

MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ
INTÉZETÉNEK

A

MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ
INTÉZETÉNEK
KÖZLEMÉNYEI

2/4.

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADEMIA
 KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK
 K Ö Z L E M É N Y E I

Erő János, Gáspár Rezső, Haiman Ottó, Mátrai Tiber

Nagy László és Tari László

közreműködésével szerkeszti:

Faragó Péter

2. évfolyam 4. szám

1954. augusztus-szeptember

T A R T A L O M J E G Y Z É K

	Oldal
Bevezető	415
1. Beronkay Attila és Trummer István: Elektronikus észlelő és mérőberendezés monokromátornak spektrofotométerre való kiegészítéséhez	419
2. Dullien Ferenc: Korszerű nagy fényerejű megvilágító műszer kismennyiségű anyagok kombinációs szóródási /Raman/ szinképének felvételére.	425
3. Falta Éva és Láng László: Fenantrén származékok elnyelési szinképének vizsgálata	431
4. Kiss Á. István és Muth Béla: Heteroatomot tartalmazó szerves vegyületek elnyelési szinképről	441
5. Trummer István: A relativ abszorpciómérés új kísérleti módszerei	451
6. Láng László és Vizesy Mária: Újabb vizsgálatok ultraibolya elnyelési szinképek fényképezési módszerrel történő felvételére	459
7. Sándor Tamás és Somogyi Antal: Kiterjedt légizapórok hőmérsékleti effektusának mérése	466
8. Szamosi Géza: Nukleonok kvantumstatistikájáról....	474

II.

	Oldal
9. Jánossy Lajos és Nagy Kázmér: A kvantummechanikai Einstein-paradoxon egy következménye	482
10. Bozóki György és Fenyves Ervin: Vizsgálatok GM-csővek megszólalási valószínűségére vonatkozóan	491
11. Kisdí Dávidné: A mikrotron működésének néhány kérdéséről	499
12. Barna Péter és Groma Géza: Egy egyszerű módszer gyors elektronok energia eloszlásának vizsgálatára	507
13. Horváth Miklós: Jelalak vizsgálata protonok mágneses nyomatékának mérésénél	513
14. Mérey Imre: 800 kV-os kaszkádgenerátor	520
15. Pásztor Endre és Siegler Jánosné: Nehéz részek gyorsításánál fellépő fókuszálási és vákuum problémák	528
16. Demeter István, Kostka Pál és Nagy Tibor: Elektron-gyorsítás Van de Graaff-generátorral.....	534
17. Erő János: Nagyfrekvenciás ionforrás energiaeloszlása	541
18. Szentpétery Imre: Deutérium analízis tömegspektrográffal	546
19. Czike Kálmán és Fodor Józsefné: Deutériumoxid mentes víz előállítása II.	552

--- . ---

B E V E Z E T Ő

Az Eötvös Lóránd Fizikai Társulat 1954. szeptember 22-24-én tartott harmadik vándorgyűlésén az Intézet számos kutatója számolt be a legutóbbi időben elért eredményeiről. Osztályok szerint csoportosítva az alábbi előadások hangzóttak el:

Kozmikus Sugárzási Osztály:

Jánossy Lajos: A kozmikus sugárzás.

Sándor Tamás - Somogyi Antal: Kiterjedt légizáporok hőmérsékleti effektusának mérése.

Békéssy András - Jánossy Lajos - Pál Lénárd: Megjegyzések a kaszkádelmélet diffúziós egyenletének problémájához.

Szamosi Géza: Nukleonok kvantumstatisztikájáról.

Jánossy Lajos - Nagy Kázmér: A kvantummechanikai Einstein-paradoxon egy következménye.

Ádám András - Jánossy Lajos - Varga Péter: Koherens fénynyalábokban haladó fotonok koincideneciái. /KFKI Közlemények. 1954.3.sz./

Bozóki György - Fenyves Ervin: Vizsgálatok GM-csövek megszólalási valószínűségére vonatkozóan.

Kiss Dezső - Szivek János: Univibrátorok holtidejének mérése.

Náray Zsolt: Vizsgálatok fotomultiplierek jel/zaj viszonyának növelésére.

Spektroszkópiai Osztály:

Boronkay Attila - Trummer István: Elektronikus észlelő és mérőberendezés monokromátornak spektrofotométerre való kiegészítéséhez.

- Dullien Ferenc: Korszerű nagy fényerejű megvilágító
műszer kismennyiségű anyagok kombi-
nációs szóródási /Raman/ szinképének
felvételére.
- Bardócz Árpád: Egyetemes beállithatóságú elektronikus
vezérlésű spektroszkópiai szaggatott
ívgerjesztő /S.a. a M.Fiz.Folyóirat-
ban/
- Scari Ottó: A BiO molekula szinképének vizsgálata
/KFKI Közl. 1954. 1. sz./
- Láng László - Falta Éva: Fenantrén származékok el-
nyelési szinképének vizsgálata.
- Kiss Á. István - Muth Béla: Heteroatomot tartalmazó
szerves vegyületek elnyelési szin-
képéről.
- Trummer István: A relativ abszorpciómérés új kísér-
leti módszerei.
- Láng László - Vizesy Mária: Újabb vizsgálatok ultra-
ibolya elnyelési szinképek fényképe-
zési módszerrel történő felvételére.

Elektromágneses Hullámok Osztálya:

- Kisdi Dávidné: A mikrotron működésének néhány kér-
déséről.
- Barna Péter - Groma Géza: Egy egyszerű módszer gyors
elektronok energia eloszlásának vizs-
gálatára.
- Horváth Miklós: Jelalak vizsgálata protonok mágneses
nyomatékának mérésénél.
- Hedvig Péter - Kurucz István: Dielektromos mérések
mikrohullámu interferométerrel.
/KFKI Közlemények. 1954. 3. sz./

Atomfizikai Osztály:

Mérey Imre: 800 kV-os kaszkádgenerátor.

Kálmán Gábor - Varga László: Kaszkádgenerátor nagyfrekvenciás fűtéssel. /KFKI Közlemények. 1954. 3. sz./

Pásztor Endre - Siegler Jánosné: Nehéz részek gyorsításánál fellépő fókuszálási és vákuum problémák.

Demeter István - Kostka Pál - Nagy Tibor: Elektron-gyorsítás Van de Graaff-generátorral.

Erő János: Nagyfrekvenciás ionforrás energiaeloszlása.

Roósz József - Várkonyi Lajos: Két ionforrás típus kísérleti összehasonlítása. /KFKI Közl. 1954. 3.sz./

Szentpétery Imre: Deutérium analízis tömegspektrográffal.

Czike Kálmán - Fodor Józsefné: Deutérium /hidrogén szeparációs tényezőjének vizsgálata viz elektrolízisének. /I. rész. KFKI Közl. 1954. 2. sz./

Radiológiai Osztály:

Haiman Ottó: Kis neutron-intenzitások mérése számlálással.

Tari László: Kéz és láb rádióaktív szennyeződését mérő készülék.

Ember György: Herdozható GM-csöves sugárvédelmi készülékek.

Techet Egonné: Különböző szigetelők viselkedése elektrosztatikus szempontból.

Ferromágneses osztály:

Pál Lénárd: Domén-fal eltolódások dinamikája.

Lengyel Béla: Ferromágneses fémporok, vagy ötvözeteik előállítása, tetszőleges finomságu eloszlásban, organikus sókból.

A fenti előadások között volt olyan, amelynek a tartalma nem tért el lényegesen a Közleményeinkben már korábban megjelent dolgozatétól és egyesek a legközelebbi jövőben más helyen jelennek meg. Ezeket a fenti felsorolásunkban feltüntettük. Azokat a dolgozatokat, amelyek megjelenése más folyóiratban csak távolabbi időben várható, jelen számunkban és a következő számunkban közöljük, egyeseket a vándorgyűlésen elhangzott eredeti formában, másokat pedig bővített változatban.

A SPEKTROSKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: KOVÁCS ISTVÁN

Elektronikus észlelő és mérőberendezés monokromátor- nak spektrofotométerre való kiegészítéséhez

Írta: Beronkay Attila és Trummer István

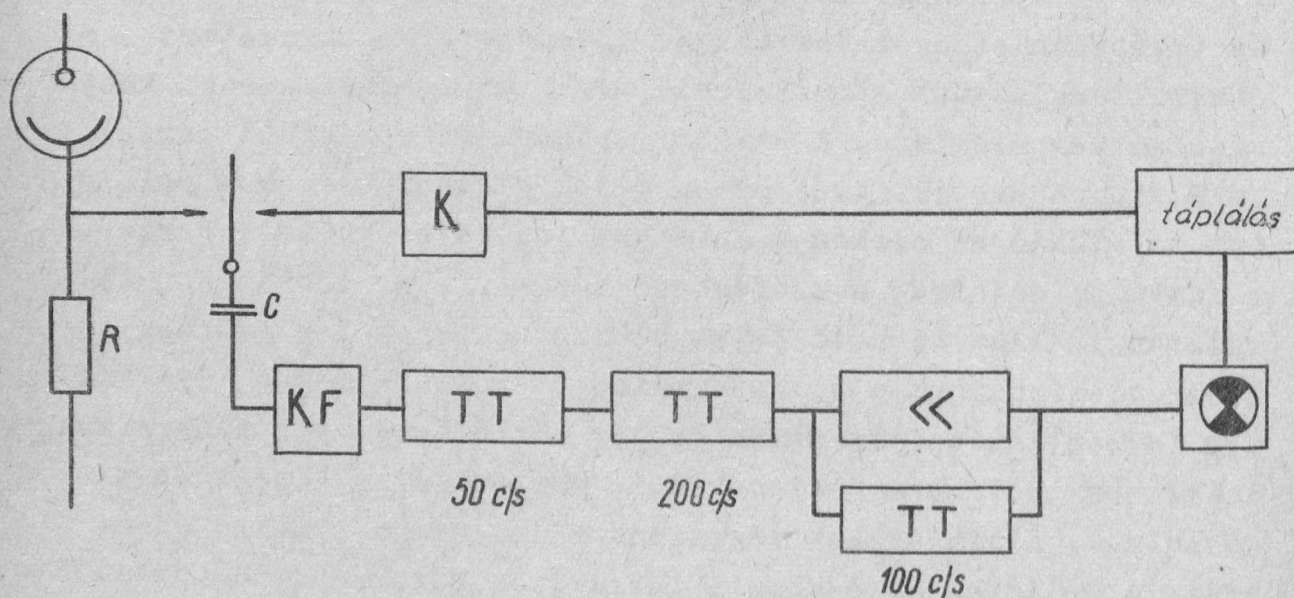
A szerkezetkutatásban abszorpciós szinképek felvételére, a kvantitatív kémiai analízisben pedig koncentráció meghatározásra használatos modern, gyors módszer, a spektrofotométeres mérés. Az eljárás egyetlen hátránya, hogy kiviteléhez jól működő, pontos spektrofotométerre van szükség. Hazai viszonylatban ilyen berendezés beszerzése nehézségekbe ütközik.

Intézetünkben már az elmúlt évben indult meg egy spektrofotométer összeállítása azzal a célkitűzéssel, hogy pontosságban felvegye a külföldi gyári készülékekkel a versenyt.

A spektrofotométer két főrésze a monokromátor és az észlelőberendezéssel összefüggő fotométer. Monokromátort nem óhajtottunk magunk előállítani, mivel ez a műszerpiacon könnyebben beszerezhető. A kitűnő minőségű és rendkívül pontos YM-2 típusú szovjet gyártmányú monokromátornak számos példánya található az ország tudományos intézeteiben és laboratóriumaiban; szintegy hozzáférhető hazánkban az infravörös területen is alkalmazható Zeiss tükrös monokromátor is. Észlelőberendezésünkben a látható szinképterületre magyar gyártmányú fotocellákat építettünk be. Az ultraibolya tartományra csak azért nem tudtunk kiterjeszkedni, mert a cellák üvegburával készülnek. Kísérleteket végeztünk külföldi gyártmányú ólom-szulfid cellával is a közeli infravörös szinképtartományban a most ismertetett készülék felhasználásával.

A kétféle szakásos fotometrikus módszer közül - jelesen közvetlen fotoárammérés és kompenzációs árammérés közül - az utóbbit választottuk. Ezt számos elvi és gyakorlati körülmény teszi indokolttá. A legnyomósabb ok azonban az, hogy a közvetlenül mutató műszerek hibahatára eléggé korlátozott, s ezenkívül az egész skála mentén állandó. Így alacsonyabb transzmissziókat csak egyre magasabb hibaszázalékkal olvashatunk le. Ezzel szemben a kompenzációval elérhető mérési pontosság messze meghaladja a fotocellák stabilitási viszonyaiból adódó feloldási küszöbértéket. A legpontosabbnak ismert spektrofotométerek: a Zeiss Opton, a Beckman, a Hilger Uvispek, Unicam, stb. kivétel nélkül kompenzációs fotoáramméréssel érnek el tizedszázalékos feloldást a transzmisszióskála jelentékeny tartományában.

Célunk olyan fotoáramkompenzátor volt, mely a szövet monokromátorral együtt hálózati árammal működtethető. A szakásos, egyenáramu erősítő megoldásokról tehát le kellett mondanunk, mivel ezek üzembiztosan és a kívánt stabilitással csak telepről működnek. Ezért 0-indikálás céljára vibrátoros



1. ábra.

erősítőt dolgoztunk ki. /1. ábra/ A fotocella árama egy nagy - esetünkben 500 Mohm-os - munkaellenálláson feszültségesést hoz létre. Kompenzátor segítségével előállítunk egy ezzel egyenlő feszültséget és a kompenzátor százalékban kalibrált tárcsáján közvetlenül transzmissziót olvashatunk le. A két feszültséget vibrátor vezeteti váltakozva az erősítő bemenetére. A felerősített jelet optikai hangolásjelző - népszerű nevén varázsszem - teszi láthatóvá. A jel annál nagyobb minél nagyobb a fotocella munkaellenállásán eső feszültség és a kompenzátor feszültsége között a különbség. Kompenzált állapotban a vibrátor lengő polusa azonos feszültségű pontok között mozog, így az erősítő nem kap váltófeszültséget, a hangolásjelző szétnyilik.

Egy néhány szó a készülék elektromos részleteiről. A fotocellát közvetlenül egy stabilizátorcsőről tápláljuk. Ez a stabilitás teljesen kielégítőnek mutatkozott.

A kompenzátor tulajdonképpen egy fokozatos és egy folyamatos lépcsőből álló feszültségesztő. A fokozatos attenuátor egy-háromtized-egy-tized-háromszázad-egyszázad alaosztású ohmikus osztó, a folyamatos osztó pedig egy lineáris huzalpotencióméter, melynek mutatója a transzmisszióskálán mozog.

A kompenzátor áramforrása szokásos kétfokozatú soros elektronikus stabilizátor, melynek feszültsége 0-5 V-ig szabályozható. Ezzel állítjuk be a 100% transzmisszióknak megfelelő kompenzátorfeszültséget.

Vibrátor gyanánt jó eredménnyel alkalmaztunk egy, a rádiótechnikában használatos anódpótló-vibrátort. Természetesen a nagy szigetelési ellenállás elérésére némi átalakítást kellett rajta végezni.

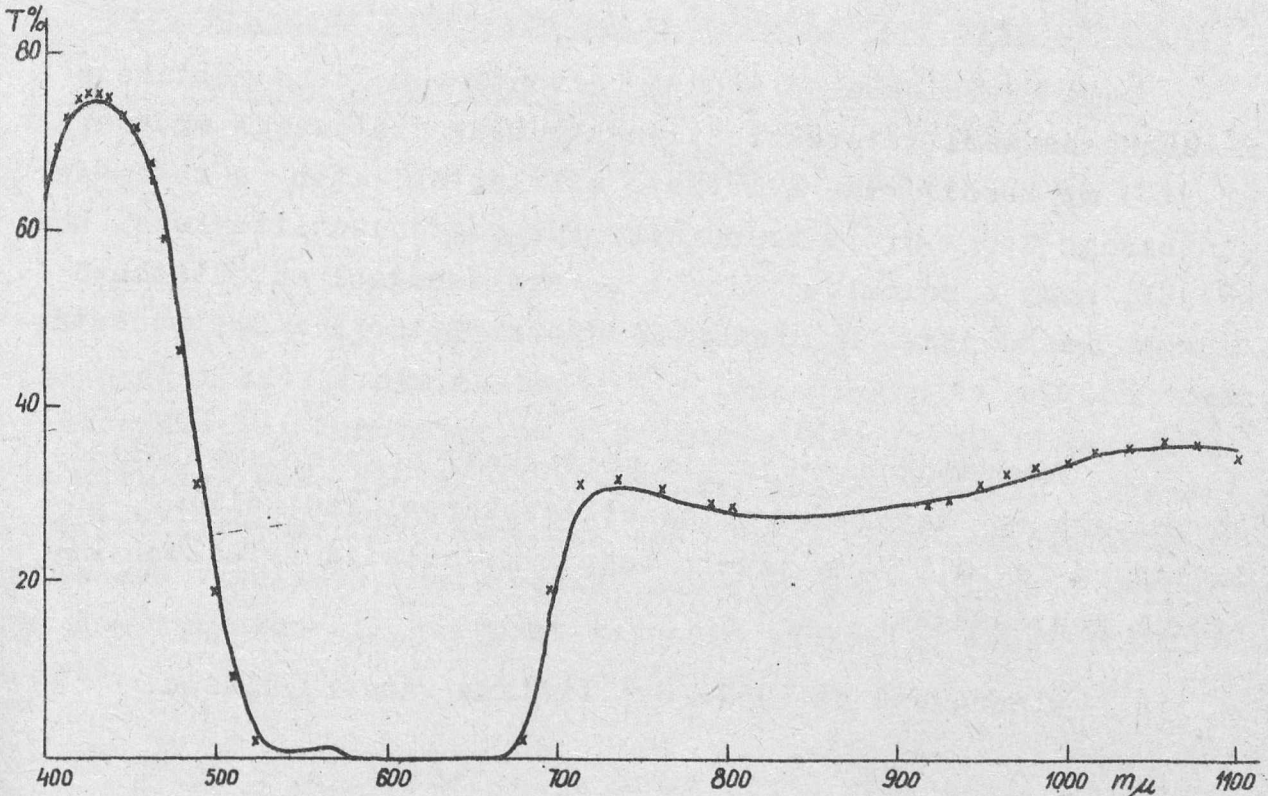
Az indikátor-erősítő bemenetén katód-csatolású fokozat van a fotocellaházzal egybeépítve. Ennek a fokozatnak a célja a nagy bemeneti ellenállás biztosítása a vibrátor felé

1540/G.

és a kis kimeneti impedancia a csatlakozókábel felé. Az ezután következő 100 periódusra hangolt szelektív erősítő frekvenciája az 50 periódussal gerjesztett vibrátor lengésszámának felel meg. Az erősítő átviteli spektruma nem volt a célnak megfelelő, ezért még két vágószűrővel kellett kiegészíteni. Az 50 periódusu szűrő a vibrátor gerjesztéséből szóródó zavar kiküszöbölésére szolgál, a 200 periódusu pedig a vibrátor u.n. "ütésfrekvenciáját" szűri ki. A 100 periódusu jel kiemelése ehhez a két frekvenciához képest kb. 100 db, ami az éles indikálhatóság elérésére feltétlenül szükséges. Az erősítés szabályozható és beállítható a legkedvezőbb indikálási élesség. Ezen kívül automatikus érzékenységszabályozás is van a kompenzátor osztójával egy tengelyre ékelve, ami lehetővé teszi, hogy a transzmisszióskála bármely pontján azonos szabátossággal indikálhassunk. Meg kell jegyezni, hogy az indikátor érzékenysége mérés közben is bármikor, anélkül szabályozható, hogy a kompenzáció beállításában változás történék. Az indikátor függetlenítése a kompenzátorától rendkívül előnyösnek mutatkozott a gyakorlatban és azt az előnyt különösen a Beckman készülék ismerői tudják méltányolni. Ott ugyanis az érzékenységszabályozó potencióméter a kompenzátor feszültségét szabályozza.

Az összeállított készülékkel számos mérést végeztünk, részint a készülék hitelesítése és kalibrálása végett, másrészt gyakorlatunkban adódó problémák megoldására. A monokromátor hullámhosszhitelesítése után - amely munka nem tartozik szorosan a tárgyalt problémakörbe - a kompenzátor transzmisszióskálájának kalibrációját végeztük el. Nagy figyelmet fordítottunk mind a belső, relativ pontosságra, mind a transzmisszióértékek abszolút pontosságára. Az elsőt azt értjük, hogy a kompenzátor attenuátorának egyik leosztásában leolvasható értékeknek egyezniük kell a másik leosztással végzett mérések eredményével. A transzmisszióértékek valódiságát porlasztott szűrők, valamint rácsszűrők mérésével ellenőriztük oly módon, hogy a szűrők fényátbocsátását Beckman spektrofotométerrel mér-

tük le, az extinkcióértékeket hitelesnek fogadtuk el és az eredményeket összehasonlítottuk a készülékünkön mért értékekkel. /2. ábra./



2. ábra.

