felépíteni a modellt és modellezést, mint a megismerés legáltalánosabb törvényszerűségét.

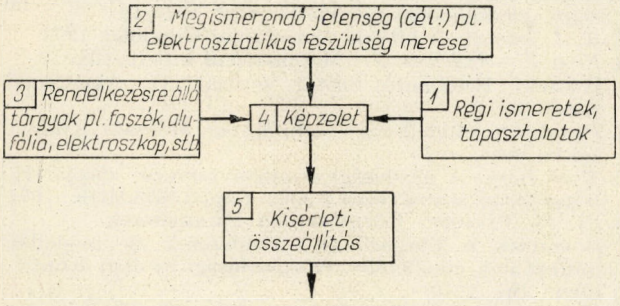
Az ember egyedi és közösségi fejlődése mintegy gyorsított filmként tükrözi a fejlődés történeti törvényszerűségeit. Ebben központi helyet foglal el az *1. ábra* szerint az ismeretszerzés. Érdemes ennek összetevőit és mozzanatait alapos vizsgálat tárgyává tenni.

A gyermek játszással mintegy leképezi egyszerűsített módon a körülötte levő világot. A leképezés a képzelettel történik. Az általa korábban tapasztalt, tudott ismeretek

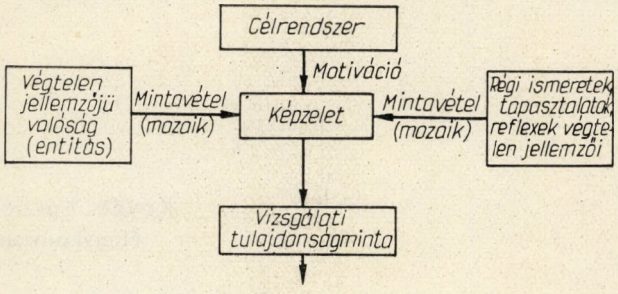
* Ennek magyarázata természetesen az, hogy az élőlény nyílt termodinamikai rendszer, így magasabb fokú szervezettségét a környezet entrópiájának fokozott növelése árán éri el.



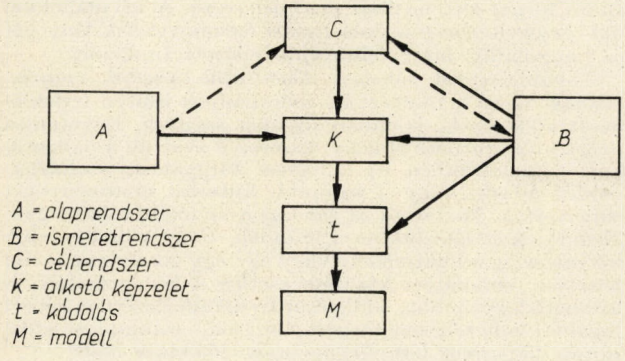
1. ábra. Az ember ismereteinek környezetszervező ereje



2. ábra. Tanulói kísérlet ismeretelméleti összefüggései



3. ábra. Az ismeretszerzés tartalmi folyamateleme



4. ábra. A modellek keletkezése

és a tényleges valóság képzeteiből építi fel „játszott" világát. Az iskolai életből vett példával: *(2. ábra)*

A tanuló adott körülmények között, adott céllal kísérletet kíván összeállítani részletesebb, alaposabb ismeretek szerzése céljából (pl. elektrosztatikai mérés).

Ezen tevékenységet alaposabban elemezve, megállapíthatjuk a valóságos entitások (3), gondolati-ismereti összefüggések (1), adott célrendszer (2) szerinti találkozásának jellemzőit.

Az alapelrendezés általánosításánál már ezen találkozási jellemzőket kell kihangsúlyozni. *(3. ábra)*

A képzelet tehát az a szivattyú, melyet az érdekeltség (mint célrendszerelem) mozgásban tartva, szállítja a vizsgálatnak megfelelő mintakombinációkat. A minták találkozási jellemzői gondolatot, szavakat, jeleket, tetteket, testeket öltenek. Az így formába került dolog — általános értelemben — végtelen jellemzőjű világokból (valóságból és ismeretből) vett vizsgálati tulajdonságminta, ami idegen, de általánosan ismert szóval: *modell.*

Nézzük a modell keletkezésének alapvető összefüggéseit még általánosabb formában. *(4. ábra)*

A valóság végtelen jellemzővel rendelkezik az emberhez képest parányi méretek esetén is. Az ember természetesen saját méreteihez közel álló nagyságrendű világgal ismerkedik legrégibb idők óta, abban halmozott fel legtöbb triviális, magától értetődő ismeretet. A triviális ismeretek struktúrája függ az élettani, lélektani és ennek következtében kialakuló foglalkozási sajátosságaitól. Ezt az eltérést szakmai emlékezetnek is szokták nevezni.

Természetesen a triviális ismeretek, a szakmai emlékezet igen fontos szerepet töltenek be új ismeretek megszerzésénél. Az ember természetéből következik, hogy szeretné teljes környezetét magától értetődőnek tudni, ezért ismereteit kikerekíti.

Ez egyrészt megkönnyíti a további megismerést (kiinduló alapot ad) másrészt megnehezíti, mert nehezebb a minta elemi mozaik-jellegének biztosítása (sztereotip hatás).

A valóságból származó ismereteink mozaikjellege az észlelés technikai megvalósulása által automatikusan biztosított. A régi tapasztalatok szerkezetükben a triviális és szakmai ismeretekre személyes élmények által kifeszített tipikus képek. Ezeket a célrendszertől és az ismeretektől függő mértékben szét kell szedni és új szerkezetben összerakni. Ez a tevékenység az *alkotó képzelet.* A nem kellően elemi részekre való szétszedést sztereotip hatásnak is nevezik. Feloldására az úgynevezett alkotási technikák egy csoportja hivatott (pl. brainstorming, értékelemzés stb.). A képzeletnek a mintavétel célja által vezérelt ismereti-gondolati mintaátrendezése, az eredeti mintának való megfeleltetése, ismereti mintákkal való művelet, idegen szóval *modellezés.*

A modellképzésben (modellezésben) lényeges szerepet játszó tényezők a modellek osztályozásának ismérveit adják. A megjelenítés eszközei *(t-elem, a kódolás* jelkészlete) a célrendszer *(C-elem, a motiváció* szerkezete) és a modell tárgya (A-elem) a modellosztályozás legfontosabb szempontja.