A készülék működtetésével kapcsolatban egy fontos dolgot kell megjegyezni. Mivel a készülékkel tetszőleges intenzitású fényáram kompenzálható, nincs egy olyan minimális fényszükséglet, amellyel még éppen be lehet állítani a 100 %-os transzmissziót, amint ez a Beckman spektrofotométer esetében fennáll. Ez természetesen bizonyos mértékig előny, de egyre kisebb fényintenzitást használva, egyre romlik az indikálhatóság, s egyre nő a leolvasott transzmisszióértékek bizonytalansága és pontatlansága. A készülék kezelőjének tehát mindig szem előtt kell tartania, hogy a kellő pontosság elérésé-

hez elegendő fény mennyiséget biztosítson. Ezt legegyszerűbben úgy értük el, hogy a kompenzáló feszültséget szabályozó potencióméteren empirikusan megjelöltük azokat az állásokat, melyek 5, 1 és 0,5 %-os indikációt biztosító feszültséget szolgáltatnak.

A készülékkel elérhető felbontás, melynek mértéke a méréshez használt áteresztett spektrumsáv szélessége $m\mu$ -ban, kb. 1-5 $m\mu$ között van, a látható szinképterületen; a fotométer pontossága 0,5 - 0,6 % transzmisszió. Összehasonlításképpen közöljük, hogy a valamivel kisebb sáv szélességgel működtethető Beckman készülékkel 0,2 - 0,3 % transzmisszió a fényátbocsátás mérés hibája.

Végeztünk oly módon is méréseket, hogy a hangolási jelző helyett egy katódsugaras oszcilloszkóppal indikáltunk, az indikáció így 0,1 %-ra javul, vagyis meghaladja a Beckman készülék pontosságát.

Elhangzott az 1954. évi fizikus vándorgyűlésen.

A SPEKTROSKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: KOVÁCS ISTVÁN

Korszerű nagy fényerejű megvilágító műszer kismennyiségű
anyagok kombinációs szóródási /Raman/ szinképének
felvételére

Irta: Dullien Ferenc

Néhány olyan kérdésről számolok itt be, amelyek hazai viszonyok között megvalósítható - a lehetőségig teljes - Raman-spektroszkópiai laboratórium kifejlesztésére irányuló munkám során merültek fel. Ezeket már korábban, munkám kezdeti fázisában is érintettem, azonban az akkor tett kijelentések azóta sokkal szélesebb területen igazolódtak, másrészt pedig néhány, akkor még nem teljesen világos pont teljesen kielégítő módon tisztázódott.

Amint az ismeretes, a Raman-spektroszkópia a molekulaszerkezet-kutatás nélkülözhetetlen eszköze, amelyet mindenütt a világon már majdnem három évtizede rendkívül elterjedten használnak erre a célra. Sajnálatos körülmény, hogy ahhoz, hogy ezt a módszert megfelelő módon lehessen alkalmazni, egyrészt igen sokféle készülék szükséges, amelyek elkészítése pedig - másrészt - olyan tapasztalatokat igényel, amelyekkel hazánkban tudomásom szerint eddig még senki sem rendelkezett. Több évi munka után most már ott tartunk, hogy aktuális és nemzetközi viszonylatban is érdekes problémák vizsgálatával - így a diszubsztituált etánok térszerkezeti problémáival - foglalkozhatunk.

A következőkben foglalom össze azokat a legfontosabb követelményeket, amelyek együttes teljesüléséről gondoskodnunk kellett: Kismennyiségű, kellően megtisztított mintáról a lehető

legrövidebb expozíciós idővel jóminőségű /valamennyi aktív frekvenciát a folytonos háttértől megkülönböztethető alakban tartalmazó/ felvétel készítése. Előre becsájtom, hogy jelenleg már a legkülönbözőbb fizikai állapotú anyagokat is meg tudjuk tisztítani az itt súlyosan zavaró parányi mennyiségű mechanikus szennyeződésektől /például portól/. Az anyagok tisztítása szintén nagy körültekintést igénylő, igen kényes munka, amelylyel azonban ezen a helyen részletekbe menően nem foglalkozom. Továbbá körülbelül 0,5 ml-es mintáról 1:14 fényerejű spektrográffal 1 órán belül-tiszta anyagokról gyakran 5-10 perc alatt - tudunk olyan felvételt készíteni, amely a fenti, utolsó követelménynek minden tekintetben eleget tesz.

A felvételekhez az anyagot néhány tized mm belső átmérőjű, körülbelül 15 cm hosszú kapilláris csőbe helyezük, amelynek a végét plánparallel ablakkal zárjuk le. A kapillárist belülről kifelé haladva először léggöpeny, majd szűrő és végül hűtővizköpeny veszi körül. Utóbbihoz igen közel 4 db, egyenként 500 W-os, csőalakú higanylámpa foglal helyet, egy-egy konjugált fókuszú, ellipszis keresztmetszetű tükrök fókuszvonalában, amelyek középső, közös fókuszában a kapilláris cső helyezkedik el. A tükrök külön külső vízűtést kapnak, a léggöpenyen pedig levegőt fujunk át. A kapilláris kilépő vége a réshez a lehető legközelebb /kb. 1 cm-re/ helyezkedik el. Semilyen diafragmát sem használok, csak arról gondoskodom, hogy a küvetta vége a réshez fényzáró módon csatlakozzék. Megjegyzendő, hogy az irodalemban található használatos módszerek a kapilláris kilépő vége és a rés közé diafragmarendszert helyeznek, hogy így meggátolják, hogy a cső üvegfalából származó, állítólag zavaró hatású fény a spektrográfra jusson. Ennek a rendszabálynak azonban igen nagy fényintenzitás-csökkenés a következménye, ami az expozíciós időt növeli, másrészt pedig, ha kapilláris csövet használnak, akkor ez csak igen rövid lehet, s így megint csak a megvilágítási idő válik hosszabbá.

Magyarázatra szorul tehát egyrészt, hogy mi annak a feltétele, hogy a kapilláris cső üveganyaga ne juttasson zavaró, szórt, vagy reflektált fényt a kollimátorcsőbe, másrészt pedig, hogy az ismerttetett elrendezési viszonyok között miért független az anyagot tartalmazó cső átmérőjétől /és így vég-eredményben a vizsgált anyag mennyiségétől/ a szükséges expozíciós idő. Az a helyzet ugyanis, hogy ha pontosan ugyanilyen viszonyok között - az anyaggal teli - akár 3 cm átmérőjű csővel végezzük is a felvételt, a megvilágítási idő semmivel sem rövidül meg. /A kísérletek természetesen fordított időbeli sorrendben, vagyis a vastag csövek felől a vékonyak felé történtek./

Az első kérdésre csak úgy adhatunk választ, ha a különböző lehetséges zavaró körülményeket szét tudjuk választani és hatásukat külön-külön tesszük vizsgálat tárgyává. Mindenek előtt az anyag kifogástalan tisztaságáról kell meggyőződni. Ezt úgy hajtjuk végre, hogy az anyagot nefelométerben vizuálisan ellenőrizzük, ami igen érzékeny módszerrel bizonyult. Ha az anyag tiszta, akkor zavaró fény csak az üveg /anyag, üveg/ levegő határfelületről, vagy az üveg belsejéből származhat. Mivel a kapillárist közvetlenül légköpeny veszi körül, a kívülről a csőbe jutó zavaró fény semmi esetre sem tud a cső végén olyan szögben kilépni, hogy a résen át a spektrográfba jutva, ott bajt okozzon. Az üveg/levegő határfelületen szóródó, vagy reflektált fény ugyyszólván teljes egészében kifelé irányul, így egyáltalában nem zavar, ha a kapilláris falát kívül összekarcoljuk. Az üveg/folyadék határfelületen fellépő reflexióra kvalitatíve ugyanaz érvényes, mint a kívülről jövő zavaró fényre; ez sem zavar tehát. Az ugyanott fellépő fényszóródás viszont - mivel az minden irányba fellép - igen erős folytonos háttérrel okozhat. Szerencsére azonban a kapilláris belseje nem igen szokott összekarcolva lenni, de már az is zavaró, ha a cső belső felülete nem elég sima. Tehát fontos követelmény, hogy a kapilláris belseje a lehető legsimább és legfényesebb

legyen. Hátra van még az üvegfal belseje. Erre vonatkozóan az a helyzet, hogy az ott esetleg előforduló buborékok zavarnak, vagyis minél tisztább üvegre van szükség. Így tehát az üvegcsővel kapcsolatos követelményeket a következőkben lehet össze foglalni: Az üvegcső belső falán és anyagában a lehetőség szerint nem szabad inhomogenitásoknak előfordulni, és pedig elsősorban mikroszkópos és szubmikroszkópos méreteken nem. Szerencsére azonban van olyan kereskedelmileg kapható kapilláris, amely minden kezelés nélkül eleget tesz az ilyen irányú követelményeknek.

A második kérdéssel kapcsolatban az a helyzet, hogy ha az anyagot tartalmazó cső elég közel helyezkedik el a réshez, úgyhogy kilépő vége a kollimátorcső nyílásszögét betölti, akkor első közelítésben teljesen mellékes, hogy a cső milyen átmérőjű /lásd a mellékelt vázlatot/. Első pillantásra ez igen valószínűtlennek tűnik, mivel minél vastagabb a cső, annál nagyobb az a térfogat, amelyet a nyílásszög alkotói kivágnak belőle, s amelyből az ottlévő molekulák hasznos szórt fényt tudnak küldeni a kollimátorcsőbe. Ez azonban csak akkor jelentene többletet, ha a vékony csövet közvetlenül valamely hasonló törésmutatójú, egyéb anyagot tartalmazó, nála sokkal vastagabb cső venné körül, vagyis, ha a kapilláris falán a szórt sugárzás nem szenvedne totálreflexiót. A totálreflexió következtében azonban a cső kilépő végének a hasznos megvilágításerőssége a cső átmérőjétől első közelítésben teljesen független, és csak a cső hosszától függ. Ugyanis a totálreflexió figyelembevételével a cső kilépő végének a csőben felvett valamely dV térfogatelemből szóródott fény által létrehozott megvilágításerőssége első közelítésben függetlennek tekinthető a dV koordinátáitól. Így tehát ez, a cső egyik végén kilépő sugárzás:

$$d\psi = k \frac{I}{4r} dV$$

ahol I az a sugármennyiség, amelyet az anyag térfogategysége
1540/G.

minden irányban egyenletesen kibocsát és k egy állandó, melynek értéke csak a totálreflexió határszögétől függ $/k < 2\pi/$.

A fenti kifejezést formálisan integrálva:

$$\psi = k \frac{I}{4\pi} \int_0^V dV = k \frac{I}{4\pi} V = k \frac{I}{4\pi} Fl$$

ahol F a cső /egyenletes/ keresztmetszete, l pedig a cső hossza.

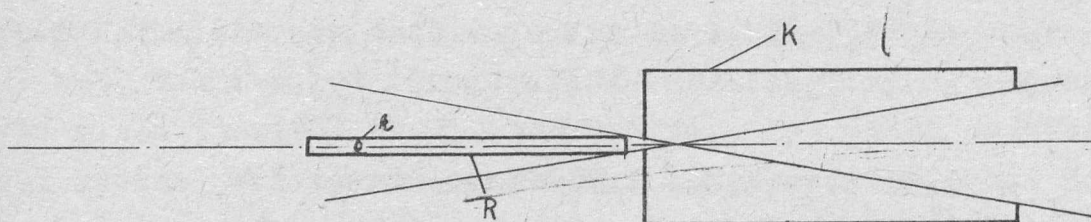
A cső kilépő végének megvilágításerősségét a fenti kifejezésből F -fel történő osztás útján kapjuk meg:

$$M = \frac{\psi}{F} = k \frac{I}{4\pi} l$$

Ha most első közelítésben eltekintünk a cső kilépő vége megvilágításának irány szerinti eloszlásától, akkor a spektrográf hatásos kivilágítása valóban független a cső átmérőjétől, feltéve, hogy a cső kilépő vége betölti a kollimátorcső nyílásszögét. Ez a megállapítás kísérleteink során 3 cm átmérőjű csőtől le, egészen 0,5 mm átmérőjű kapillárisig teljes mértékben igazolódott.

Az itt ismerttetett vizsgálatok eredményeképpen tehát lehetővé vált, hogy hosszú kapilláris cső használatával, a ránylag rövid expozíciós idővel kifogástalan minőségű felvételeket tudjunk készíteni, ami pedig okvetlenül szükséges volt ahhoz, hogy aktuális érdekességű molekulaszervezeti problémákkal foglalkozhassunk.

Vázlatot lásd a tuloldalón!



K: kollimátorcső; R: kapilláris Raman-cső; k: a totálreflexió következtében a csövön végighaladó sugárkup nyílásszöge.

Elhangzott az 1954. évi fizikus vándorgyűlésen.

A SPEKTROSKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: KOVÁCS ISTVÁN

Fenantrén származékok elnyelési szinképe

Irta: Falta Éva és Láng László

Bevezetés.

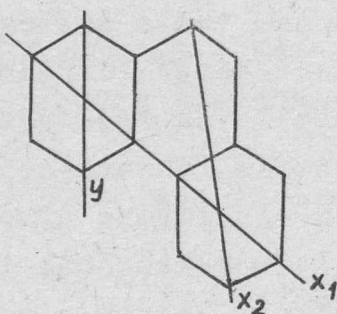
A kromoforelmélet nem tudta kielégítően magyarázni az aromás kondenzált szénhidrogének fényelnyelési mechanizmusát. A spektroszkópiai elméletek fejlődése során kialakult egy olyan elmélet, az orientált fényelnyelés-elmélete /1/, mely szerint a fényelnyelés alkalmával a molekula azokat a fénysugarakat nyeli el, melyek vektorának iránya egybeesik a molekula gerjesztési irányával, vagyis a gerjesztés : vektorizált folyamat. Ezen elmélet szerint a molekulák különböző irányokban, orientáltan, hosszabb és rövidebb tengelyüknek megfelelően adszorbeálódnak. Az orientált fényelnyelés elmélete azonban csak a lineárisan kondenzált aromás vegyületekre vonatkozhat, miután csak azok rendelkeznek két tengellyel, s ennek megfelelően két sávrendszerrel. Ha azonban már angulárisan történik a kondenzáció, akkor nem két, hanem legalább három tengelyt kell feltételezni a vegyületnél, mert legalább három sávcsoportot lehet a szinképben felfedezni.

Tovább kellett fejleszteni tehát az orientált fényelnyelés elméletét, hogy ezáltal érvényes legyen az angulárisan kondenzált szénhidrogénekre is. Az elmélet továbbfejlesztését Kiss Árpád akadémikus végezte el /2/, számos értékes szabályt állított fel, melyek kísérleti vizsgálatát jelenleg is folyamatosan végezzük egyik kutatási témánk keretében. A végső kísérleti igazolástól még távol vagyunk, most az eddig elért részeredményekről szeretnénk beszámolni.

A fenantrén szinképének szerkezete

Mielőtt azonban rátérnénk a gerjesztési tengelyek és a fenantrén származékok szinképének kölcsönös vizsgálatára, először magával a fenantrénnel kell foglalkoznunk.

A fenantrén a legegyszerűbb angulárisan kondenzált aromás szénhidrogén, melynek Kiss szerint három gerjesztési tengelye van:



Mindhárom gerjesztési tengelyhez sávok, illetve sávcsoportok tartoznak. Már Clar megállapította, hogy az aromás kondenzált szénhidrogéneknél az α és β sávok összetartozóak, pontosabban a β sávok az α sávoknak megfelelő második gerjesztés sávjai /3/. Clar a Balmer-formulát használta fel sávhozzárendeléséhez:

$$\nu_{\alpha} : \nu_{\beta} = \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right) : \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{4^2} \right) = 1:1,35$$

Ennek a formulának alkalmazásával számítottuk ki a táblázatban feltüntetett viszonzszámokat, ugyanis, mivel a fenti kifejezésből

$$\frac{\nu_{\beta}}{\nu_{\alpha}} = 1,35$$

igy az összetartozó sávok viszonzszámait úgy kapjuk meg, hogy a megfelelő ν értéket elosztjuk egymással. Ha ezek a viszonzszámok 1,35 körüli értéket adnak, illetve az egyes sávcsoport-1540/G.

tok első és második gerjesztéshez tartozó sávjainak hullámhossz-értékéből számított viszonyszámok értéke a sávcsoporton belül állandónak tekinthető, akkor a sávok összetartozóak.

	Első gerjesztés	Második gerjesztés	Viszonyszám
x_1	376	267	1,412
	371	259	1,432
x_2	346	252	1,373
	339	247	1,372
	330	-	-
	323	-	-
	315	-	-
	309	-	-
y	293	222	1,320
	282	213	1,324
	275	-	-

A táblázatban feltüntettük az első és második gerjesztéshez tartozó sávok hullámhosszát és saját kísérleteink alapján kiegészítettük a Kiss által feltételezett sávrendszereket pontosan meghatározott és besorolt sávokkal /4/. Az eddigi kutatások során csak az x_2 és y tengelyeknél azonosították az első és második gerjesztéshez tartozó sávokat, az x_1 tengelynél csak az első gerjesztéshez tartozó első sáv volt ismeretes. Éppen további kutatásainkhoz szükséges feltétlenül az x_1 tengelyhez tartozó második gerjesztésű abszorpciós sávok ismerete, illetve azonosítása. A továbbiakban a következő jelölésmódot vezetjük be: a tengelyek jelölésére használt x_1 , x_2 , és y mellé zárójelben írt 1, illetve 2. szám a gerjesztésre vonatkozik.

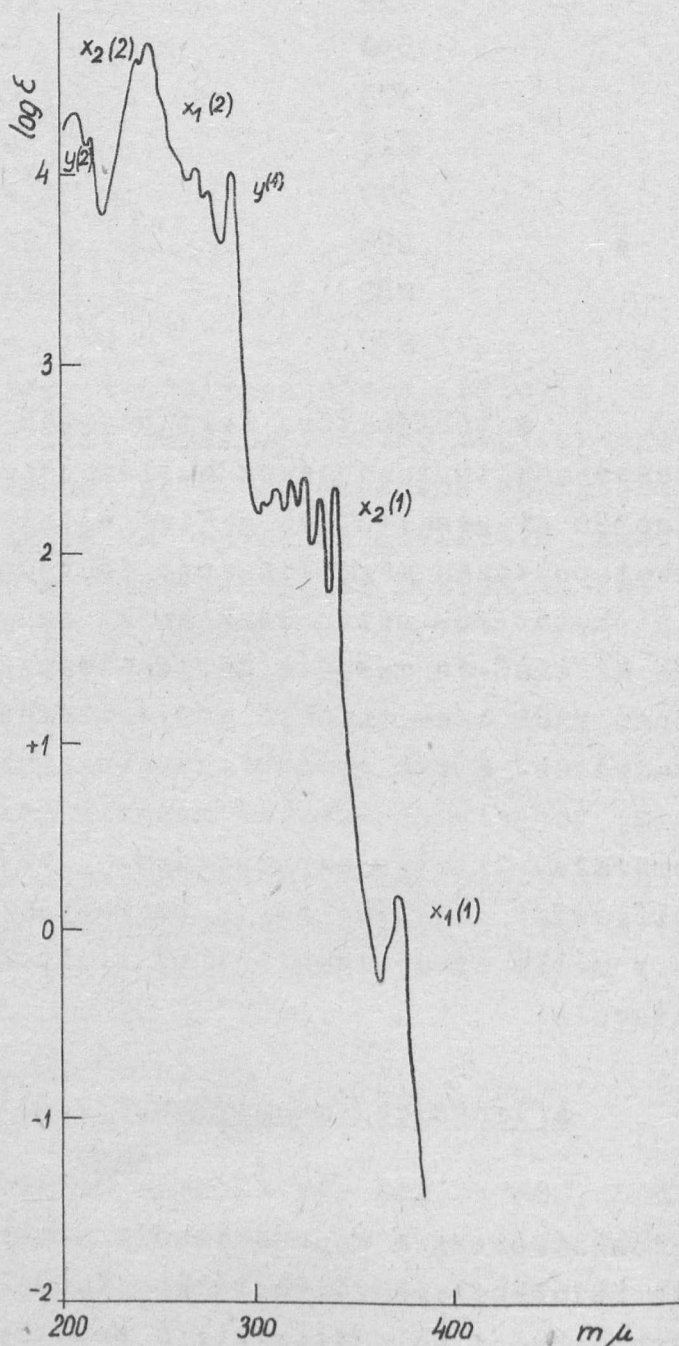
A fenantrén monoszubsztituált származékainak szin-
képe

A fenantrénvázra szubsztituált atomcsoport, gyök az alapvegyület szinképét megváltoztatja, igen fontos azonban, hogy melyik maghidrogént helyettesíti. A spektroszkópai szakirodalom eddig 1540/G.

főképpen az alkil származékokkal foglalkozott /5/, de azoknál is túlnyomórészt di- és poliszubsztituált vegyületekkel, melyeknél a szubsztituensek egymásra gyakorolt hatása hozzájárul az alapszinkép megváltozásához, tehát a vizsgált elmélet szempontjából ezek a kutatások nem értékesíthetők a legjobb hatásokkal. Feltétlenül szükséges, hogy lehetőleg csak monoszubsztituált származékokkal foglalkozzunk, mert a szubsztituensek egymásra gyakorolt hatásából eredő többletetés által okozott bonyodalmakat ezzel el lehet kerülni.

Az előadás rövidreszabott időtartama miatt a nagy kísérleti és irodalmi anyagból csak néhány vegyület szinképével foglalkozunk, és pedig azokkal, melyek az $x_1/2/$ sávokra vonatkozó feltevéseinket támasztják alá.

Az 1. ábrán látható a fenantrén etilalkoholos oldatának szinképe, melyen megjelöltük a különböző gerjesztéshez tartozó sávokat.



1. ábra.

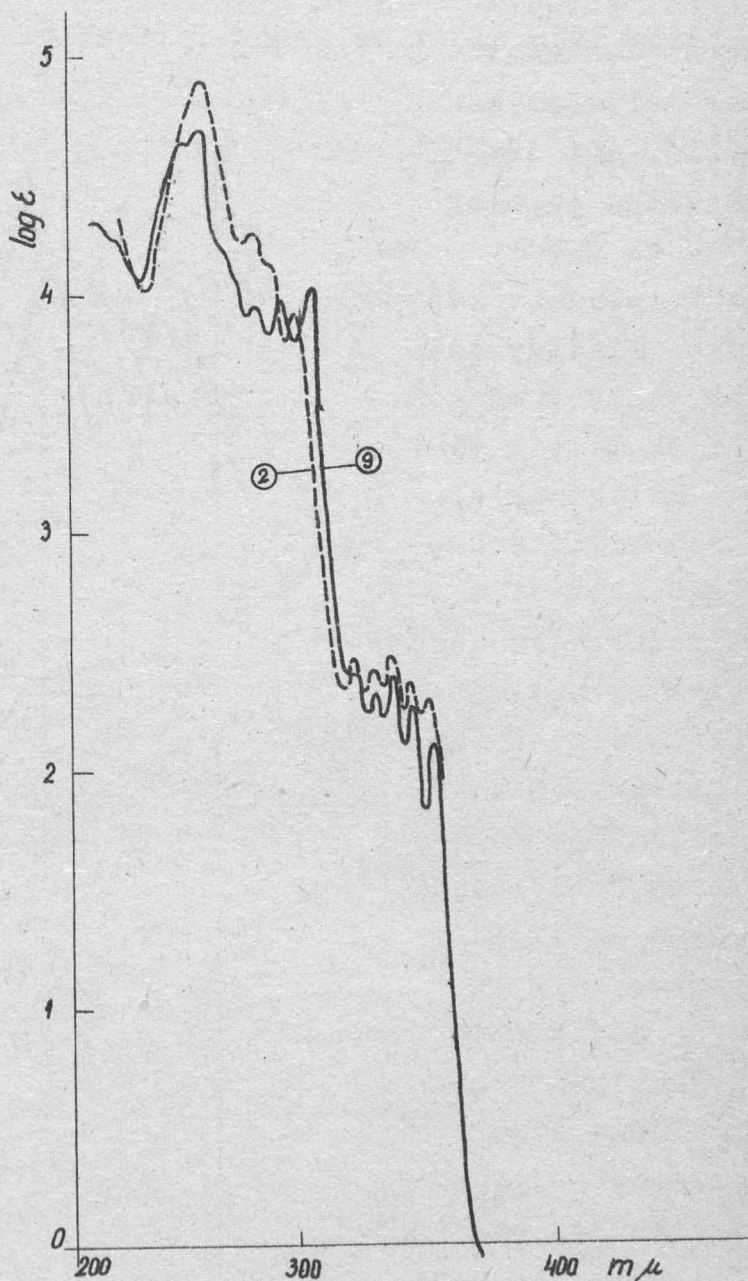
A 2- és a 9-brómfenántrén szinképében /2. ábra/ a szubsztitúció

hatására az x_2 /1/ öt sávjára a bróm atom csekély batekrom hatást fejt ki.

A 9-brómfenántrén szinképében ez a sávcsoport valamivel jobban tolódott el a látható hullámhosszterület felé, mint a 2-brómfenántrénál /6/, az extinkcióértékek pedig az x_2 tengelyen szubsztituált bróm hatására lecsökkentek. A 9-brómfenántrén szinképében az y /1/ sávcsoport a hosszabb hullámhosszak felé tolódott el,

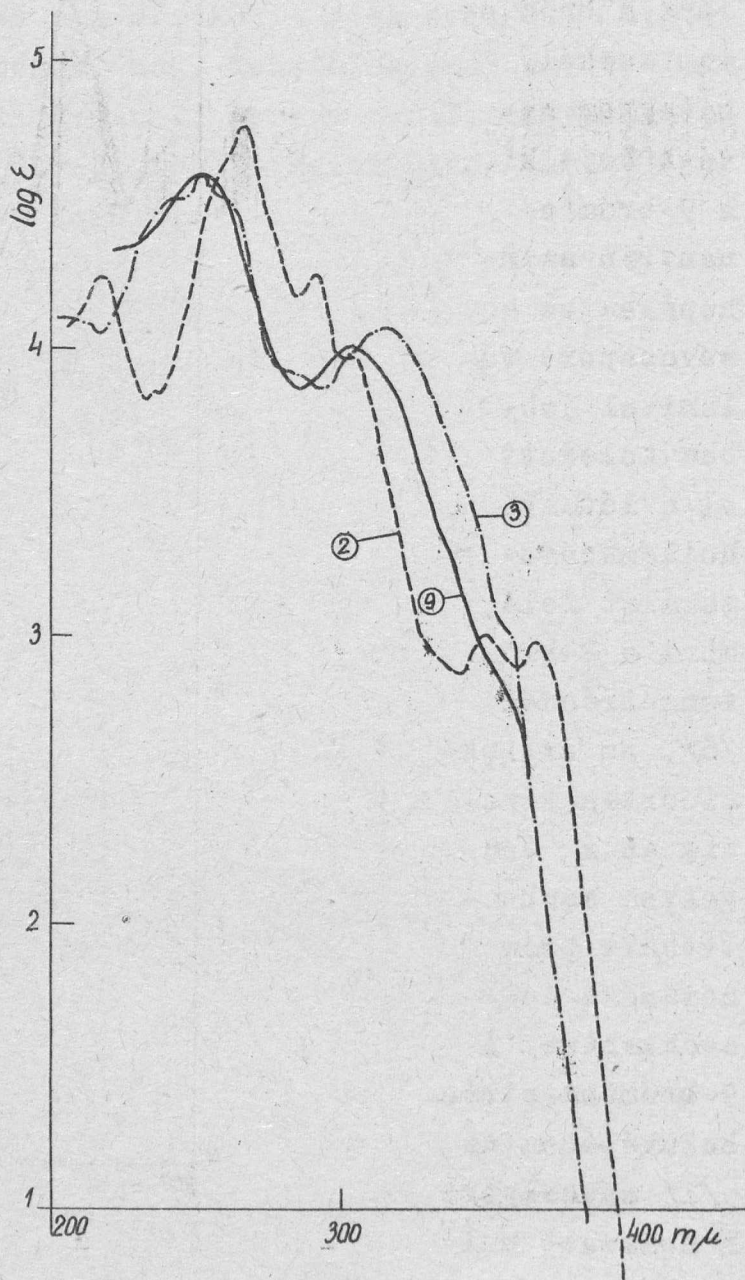
míg a 2-brómfenántrénél részben összeolvadt az x_1 /2/ sávokkal. A 2-helyzetben szubsztituált bróm atomnak elsőrendű hatása az x_1 /2/ sávok erős elmozdítása, sőt, mint az ábrából is látszik, az x_1 /2/ helyen a szinkép szerkezetének nagymértékű megváltoztatása.

1540/G.



2. ábra.

Az acetil származékok szinképében /7/ igen érdekes dolgot lehet megfigyelni /3. ábra/. A vizsgált 3- és 9-acetil-fenantrén szinképe szerkezeti-
leg teljesen hasonló, ami természetes is, mert a 3- és 9-hely az x_2 tengely két vége. Mindegy tehát, hogy a tengelyek melyik végén helyezzük el a szubsztituenst, a gerjesztési tengelyeket ugyanazon értékkel hosszabbítjuk meg, s így a gerjesztés valószínűsége közel azonos kell, hogy legyen az ilyen izomereknél. Az $x_2/1/$ sávok a 3- és 9-helyen szubsztituált acetyl származéknál összeolvadtak az $y/1/$ sávokkal, mert az acetyl-csoport erős pozitív mezomer hatást fejt ki, vagyis több,

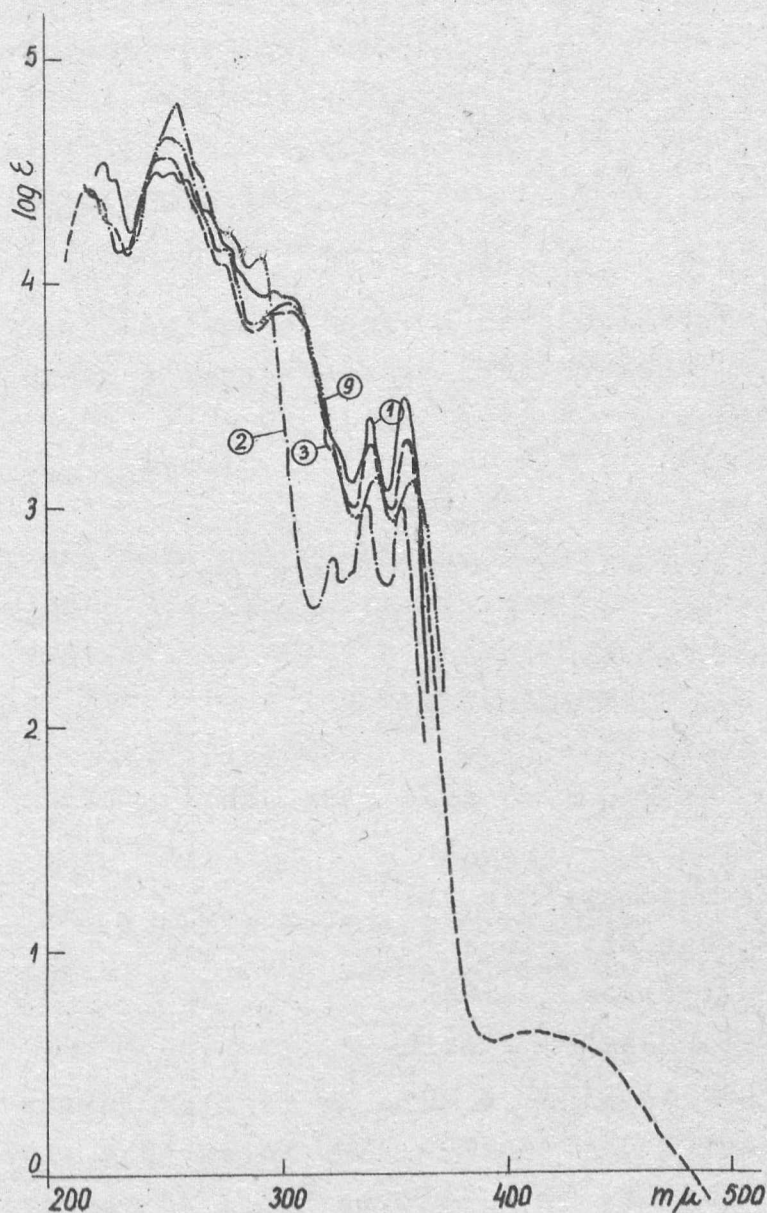


3. ábra.

mint egy nagyságrenddel megemeli az $x_2/1/$ sávok extinkcióját, viszont az $x_1/2/$ sávokat a gerjesztés nem érinti annyira, így azok az $x_2/2/$ sávokkal, melyek erősen kiszélesedtek, összeolvadnak. Ezzel szemben a 2-acetyl származéknál az $x_2/1/$ sávok 1540/G.

megváltoznak ugyan, - helyüket és intenzitásukat tekintve - azonban az erős batokrom hatás, s a 2-helyen történt szubsztitúció az $x_1/1/$ sávok intenzitását nagyon megnöveli, úgy, hogy minden valószínűség szerint összeolvadnak az $x_2/1/$ sávokkal, az $y/1/$ sávok pedig részben az $x_1/2/$ sávokkal, amelyek intenzitása szintén megnövekedett, s a sávmaximumok helye erősen eltolódott a hosszabb hullámok felé. Ezzel együttjár az $x_2/2/$ sávok elmozdulása is.

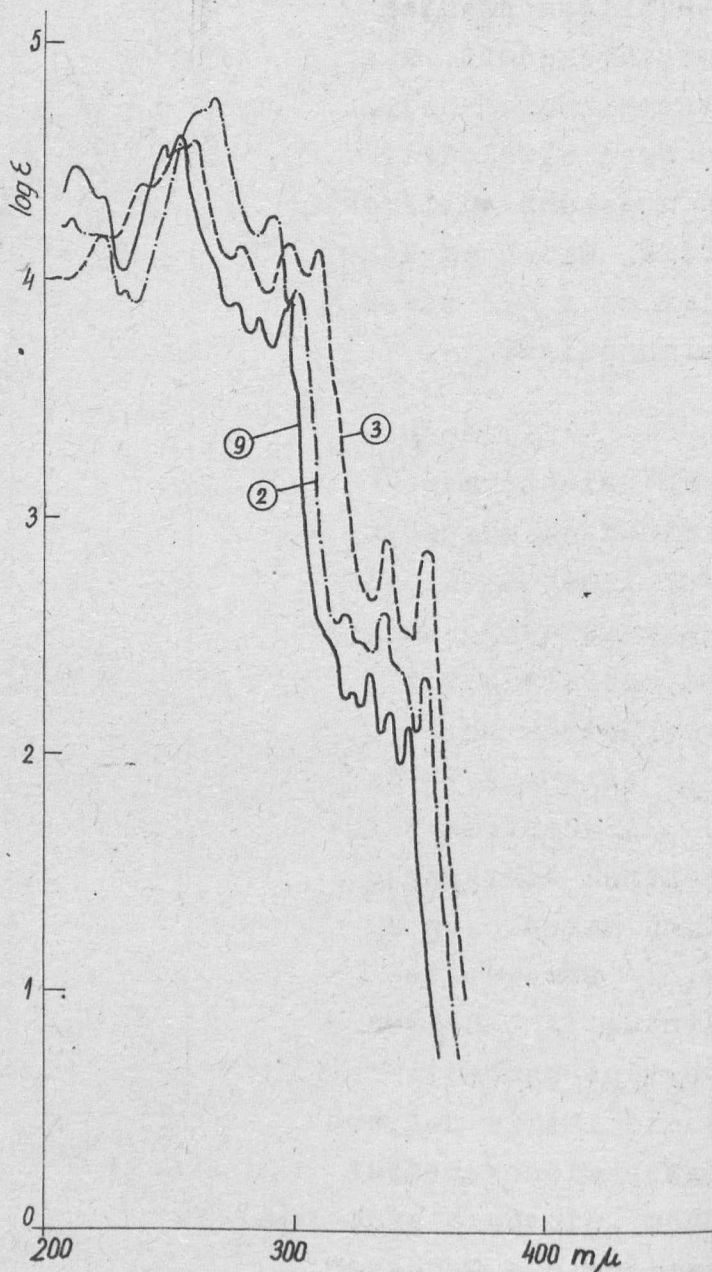
A fenant-rén oxí-származékainak szinképében /8/ ismét az előző vegyületcsoportnál tapasztaltakat figyelhetjük meg /4. ábra/. A 3- és 9-oxifenantrén szinképének szerkezete igen hasonló, s az $x_2/1/$ sávokat tekintve, a 3-helyen történt szubsztitúció itt is nagyobb extinkciónövekedést okoz, mintha a szubsztitúció a 9-helyen történik, de ugyanakkor az abszorpciós görbe szerkezete lényegesen nem változik. Ezzel szemben a 2-helyen szubsztituált oxí-csoport az $x_1/2/$ sávok területén igen erősen megváltoztatja a 1540/G.



4. ábra.

szinkép szerkezetét, létrejön az $y/1/$ sávokkal való részbeni összeolvadás és az $x_2/1/$ sávokkal kapcsolatosan azok kisebb mértékű változása. Az l-oxifenantrén szinképében az $y/1/$ sávok intenzívebbek és elmosódottabbak, mint a többi izomernél, az $y/2/$ gerjesztésű sávok pedig messze a többi fölé emelkednek extinkcióértékben.

Az acetilamino származékoknál /9/ a 3- és 9-helyen lévő acetilamino-csoport hatása nem egyenértékű /5. ábra/. Valószínűleg a 3-helyen lévő nagy terület betöltő acetilamino-csoport jobban ki tudja fejteni mezomer hatását, mint a 9-helyen lévő acetilamino-csoport. A mezomeriának tipikus sztérikus gátlásával állunk itt szemben a szinkép alapján, a mezomeriaképes gyök ugyanis, ha a sztérikus gátlás miatt részben, vagy egészben nem tud résztvenni az alapvegyü-



5. ábra.

let mezomer rendszerében, akkor hatását nem tudja pozitív irányban érvényesíteni, s a jellemző sávcsoportok extinkcióértéke 1540/G.

csökken. Ez a magyarázata annak, hogy a 9-acetilamino származék $x_2/1/$ sávjainak jóval alacsonyabb az extinkcióértékük, mint a 3-acetilamino származéknál, melynél az erős mezomer hatás a sávok számának csökkenését, intenzitásemelkedést és erős eltolódást okozott a hosszabb hullámok felé.

A 2-acetilamino származéknál a szubsztituens megváltoztatja ugyan az $x_2/1/$ sávrendszert is, azonban az $x_1/2/$ sávok ismét kiemelkednek a többi származék szinképéből. Észrevehetjük megint az $y/1/$ sávokkal való összeolvadást, az intenzitásnövekedést, az erős batekrom hatást, röviden az $x_1/2/$ sávok területén az alapszinkép gyökeres megváltozását.

Összefoglalásul megállapítható, hogy a szinképek alapján az $x_2/1/$ sávrendszerben a legnagyobb változás akkor jön létre, ha a szubsztitúció a 3-, vagy 9-helyen, az $x_1/2/$ sávrendszerben akkor, ha a 2-helyen történik.

Az $x_2/2/$ sávok vizsgálata nem ad kielégítő eredményt, mert vagy amiatt történik az eltolódás, mert a szubsztituens a 3-, vagy 9-helyen van, vagy amiatt, mert a 2-helyen lévő szubsztituens hatására az egész fenantrénvázon végigfutó mezomeria olyan hatást fejt ki, melynek következtében az $x_1/2/$ sávok megváltozása és eltolódása szükségszerűen maga után vonja az $x_2/2/$ sávok elmozdulását is.

Az $x_1/1/$ sávok olyan csekély intenzitásúak, hogy a legkisebb hatásra is megszűnnek, illetve beleolvadnak az $x_2/1/$ gerjesztésű sávokba.

Az $y/1/$ és $y/2/$ sávval majdnem ugyanaz a helyzet. Igen sokszor összeolvadnak az $y/1/$ sávok az $x_2/1/$ sávokkal, máskor pedig részben összeolvadnak az $x_1/2/$ sávokkal. Ez tulajdonképpen természetes is, mert az y tengely irányában csak egy benzolgyűrű van és egészen valószínű, hogy a fenantrén szinképére sokkal jellemzőbb az x_1 és a x_2 irányú gerjesztés, melyeknél három, illetve két benzolgyűrűn halad végig a gerjesztési tengely. Ez a feltevésünk az eddigi kísérleti adatok alapján
1540/G.

alakult ki, az irodalommal azonban nem egyezik, s éppen ezért néhány, 1-helyen szubsztituált fenantrén származék vizsgálatával folytatjuk munkánkat.

Megjegyzések:

- 1./ Levis G.N., Calvin M.: Chem. Rev. 25, /1939/, 273, Jones R.N.: J. Am. Chem. Soc. 67, /1945/, 1021, Jones R.N.: Chem. Rev. 41, /1947/, 353;
 - 2./ Kiss Á.: M.T.A. Kémiai Tudományos Osztályának Közleményei 2, /1952/, 329, Kiss Á.: M.T.A. Kémiai Tudományos Osztályának 1954. febr. 5-i ülésén tartott előadás.
 - 3./ Clar E.: Chem. Ber. 82, /1949/, 495, Clar E.: Spectrochim. Acta 4, /1950/, 116.
 - 4./ A táblázatban a ciklohexanban oldott fenantrén szinképének adatait tüntettük fel.
 - 5./ Askew F.A.: J. Chem. Soc. 1935, 509, Heilbronner E, Däniker H.U., Plattner Pl. A.: Helv. Chim. Acta 32, /1949/, 1723.
 - 6./ 9-brómfenantrén: saját mérés, 2-brómfenantrén: Friedel R.A., Orchin M.: Ultraviolet Spectra of Aromatic Compounds. J. Wiley and Sons 1951, 379. ábra.
 - 7./ 2-acetil- és 3-acetilfenantrén: saját mérés, 9-acetilfenantrén : Jones R.N.: J. Am. Chem. Soc. 67, /1945/ 1956.
 - 8./ 1-oxi-, 2-oxi- és 9-oxifenantrén : Friedel R.A., Orchin M.: loc. cit. 372, 373, 374 ábra. 3-oxifenantrén: saját mérés.
 - 9./ 2-, 3- és 9-acetilaminofenantrén : saját mérés.
- Elhangzott az 1954. évi fizikus vándorgyűlésen.

A SPEKTROSKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: KOVÁCS ISTVÁN

Heteroatomot tartalmazó szerves vegyületek elnyelési szinképéről

Irta: Kiss Árpád István és Muth Béla

A fényelnyelés mechanizmusa

Vizsgálataink célja az O, S és Se atom szerepének megállapítása benzolszármazékok elnyelési szinképére. Az alapvegyület, a benzol esetében a különböző kvantummechanikai számítások egybehangzóan jó eredménnyel adják a gerjesztési irányokat. Craig szerint a 260 μ -nál lévő sáv A_{1g} - B_{2u} átmenet-hez rendelhető. A 200 μ -nál lévő sáv A_{1g} - E_{2g} átmenetnek, míg a 175 μ -nál fellépő sáv A_{1g} - E_{1u} átmenetnek felel meg. Egyszerű szubsztitúciós származékok esetén is jó az egyezés a kísérleti adatokkal. Mindezekben az esetekben egységes π -elektronrendszert tételeznek fel.

Heteroatom jelenléte esetén nincs az egész molekulára kiterjedő egységes π -elektronrendszer, lehetséges a heteroatom elektronjainak önálló gerjesztése is. Ismeretes, hogy az O-atom kötetlen elektronjainak gerjesztése ultraibolya területen nem ad sávot, csak a Schuman-ibolyában. Az S atom elektronjai már 230-260 μ közt, a Se atomé 300 μ körül gerjeszthetők.

Kvantummechanikai számítások ilyen esetekben nagy nehézséggel járnak és nem adnak egyértelműen megbízható eredményt. Ezért kísérleti adatok alapján lehet törvényszerűségeket megállapítani. Valamennyi általunk vizsgált esetben számolnunk kell a benzol π -elektronrendszerével mellett a heteroatom elektronjainak önálló gerjesztésével. Az elnyelési görbéknél két eset lehetséges: 1. a heteroatom sávja megjelenik a görbében, 2. a heteroatom sávja beolvad valamelyik benzolsávba.

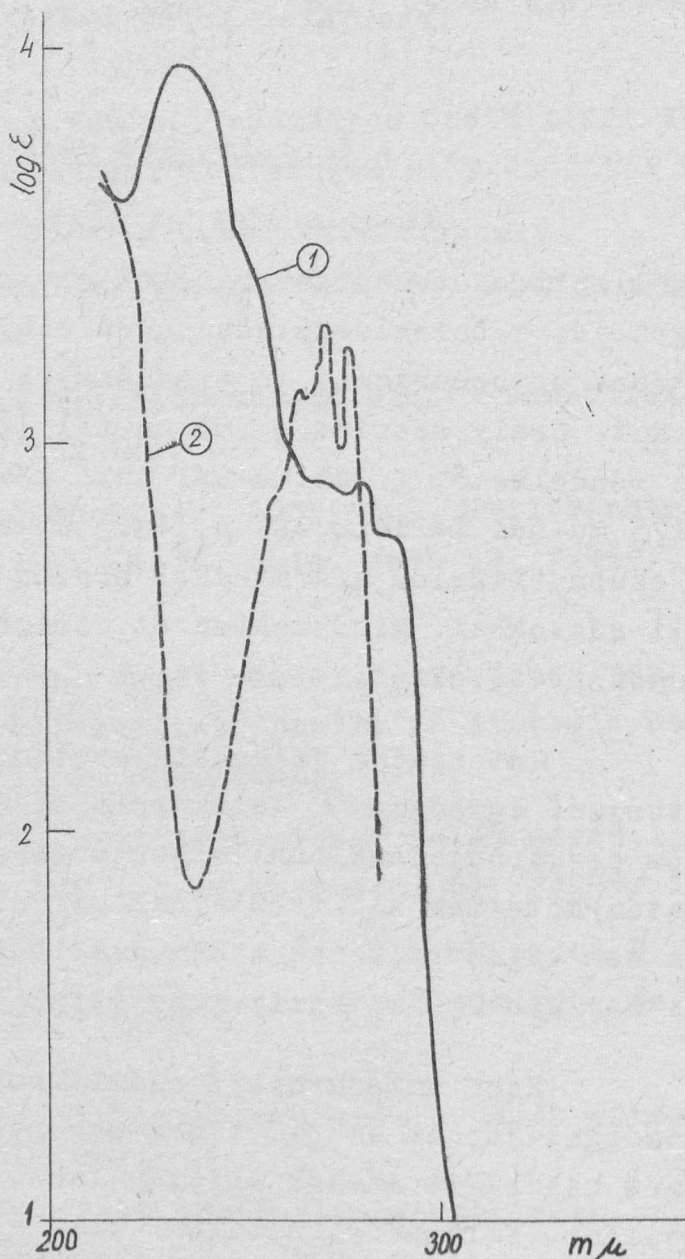
A heteroatom viselkedését néhány példán mutatjuk be, amelyek esetében a heteroatom a molekulában különböző helyzetet foglal el.

1. A heteroatom mint szubsztituens,

Leggy-
szerűbb eset, ha
a heteroatomnak,
mint szubsztituens-
nek a benzolgyűrűre
gyakorolt hatását
vizsgáljuk meg. A
S atom szerepének
megállapítása cél-
jából a SH-csoport-
ot vizsgáltuk. A
OH-csoport, mint
ismeretes, mezomer
hatása révén befo-
lyásolja a benzol
sávjait. A tiofe-
nol görbéje /1.áb-
ra, 1. görbe/ ez-
zel szemben más
jellegű eltérést
is mutat a fenol
görbéjéhez képest
/1. ábra, 2. görbe/.

Kiss pro-
fesszor /1/ szerint
tiofenol esetében a
S atom kisebb elek-
tronaffinitása miatt

már alapállapotban nagyobb mértékben szerepelnek azok a mezo-
mer határalakok, amelyeknél a kénatom π -elektront ad át a



1. ábra.

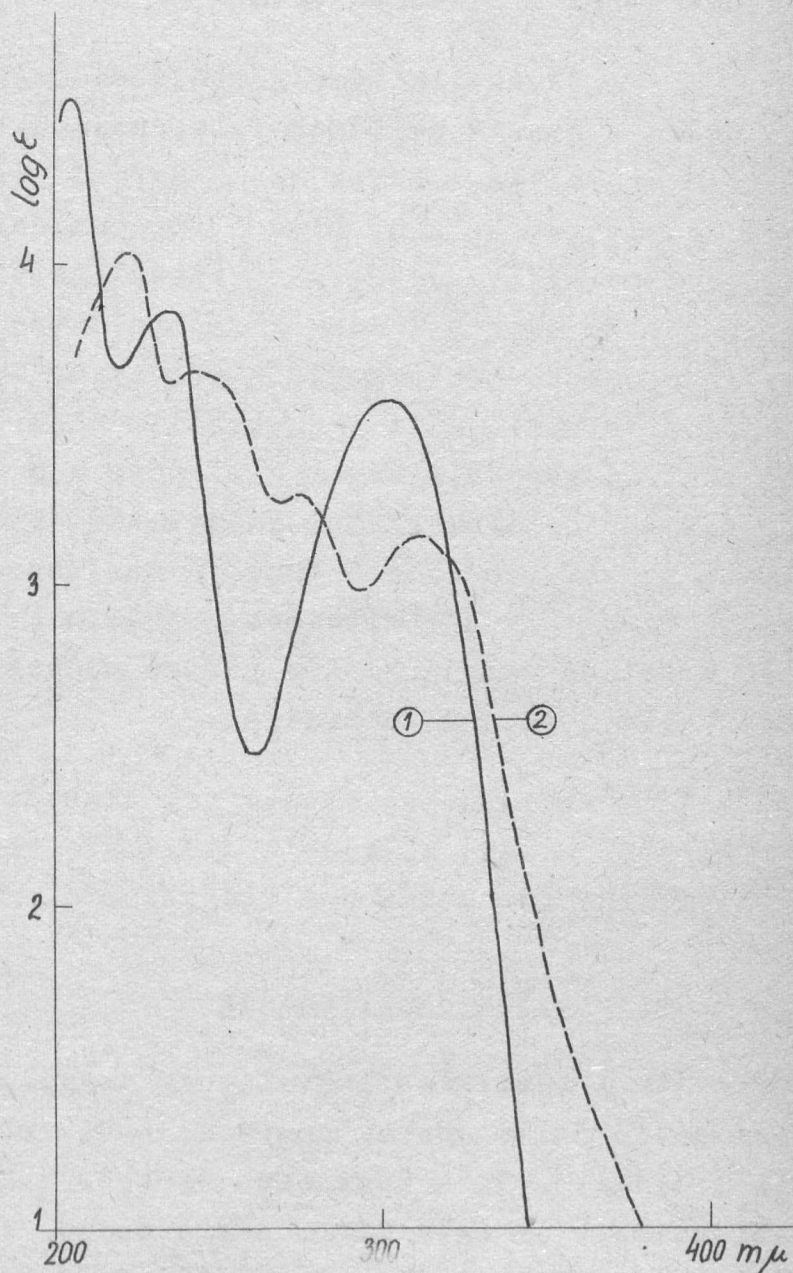
gyűrű felé. A fenol görbájától való nagy eltérést ezenkívül a kénatom kötetlen elektronpárjainak önálló gerjesztése is okozza. A görbe 270 $m\mu$ -nál lévő sávrendszere a benzol fősávjának felel meg. A 238 $m\mu$ -nál lévő magas sáv a benzol E_{2g} átmenetének felel meg,

amely a kénatom elektronjainak a mezomeriában való részvétele miatt tolódik be a fenolhoz képest. A két fősáv közötti lépcső 250-260 $m\mu$ között lehet a kénatom elektronjai önálló gerjesztésének megfelelő sáv.

Hasonló eset áll fenn az o-karbonsav származékoknál is. A szalicilsav /2. ábra, 1. görbe/ esetében új elektronrendszer alakul ki. A szalicilsav görbéje három sávból áll, amelyek a benzol három főgerjesztésének

felelnek meg, módosítva a szubsztituensek hatása következtében.

1540/G.



2. ábra.

A OH-csoportnak SH-ra való kicserélése esetén a tioszalicilsav görbéjének szerkezete /2. ábra, 2. görbe/ teljesen megváltozik. Ez a különbség fennáll a két vegyület többi tulajdonságaiban is, míg a szalicilsav stabilis vegyület, a tioszalicilsav levegőn állva hamarosan oxidálódik. Ezt a különbséget értethetővé teszi a SH-csoportnak a OH-tól való nagy eltérése.

A tioszalicilsav görbéjében megfigyelhető a sávok eltolódása a hosszú hullámok felé, ugyanakkor erős extinkciócsökkenés lép fel és a sávok száma eggyel nő. Ennek a nagy eltérésnek is ugyanez az oka, mint a tiofenolnál. A hullámhosszeltolódás azt mutatja, hogy a gerjesztési folyamat kisebb energiával megy végbe, amit a S atom kisebb elektronaffinitása okoz. Az extinkciócsökkenés a gerjesztési átmenet valószínűségének csökkenését jelenti, amit a szubsztituensek egymást zavaró hatása okozhat. A negyedik sáv megjelenése a S atom kötetlen elektronpárjai gerjesztésének tulajdonítható. Szerintünk a 275 m μ -os alacsony sáv rendelhető ehhez a gerjesztési folyamathoz, míg a többi három sáv a szalicilsav sávjainak felel meg kb. egyenletes eltolódással. A kérdés pontos meghatározása több kísérleti adat hiányában nem lehetséges.

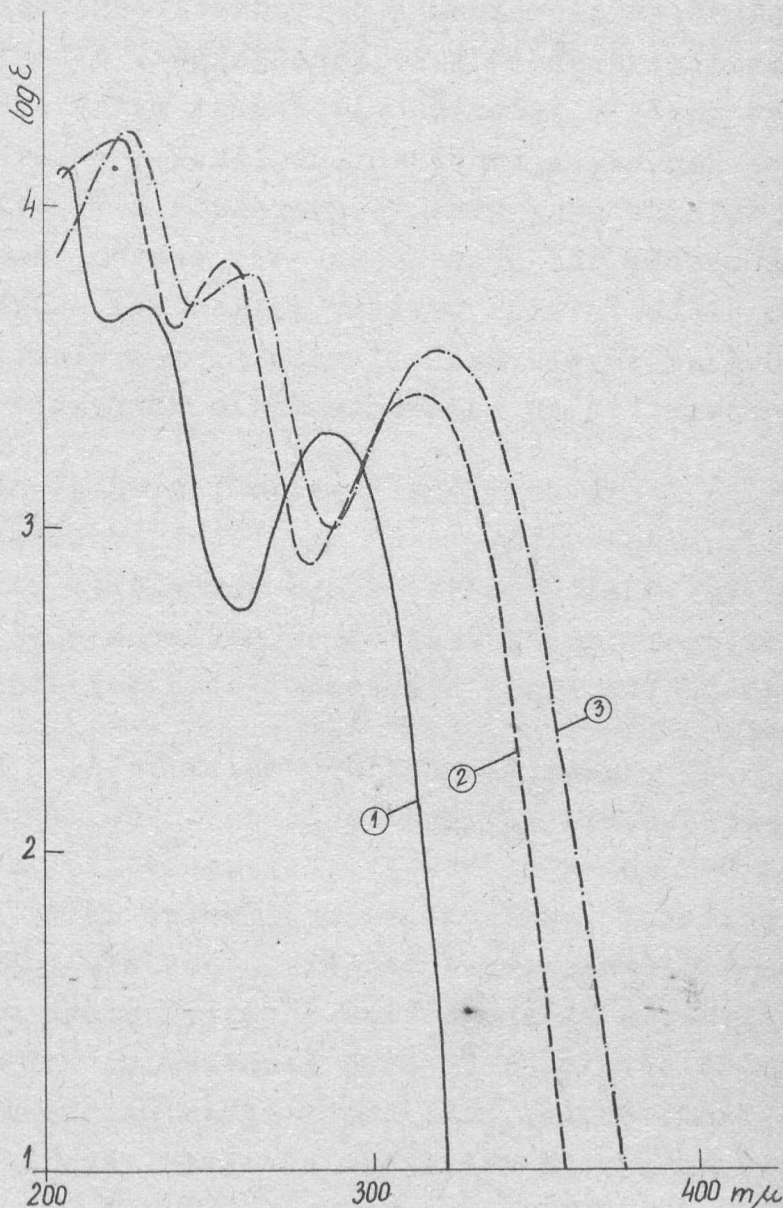
A szelenoszalicilsav nem stabilis vegyület, csak alkáli sójának oldata alakjában állítható elő. Így az SeH-csoport szubsztitúciós hatása nem tisztázható.

2. A heteroatom oldalláncban

A fenilglikolsav-típusú vegyületekre jellemző a három sávból álló görbe, amely az o-dikarbonsav szerkezetnek tulajdonítható. Ez a szerkezet először a ftálsav molekulájában jelentkezik és ez a három sáv a benzol fő gerjesztési sávjainak felel meg. Ultraibolya területen való megjelenésüket a két o-helyzetű karboxil-csoport okozza. Új gerjesztési irányok azonban nem lépnek fel a továbbiakban, megmarad ez a három sáv. Így a heteroatom nem okoz nagymértékű változást éppen a molekulában való helyzeténél fogva.

Az oxigén atomnak a molekulába való beépítése a karbometoxi-benzoesav-görbe /3. ábra, 1. görbe/ sávjainak relatív magasságát változtatja meg.

Ezt a változást az O atom elektronjainak a gyűrű mezomériájában való részvétele hozza létre. A karbometoxi-benzoesav görbéjének a heteroatom nélküli alapvegyületéhez képest mutatott változásai a szalicilsavra emlékeztetnek. Előbbi olyan szalicilsav-származéknak tekinthető, amelynek molekulájában a OH-csoport H-ja helyén egy ecetsav-molekula van.



Az O a-

tom kicserélése S, vagy Se atomra a görbe szerke-

3. ábra.

zetében nem okoz lényeges változást. A feniltioglikol-, o-karbonsav és fenilszeleno-glikol-, o-karbonsav görbéinek szerkezetében továbbra is a karbonsav-jelleg dominál, a változás a görbe helyzetében áll be /3. ábra, 2 és 3 görbe/. Ezt a hatást csak a heteroatom okozhatja, mivel a molekula többi része azonos marad. 1540/G.

A jelentkező változás : a görbe eltolódása a hosszú hullámok felé és az extinkció növekedése. Az eltolódások mértékét a táblázat adatai szemléltetik. Ezek a változások megfelelnek az atomoknak a periódusos rendszerben elfoglalt helye által megszabott tulajdonságoknak. A feniltioglikol-, o-karbonsav görbéje jelentős eltolódást mutat a karbometoxi-benzoosavhoz képest. A fenilszelenoglikol-, o-karbonsavnál még további eltolódás van. Ennek magyarázata a π -elektron gerjesztésének könnyebbé válása S és Se atom esetén, szemben az O-nel, amit az előbbi elemek negatív jellemének csökkenése okoz az atomsúly növekedésével. Ezáltal ezen elemek elektronjainak a molekula mezomeriájában való részvétele könnyebbé válik.

További törvényszerűség, hogy az O és S vegyület görbéje között lényegesen nagyobb különbség áll fenn, mint a S és Se vegyületé között. Ez is megfelel a periódusos rendszer szabályának, amely szerint az oszlopok első tagja tulajdonságaiban jobban eltér a sorozat többi tagjától, mint azok egymástól.

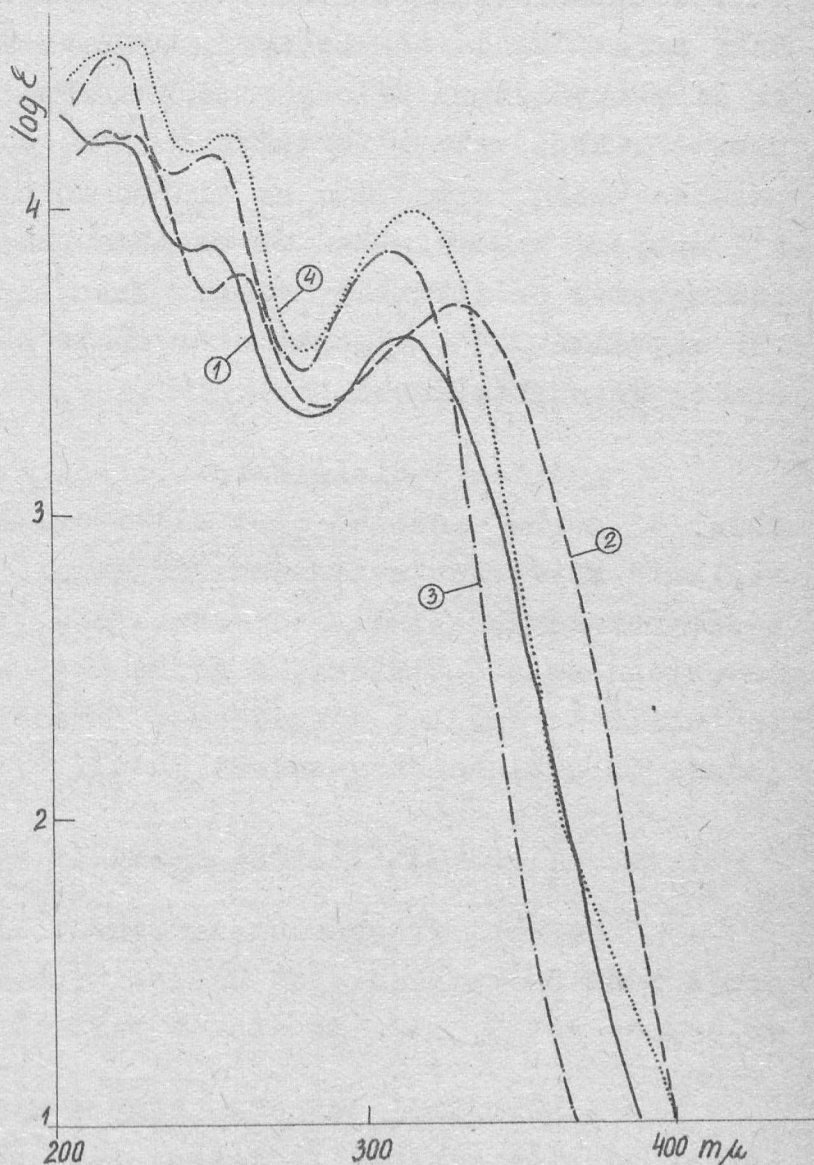
Emellett fellépő másik hatás a heteroatom szabad elektronpárjainak önálló gerjesztése. Ennek tulajdoníthatók a görbéknek az előbbi törvényszerűségtől való eltérései. A feniltioglikol-, o-karbonsav 258 μ -os sávja alakjában eltér a karbometoxi-benzoosav megfelelő sávjától. Ennek oka az lehet, hogy beleolvad ebbe a S atom elektronjainak önálló gerjesztéséből adódó sáv is. A Se atom elektronjai gerjesztésének még hosszabb hullámhossznál kell sávot adnia. A 323- μ -nál lévő sáv extinkciója nagyobb mértékben nő a kén vegyületéhez képest, mint az O és S vegyület esetében.