A megjelenítés eszközei szerint verbális (szavakkal kifejezett), fizikai (izomorf és homomorf analógiákkal kifejezett), szimbolikus (megegyezés információtartalma = = 0 alakban felírható ikont és szimptomát is magábafoglaló értelemkibővítéssel; egyezményes jelekkel kifejezett) modellfőcsoportokat célszerű megkülönböztetni. Az egyezményes jelekhez kapcsolt és azokkal kifejezett megismerési műveletek fő jellemzői határolják el a matematikai ill. geometriai modelleket a szimbolikus (jel) modelleken belül.

A modellképzés célrendszerének sajátosságai szerint megkülönböztetünk oktatási, szemléltetési, kutatási (hipotetikus), szimulációs (lejátszási), nevelési, kicsinyítési, nagyítási, információs, szociológiai, társadalmi stb. modelleket. A modell tárgya szerint beszélünk városmodellről, erőműmodellről stb. Belátható, hogy ezen két utóbbi osztályozás kevésbé zárt, mint az előbbi.

Áttekintés céljából *4. ábra* alapján vegyük sorra az ismeretszerzés, alkotás, tanulás folyamatának fő jellemzőit:

— a képzelet a megismerési folyamat centruma, az ismeretek hatásainak nyelője, a megismerési folyamat mozgásban tartója,
— a korábbi tapasztalatok a további megismerési folyamat forrásai (bázisai),
— a célrendszer korábbi tapasztalatok-ismeretek átalakító helye,
— a t-vel jelölt formába öntő transzformálás (kódolás) a képzelet és a régi tapasztalatok (kifejezőkészség) következménye, a modellalkotás igen fontos mozzanata.

A modellszerű gondolkodás és modellezési tevékenység elmélyítése érdekében szükséges pedagógiai tevékenységek:
— *Triviális ismeretek* (B_1) rendszerének optimálása a maximális élményfelvételi képesség követelménye alapján. A triviális ismeretek bővítésének eszköze gyakorlati foglalkozás, kísérletezés, tanulmányi kirándulások, élményszerű előadások, általános műveltség, környezetismeret stb.
— A triviális ismeretekhez csatlakozó *fejben memorizált* (B_2) *és hozzáférhető ismeretek* (B_3) optimális arányának megteremtése. Ennek kapcsán az ismeretfeltárási-irodalomkutatási technikák megismertetése a könyvtári rendszerek, irodalomjegyzékek felhasználásának gyakorlásával.
— *Célrendszerépítő képesség* ($A \rightarrow C \leftarrow B$) fejlesztése (stratégia, taktika, játékelmélet, kockázat tudatosítása). Ennek eszközei a logika, a logikai játékok, játékelmélet, harcászat, történelem, társadalomtudományok stb.
— *Alkotó képzelet* fejlesztése, $\rightarrow K \rightarrow$ az alkotási eszközök (technikák) tudatosítása. Eszközei az ismeretelméleti csoportdinamizmus (team-munka), a képzeleti játékok, barkochba, beleképzelési játékok, sci-fi irodalom, rajzfolytatás stb. gyakorlása.
— *Ismeret-transzformáció* (kódolás) eszközeinek használatában megfelelő jártasság és rutin (kifejezőkészség) kialakítása (nyelvtan, szókincs, matematika, módszertan stb.).
— *Realitásérzék* $A \langle C \leftarrow, K \leftarrow$ nem más mint a meggyőződés (motiváció) összetevőinek optimális aránya. A legfontosabb szerepet a nevelésben, a megfelelő világkép kialakításban tölti be.

Kitűzött alapvető célom, az alapfogalmi kutatás fontosságának érzékeltetése volt. Konkrétan pedig célkitűzésem volt a modellezés vizsgálatában rejlő lehetőségek feltárása. Gondolatmenetem valószínűleg hibákat is tartalmaz, de ennek ellenére remélem, munkám elérte célját. A téma fontossága miatt bizonyára érdeklődésre tart számot a modellezés elméleti és gyakorlati problémáinak további kutatása.

IRODALOM

1. *Kovács László:* A fizikai ismeretek elsajátításához szükséges gondolkodási műveletek FSZ 1973/10
2. *A. J. Lerner:* A kibernetika alapjai Gondolat 1971
3. *Frey T.—Szelezsán J.:* Matematikai kibernetika Műszaki Értelmező Szótár sorozat 34. Akadémiai Kiadó 1972
4. *Petrik Ottó:* Modellezés a technikában Műszaki Könyvkiadó, 1966
5. *Kiss Imre:* A gazdasági rendszerszervezés alapjai II. A gazdasági szabályozáselmélet alapjai SZÁMOK. 1971
6. *Sz. M. Visnyev:* Közgazdasági Paraméterek Bevezetés a közgazdasági rendszerek és modellek mutatóinak elméletébe. Közgazdasági és Jogi Könyvkiadó Bp. 1970
7. *D. I. Golenko:* Statisztikai módszerek alkalmazása gazdasági rendszerekben. Közgazdasági és Jogi Könyvkiadó 1973
8. Műszaki Lexikon Akadémiai Kiadó 1972

ESEMÉNYEK

„ANYAGSZERKEZET 1980" — TANÁRI SZEMINÁRIUM GYULÁN

Kovács László
Nagykanizsa

Kőszeg—Tata—Gyula: a hősi magyar múlt ezen kedves városkáiban formálódott a jövő középiskoláinak természettudományos tanítási módszertana.

„Korunk kiváltságos élménye, hogy váratlanul egybefüggő szépségében tárul fel előttünk a természet panorámája. . . . A természet egy; a természettudomány integrálódása is megindult, de a tudós fejek még nagyon különböznek." (Marx György)

Ezen különbözőséget hivatott csökkenteni a természettudományokat oktatók egy lelkes csoportja, amikor foglalkozni kezdett a fizika—kémia—biológia integrált középiskolai oktatásának lehetőségeivel. 1972-ben Kőszegen az anyag legáltalánosabb mozgástörvényeit leíró kvantummechanika gimnáziumi tanítási tapasztalatai köré csoportosultak a megbeszélések. Tatán — a most még külön álló — kémiával és biológiával történő integrálás, a négy év tantervi anyagának elrendezése, a szintetizáló anyagfejlődés tárgyi kimunkálása foglalkoztatta a résztvevőket; az előadások elsősorban a hallgatók biológiai ismereteit bővítették.