3. A két gyűrű közti heteroatom

A difenil-dikarbonsavak görbéit vizsgálva megállapítható, hogy teljes mértékben eltérnek a megfelelő alapvegyületektől. Ennek nyilvánvalóan sztérikus okai vannak, a két o-helyzetű karboxil-csoport mezomer és induktív hatásán kívül. Így nem látszik szükségesnek az alapvegyületek behatóbb tárgyalása.

A dikarbonsavak görbéi nagy hasonlóságot mutatnak az előzőekben tárgyalt fenilglikolsavakhoz. A görbéken a dikarbonsav-jelleg dominál és látható, hogy a heteroatom ebben az esetben is aránylag kis szerepet játszik, nem hoz létre újabb gerjesztési lehetőségeket, de elektronjaival résztvesz a molekula mezomer rendszerében.

A difenilszulfid-o-, o'-dikarbonsav görbéje /4. ábra, 1. görbe/ a difenilszulfidhoz képest a hosszú hullámok felé tolódik el és extinkciója csökken. Előbbit a karboxil-csoport elektronjainak a mezomériában való részvétele okozza. Az erős extinkciócsökkenést viszont a planáris molekulának a két karboxil-csoport sztérikus hatása miatt a síkból való kifordulása okozza. A szubsztituensek sztérikus hatása tehát teljes mértékben megváltoztatja a gerjesztés mechanizmusát.



4. ábra.

A difenilszelenid-o-, o'-dikarbonsav görbéje /4. ábra, 2. görbe/ is nagy eltérést mutat a difenilszelenidhez képest. Hasonló azonban a görbe szerkezete a megfelelő szulfidhoz. 1540/G.

A görbe ugyancsak három sávból áll, de eltolódik a hosszú hullámok felé és extinkciója kissé emelkedik. Ez ugyanaz a jelenség, amit már az előbbieken a S és Se vegyületek esetében megállapítottunk.

A difenil-diszulfid-*o,o'*-dikarbonsav /4. ábra, 3. görbe/ nagy mértékben eltér a megfelelő alapvegyület görbájától, mint a difenilszulfid esetében is. Lényeges különbség azonban, hogy az extinkció nem csökken, mint az előbbi esetben, hanem nő az alapvegyülethez képest. Itt nem lép fel a karboxil-csoportok okozta síkból való kifordulás hatása, amely az extinkció csökkenéséhez vezet, mivel már az alapvegyület sem planáris. A karboxil csoport hatása ebben az esetben nem sztérikus, de érvényesül mezomer és induktív hatása. Ez okozza a görbe szerkezetének megváltozását. A görbe szerkezete hasonló az eddig tárgyalt analóg vegyületekéhez.

A difenil-diszelenid-*o,o'*-dikarbonsav görbájénél /4. ábra, 4. görbe/ hasonló eset áll fenn. Nem jelenik meg a diszelenid-kötés gerjesztésének megfelelő sáv, hanem a görbe az *o*-dikarbonsavakra jellemző szerkezetű, vagyis három sávból áll. Hasonlóan az előbbiekhöz, a görbe nagy mértékben hasonlít a megfelelő S vegyület görbájéhez. Ehhez képest hullámhosszeltolódást és extinkciónövekedést mutat.

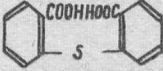
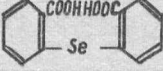
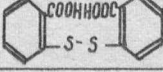
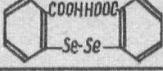
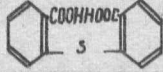

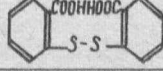
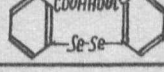
A heteroatomok számának hatása

További érdekes összefüggést állapíthatunk meg, ha nem a S és Se vegyületeket hasonlítjuk össze egymással, hanem az egy és két S, ill. Se atomot tartalmazó vegyületeket.

A görbékéből látható, hogy a difenil-diszulfid-dikarbonsav görbéje extinkcióértékben lényegesen magasabb, mint a monoszulfidé. Ugyanakkor hullámhosszértékben nagyjából helyben marad, ill. az első sávnál a rövidebb hullámok felé tolódik el. Ugyanez érvényes a szelenid és diszelenid esetében is. Eszerint megállapítható, hogy a heteroatom számának megkétszerezése mindössze extinkcióeltolódást okoz olyan értelemben, 1540/G.

hogy a két heteroatomot tartalmazó vegyület magasabb extinkció mellett abszorbeál.

Chaix /2/ az alapvegyületek esetében sorrendbe foglalta a kromofórokat a batokróom hatás mértéke szerint. Megállapításuk szerint a kromofórok hatása a következő sorrendben nő: - S - ; - Se - ; - S - S - ; - Se - Se - ; A mi adatainkból megállapítható, hogy az o-dikarbonsav-származékok esetében csak részben áll fenn ez a sorrend. Extinkcióértékben fokozatos az eltolódás a sorrendnek megfelelően. Különösen jól látható ez az első sáv maximumánál. Hullámhosszértékben azonban a fokozatos eltolódás csak a S, Se, ill. S - S, Se - Se pároknál áll fenn, míg a heteroatom megkétszerezése esetén az első sáv a rövid hullámok felé tolódik, a másik kettő nagyjából helyben marad. Nézetünk szerint ennek az eltérésnek a két heteroatomból álló kromofórnak a fősávval egyidejűleg történő önálló gerjesztése az oka.

		maximum		maximum		maximum	
		$\lambda m\mu$	$\log \epsilon$	$\lambda m\mu$	$\log \epsilon$	$\lambda m\mu$	$\log \epsilon$
I.		316	3566	252	3871	219	4223
II.		331	3654	262	3777	227	4230
III.		310	3842	253	4164	222	4495
IV.		318	3980	257	4232	228	4527
		minimum		minimum			
		$\lambda m\mu$	$\log \epsilon$	$\lambda m\mu$	$\log \epsilon$		
I.		284	3320	246	3865		
II.		285	3330	250	3744		
III.		280	3468	240	4106		
IV.		281	3528	244	4165		

I. táblázat.

Véggövetkeztetések

1./ Ha heteroatom oldalláncban, vagy két benzolgyűrű közt foglal helyet, hatása a molekula fényelnyelésére abban nyilvánul meg, hogy elektronjai résztvesznek a gyűrű mezomer rendszerében, de nem hoz létre újabb gerjesztési lehetőségeket.

2./ A heteroatomok elektronjainak önálló gerjesztése csak abban az esetben ad sávot, ha a molekulának azon a területen nincs saját fényelnyelése.

3./ A heteroatomtól függetlenül a görbe szerkezete változatlan marad : a három sávból álló görbe az o-dikarbonsav szerkezetre jellemző.

4./ A heteroatom negatív jellemének csökkenésével párhuzamosan nő elektronjainak a mezomériában való részvétele és tolódik el a görbe a hosszú hullámok felé.

5./ Az O és S- vegyület görbéje között lényegesen nagyobb a különbség, mint a S és Se- vegyület között, a periódusos rendszer szabályának megfelelően.

6./ A heteroatom számának változtatása az extinkció növekedését okozza.

Elhangzott az 1954. évi fizikus vándorgyűlésen.

A SPEKTROSKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: KOVÁCS ISTVÁN

A relativ abszorpciómérés új kísérleti módszerei

Írta: Trummer István

Fotométeres módszerrel történő koncentrációmeghatározásnál az analitikai kémiában mindinkább használatos a transzmisszióviszony mérése. Ezzel a módszerrel nemcsak viszonylag tömény, vagyis kis fényátbocsátású oldatok koncentrációját lehet meghatározni, hanem a mérés hibáját egy nagyságrenddel kisebb értékre szoríthatjuk le. A módszerrel kapott koncentrációadat pontossága tehát sokkal nagyobb, mint a szokásos fotométeres módszerek esetében. A kivitelezés módja alapján ezt a módszert differenciál-fotométeres módszernek is nevezik. Elméleti alapjait az 1949-51 években dolgozták ki. Ezeket az eredményeket összefoglalóan ismertettem egy cikkben, mely a Központi Fizikai Kutató Intézet Közleményeinek legutóbbi számában jelent meg, s egyuttal a Fizikai Szemle idei 5. számában is meg fog jelenni. A módszerrel átlagosan 5-20-szoros pontosságnövekedés érhető el, s egyuttal a fotoelektromos készülékek 0,2-0,9 extinkcióig terjedő méréstartományát mintegy háromszorosára lehet kiterjeszteni.

A differenciál-módszer szokásos kivitelezése úgy történik, hogy a meghatározandó komponensből olyan tömény oldatot készítünk, hogy az oldat extinkciója a mérésre alkalmas - rendszerint az elnyelési maximum környezetében lévő - hullámhosszterületen mintegy 1,5 és 3 között legyen. Az ismeretlen koncentrációju, de az előbbi, összehasonlító oldatnál valamivel töményebb oldat fényátbocsátását ezután nem az oldószer fényáteresztő képességéhez viszonyítva mérjük, hanem az összehasonlító oldat fényátbocsátását vesszük egységnyinek, 100 %-nak, s ehhez képest mérjük oldatunk fényelnyelését.

Mérésünk eredményének, a koncentrációadatnak a pontossága annál nagyobb, minél töményebb, vagyis minél nagyobb extinkcióju összehasonlító oldatot használtunk a 100 % fényátbocsátás beállítására. Az alkalmazható extinkció felső határát, amint erre a transzmisszióviszony mérését tárgyaló, a Fizikai Társulatban ezév júniusában tartott előadásomban rámutattam, a Lambert-Beer féle abszorpciós törvénytől mutatkozó eltérés erőssége szabja meg, azaz mérendő vegyületünk elnyelési sávjának szélessége, helyesebben ennek viszonya a spektrofotométeren át bocsátott sáv szélességhez. Keskeny, tüzserü elnyelési sáv módosítja a méréshez felhasznált spektrumsáv intenzitás-eloszlását. Az ezáltal bekövetkező deviáció, amely az extinkció-koncentráció arányosság megszűnésében mutatkozik meg, kihatással van a mérés pontosságára is és azt alaposan leronthatja. Az összehasonlító oldat extinkciójának növekedésekor fokozottan megnő a deviáció nagysága: az észlelhető, látszólagos elnyelési együttható jóval kisebb, mint a valódi elnyelési együttható értéke.

A gyakorlati eljárás során összehasonlító oldatunk tényleges extinkcióját nem is kell ismernünk, csak a pontos koncentrációját. Ismert koncentrációju oldatsorozat segítségével kalibrációs görbét szerkesztünk úgy, hogy az oldatoknak az összehasonlító oldattal szemben mutatkozó extinkcióját a koncentráció függvényében feltüntetjük. Az ismeretlen oldat koncentrációját a ténylegesen mért extinkció alapján keressük meg a grafikonban.

A fenti mérési módszer igen jól bevált és számos alkalmazást talált a kvantitatív kémiai analitikában. A differenciál módszer a spektrofotométeres méréseket, melyek eddig csak a nyom-alkatrészek meghatározására szorítkoztak, alkalmasá tették a nagymennyiségben jelenlévő komponensek meghatározására is.

A differenciál-fotometriának a szerkezetkutatásban való alkalmazása azonban a mérési eljárással szemben további követelményeket támasztott. E követelményeket a kvantitatív ké-
1540/G.

miai elemzésnél alkalmazott kivitelezési móddal csak igen nehezen lehet teljesíteni. Milyen körülmények vezettek arra, hogy a differenciál-módszert bevezessük a szerkezetkutatásnak az elnyelési szinképek segítségével elvégezhető vizsgálatainak közé? Ezt már maga az a tény is eléggé megindokolná, hogy a differenciál-módszerrel nyert extinkcióértékek pontossága messze meghaladja a szokásos fotométeres eljárással mért extinkcióértékekét. Egészen finom spektrumszerkezet különbségeket kivéve, a szokásos eljárás pontossága általában megfelelő; ezenkívül a differenciál-módszer alkalmazásánál minden egyes esetben meg kellene bizonyosodnunk afelől, hogy a méréshez használt nagy részszélesség nem okoz-e nagyobb hibát.

Számos esetben szükséges azonban, hogy egy adott koncentrációju oldat tényleges extinkcióértékeit mérjük. Így pl. tautoméria, disszociáció, polimerizáció, oldószerhatás, stb. vizsgálatánál egy adott töménységű oldat fényelnyelését kell mérnünk és ha olyan spektrumterülethez érkezőnk, ahol az oldatnak erősebb fényelnyelése van, oldatunkat nem vizsgálhatjuk tovább ennél a koncentrációnál, hiszen mérhető értékek felvételéhez az oldatot hígítanunk kellene, mely az egyensúly eltolásához vezet. Az egyébként rendelkezésre álló 0,2-0,9 extinkció-intervallum rendszerint nem elegendő ezen jelenségek koncentráció-függőségének vizsgálatához. Egy bizonyos, rövid spektrumszakaszban rendelkezni fogunk egy adatsorral, mely csak kis koncentráció-intervallumot fog át, majd egy másik spektrumterületen egy másik koncentráció-intervallumot. A felvett részspektrumgörbékéből nagyon nehéz kiszámítani a folyamat kémiai-fizikai állandóit; ha pedig a vizsgált folyamatban kettőnél több fényelnyelő komponens szerepel, akkor ez csaknem lehetetlen.

Hasonló követelményt támaszt - azaz nagy extinkciók tényleges mérését - kis fényátbocsátású szilárd anyagok /szűrők, hegesztőszemüvegek, stb./ vizsgálata is. Ilyen munkagépszésgügyi szempontból fontos szűrők gyártási kísérleteinek szempontjából szükséges volt átbecsátási spektrumuk gyors vizsgálata.

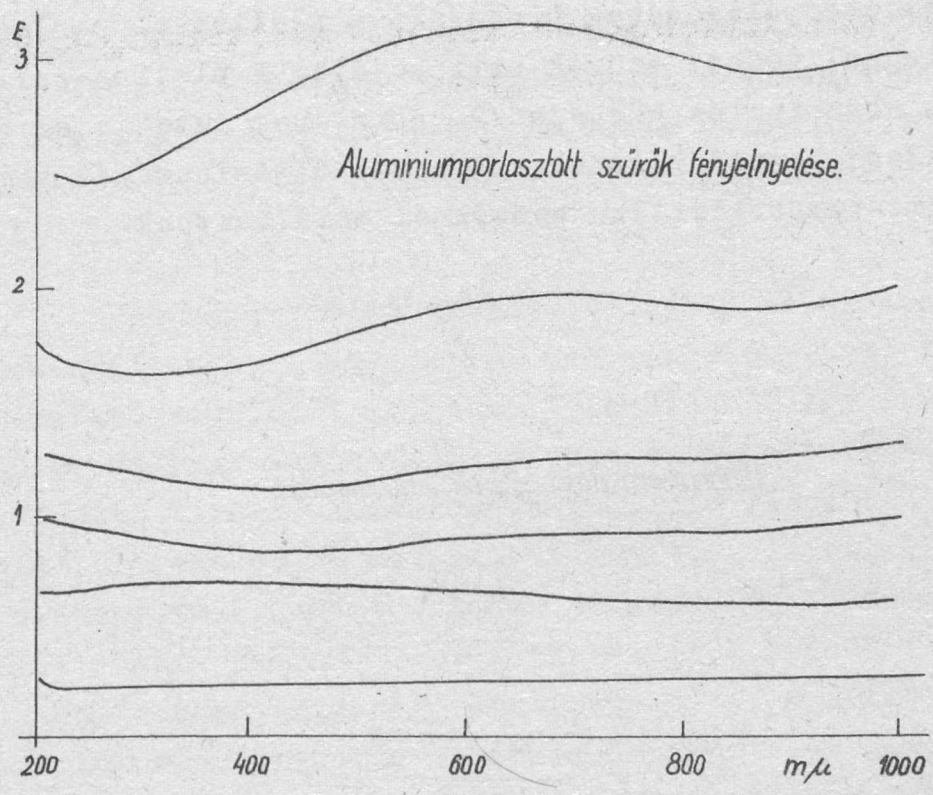
gálatának kidolgozása. E két szempont vezetett tehát abban, hogy a differenciál-fotometria kivitelezését oly módon oldjam meg, hogy az eljárás gyors legyen és közvetlen extinkciómérésre is alkalmassá váljék.

A kvantitatív analitikában használatos összehasonlító oldatok alkalmazása nem volt megfelelő annak ellenére, hogy elméletileg ezek segítségével is lehetséges nagy extinkciók mérése. Ez egy adott hullámhossznál úgy lehetne kivitelezhető, hogy először közvetlenül egy olyan oldat extinkcióját mérjük meg, amelynek fényelnyelése a szokásos módszerrel pontosan mérhető. Ezután ugyanennél a hullámhossznál egy kétszer töményebb oldat extinkcióját mérjük az első oldathoz viszonyítva. Az eljárást addig folytatjuk, míg az utolsó oldat extinkciója a kívánt nagyságu területet el nem éri.

Az oldatok fényelnyelése azonban erősen szelektív. Ez két következményt von maga után. Először is az ilyen oldatok csak kicsiny, erősen korlátozott szinképterületen használhatók extinkció-összehasonlításra. Olyan szinképterületen, ahol a felhasznált vegyület fajlagos elnyelése kicsiny, vagy nagyon tömény oldatokat kellene alkalmazni, vagy új, ezen a szinképterületen erősebben fényelnyelő vegyületet kellene választanunk összehasonlító oldat készítéséhez. A szelektív fényelnyelés második következménye, hogy az oldatok extinkciója a hullámhosszúsággal erősen változik; így a résnyitás nagyságától függően más és más extinkcióértékek lennének érvényesek az összehasonlító oldatra, nem tekintve a hullámhosszbeállítás egészen kis pontatlansága miatt bekövetkező hatalmas extinkciókülönbségeket. Ezenkívül az összehasonlító oldatok kezelése és tartósítása is nehézségekbe ütközik. Vizsgálataimat az összehasonlító oldatok pótlása végett olyan szűrők irányában terjesztettem ki, amelyeknek fényelnyelése a spektrum bármely területén állandó, vagyis extinkciója a hullámhosszúsággal csak lassan változik.

Két szűrőfajtát vettem vizsgálat alá: porlasztott szűrőket és rácsszűrőket.

Először alumíniumporlasztású kvarc-szűrőket készítettem. A különböző rétegvastagságban porlasztott szűrők elnyelési spektrumát az 1. ábra mutatja. Érdekes, hogy a porlasztott

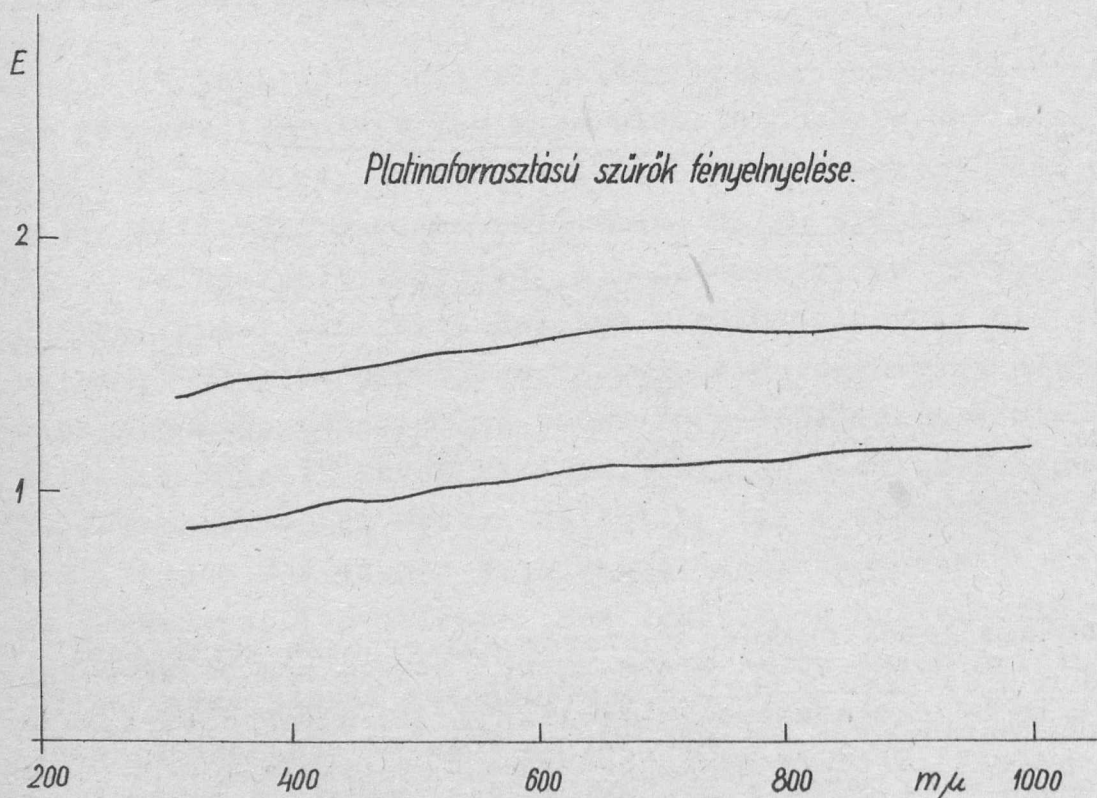


1. ábra.

réteg vastagságától függően a szűrők abszorpciós görbéjének lefutása más és más. A hullámhosszfüggőség legnagyobb- vagyis a görbe legmeredekebb - a 400-500 mμ közötti szakaszban, azonban itt is alatta marad a 10%/100 mμ-nak, vagyis a maximálisan használt 10-15 mμ sáv szélességet figyelembevéve, még mindig elhanyagolható lenne, mert a méréshez felhasznált spektrumsávban nem okoz lényeges energiamódosulást. Az alumíniumporlasztott szűrőkkel kapcsolatban azonban azt a kellemetlen jelenséget tapasztaltam, hogy a szűrők fényelnyelése a hasz- 1540/G.

nálat során folytonosan változik. A változás oka valószínűleg a perlasztott réteg mállása, mivel leginkább extinkciócsökkenést lehetett tapasztalni; de ellentétes irányú változás megfigyelése, valamint a változás nagyságának szórása azt teszi valószínűvé, hogy más folyamatok is /pl. oxidáció/ közrejátszanak az alumíniumperlasztott szűrők fényelnyelésének megváltozásában.

Teljesen állandónak bizonyult a platínával perlasztott és kvarc réteggel védett szűrők extinkciója. A platina-perlasztású szűrők abszorpciós görbéje /2. ábra/ nem mutatja az extinkció-hullámhossz-összefüggésnek azt a szabálytalanságát sem, mellyel az alumíniumperlasztású szűrőknél találkoztunk.



2. ábra.

Heidt és Bosley /1/ olyan rácsszűrők készítését írják le, amelyeknek fényelnyelése független a hullámhossztól. Ezeket a szűrőket spektrofotométerek transzmisszióskálájának 1540/G.

kalibrálására használták. Az optimális, 0,20 mm körüli huzal-
átmérővel készített szűrők extinkciója a mérések szerint is
teljesen független a méréshez felhasznált fény hullámhosszu-
ságától; az abszorpciós görbék a hullámhossztengellyel párhuz-
amos egyenesek. A szűrők által átbocsátott fény a huzalátmé-
rőből és a huzalszám pro cm adatból kiszámítható és jól egye-
zik a mért eredményekkel. Nagyobb fényelnyelésű szűrőket köz-
vetlenül azonban nem sikerült előállítani, hanem csak 50-10%
T közötti fényáteresztésűeket - mely érték 0,2-1,0 E-nak felel
meg. Helyes orientációju elrendezéssel azonban a szűrők extink-
ciói összeadódnak. A helyes elrendezés akkor érhető el, ha az
egymásután elhelyezett szűrők huzalirányai legalább 10 fokot
térnek el.

Védőszűrők nagy extinkcióértékei az összehasonlító
szűrők segítségével egyszerűen úgy mérhetők, hogy a platina-
porlasztású szűrőkből, vagy a rácsszűrőkből egy sorozatot ké-
szítünk, melynek tagjai mintegy 0,6 extinkciónként növekvő fény-
elnyeléssel bírnak. A szűrők extinkcióit lépcsőzetesen mérjük,
az elsőt levegőhöz, a magasabb tagokat a sorozat előző tagjá-
hoz viszonyítva. A mért értékek átlagolásával kiszámítjuk a
sorozat pontos extinkcióértékeit. Mivel a szűrők fényelnyelé-
sének hullámhosszfüggősége elhanyagolható, a szűrők mérhető
extinkciói nem függenek a méréshez használt rés szélességétől.
Ismeretlen fényelnyelésű szilárd anyag méréshez azt a szűrőt
választjuk, melynek extinkciója valamivel kisebb a mérendő a-
nyag extinkciójánál.

Oldatok fényelnyelésének mérésénél a kivitelezés
teljesen hasonló, csak a 100 %-os fényátbocsátás beállításá-
kor az összehasonlító szűrőn kívül oldószeres küvettát is ál-
litunk a fény útjába. Ezzel az eljárással a differenciál-mód-
szernél is kiküszöbölhető az oldószer saját fényelnyelése, s
együttal a szűrők levegőhöz viszonyított extinkció-értékei is
felhasználhatók a mérendő oldat extinkciójának kiszámításához,
bármilyen oldószer használatánál.

A relativ elnyelés-mérés módszer alkalmazásával nemcsak azt érvük el szerves vegyületek elnyelési szinképének felvételénél, hogy a kapott extinkcióértékek pontossága alaposan megnő, vagyis a mérési bizonytalanság jóval kisebb lesz, hanem olyan esetekben is, mikor oldatunk követi a Lambert-Beer törvényt, vagyis higitással arányosan csökken az extinkció, megszabadulunk egy jelentékeny hibaforrástól: a higitási hibától.

Természetes, hogy összehasonlító oldat helyett fénycsökkentő szűrőnek az alkalmazása koncentráció-meghatározásnál is nagyon megkönnyíti és meggyorsítja fotométeres munkánkat. A szűrőknek egyszeri, gondos kalibrálása feleslegessé teszi az összehasonlító oldatok fárasztó preparálását. Sokkal jelentősebb azonban az az eredmény, hogy a szűrőkkel végzett differenciál-fotométeres eljárás lehetővé teszi az abszorpciós szinképeknek egy adott koncentrációnál történő felvételét. Fotoelektromos spektrofotométerekkel ez eddig nem volt végrehajtható, s a fényképezéses spektrografikus módszernél is csak a küvettahossz és az expozíciós idő változtatásával volt lehetséges. Az egyidejűen mérhető elnyelési határokat a differenciál-módszernél is bővíthetjük a küvettahossz változtatásával. Ez okból a Beckman-spektrofotométerhez, amelynél az eredeti elrendezésben csak 10 mm uthosszusú küvetták használhatók, olyan kiegészítő-berendezést készítettünk, amely 1 és 50 mm között tetszőleges hosszúságú küvetta használatát teszi majd lehetővé. Ilymódon fotoelektromos spektrofotométerrel a differenciál-módszer segítségével több, mint három $\log \epsilon$ -egység "fogható át", s ez a legtöbb kémiai-fizikai folyamat egyensúly-állandójának és lefolyásának kiderítéséhez elegendő.

Meg kell jegyeznem még, hogy nagy remény fűzhető a fénycsökkentő szűrőknek spektrografikus felvételekkel való összekapcsolásához olyan esetekben, amikor a folyamat gyors lefolyású, pillanatszerű és nem egyensúlyra vezető. Az igen rövid idejű felvétel lehetővé teszi a folyamat követését úgy, hogy magas extinkcióértékeket is lehet nagy pontossággal mérni.

Elhangzott az 1954. évi fizikus vándorgyűlésen.

A SPEKTROSKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: KOVÁCS ISTVÁN

Ujabb vizsgálatok ultraibolya elnyelési

szinképek fényképezési módszerrel történő felvételére

Irta: Láng László és Vizesy Mária

Előző dolgozatunkban /1/ részletesen foglalkoztunk annak a kérdésnek vizsgálatával, hogy a nem pontszerű fényforrás használatakor fellépő hibákat milyen módon lehet kiküszöbölni, ezenkívül leirtunk egy olyan kombinált módszert, melynél a küvettákba belépő és az azokból kilépő fényintenzitásokat egyidejűleg figyelembevéve, egy és ugyanazon a lemezen belül különböző intenzitásviszonyok mellett több ellenőrző felvételt készíthetünk, s így középértékeléssel lecsökkenthetjük a jelentkező lemezhibákat. Ennél a módszernél a következő összefüggést használjuk az extinkciós koefficiens kiszámítására:

$$\xi = \frac{1}{cd} \left\{ D + \frac{f'-f}{100 \gamma} \right\}$$

hol D a küvettákba belépő fényintenzitások viszonya, $D = \log I_0 / I_0'$, f' , ill. f az oldószer, ill. az oldat szinképeinek feketedési értéke, γ a lemez gradációja. Az $\frac{f'-f}{100 \gamma}$ nyilván a küvettákból kilépő intenzitásviszony értékét adja meg:

$$\log \frac{I'}{I} = \frac{1}{\gamma} \log \frac{i}{i'} = \frac{f'-f}{100 \gamma}$$

mert a lineáris skála és a feketedési skála összefüggése:

$$f = 100 \log \frac{1000}{i}$$

A fenti összefüggés részletesebb vizsgálatával folytatjuk módszertani vizsgálatainkat, elsősorban a lemez γ értékének pontos meghatározása céljából, illetve amiatt, hogy a Spekker fotométer fényrekesz-szabályozó dobját gyorsan és pontosan tudjuk kalibrálni.

A fényképezőlemez γ értékének és a belépő
intenzitásviszonynak pontos meghatározása

A γ értékek meghatározása sok helyen van az irodalomban leírva. Nekünk azonban alkalmazkodnunk kellett az adott körülményekhez és éppen ezért azt a kérdést vizsgáltuk meg, hogy a fényképezőlemez γ értékeit Spekker fotométerrel és majdnem pontszerű hidrogénlámpával hogyan határozhatjuk meg. A kidolgozott eljárás igen jónak bizonyult, feltételezve, hogy a hidrogénlámpa és az egész optikai rendszer úgy van beállítva, hogy a két egymással párhuzamos fénynyaláb egyenlő intenzitású. Ha a fénynyalábok intenzitása nem egyenlő, akkor a mérési eredményeket korrigálni kell. Ebben az esetben ugyanis a Spekker fotométer fényrekesz-szabályozó dobján felírt értékek nem a tényleges helyzetnek megfelelő intenzitást jelzik. Ez természetesen azt is jelenti, hogy a Spekker fotométer dobját hitelesíteni kell, mert pl. az egyenlő feketedések mérésének módszerét használva, igen nagy hibát követünk el, ha a dobra írt értékekkel minden kritika nélkül dolgoznánk. Így tehát ez a két probléma párhuzamosan oldandó meg, ugyanis meg kell határozni a γ értékeket és ugyanakkor hitelesíteni kell a Spekker fotométer beállító dobját valamilyen korrekciós taggal. A korrekciós tag értéke tapasztalatunk szerint azonban a hullámhossz, s ezzel együtt a hidrogénlámpa spektrális intenzitáseloszlásának, valamint pontszerűségének függvénye, s így a probléma mindjobban kiszélesedik.

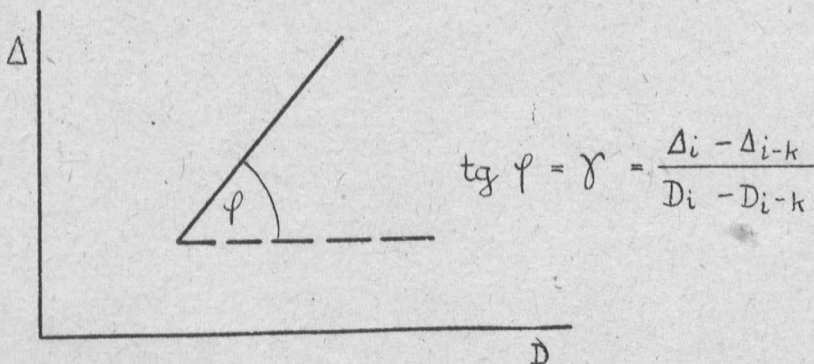
Érdemes megemlíteni, hogy az irodalomban a Spekker fotométert az egyenlő feketedésű helyek kikeresésén alapuló módszernél alkalmazzák, de úgy, hogy egy korrekciós értéket használnak az egész szinképtartományban /2/, ami tapasztalataink szerint helytelen.

A bennünket elsősorban érdeklő kérdés az volt, hogy lehetséges-e egyidejűleg a γ értékek pontos meghatározása és a Spekker fotométer fényrekesz-dobjának pontos kalibrálása.

Számunkra azért fontos ez a probléma, mert a spektrográfiai berendezésünket többféle munkára használjuk, ami természetesen az optikai rendszer más és más módon való összeállítását kívánja meg, s a készülék, illetve konkrétan a Spekker fotométer újra-beállítása kezdetben többhetes munkát igényelt és csak többszöri beállítás után megszerzett gyakorlati tapasztalatok birtokában sikerült a beállítás idejét egy hétre lecsökkenteni. Ha viszont megoldható a felmerült probléma, akkor ez annyit jelent, hogy az újra-beállítás nem tart tovább, mint két-három óráig. Ebben az esetben ugyanis nem kell a fényforrást pontosan a Spekker fotométer fókuszában elhelyezni, - illetve, miután a fényforrás nem pontszerű, így ez nem is lehetséges, - hanem "hibásan" beállított fényforrással jó f -értékeket kapunk, s ezzel viszont a fényrekeszeket lehet hitelesíteni. A "hibás" jelző itt annyit jelent, hogy a nem pontszerű fényforrás használatakor nem lehet a készüléket úgy beállítani, hogy az alsó és felső fényutban $D = 0$ állásnál a lemez feketedése egyenlő legyen. Az eltérés természetesen igen kicsiny, de nem elhanyagolható.

Másképpen megfogalmazva a problémát, kérdés, hogy hogyan lehet a fényrekeszek hitelesítését a nem hiteles fényrekeszek felhasználásával elvégezni?

Tegyük fel, hogy $D_1, D_2, D_3 \dots D_i$ belépő intenzitásviszonyok mellett készítünk felvételeket, természetesen úgy, hogy abszorpciós küvettát nem helyezünk a fény útjába. A megfelelő $\Delta = f' - f$ értékek legyenek a következők $\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3$ és Δ_i . Grafikusan ábrázolva egyenest kapunk /a mérhető feketedések tartományában/, melynek iránytangense a γ értéket adja:



Ha a dob értékeit nem kellene kalibrálni, akkor $D_0 = 0$ értéknél egyenlő intenzitású fénynyalábokat kapnánk mindkét fényutban, tehát $\Delta_0 = 0$ lenne, mert egyenlő intenzitások a fényképezőlemez kis területén egymás mellett természetesen egyenlő feketedéseket okoznak. Ha azonban $D_0 \neq 0$, akkor Δ_0 még mindig lehet 0, s ez csak annyit jelent, hogy a dobban leolvasott érték vagy nagyobb, vagy kisebb a fényrekeszek viszonyának valódi értékeinél, vagyis $D_1 \geq D_v$, ahol D_v a valódi, D_1 pedig a leolvasott intenzitásviszonyt jelenti.

Az általunk használt Spekker fotométernél csak az alsó fényrekeszt lehet szabályozni a beállító dobbal, a felső fényrekeszen tehát stabilis fényforrás használata esetén konstans az áthaladó gyengítetlen fénynyaláb, melynek értékét 100 %-nak vesszük, s így $D_1 = \log \frac{100}{x_1}$ értékkel kell számolnunk. Felvételsorozat készítése esetén az x_1 értéke bármennyire is nem felel meg a fenti összefüggésnél leolvasott D_1 értéknek, a kapott γ érték mindenféleképpen helyes lesz, mert az $x_1 \geq x_v$ összefüggés annyit jelent, hogy a γ értékének kiszámításához használt egyenes önmagával párhuzamosan tolódik el, ami azonban az egyenes hajlásszögét nem érinti, az iránytangens, vagyis a γ értéke változatlan.

Az így kapott helyes γ értékkel az ugyanazon mérésorozatonál használt D értékeket egyenként visszaszámoljuk, s így az x_v értékeket pontosan megadhatjuk. Ezzel tehát sikerül ennek a komplex problémának megoldása, mely munkánkat igen megkönnyíti.

Fényrekeszek hitelesítése a γ értékek meghatározása nélkül

Ujabbán a fényrekeszek hitelesítésére platinaréteggel ellátott kvarclemezt használunk. A platinaszűrő százalékos transzmisszióját kimérjük Beckman-féle spektrálfotométeren, a hullámhossz függvényében. Ezután a platinaszűrőt $D = 0$ dobállásnál az alsó fényutba helyezzük, s meghatározott ideig tartó 1540/G.

felvételt készítünk. A további felvételeknél a platinaszűrőt az alsó fényutból eltávolítjuk és a dobállást egy előre kiszámított értéktartományban változtatjuk, mindig ugyanazt az expozíciós időt használva. A kimért feketedési értékek különbsége az egyik dobállásnál a mérési hibahatáron belül feltétlenül egyezik a platinaszűrővel készült felvétel Δ értékével. Az azonos Δ értékek azt jelentik, hogy az alsó fényutnál a valódi fénycsökkentés megegyezik a platinaszűrő fénycsökkentésével. Így tehát a látszólagos D értékek korrigálhatók, s ami csak megkönnyíti munkánkat: egyetlenegy D érték korrigálásával már megkapjuk azt a korrekciós tagot, mellyel a következőképpen korrigálhatjuk az összes D értékeket:

$D_1 + k = D_v$, hol k értéke természetesen lehet negatív is.

A Standel-féle kontrollviszony vizsgálata

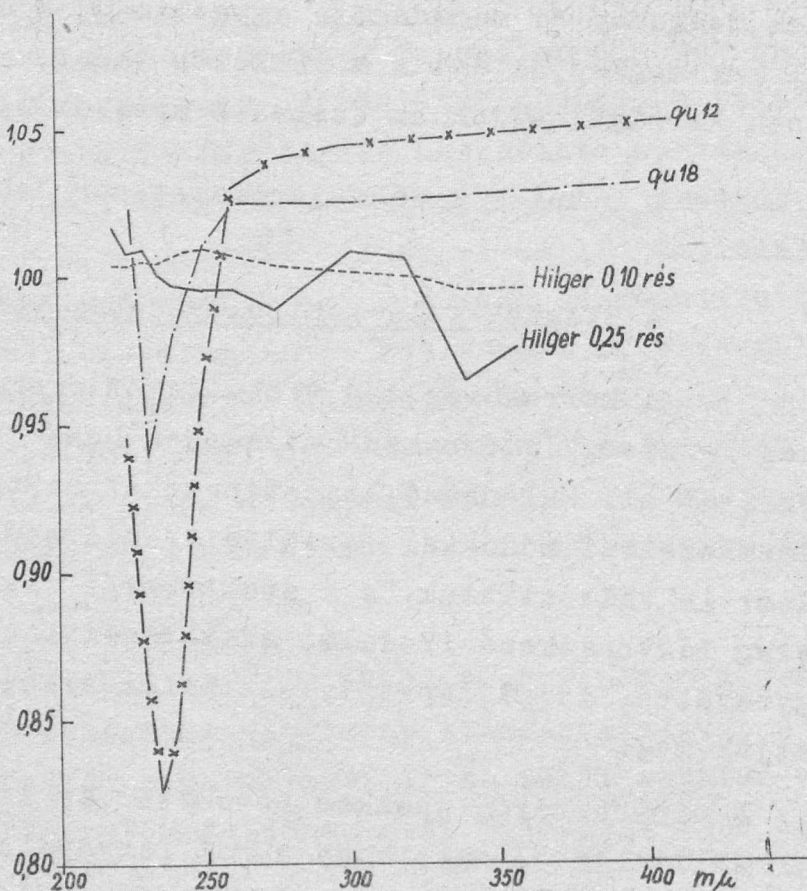
A korrekciós tag vizsgálatát éveken keresztül, többszáz lemezen, lemezenként átlagosan husz felvételpárt véve, végeztük el. Különböző lemeztípusokat használtunk, különböző lemezkezelési módokkal variálva. A hidrogénlámpa fényintenzitását is változtattuk, s a spektrográf résszélességét is. Rengeteg idevonatkozó irodalmi adatot néztünk át, s mindezeket egybevetve, saját tapasztalatainkkal a következőket állapíthatjuk meg:

1./ A fényforrás a Spekker fotométer és a spektrográf soha nem állítható be úgy, hogy a két fénynyaláb által okozott feketedés, a spektrum minden területén azonos legyen.