1974. augusztus 15-én Gyulán a szemináriumra érkező 60 fő már kézhez kapta az elmúlt tanévben a gimnáziumok I. osztályában *már oktatott* „Anyagszerkezet" tantárgy jegyzeteit; az első féléves tananyagot két feldolgozásban is. A merészen kísérletezők lelkes gárdája tehát nem csupán íróasztal mellett készül arra, hogy a diákok agyát az egységes természettudomány számára termékennyé tegye, hanem a tanulói kérdések pergőtűzében igyekszik a tervbe vett ismeretanyagot elsajátíttatni. A feladat sokrétűsége és nehézsége különleges szemináriumi forma létrehozását eredményezte. A kívülállókkal úgy érzékeltethetjük ezen tanári összejövetelek lényegét és hangulatát, hogy felsoroljuk ellátott funkcióit:

Továbbképzési jelleggel *előadásokat tartottak egyetemi oktatók*, hogy a résztvevők tudományos irányú érdeklődését kielégítsék, és elmélyülésüket segítsék. Egyetemen meg nem szerezhető élmény részeseivé avatták a hallgatókat: témakörükben új felfogású tárgyalást, szemléletmódot adtak, vagy a legújabb kutatási eredményeket ismertették. Modernül és gazdagon szemléltetett tárgyalásmódjukon látszott az a szándék, hogy mondandójuk felépítése, gondolatmenete vagy egy-egy gondolata, szemléltetése, elmondott kísérlete esetleg a középiskolába is átvihető legyen. Sok, eddig csupán definíciószerűen ismert fogalom vált teljesen megértetté, sok, számunkra eddig rejtett kapcsolat lett világos ezen előadások alatt.

A különleges gonddal összeállított előadásokon bemutatott új látásmódok a rokon tárgyakat tanító egye-

temi oktatókat is lelkesítették, lázba hozták: pompás szellemi élményt nyújtott, ahogy előttünk vitatkoztak, gondolkodtak a tudósok.

Beszámoltak a tanítási kísérleteket végzett *középiskolai tanárok* egyetemi kollégáikkal közösen kialakított oktatási elképzeléseikről és az azok tényleges megvalósítása során adódó tapasztalatokról, nehézségekről. A beszámolókat kérdések, tapasztalatcsere-átadások, tanácsadások, viták követték. E vitákat rendszerint a tematikus Fórumokon zárták le megnyugtatóan, de több esetben a vacsora utáni, éjszakába nyúló szakmai beszélgetésekre is maradt még téma.

A Tatán, Gyulán folyó munka *képet adott* a kívülállóknak, a szemináriumot meglátogató felelős beosztású tudományos és társadalmi vezetőknek a tanárok nagy vállalkozásáról, és *segített* újabb és újabb középiskolai *tanárokat bevonni* a lelkes kísérletező gárdába.

A már elkötelezettek — az oktatási kísérleteket folytatók és az újonnan bekapcsolódók — a demonstrációs és a tanulói kísérletekhez is konkrét ötleteket kaptak a több alkalommal tartott kísérleti és az oktatófilm-bemutatók alkalmával. Az anyagszerkezet középiskolai oktatásánál fő cél a sokoldalú, közvetlen tanulói tapasztalatszerzés, a tudomány kutatási módszereinek megismertetése. Tiszteletre méltó az oktatási kísérletben résztvevők ilyen irányú munkakedve és teljesítménye: a TIT budapesti Természettudományos Stúdiójának patronálásával kiállítás keretében *működés közben láthattunk sok-sok kísérletet*, olyanokat, amelyeket az elmúlt években csak hurokfilmen csodálhattunk meg, és olyanokat is, amelyek elvégzéséről csak ábrándozhattunk.

A szeminárium szervezőinek ötletgazdagságát mutatja az előadóteremben létesített *mini-kölcsönkönyvtár* is, amelyben a tárgyhoz kapcsolódó egyetemi jegyzeteket, praktikumokat, tanulmányokat, könyveket helyezték el.

Az 1974. évi gyulai szemináriumot az ELFT Oktatási Szakcsoportja a Magyar Kémikusok Egyesületével együttműködve szervezte, élvezvén az OPI és az MTA anyagi támogatását. Az *anyagszerkezet* II. osztályban tanítandó ismeretanyagának megfelelően az előadások jelentős része kémiai vonatkozású volt.

A hosszú, zsúfolt programot, a kánikulai meleget „feloldó foglalkozások" tették elviselhetővé: ismerkedési estek, tábortűz, szalonnasütés, fürdés, egész napos szarvasi illetve nagyváradi kirándulás, társasvacsora.

A szeminárium részletes programja:

Augusztus 15-én a TIT-szervezet gyulai székházában, az ország első TIT-bemutatótermében *Sas Elemér* megnyitotta az eszközkiállítást, amely ettől kezdve minden nap délután és este *Aradvári Péter* és *Mihály Zsuzsa* egyetemi hallgatók felügyelete mellett nyitva állt. A résztvevők a részletes leírások alapján bármelyik kísérletet maguk is elvégezhették. Így a kiállított kísérletek nagy száma ellenére is igen eredményes volt a TIT-bemutató, hisz a részletek megismerése alapján bárki a legtöbb jelenséget saját iskolájában reprodukálni képes. A későbbiek során három alkalommal volt plenáris bemutató. A fizikai vonatkozású kísérleteket *Ujj János* vezetésével *Varga László*, *Flórián-Szabó Zoltán*, *Rajkovics Zsuzsa* és *Sükösd Csaba* valamint *Juhász András* mutatták be. Síkbeli és térbeli modellkísérlet során, majd a valóságban láthattunk Brown-mozgást, ezután Franck—Hertz-kísérlet, elektrondiffrakció, fényelektromos jelenség, szilárdtest-golyós modell, elnyelési színkép pompás demonstrálása következett. A kémiai kísérletek hosszú sorát *Perczel Sándor* ügyes kezei közt láthattuk: a diffúzió különböző eseteit (még szilárdtest—szilárdtest között is!), hődisszociációt, jódkiválást, a kémiai folyamatok irányításának sokoldalú bemutatását. A harmadik alkalommal ismétlésként a tíz „legszebb" kísérletben gyönyörködhettünk.

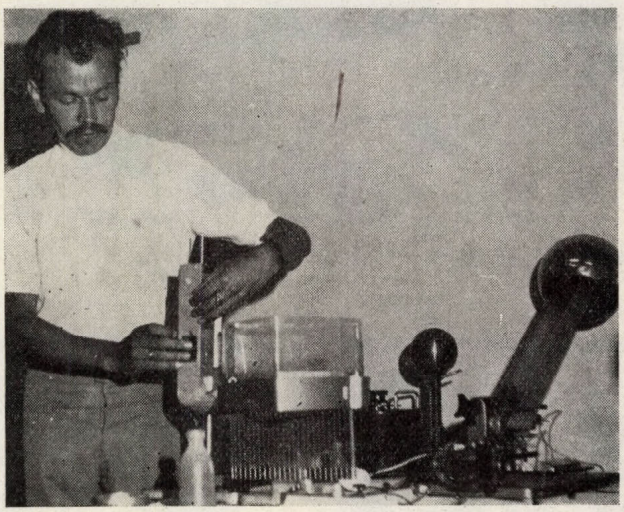
A szeminárium munkáját a Román Kollégium tanulójában nyitotta meg *Sas Elemér*. Az első napi programban „*A természettudomány tanítása*" MTA-tervezet ismertetése szerepelt. *Kedves Ferenc* a tervezet szerkezetét, *Csányi Vilmos* a biológiai, *Varga Ernő* pedig a kémiai vonatkozásokat ismertette. A Magyar Tudományos Akadémia történetében először fordult elő, hogy a minisztérium felkérte az MTA-t a közoktatás konkrét segítésére. Az Akadémia Elnökségi Közoktatási Bizottsága a tervezet készítésekor elsősorban arra ügyelt, hogy tudományosan helyes legyen a középiskolában bevezetendő tananyag, azonban nem zárkózott el módszertani kérdések elől sem.

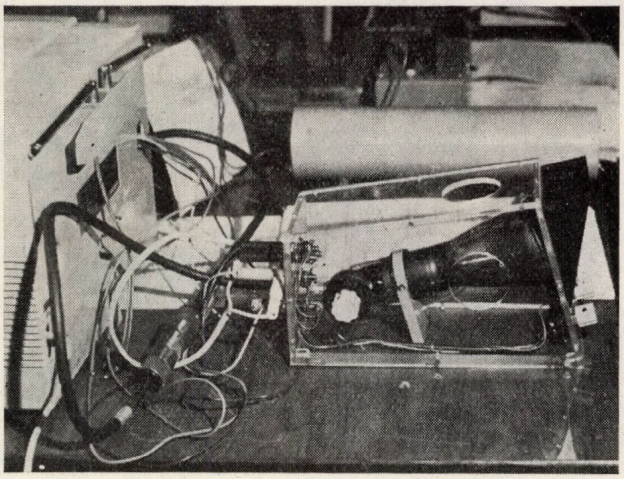
A *tudományos előadások sorát Károlyházi Frigyes* nyitotta meg. Három alkalommal adott elő kvantummechanikai és statisztikus mechanikai kérdéseket. A lendületes magyarázatok megértéséről a hallgatóságnak folyamatosan tájékoztatni kellett az előadót.

Az OPI részéről két előadás hangzott el: *Varga Lajos Az általános iskola 5. osztályos tanulók elektromosságtani előismereteinek vizsgálatáról* tartott feladatlap-kitöltéssel egybekötött beszámolót; *Kontra György* pedig *A természettudomány és kommunikáció* címmel kötötte le színes előadásával a hallgatóságot.

A kémiai reakciók kinetikájáról és mechanizmusáról *Kőrös Endre* beszélt, a reakciók terjedését, a kémiai hullámokat szép dia-képeken mutatta be. *Marx György* két előadással örvendeztetett meg bennünket: *Atomok és molekulák* címmel az írásvetítő igazi alkalmazására adott példát az atomok elektronszerkezetének színes-rajzos bemutatásával, a *Kvantumlétra* ismertetése pedig megkönnyítette a kvarkokig történő feljutásunkat, hogy az igen nagy energiák magasságából nézve világossá váljék a természettudományok integrált oktatásának szükségessége.

A molekulaszerkezet megértésére alkotott új modellt, az 1973-ban közzé tett *Gillespie-módszert Török Ferenc* ismertette.





A kristályszerkezeti modellépítés új útjait mutatta be *Boksay Zoltán Halmazok* c. előadásában a ping-pong labda-rétegek és műanyag golyók variálható felhasználásával.

A fehérjékről, azok térbeli szerkezetéről *Medzihradszky Kálmán* beszélt lendületes, szellemes stílusban.

Kajtár Márton a *sztereokémia* születésének 100. évfordulója tiszteletére meggyőzte a hallgatóságot, hogy a *szerves kémia* nagy lexikális anyaga logikusan is elrendezhető a térbeli organizáció alapján.

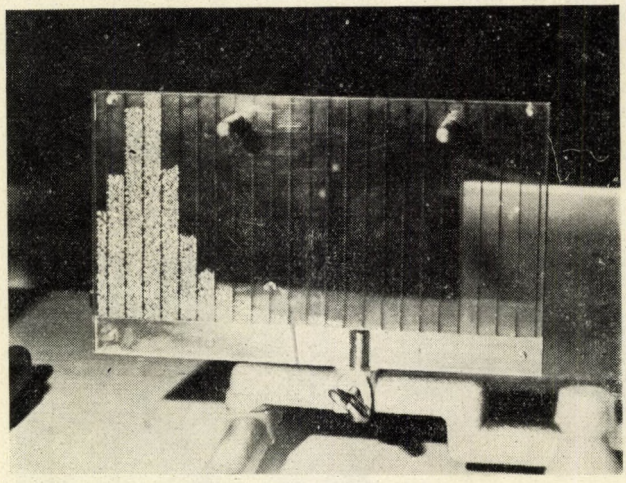
Erdey-Grúz Tibor, az MTA elnöke a *kémiai kötésekről* tartott igen világos, áttekintő előadást.

Szentágothai János a hetvenes évek nagy problémájáról, az *agyról* beszélt *Az idegrendszer organizációjának egy modellje* címmel.

A tanári beszámolók sorát *Csákány Antalné* nyitotta meg. Témája: *A hőmérséklet tanítása. Gulyás Sándorné Az anyaghullámok tanításáról, Tóth Eszter A kémiai kötésekről, Lénárd Gábor Az anyagszerkezet tanításának néhány pedagógiai vonatkozásáról* beszélt. *A halmazok tanításáról Kiss Margit, A kémia tanítási problémáiról Szereday Éva*, az *Egységes egységek és egységes nyelv* kérdéséről *Kárpáti László* tartott előadást.