2./ Standel hasonló vizsgálataival összehasonlítva legjobb méréseinket, megállapítható, hogy az egyenlő intenzitású fénynyalábokra jellemző kontrollviszonyra jobb értéket sikerült elérni. Míg nála a kontrollviszony értéke 0,825 és 1,050, illetőleg 0,94 és 1,03 között változott, addig legjobb mérési eredményeinknél 0,964 és 1,018, ill. 0,995 és 1,010 között változik. Kontrollviszonyon Standel az alapbeállításnál a két 1540/G.

fénynyaláb által okozott feketedések, illetőleg pontosabban, a fotométer lineáris skáláján leolvasott galvanométer-kitérések hányadosát érti /3/.

Standelnél a kontrollviszony megállapítása szintén sokezer fotometrálnálási adat középértékeként adódott, éppenugy, ahogy méréseinknél is. Meg kell azonban jegyeznünk, hogy míg Standel a kontrollviszony hullámhossz-függésére egy mély minimummal rendelkező görbét kapott eredményül, méréseinknél ezzel ellentétben a görbe rendszertelen lefutású. Ennek oka az lehet, hogy a lemez az igen kicsiny intenzitáskülönbségekre nem elég érzékeny, meg



1. ábra.

kell ugyanis jegyeznem, hogy a Spekker fotométeres felvételeknél egy fotometrálandó szinkép magassága kisebb, mint 0,5 mm, s ha ezt harmincszoros nagyításban fotometráljuk, akkor a fényképezőlemez finom szemcsészetében előforduló hiba igen erősen beleszól a mérés pontosságába. Éppen ezért megkíséreltük mesterségesen elérni a nagyobb kontrollviszony értékváltozásokat, 1540/G.

hogy vajjon megkapjuk-e a Standel által kapott minimumértéket, azonban ez nem sikerült. Miután éppen Standel mérései alapján nem valószínű, hogy a spektrográfok, vagy fényképezőlemezek különbözősége okozná ezt az eltérést, fel kell tételeznünk, hogy a minimumérték a fényforrásra jellemző, szorosabban véve a fényforrás pontszerűségére, mert a Standel által használt vízhűtéses hidrogénlámpa fényét egy legalább 10 cm hosszú vonal mentén sugározza, míg az általunk használt Hilger-féle HF-3 típusú hidrogénlámpa majdnem pontszerű. Ezt bizonyítja az ábrán látható 0,10-es réssel felvett kontrollviszony-görbe is.

Végezetül ki kell emelnünk ismételten, hogy a korrekciós tagot hullámhosszanként kell megállapítani, mert a $\log \xi$ értékének kiszámításánál egy hibás korrekciós tag használata az egyenlő feketedésű helyek felkeresésén alapuló módszer alkalmazásánál 0,10-0,15 $\log \xi$ hibát is okozhat.

Az eddigi kutatások során még igen sok módszertani probléma vetődött fel, amiket éppen a korrekciós tag hullámhosszfüggése hozott napvilágra. További vizsgálatainkkal a felmerült kérdésekre szeretnénk választ kapni.

Megjegyzések:

- 1./ Láng L. és Vizesy M. : Magyar Kémiai Folyóirat 58, /1952/, 326, KFKI Közl. 2, 1954. 1.
- 2./ Gordon R.R., Powell H.: J. of Inst. of Petr. 31, /1945/, 428.
- 3./ Standel A.E.: Zsur. Prihlad. Him. 21, /1948/, 396.

Elhangzott az 1954. évi fizikus vándorgyűlésen.

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

A kiterjedt légizapórok hőmérsékleti effektusának

mérése

Irta: Sándor Tamás és Somogyi Antal

A kaszkádelmélet szerint az időegység alatt észlelt záporok számának függenie kell a légkör hőmérsékletétől és pedig a következő törvényszerűség szerint:¹

$$N = N_0 T^{-1/2} r^{-2-\beta}$$

vagy kicsi hőmérséklet-ingadozás esetén

$$\frac{dN}{N} = - \frac{1}{2} r^{-2-\beta} \frac{dT}{T}$$

Itt N jelenti az időegység alatt észlelt záporok számát, T az abszolút hőmérsékletet, r a kiterjedt záporok sűrűségeloszlásában szereplő hatványkitevőt, β pedig az u.n. dekoherencia-kitevőt. A dekoherencia-kitevőn az észlelt záporok átlagának a berendezés lineáris méreteitől való függését kifejező $N=N_0 r^{-\beta}$ egyenletben szereplő kitevőt értjük, ahol r a készülék lineáris méreteit jellemző szám, pl. négyzet négy sarkában elhelyezett számlálócsőfelületek esetén a négyzet oldalhosszúsága.

Fentiek szerint az 1 C^0 -ra eső relativ intenzitásváltozás értéke ezrelékben

$$B_T = - \frac{2 r^{-2-\beta}}{T} \cdot 1000 \text{ ‰}$$

amit kísérletileg meghatározhatunk s ezt egybevetve f és β megmért értékével, az effektus elméletének helyessége ellenőrizhető.

γ és β értékét többen is megmérték már. B_T mérésére eddig két adat ismeretes /Hodson² és Daudin³/ melyek egymással nincsenek teljesen összhangban, úgy hogy B_T újabb mérése önmagában is érdekes. Hodson a tengerszinten végzett méréseiben

$$B_T = - 3,8 \pm 1,1 \text{ ‰ per } C^{\circ}$$

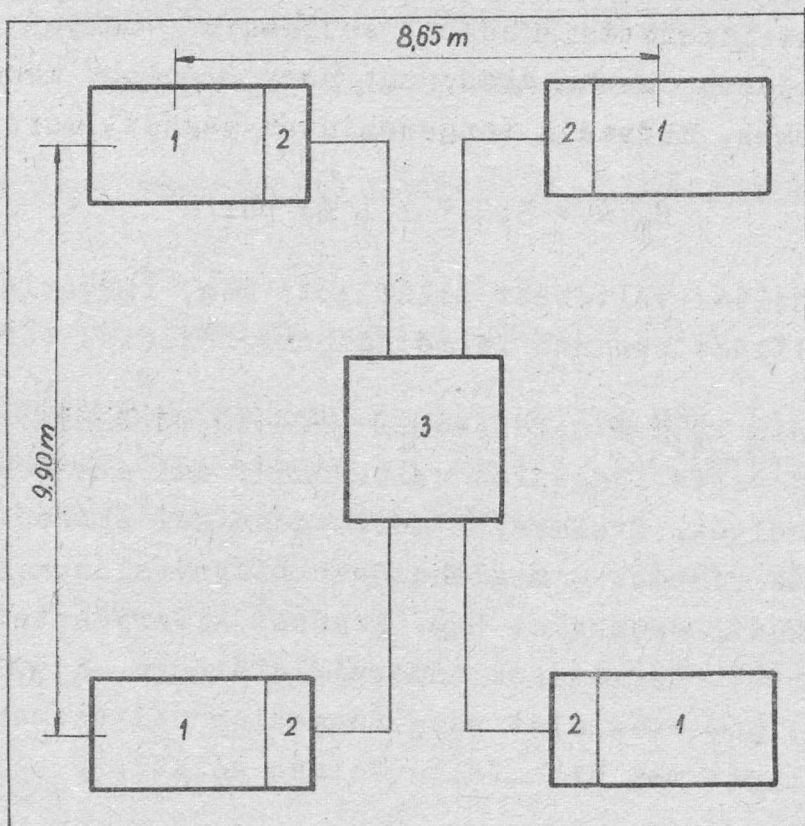
relatív intenzitás-változást állapított meg, független változónak a 950 millibar nyomású légréteg hőmérsékletét véve.

Daudin 3000 m magasságban végezte méréseit. A helyi hőmérsékletet vette független változónak, ami a kaszkádelmélet szerint nem helyes. Eredményei mérés technikai okokból - amelyekre cikkében is rámutat - meglehetősen bizonytalanok. B_T -re - 2,0 és + 2,0 ‰ közti értékeket kap. Később⁴ kiterjesztette a kiértékelést magasabb légrétegek hőmérsékletére is. A 300 millibar nyomású szint hőmérsékletét véve független változónak $B_T = 1,8 \text{ ‰ per } C^{\circ}$ -ot állapít meg hiba feltüntetése nélkül.

Lényeges körülmény továbbá, hogy az eddigi mérések a három konstans közül többnyire csak egyre, de legfeljebb két-tőre irányultak, a különböző mérésekből meghatározott konstansok pedig nem hozhatók össze egy képletbe, mert γ is, de különösen a β igen erősen függ az észlelő berendezés speciális felépítésétől.

Mérésünk célja tehát az volt, hogy egy és ugyanazon berendezéssel mérjük mindhárom konstans értékét és összehasonlítást tegyünk B_T számított és mért értéke között.

B_T mérésére az 1953. júliusában megkezdett s azóta lényegében megszakítás nélkül most is folytatódó mérési sorozatunkat használtuk fel. E sorozat most kb. 3300 mérési órát és 250000 záporészlelést tartalmaz. Az adatok feldolgozása csak részben történt még meg, a most ismerttetendő eredmények kb. 1500 mérési órára és 106000 záporészlelésre támaszkodnak. Kísérleti berendezésünk skémáját az 1. ábra mutatja be.



1. ábra.

Az 1-el jelzett téglalapok jelentik a számlálócsöveket. 4 sorozatban egyenként 10 - 10 GM-cső volt parallel kapcsolva. Egy-egy sorozat érzékeny felülete 3200 cm^2 . A 2-vel jelzett téglalapok elektronikus berendezések, melyek egységesítik a a GM-cső jeleket és továbbításra alkalmassá teszik. Nagyfrekvenciás kábeleken jutnak el a jelek a 3-al jelzett koinciden-
cia készülékbe, ahol egyuttal a koincideneciák számlálása is történik.

B_T meghatározása az

$$N - \bar{N} = b_{pT} t / p - \bar{p} / + b_{TT} t / T - \bar{T} /$$

regressziós egyenlet megoldása útján történt. Itt N jelenti a t óra alatt észlelt záporok számát, p jelenti a légnyomásnak, T a hőmérsékletnek a szóbanforgó észlelés alatti átlagát. 1540/G.

Hőmérsékleten vagy az atmoszféra átlagos hőmérsékletét kell érteni, vagy egy megfelelően választott szint hőmérsékletét. Mi az utóbbi eljárást választottuk abból a célból, hogy az eljárást különböző szintekkel megismételve, az egyes szintek hőmérsékletének a záporintenzitásra gyakorolt befolyását külön-külön is vizsgálat tárgyává tehesük s ezzel a kaszkádelmélet következtetéseit újabb próbának vessük alá.

A szintek megválasztása oly módon történt, hogy az észlelési helyen /410 m tengerszint feletti magasság/ uralkodó pillanatnyi légnyomásból fix értéket, pl. 50 mb-t vontunk le s minden észleléshez megállapítottuk ezen légnyomással bíró szint hőmérsékletét. Négy különböző szint befolyását tettük vizsgálat tárgyává: ezek légnyomás-különbsége az észlelési helyhez képest 50, 100, 250, 500 mb volt, ami rendre 1, 2, 5, 10 kaszkádegységnek felel meg durván.

A hőmérsékleti adatokat az Országos Meteorológiai Intézet naponta kétszer végzett rádiószondázásából nyertük, lineáris átlagolással.

A számítások eredményét az alábbi táblázat mutatja:

I. sz. Táblázat

	50 mb	100 mb	250 mb	500 mb
r	$0,88 \pm 0,04$	$0,88 \pm 0,04$	$0,88 \pm 0,04$	$0,89 \pm 0,06$
B_p	$-11, \pm 0,7 \%$	$-11,1 \pm 0,7\%$	$-10,6 \pm 0,7\%$	$-9,8 \pm 0,8\%$
$r_{N p, T}$	$-0,88 \pm 0,04$	$-0,87 \pm 0,04$	$-0,86 \pm 0,04$	$-0,83 \pm 0,05$
B_T	$-2,5 \pm 0,6\%$	$-2,7 \pm 0,6\%$	$-3,1 \pm 0,8\%$	$-3,4 \pm 0,8\%$
$r_{NT, p}$	$-0,44 \pm 0,13$	$-0,44 \pm 0,13$	$-0,43 \pm 0,13$	$-0,46 \pm 0,13$

A táblázat legfelső sorában a totális korrelációs együttható $/r/$ van feltüntetve. Alatta a légnyomás relatív regressziós együtthatója $/B_p/$, alatta a légnyomás parciális korrelációs együtthatója $/r_{Np,T}/$ látható. A következő sorban olvasható a hőmérséklet relatív regressziós együtthatója $/B_T/$ és alatta a hőmérséklet parciális korrelációs együtthatója $/r_{NT,p}/$.

Az alsó két sor az, ami különösen érdekes a táblázatban. Figyelemre méltó, hogy az itt feltüntetett értékek mindegyike meghaladja a feltüntetett standard hiba háromszorosát, sőt a regressziós együtthatók - egy kivétellel - a négyszeresét is. A hőmérsékleti effektus tehát reálisan létezőnek tekintendő. Az eddig ismert legjobb mérésnél sem érte el a regressziós együttható a standard-hiba négyszeresét.

Figyelemreméltó továbbá, hogy nem lehet különbséget tenni az egyes szintek szerepében. A regressziós együtthatóban látszik ugyan valami szisztematikus változás, de ez nem jelentős.

Az a megfigyelés, hogy az egyes szintek egyformán befolyásolják a záporintenzitást, látszólag ellentmond a kaszkád-elméletnek. A hőmérsékleti adatok belső analizise útján azonban kimutattuk, hogy ez az ellentmondás a jelen mérések alapján nem állítható. A való helyzet az, hogy az egyes szintek hőmérséklet-ingadozásai között igen erős kapcsolat van. Részletes számítások szerint a korrelációs együtthatók értéke $+ 0,8$ és $+ 0,9$ között van. Tehát erős korrelációt kell kapni a záporintenzitás és az 500 mb-os szint hőmérséklete között akkor is, ha nem ezek között, hanem pl. a 100 mb-os szint hőmérséklete és a záporintenzitás között áll fenn kauzális kapcsolat.

Az egyes szintek hőmérséklet-ingadozásai közti kapcsolat zavaró hatása kiküszöbölhető, ha azokat az eseteket választjuk ki, amikor a hőmérsékletváltozás az egyes szintekben nem azonos irányban zajlik le. Ez a kiválasztás elérhető pl. azáltal, hogy egyetlen regressziós egyenletbe foglaljuk valamennyi szint

1540/G.

hőmérsékletét:

$$N-\bar{N} = b_p t / p-\bar{p} / + b_{50} t / T_{50}-\bar{T}_{50} / + b_{100} t / T_{100}-\bar{T}_{100} / + \\ + b_{250} t / T_{250}-\bar{T}_{250} / + b_{500} t / T_{500}-\bar{T}_{500} /$$

Itt pl. b_{500} jelenti a záporintenzitásnak 1 C^0 -ra eső változását feltéve, hogy a légnyomás és valamennyi szint hőmérséklete - kivéve az 500-asét - konstans marad.

Egy ilyen regressziós egyenlet megoldása - tekintettel arra, hogy 78 különálló adatscsoportról, v.i. 78 egyenletről van szó - komoly számolás-technikai feladatot jelentett. Az eredményt a következő táblázat tünteti fel:

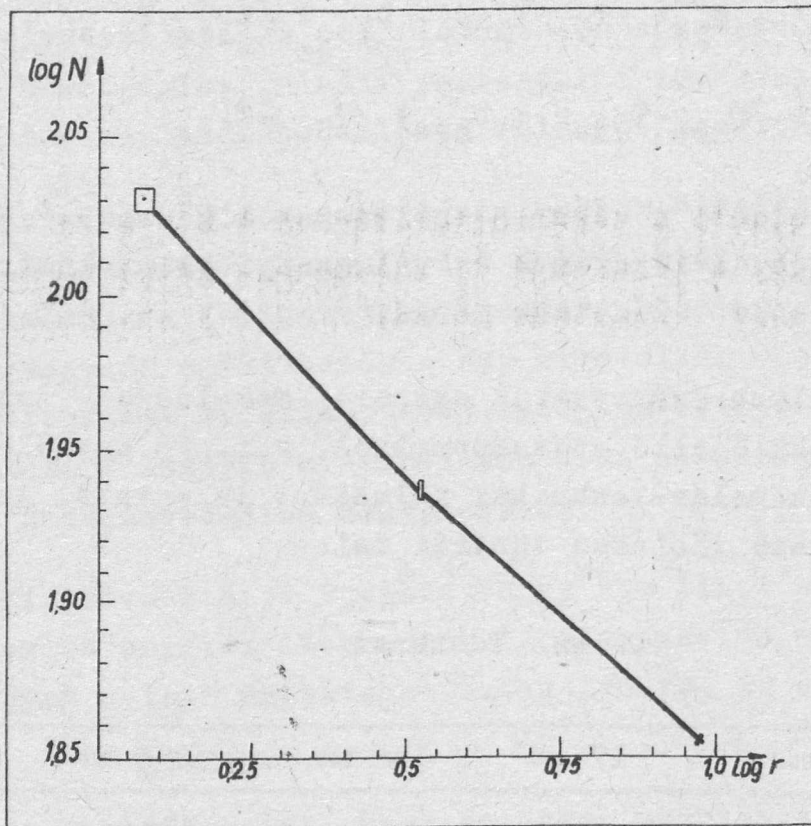
II. sz. Táblázat

	Légnyomás	17 mb	100 mb	250 mb	500 mb
r	$-0,84 \pm 0,17$	$-0,04 \pm 0,3$	$+ 0,10 \pm 0,3$	$-0,04 \pm 0,3$	$+0,20 \pm 0,3$
B'	$-11,2 \pm 1,0\%$	$+0,5 \pm 1,5\%$	$- 1,7 \pm 2,4\%$	$+0,1 \pm 2,0\%$	$-2,8 \pm 2,0\%$

Látható, hogy az észlelések száma még kevés ahhoz, hogy az egyes szintek önálló hatásáról bármit is mondhassunk. Ha a vizsgálatokat ilyen irányban folytatni kívánjuk, mindenesetre több évi, megszakítás nélküli észlelésre van szükség.

Vizsgáljuk most meg a mért B_p értékeknek a számított értékekkel való egyezését. E célból ugyanezzel a készülékkel megmértük a sűrűség spektrum kitevőjét, γ -t és a dekoherencia kitevőt β -t is. A sűrűség spektrum méréséről más helyen beszámoltunk már, $\gamma = 1,40 \pm 0,01$ -et kaptunk. A dekoherencia kitevő mérése céljából három különböző helyzetben vettünk fel adatokat, ezeket logaritmikus skálán feltüntetve, az alábbi grafikont kaptuk. /2. ábra/

/Ábrát lásd a tuloldalon/



2. ábra.

A 3 pont szemelláthatólag egy egyenesen fekszik a mérési hibák határain belül, ami bizonyíték arra nézve, hogy az N és r közti összefüggés valóban

$$N = N_0 r^{-\beta}$$

alakban írható. Az egyenes iránytangense adja β értékét, amelyre

$$\beta = 0,20 \pm 0,01$$

adódik.

E r és β értékkel számítva B_T értékét, figyelembevéve még azt, hogy az átlagos hőmérséklet értéke $/T/$ az egyes

szinteken különböző, a következő értékeket kapjuk:

	50	100	250	500
számított B_T	$-2,20 \pm 0,06$	$-2,22 \pm 0,06$	$-2,27 \pm 0,06$	$-2,46 \pm 0,06$
mért B_T	$-2,5 \pm 0,6$	$-2,7 \pm 0,6$	$-3,1 \pm 0,8$	$-3,4 \pm 0,8$

az egyezés mindenütt kielégítő, mérésünk tehát megerősíti azt az elgondolást, ami a kaszkádelmélet alapján a hőmérsékleti effektus létrejöttéről alkotható.

Köszönettel tartozunk Jánossy Lajos akadémikusnak a mérések irányításáért. E helyen is köszönetünket fejezzük ki Aujezsky László igazgató helyettesnek és Béll Béla osztályvezetőnek értékes meteorológiai tanácsaikért, továbbá az Országos Meteorológiai Intézetnek a szükséges meteorológiai adatoknak rendelkezésünkre bocsátásáért. A készülék üzemeltetésében a numerikus számítások elvégzésében Schnierer József műszerész és Arányi István laboráns voltak munkatársaink, őket is köszönet illeti.

Irodalom:

- 1./ Euler: Z.f.Phys. 116, 73, /1940/
A.Daudin és J.Daudin: Journ.de Phys.Rad, 10, 394, /1949/
- 2./ Hadsen: Proc.Phys. Soc.A. 64, 1061, /1951/
- 3./ A.Daudin és J.Daudin: Journ.de Phys. Rad. 14, 169, /1953/
- 4./ A.Daudin és J.Daudin: C.R. 236, 1352, /1953/
- 5./ Koch, Sándor, Somogyi, Szivek: KFKI Közlemény 1, 61, /1953/

Elhangzott az 1954. évi fizikus vándorgyűlésen.

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

Nukleonok kvantumstatisztikájáról

Irta: Szamosi Géza

I.