A *tematikus fórumok* csatlakoztak a tanári beszámolókhoz. A *modellezés kérdéseiről Sas Elemér*, a *hőtani problémákról Radnai Gyula*, az *anyaghullámok tanításáról Kovács László*, a *halmazokról Boksay Zoltán*, a *kémia és az anyagszerkezet összefüggéseiről Pálfalvi Aladárné* vezetett fórumot.

Kedves Ferenc augusztus 23-án, az utolsó előtti szemináriumi napon *összefoglaló fórumot* tartott, majd 24-én a kísérletekben résztvevő tanárok évközi megbeszélései időpontjának rögzítésével és *konklúzió*val zárta a szemináriumot.







MOLEKULÁRIS BIOLÓGIAI ŐSZI ISKOLA

Németh Judit

Szeptember 30—október 5 között a magfizikai szakcsoport javaslatára az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Biofizikai bizottsága és a Biofizikai Társaság őszi iskolát rendezett Visegrádon „Molekuláris Biológia" címmel. Az iskola célja az volt, hogy biológia iránt érdeklődő fizikusok és a biológia egyéb területeivel foglalkozó biológusok, vegyészek, orvosok a molekuláris biológia elemeiről összefüggő előadássorozatot nyerjenek. Egy héten át napi hat óra előadásban hallottunk a kémiai kötések természetéről (Marx György), biológiai molekulák előállításáról (Friedrich Péter), alapvető biokémiai folyamatokról (Csányi Vilmos), a DNS és RNS-ről (Kari Csaba), fehérjékről (Závodszki Péter), lipidekről (Vető Ferenc), a kódolásról (Udvardi Andor), regulációról (Dénes Géza), immunológiáról (Gergely János), immutációról (Rontó Györgyi) és a sejtről (Fodor András).

Az esti órákban néhány érdekesebb témáról hallottunk, így az élet keletkezéséről (Garany András), a fotoszintézisről (Láng Ferenc) és viselkedési genetikáról (Csányi Vilmos). Részt vett néhány napig az iskolán a hazánkba látogató Tisza László is, aki a biológia és fizika kapcsolatáról tartott előadást.

Az előadások érdekesek, érthetők voltak, a program összefüggő és átgondolt, amit az bizonyít legjobban, hogy a zsúfolt program dacára a mintegy 80 hallgató 95%-a minden előadáson jelen volt. Ez jelentős részben az iskola szervezőjének, Keszthelyi Lajosnak az érdeme.

VI. MAGFIZIKAI NYÁRI ISKOLA, SZOMBATHELY
NEHÉZ-ION REAKCIÓK

Csernai László

A Magfizika és Alkalmazásai Szakcsoport 1974. aug. 25. és 31. között rendezte meg magfizikai nyári iskoláját. Ez a magfizikusok körében már egy régi hagyomány folytatása. Az 1966-ban, Debrecenben tartott első rendezvény után Sárospatakon, majd három ízben Tihanyban volt hasonló, azzal a céllal, hogy a magfizikában aktuális problémákból egy témakört kiragadva, arról széles körű tájékoztatást nyújtson. A nyári iskolák jelentőségét növeli, hogy jó alkalom a debreceni és a budapesti magfizikusok találkozására.

A szombathelyi nehéz-ion reakciókról szóló, egy olyan területet ismertetett meg a résztvevőkkel, amely iránt az érdeklődés világszerte egyre növekszik, de hazánkban még kevéssé ismert. Az előadók általában a felkészülés alatt ismerkedtek meg a tárgykörrel — nem saját munkáikat ismertették. Így nagyobb feladat hárult rájuk, de megérte a fáradságot, mert igen értékes előadásokat hallottunk. Nehéz ionoknak nagy energiával történő összeütközése során a maganyag olyan állapotai jönnek létre, amelyeket más körülmények között nem lehet létrehozni: egyrészt igen nagy gerjesztési energiájú, másrészt nagy impulzusmomentumú állapotok. Így a nehézion reakciók vizsgálatával, az eddig csak jószerivel alapállapotok közelében ismert maganyag alapvetően új tulajdonságainak megismerésére nyílik lehetőség. Jó összefoglalást adtak a nehéz-ion reakciók félklasszikus leírásáról, rugalmas és rugalmatlan szórásaikról, valamint az ekkor fellépő compound (közbenső) folyamlatokról tartott előadások.

A nehéz-ion reakciókban létrejövő transzfer folyamatokról, a hasadás és a nehéz-ion reakciók kapcsolatáról, továbbá a fúzióról is esett szó. Egy figyelemre méltó elméleti lehetőségről: a maganyagban ilyen reakciók hatására létrejövő lökéshullámokról és következményeikről is hallhattunk.

Az elhangzott beszámolók többsége elméleti jellegű volt, de néhány kísérletről is tájékoztatást kaptunk. A transzfer folyamatokról, a stabilitási sávtól távoleső izotópok létrehozásáról és nagy energiájú nehéz-ion kísérletekről tartott előadások kapcsán sok kísérleti lehetőségre és problémára derült fény.

A szervezés minden téren kitűnően sikerült, és ez a rendező bizottság érdeme. A Szombathelyi Tanítóképző Intézet és kollégiuma ideális feltételeket biztosított az iskolának.

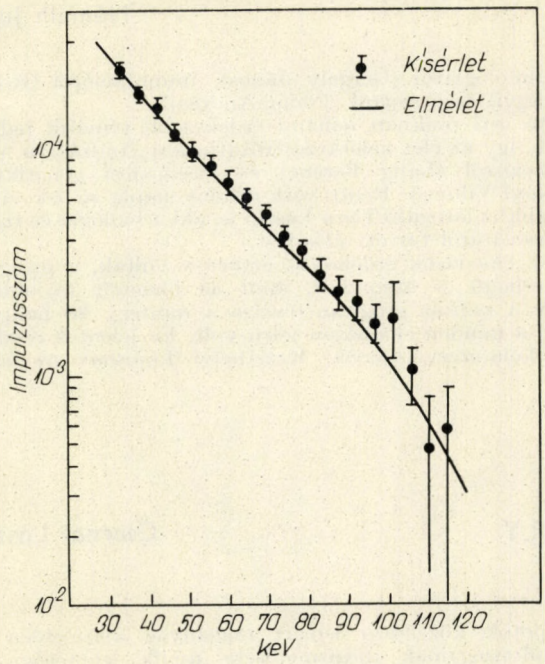
EREDMÉNYEK

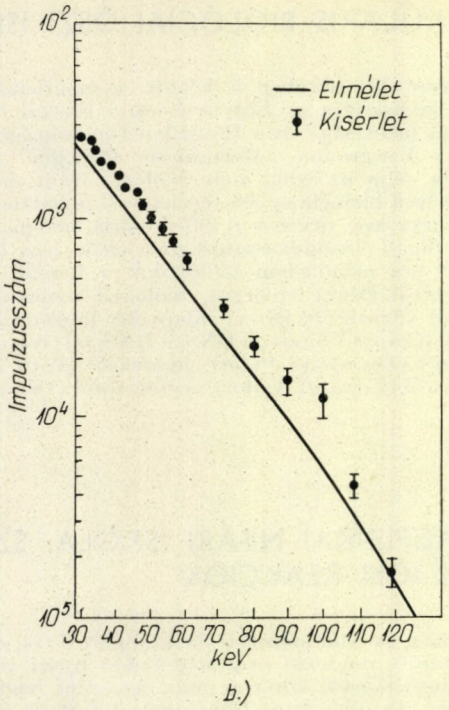
A GYENGE ÉS ELEKTROMÁGNESES KÖLCSÖNHATÁSOK EGYMÁSRA HATÁSÁRA VONATKOZÓ FELTEVÉSEINK PONTOSABB IGAZOLÁSA

Ismeretes, hogy a radioaktív béta-bomlásokban mindig fellép egy folytonos energiaeloszlású elektromágneses sugárzás az ún. belső fékezési sugárzás (intenzítása mintegy 10^{-2} — 10^{-5} a bomlások számához viszonyítva függően a rendszámtól és a bomlás maximális energiájától), amelyet az okoz, hogy a béta-bomlást létrehozó gyenge kölcsönhatáson kívül a magban mindig jelen van az elektromágneses tér is és a két alapvető kölcsönhatás egymásra hatása hozza létre a szóban forgó sugárzást.

A jelenségre számos vizsgálat történt már az elmúlt évtizedekben (felfedezése Aston nevéhez fűződik, 1927), különösen az utóbbi években. Jelentős haladás történt mind kísérleti téren, mind a folyamat megértése, értelmezese terén (lásd pl. Fiz. Szemle *19* 1969. p. 111). Ha a mérésekben ténylegesen magára a jelenségre, illetve az azt létrehozó alapvető kölcsönhatásokra akarunk információkat kapni, akkor olyan bomlásokat kell választanunk, amelyekben zavaró magszerkezeti hatások nem jelentkeznek. Ilyen esetek lennének elsősorban az ún. kedvezően megengedett béta-bomlások (kicsi, 3—4 a logft érték). Történt is két ilyen vizsgálat, azonban általában itt a felezési idő olyan rövid, hogy megfelelő pontosságú kísérleti spektrumot kapni alig lehetséges. A legcélravezetőbb lenne az igazi megengedett átmenetekben (logft 5 körül) végezni el a megfelelő vizsgálatokat. Sajnos éppen itt igen kevés a vizsgálat és azok is meglehetősen régiek és nem kielégítő pontosságúak.

Legújabban az ATOMKI-ben, Debrecen az S—35





tiszta béta-bomlása esetében (log ft = 5,0) vizsgálták meg a belső fékezési sugárzás spektrumát a kísérleti technikát több vonatkozásban is lényegesen tökéletesítve. Mindenekelőtt a béta-bomlásból eredő elektronokat egy speciálisan tervezett transzport-mágnessel távolították el úgy, hogy lefékeződésükkor keletkező külső fékezési sugárzás ne zavarhassa a belső fékezési sugárzási méréseket. Ugyanakkor a sugárzás detektálására, spektrális eloszlásának vizsgálatára Ge(Li) detektor lett alkalmazva, továbbá a kiértékelésnél megfelelő számítógépes programot használva a kísérleti spektrum korrigálására, hogy az elméleti eloszlással összehasonlítható legyen. Különös gonddal történt a forrás preparálása (5—6 $\mu g/cm^2$), a megfelelő vékonyságú hátlap kiválasztása (8 $\mu g/cm^2$) és a minél kevesebb anyagot tartalmazó forrás) tartó kialakítása. A transzport-mágnes fényképe a Ge(Li-detektorral és a mérési elrendezéssel a címlapon látható.

A vizsgálatok eredményeképpen kiderült, hogy a korábbi eltérések döntő része a meg nem felelő kísérleti körülmények miatt fellépő külső fékezési sugárzástól ered. Az ábra nagyon szemléltetően mutatja a korábbi legpontosabb mérés és a szóban forgó mérés adatainak egyezését, ill. eltérését az elmélettől. Az itt röviden ismertetett legújabb mérés azt bizonyítja, hogy alapvetően helyes a felfogásunk a belső fékezési sugárzás létrejöttéről és így a gyenge és elektromágneses kölcsönhatások egymásrahatásáról. Mindenesetre további még pontosabb mérésekre van szükség. *B. D.*

A RYDBERG-ÁLLANDÓ ÚJABB MEGHATÁROZÁSA

A természet alapvető állandóinak egyre pontosabb meghatározása izgalmas és nehéz, de mind az alapvető kutatások, mind a gyakorlat számára igen fontos feladat. Ismeretes a közelmúlt nagyszerű eredménye: a fénysebesség értékének új, a korábbinál jóval pontosabb meghatározása a lézertechnika segítségével. Most egy másik alapvető állandó, a Rydberg konstans új, a korábbinál egy nagyságrenddel nagyobb pontosságú meghatározásáról jött hír. A pontosság növelését ugyancsak a lézertechnika tette lehetővé.

A Rydberg-állandó eddig is egyik legpontosabban ismert alapállandónknak számított. Az $R = me^4/4\pi\, h^3c$ összefüggés alapján más atomi állandók meghatározására is fel lehetett használni. Számértékét korábban a hidrogén és deutérium atom Balmer-vonalain végzett nagy pontosságú hullámhosszméréssel határozták meg többen is — köztük 1968-ban hazánkban — egyre növekvő mérési pontossággal. Mindig problematikus maradt azonban a Balmer vonalak finomszerkezete. A komponensek ugyanis a Doppler-effektus miatt többé-kevésbé összeolvadtak, s ezért egy komponens pontos hullámhosszát, ill. ebből a Rydberg-állandó értékét csak számítással, az eredő vonalprofil szétbontásával sikerült megkapni Ez szisztematikus hibák forrása lehetett.

1969-ben *Taylor, Parker és Langenberg* (The Fundamental Constans and Quantum Electrodynamics, Academic Press, 1969) az összes korábbi mérés alapján meghatározta a Rydberg-állandó (végtelen magtömegre vonatkoztatott) optimális értékét: R_∞ (1969) = 109 737, 312 $\pm$ 0,01 cm^{-1}. A mérési hibakorlátot — az említett lehetséges szisztematikus hibák miatt — a ténylegesnél kétszer nagyobbra választották, tehát R_∞ pontosságát 0,1 ppm-nek vették.

Az új meghatározás *T. W. Hänsch* és munkatársai nevéhez fűződik (Phys. Rev. Letters *32*, 1336—1340, 1974.).

A stanfordi egyetemen elvégzett mérésükben egészen újszerű módszert alkalmaztak: hangolható, igen kicsi, kb. 30 MHz sávszélességű festéklézer abszorpcióját vizsgálták a Balmer sorozat H_α vonala tartományában, az ún. „telítési spektroszkópia" felhasználásával. Ennek lényege, hogy szembehaladó, monokromatikus fényhullámok és atomok kölcsönhatásában a vonalközépben elnyelni képes — tehát nyugvó — atomoknak

kitüntetett szerepük van. Ilymódon a Doppler effektus teljesen kiejthető, és Hänschék egy gyenge gázkisülési plazma abszorpcióját mérve meg tudták határozni a H_α vonal valamennyi komponensének vonalközéppontját közvetlenül, minden összeolvadás nélkül. A hullámhosszak méréséhez standardként jódgőzzel stabilizált He-Ne lézert használtak fel. A sok mérésből nyert átlagérték: R_∞ (1974) = 109737,3143 ± 0,001 cm^{-1}, ahol a hibakorlátnál már esetleges szisztematikus hibákat is figyelembe vettek. Összehasonlítva az 1969-es és 1974-es mérési eredményeket, látható, hogy az új adat valóban egy nagyságrenddel pontosabb (0,001 ppm), de egyben megnyugtató, hogy igen jól egyezik a korábban — klaszszikus optikai úton meghatározott — értékkel. Ez újból mutatja a spektroszkópiai mérések nagy megbízhatóságát.

Érdemes azonban megemlíteni, hogy a mérések további pontosításának fő korlátja jelenleg éppen a spektroszkópiai hosszmérés alapjául szolgáló Kr^{86} hullámhosszstandard reprodukálhatóságának korlátaiban van. A stabilizált hullámhosszú lézerek ennél megfelelőbbnek ígérkeznek. E technika további fejlődése talán lehetővé teszi majd a pontosság további növelését.

Cs. L.

KÖNYVEK

GOMBÁS PÁL:

FIZIKA MÉRNÖKÖK SZÁMÁRA

Akadémiai Kiadó, Bp. 1971. 564 old.

A Budapesti Műszaki Egyetem nagynevű professzorának ez a középterjedelmű kézikönyve — speciális fejezetektől eltekintve — felöleli az általános fizikának mindazokat a fejezeteit, amelyekre a gyakorló mérnöknek szüksége lehet, ha egy kicsit mélyebben is bele kíván tekinteni azokba a kérdésekbe, amelyeket a mérnöki gyakorlat lépten-nyomon elébe tár. Ezek a fejezetek: mechanika, relativitáselmélet, hangtan, hőtan, elektrodinamika, fénytan, atomfizika. Legrövidebb, mindössze 11 oldal, a relativitáselmélet alapfogalmait vázlatosan ismertető második fejezet, leghosszabb az elektromossággal foglalkozó ötödik fejezet: 169 oldal. A könyv végén rövid függelék foglalkozik a szövegben felhasznált néhány matematikai tétellel és fogalommal, valamint a különböző mértékrendszerekkel.

A fizika tárgy oktatása világszerte hevesen vitatott kérdés napjainkban. Ennek egyik fő oka az, hogy példátlan arányban szaporodik, kb. 8—10 évenként megduplázódik, az ismeretanyag, az emberi agy befogadóképessége pedig korlátozott. Kézenfekvő arra gondolni, hogy a hagyományos módszerek nem megfelelőek és mindenfelé keresik a csodatevő újat. E rendkívül nehéz feladat megoldásában a Szerző szerencsés meglátással az alapfogalmak világos kifejtésére helyezi a fősúlyt, így vértezvén fel az olvasót a későbbi helyes alkalmazásokra.

A könyv nem törekszik, az adott terjedelem mellett nem is törekedhetik teljességre. Bizonyára vannak az olvasók között, akik meghiányolják egyik, vagy másik fejezet vagy részlet kimaradását; de aligha akad, aki jó reménységgel vállalkozhatnék a bepótlásra a terjedelem lényeges megnövelése nélkül.

Tekintettel van a Szerző a szerényebb igényű és felkészültségű olvasóra azzal, hogy megjelöli a nehezebb fejezeteket, amiket el lehet hagyni a fennmaradó részek megértésének veszélyeztetése nélkül. Referens, maga is volt Ortvay tanítvány, örömmel fedezte fel helyeként a könyvben *Ortvay Rudolf* kitűnő elméleti fizikai előadásainak hatását. Ha teszünk egy-két változtatási javaslatot az alábbiakban, csak a könyv használhatóságának javítása érdekében tesszük, különös tekintettel a gyakorló mérnök igényeire.

Nem látjuk célszerűnek a CGS-rendszer előnyben részesítését, csaknem kizárólagos használatát. Bármennyire tiszteletreméltóak is azok az elvi szempontok, amelyeket a CGS-rendszer hívei fel szoktak hozni a rendszer életbentartása érdekében; és bármennyire igaz az a tapasztalati tétel, hogy valami begyökeresedett szokásnak, itt a CGS-rendszer használatának, elhagyása időigényes folyamat, mégis azt kell mondanunk, hogy egy mérnökök számára írt fizikakönyvben az SI tudatosan következetes használata lenne a célszerűbb. Van a fizikában, és éppen az alapfogalmak megértésében, elég sok komoly tárgyi nehézség, még ha nem is bonyolítjuk tovább a helyzetet olyan kérdésekkel, mint pl. hogy hogyan is képzeljük el azt a bizonyos $cm^{3/2}\ g^{1/2}\ s^{-1}$ egységet, amivel mérnünk kellene — mondjuk — az elektron töltését.

A könyv remélt második kiadására gondolva teszünk még egy további javaslatot. A fogalmi tisztaság érdekében célszerű volna következetesen gondolni az ún. egységekre vonatkoztatott mennyiségek szigorúan pontos használatára. Nem mondanánk pl., hogy a gyorsulás a sebességvektor időegységre vonatkoztatott változásának a határértéke (20 old.), hogy a nyomás a felületegységre ható erő (99 old.), hogy a térerősség a pozitív egységnyi töltésre ható erő (228. old.), vagy, hogy az áramerősség a vezető keresztmetszetén az időegység alatt áthaladó töltés (357. old.), és végül, hogy a megvilágítás erössége alatt a felületegységre eső fényáramot értjük (391. old.) stb. A kérdés részleteit illetően hivatkozunk Referensnek a Magyar Fizikai Folyóirat VII. kötetében (1959) megjelent idevonatkozó cikkére.

A könyv újabb kiadása módot adna továbbá néhány stiláris módosításra (27. old.: ...abból, hogy $F = ma$ és hogy az a vektor, nem következik, hogy F is vektor, mert az az eset is fennállhatna, hogy m megváltozik...; 262. old.: ...kilépő erővonalak száma 4 πm; stb.), valamint az itt-ott előforduló sajtóhibák, vagy rajzbeli hiányok és nem-egyezőségek korrigálására. Ugyancsak el lehetne kerülni, hogy fizikai mennyiségeket csupán számértékükkel adjuk meg a megfelelő egységek nélkül, mint pl. a 270. oldalon vagy a 285. oldalon közölt táblázatokban.

Ismételjük, hogy a könyvet jelen formájában is nagyon értékes összefoglalásnak tartjuk és alkalmasnak arra, hogy belőle műszaki értelmiségünk felfrissítse és megszilárdítsa fizikai alapismereteit. Az Akadémiai Kiadót dicséret illeti meg a könyv ízléses kiállításáért.

Bukovszky Ferenc

KÜLFÖLDÖN MEGRENDELHETŐ AZ ALÁBBI CÍMEKEN A FOLYÓIRAT:

ANGLIA:

THE DANUBIA BOOK COMPANY,
58, Chatsworth Road *LONDON NW2 4DD*

AUSZTRÁLIA:

COSMOS BOOK AND RECORD SHOP,
145 Acland St. *St. KILDA, Vic. 3182*
GLOBE AND CO.,
694—696 George St., *SYDNEY NSW 2000*

AUSZTRIA:

RUDOLF NOVÁK GmbH.,
Köllnerhofgasse 4., *A-1011 WIEN I.,*

BELGIUM:

„DU MONDE ENTIER" S. A.,
Rue du Midi 162 *B-1000 BRUXELLES*

BRAZILIA:

LIVRARIA D. LANDY LTDA.,
Rua 7 de Abril, Caixa Postal 7943.
01000 SAO PAULO

KANADA:

DÉLIBÁB FILM AND RECORD STUDIO
19, Prince Arthur Street West,
MONTREAL 130. Que.
PANNONIA BOOKS,
P.O. Box 1017 Postal Station „B"
TORONTO, Ontartio M5T 2T8
HUNGARIAN IKKA AND TRAVEL SERVICE,
1234 Granville Street, *VANCOUVER 2, B.C.*

DÁNIA:

HUNNIA BOOKS AND MUSIC,
Norrebrogade 182 I tv. *KOBENHAVN*

FINNORSZÁG:

AKATEEMINEN KIRJAKAUPPA,
Keskuskatu 2. *SF 00100 HELSINKI 10.*

FRANCIAORSZÁG:

SOCIÉTÉ BALATON,
12, Rue de la Grange Bateliere *75 PARIS IXe*

HOLLANDIA:

CLUB QUALITON,
Prinsenstraat 26. *AMSTERDAM*

JUGOSZLÁVIA:

FORUM,
Vojvode Misica broj 1. *NOVI SAD*

NORVÉGIA:

A/S NARVESENS LITTERATUR TJENESTE,
P.O. Box 6140 Etterstad *OSLO 6.*

NÉMET SZÖVETSÉGI KÖZTÁSASÁG:

UJVÁRY — GRIFF,
8000 MÜNCHEN 81. Titurelstr. 2.
MUSICA HUNGARICA,
8 MÜNCHEN 40., Agnesstrasse 45

SVÁJC:

METROPOLITAN VERLAG,
Teichweg 16. *CH-4142 MÜNCHENSTEIN*

SVÉDORSZÁG:

A.B. NORDISKA BOKHANDELN,
Alströmergatan 22. *101 10 STOCKHOLM*

AMERIKAI EGYESÜLT ÁLLAMOK

CENTER OF HUNGARIAN LITERATURE
4418 — 16th Avenue *BROOKLYN, N.Y. 11204*
HUNGARIAN BOOKS AND RECORDS,
11802 Buckeye Road *CLEVELAND, Ohio 44120*

VENEZUELA:

LOUIS TARCSAY,
Calle Iglesia Ed Villoria, Apt. 21-105. C. 24.
CARACAS

Index: 25.289

A szerkesztésért felel: Turiné Frank Zsuzsa
Szerkesztőség: Budapest V., Anker köz 1. Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Távbeszélő: 227—040
A kiadásért felelős: Siklósi Norbert igazgató
Kiadja a Lapkiadó Vállalat, Budapest VII., Lenin körút 9—11. Levélcím: 1906. postafiók 223 Távbeszélő: 221—293
74.1111 Akadémiai Nyomda Budapest V., Gerlóczy utca 2. — Felelős vezető: Bernát György
Terjeszti a Magyar Posta, Előfizethető bármely postahivatalnál, a kézbesítőknél, a Posta hírlapüzleteiben és a Posta Központi Hírlap Irodánál (KHI, 1900 Budapest V., József nádor tér 1.) közvetlenül vagy postautalványon, valamint átutalással a KHI 215-96162 pénzforgalmi jelzőszámlára
Előfizetés egy évre 72,— Ft: egyes szám ára 6,— Ft. Megjelenik havonta