Amióta a nagyenergiájú szórás kísérletek részletesebb felvilágosítást adtak a nukleonok között ható erők jellegéről, a magfizika egyidejűleg áll két súlyos probléma előtt. Az egyik a mag kötési energia- és sűrűség-telítettségének oka, a másik a magerők töltésfüggetlenségének kérdése. Mint ismeretes, e problémákra vonatkozóan egyidejűleg jutunk közelebb a megoldáshoz, ha a nukleonok között egy rövid hatótávolságú igen intenzív taszítást tételezünk fel. Ezt a hipotézist először R. Jastrow¹ állította fel teljesen fenomenológiai alapon, majd a legújabb időben J. Werle² mutatta meg a relativisztikus mechanika felhasználásával, hogy az említett taszítás fellépése elméletileg is indokolható.

Egy taszító kölcsönhatás sok figyelemreméltó következménnyel jár. Mindenekelőtt jelentékenyen megváltoztatja a nukleonok kinetikus energiáját az abszolút zérus ponton is. Éppen itt nyilvánul meg elsősorban a taszító kölcsönhatásnak a telítettségre gyakorolt hatása. Egy korábbi dolgozatban kimutattuk a kinetikus energiának ezt a hatását³.

E sorok célja, hogy megvizsgáljuk, milyen befolyása van a taszító kölcsönhatásnak az atommag gerjesztett állapotaira. Mindenekelőtt röviden megbeszéljük az alapállapotban érvényes formulákat. Mint egyszerű számítás mutatja, ha a két nukleon effektív taszító sugarát r_n -el, a sugárral képezett gömb térfogatát v_n -el jelöljük, úgy egy N számú, V térfogatba be-

zárt fermiengáz teljes kinetikus energiája az abszolút zérusponton:

$$E_{\text{kin}} = \frac{C}{v_m} \int_0^N \log^{2/3} \left(1 - \frac{nv_m}{V} \right) dn \quad /1/$$

ahol

$$C = \left(\frac{3}{\pi} \right)^{2/3} \cdot \frac{h^2}{8m} \quad /2/$$

/ m a nukleontömeg, a proton és neutrontömeget azonosnak vettük/. Bevezetve az

$$x = \log \left(1 - \frac{nv_m}{V} \right)$$

új változót, kapjuk /1/-re:

$$E_{\text{kin}} = \frac{C V}{v_m} \int_0^{-\log \left(1 - \frac{Nv_m}{V} \right)} x^{2/3} e^{-x} dx$$

Utóbbi integrál egy nem teljes Γ függvény. Egyszerűbb kifejezéshez jutunk, ha feltesszük - ami valószínűleg megfelel a magban uralkodó viszonyoknak - hogy $Nv_m \ll V$. Ekkor u.i. /1/-ből sorfejtéssel kapjuk a kinetikus energiára:

$$E_{\text{kin}} = C \left[\frac{3}{5} \frac{N^{5/3}}{V^{2/3}} + \frac{1}{8} \frac{v_a}{V} \frac{N^{8/3}}{V} \right]$$

ahonnan az is látszik, hogy eredményünk $v_m \rightarrow 0$ esetben átmegy az abszolút zérusponton lévő közönséges Fermi-gáz ismert kinetikus energia kifejezésébe.

A későbbiek kedvéért jegyezzük fel néhány jellemző adatot. Azon részek száma, melyek impulzusa egy p és $p+dp$ érték között van, akkor ha n rész van a térfogatban, a spin

figyelembevételével lesz:

$$dn = \frac{8\pi}{h^3} / V - nv_n / p^2 dp$$

ahonnan rögtön kapjuk a maximális impulzusra:

$$p_{\max} = - \frac{1}{2} \left(\frac{3}{\tau} \right)^{1/3} \frac{h}{v_n^{1/3}} \log^{1/3} \left(1 - \frac{Nv_n}{V} \right)$$

Innen a maximális kinetikus energia:

$$E_{k,\max} = \frac{C}{v_n^{2/3}} \log^{2/3} \left(1 - \frac{Nv_n}{V} \right) \quad /3/$$

Utóbbi kifejezés az említett közelítésben

$$E_{k,\max} = C \frac{N^{2/3}}{v_n^{2/3}} \left(1 + \frac{v_n}{3} \frac{N}{V} \right)$$

Ugyancsak a későbbiek kedvéért jegyezzük fel a kinetikus energia következő könnyen adódó kifejezését:

$$E_{\text{kin}} = \frac{2}{5} \beta V E_{k,\max}^{5/2} \left[1 - \frac{5}{12} v_n \beta E_{k,\max}^{3/2} \right] \quad /4/$$

ahol

$$\beta = 4\pi / 2m /^{3/2} \cdot h^{-3}$$

II.

A következőkben rátérünk tetszőleges hőmérsékletre. Az itt alkalmazandó megfontolásokat az teszi viszonylag egyszerűbbé, hogy a fázistérben rendelkezésre álló cellák és a részecskék számát összekapcsoló eloszlási függvény alakját a taszitást reprezentáló "saját térfogat" véges értéke nem befolyásolja. Az energiaeloszlást leíró $f / \epsilon /$ eloszlási függvény alakját tehát minden további nélkül átvehetjük a közönséges Fermi statisztikából:

$$f / \epsilon / = \left[\exp \frac{\epsilon - \xi}{\tau} + 1 \right]^{-1}$$

hol ξ az ismert termodinamikai potenciál, τ a hőmérséklet-
1540/G.

nek megfelelő energiaparaméter. Ezek alapján egyszerű számítás után kapjuk a részecskeszámra:

$$N = \frac{V}{v_n} \left\{ 1 - \exp \left[-\beta v_n \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{1/2}}{e^{\frac{\varepsilon - \xi}{T}} + 1} d\varepsilon \right] \right\}$$

Azon kis gerjesztési energiáknál, melyre most szorítkozunk, az exponenciálíst sorbafejthetjük és kapjuk:

$$N = \beta V \int_0^\infty \varepsilon^{1/2} f(\varepsilon) d\varepsilon - \frac{V v_n}{2} \beta^2 \left[\int_0^\infty \varepsilon^{1/2} f(\varepsilon) d\varepsilon \right]^2$$

/A sorfejtés jogosságát az alábbiak igazolják./ Ha a továbbiakban is alacsony hőmérsékletre szorítkozunk, úgy az ismert Sommerfeld-féle formulákat használhatjuk. Ezek alapján írhatjuk a részecskeszámra:

$$N = \frac{2}{3} V \beta \xi^{3/2} \left(1 + \frac{\pi^2}{8} \frac{T^2}{\xi^2} \right) - \frac{2 V v_n}{9} \beta^2 \xi^2 \left(1 + \frac{\pi^2}{4} \frac{T^2}{\xi^2} \right) \quad /5/$$

Szükséges még megemlíteni, hogy ha a ξ potenciált az adott részecskeszám mellett $T = 0$ esetben kapott $E_{k,max}$ értékkel óhajtjuk kifejezni, akkor a kapott formula esetünkben a használt közelítésben ugyanaz, mint a közönséges Fermi statisztikában:

$$\xi = E_{k,max} \left[1 - \frac{\pi^2 T^2}{12} \frac{1}{E_{k,max}^2} \right] \quad /6/$$

Ezt felhasználva kapjuk /5/ helyett, egyszerű számítás után

$$N = \frac{2}{3} \beta V E_{k,max}^{3/2} - \frac{2 \beta^2 v_n}{9} V E_{k,max}^3$$

Következő feladatunk az energia kiszámítása. Ehhez szükséges ismernünk az $n(\varepsilon)$ függvényt, azaz a részecskeszámot, mint az energia függvényét. Egyszerű számítás után kapjuk erre:

$$n(\varepsilon) = \frac{V}{v_n} \left[1 - \exp \left(-\beta v_n \int_0^\varepsilon \varepsilon^{1/2} f(\varepsilon) d\varepsilon \right) \right]$$

Innen most már könnyű megadni az energiának a fentebbi sorfejtéssel nyert alakját:

$$E = V\beta \int_0^{\infty} \varepsilon^{3/2} f(\varepsilon) d\varepsilon - V\beta^2 v_n \int_0^{\infty} \varepsilon^{3/2} f(\varepsilon) d\varepsilon \int_0^{\varepsilon} \eta^{1/2} f(\eta) d\eta$$

Kicsiny τ hőmérsékleten az első integrált Sommerfeld becsülte meg. Az általa használt közelítésben nem nehéz a második integrál megbecslése sem.⁴ Kissé hosszadalmas, de egyszerű számítások után /6/ felhasználásával kapjuk az energia kifejezését a szükséges alakban:

$$E = \beta V \left\{ \frac{2}{5} E_{k,max}^{5/2} \left[1 + \frac{5\pi^2}{12} \left(\frac{\tau}{E_{k,max}} \right)^2 \right] - \frac{\beta v_n}{6} E_{k,max}^4 \left[1 + \frac{2\pi^2}{3} \left(\frac{\tau}{E_{k,max}} \right)^2 \right] \right\} /7/$$

III.

Következő feladatunk egy adott energiaintervallumba eső nivók számának megállapítása. Legyen a gerjesztési energia Q . Definíciója:

$$Q / \tau = E / \tau - E / 0$$

Felhasználva /4/ és /7/ formulákat, kapjuk Q/τ -ra:

$$Q / \tau = V\beta \frac{\tau^2}{6} \tau^2 \left[E_{k,max}^{1/2} - \frac{2\beta v_n}{3} E_{k,max}^2 \right]$$

Mivel az entrópia definíciója: $dS = \frac{\delta Q}{T}$, kapjuk az entrópiára:

$$S = k \left(\frac{2 Q V \beta}{3} \right)^{1/2} \tau \left(E_{k,max}^{1/4} - \frac{\beta v_n}{3} E_{k,max}^{7/4} \right) /8/$$

ahol k a Boltzmann állandó.

Az entrópia e kifejezésével könnyen képezhetjük a J termodinamikai valószínűséget az $S = k \log J$ összefüggés segítségével, /8/ alapján kapjuk:

$$J = \exp \left[\tau \left(\frac{2 Q V \beta}{3} \right)^{1/2} \left(E_{k,max}^{1/4} - \frac{\beta v_n}{3} E_{k,max}^{7/4} \right) \right]$$

vagy a β mennyiséget /3/ segítségével N-el, az összerészes-
kiszámmal kifejezve némi számítás után írhatjuk:

$$J = \exp \left[\frac{\pi}{N} \frac{Q}{E_{k,max}^{1/2}} \left(1 - \frac{N v_n}{4V} \right)^{-1/2} \right]$$

Eredményeinket most már alkalmazhatjuk az atommagra is. Tekintsük a magot mint Z protonból és N neutronból álló Fermi gázt. A Q gerjesztési energia a neutron és proton gázok gerjesztési energiáiból tevődik össze.

$$Q = Q_Z + Q_N$$

Ezen mennyiségekből a teljes nivósűrűség:⁵

$$\rho / Q / = \frac{1}{48} \int J_Z J_N \frac{d Q_Z}{Q_Z Q_N}$$

Az integrál értékére egyszerű, bár kissé hosszadalmas számítás után kapjuk:

$$\rho / Q / = \frac{(2\pi)^{1/2}}{12} \frac{[2Q/^{1/2} \chi]^{-1/2}}{Q} \cdot e^{\sqrt{2} Q \chi} \quad /9/$$

ahol

$$\chi = \pi \left(\frac{N}{E_{k,max}^N} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{N v_n}{4V} \right) \approx \pi \left(\frac{Z}{E_{k,max}^Z} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{Z v_n}{4V} \right)$$

mely kifejezésben $E_{k,max}^Z$ és $E_{k,max}^N$ a protonokból, illetve neutronokból álló Fermi gáznak az abszolút zérusponton felvett maximális kinetikus energiaértékeit jelentik. A v_n értéket minden nukleonra ugyanakkorának tételezzük fel. Bevezetve az

$$\chi = /2 Q /^{1/2} \cdot \chi$$

mennyiséget, /Q/ -ra /9/ alapján kapjuk:

$$\rho / Q / = 0,209 \frac{1}{Q} \frac{e^{\chi}}{\sqrt{\chi}}$$

Tekintsünk az egyszerűség kedvéért szimmetrikus magokat, hol $2N = 2Z = A$. Vegyük továbbá figyelembe, hogy tapasztalat sze-
1540/G.

rint nehéz magoknál

$$R = r_0 A^{1/3} \quad /R = \left(\frac{3V}{4T} \right)^{1/3}, \quad r_0 = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ cm} /$$

és jelöljük az r_n/r_0 hányadost y -al, kapjuk δ/Q -ra:

$$\delta/Q = 0,209 \frac{1}{Q} \frac{\exp \left[\frac{\delta}{AQ} \frac{1/2}{f/y} \right]}{\left[\frac{\delta}{AQ} \frac{1/2}{f/y} \right]^{1/2}} \quad /10/$$

ahol

$$f/y = \left| 1 - \frac{V^3}{8} \right| / \left| 1 - \frac{V^3}{3} \right|^{1/2}$$

mig

$$\delta = \frac{\pi 2^{1/3}}{c^{1/2}} \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{1/3} r_0$$

illetve /2/ felhasználásával:

$$\delta = 2 \left(\frac{\pi}{3} \right)^{2/3} \frac{(2m)^{1/2}}{h} r_0$$

IV.

A /10/ formula volt számításaink célja. A kísérleti fizika ma már igen sok magra tudja megadni a gerjesztési nivók egymástól való távolságát egy adott energiatartományban. Az átlagos nivósűrűség természetesen erősen függ a gerjesztést létrehozó reakció természetétől, már csak az impulzusmomentum összefüggések miatt is. Mi most a beeső rész és a mag impulzusmomentum viszonyait egyáltalán nem vettük figyelembe, ilyen pontos számításnak a taszító sugaráról való pontatlan tudásunk miatt sincs értelme. Meg lehet azonban állapítani, hogy középnehéz magokra az átlagos nivótávolság eV nagyságrendű. A D átlagos nivótávolságot adott energiánál a $\delta_{D=1}$ összefüggés kapcsolja össze a nivósűrűséggel.

Mint ismeretes, az átlagos nivótávolságot Bethe határozta meg a taszító kölcsönhatás figyelembevétele nélkül 1936-ban. Az ő számításai D-re egy középnehéz magnál /A = 110/ egészen 1540/G.

közepes gerjesztési energiánál $/Q = 8 \text{ MeV}/ 0,4 \text{ eV}$ értéket adtak. A tapasztalat szerint ez túl kicsi, a D értéke néhány eV. A következő kis táblázat megadja az említett A és Q értékeknél D értékét, mint a taszító sugar függvényét.

$r_n \cdot 10^{13} \text{ cm}$	$D \text{ eV}$	x
0,4	1,28	18,67
0,6	1,73	18,37
0,8	3,05	17,79
Bethe: 0,0	0,4	20,0

Mint látszik, a taszító kölcsönhatás feltételezésével az átlagos nivótávolságra a tapasztalattal nagyságrendileg az eddiginél jobb egyezést kapunk.

Irodalom:

- 1./ R. Jastrow: Phys.Rev. 81, 165, /1951/
- 2./ J. Werle: Bull.Aced.Pologne
- 3./ Szamosi G.: Az I. Magyar Fizikus Vándorgyűlés előadásai. /Magyar Fizikai Folyóirat, nyomás alatt./
- 4./ Békéssy A: KFKI Közlemények /1954/
- 5./ H.A. Bethe: Phys.Rev. 50, 332, /1936/

Elhangzott az 1954. évi fizikus vándorgyűlésen.

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSY LAJOS

A kvantummechanikai Einstein paradoxon egy következménye

Irta: Jánossy Lajos és Nagy Kázmér

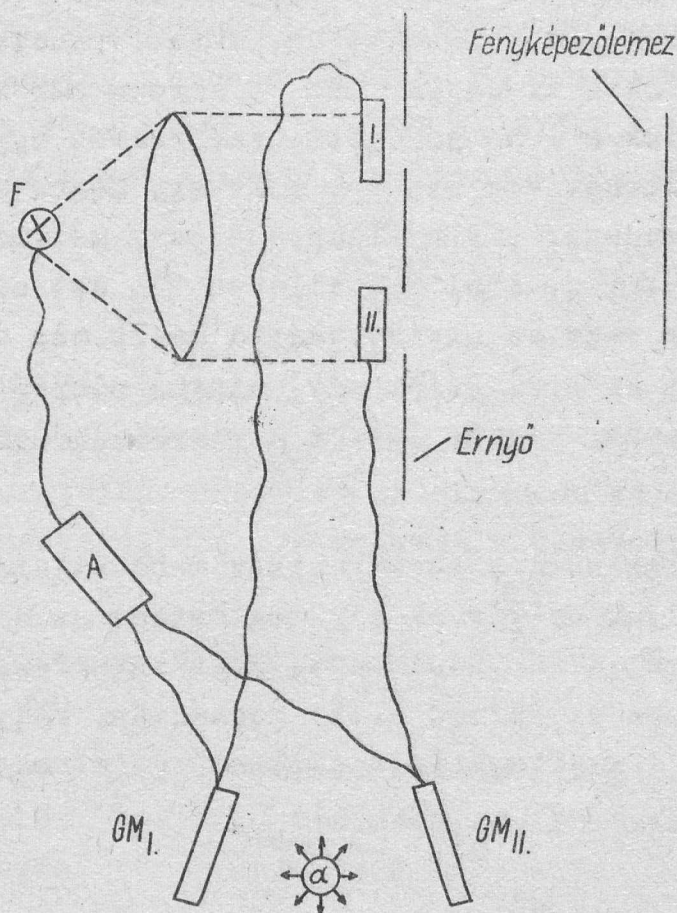
I.

A következőkben bizonyos vonatkozásban a kvantumelmélet szuperpozíció elvével foglalkozunk.

Legyen Ψ_1 és Ψ_2 egy kvantummechanikai rendszer két lehetséges állapotát leíró hullámfüggvény. A szuperpozíció elve miatt $\Psi_1 + \Psi_2$ - vagy pontosabban $\frac{1}{\sqrt{2}} / \Psi_1 + \Psi_2 /$ - szintén ezen rendszer egy lehetséges állapotát írja le. Ha a rendszer a $\Psi_1 + \Psi_2$ szuperponált állapotban van, akkor sok tekintetben úgy viselkedik, mintha vagy csak a Ψ_1 vagy csak a Ψ_2 állapotban lenne. Vannak azonban olyan körülmények, melyek között - legalább is elvben - megállapítható, hogy a rendszer ténylegesen szuperponált állapotban van. Egyszerű és ismert példa a következő: Ψ_1 és Ψ_2 legyenek síkhullámok. Szuperponált állapotban síkhullámok interferenciája következik be, és így pl. a $\Psi_1 + \Psi_2$ állapotban lévő részecskét interferenciaminimumokban nem észleljük. A szuperponált állapot paradox eredményekre vezethet, ha a Ψ függvény nem egy részecske, hanem egy makroszkópikus rendszer állapotát írja le.

Szenier szerző az I. Magyar Fizikus Kongresszuson a következő problémát vetette fel.

Tekintsünk egy ernyőt két nyílással, melyek mindegyikére egy-egy fényzárat alkalmazunk. Ezek nyitását alkalmas relérendszerrel vezérelje egy-egy számlálócső. A számlálócsövek



Kiinduláskor az I. és II. fényzárak lezárják az ernyő réseit. Az α preparátum olyan gyenge, hogy α részecskék csak "egyenként" lépnek ki belőle. A készülék bekapcsolása után, vagy a GM_I , vagy a GM_{II} számlálócső az első részecske hatására nyitja az I. illetve II. fényzárát, az A berendezés segítségével, felvillantja az F fényforrást. Ezután kikapcsolódik az egész készülék.

között helyezünk el egy gyenge alfa-preparátumot. A berendezés működjön a következőképen:

Kezdetben legyen mindkét rész zárva. Ha az alfa preparátumból az első részecske az első számlálócsövet éri, nyissa a hozzákapcsolt relérendszer az első részt és kapcsolja ki automatikusan mindkét számlálócsövet. Hasonlóan, ha az első α részecske nem az első, hanem a második számlálócsövet éri, nyiljon a második szár és azután álljon le az egész mechanizmus. Mikor az α részecske hatására nyitás következett be, 1540/G.

egy fényforrás fényét a résen keresztül ejtsük fényképező lemezeire. Ha mindkét rés nyitva volna, interferenciaképet kellenek kapnunk, ha csak az egyik, nem. A kérdés már most a következő: Elvárhatjuk-e - ha az egész berendezést egy kvantummechanikai rendszernek tekintjük-, hogy egy meghatározott idő elteltével a rendszer olyan állapotba jut, melynek állapotfüggvénye $\Psi_1 + \Psi_2$, ahol Ψ_1 illetve Ψ_2 azt az állapotot írja le, amikor vagy az egyik, vagy a másik rés nyitott, és így - viselkedhet-e ez a rendszer úgy, mintha mindkét nyílás "félig nyitott" lenne; vagyis lesz-e a fényképezőlemezen fényinterferencia?

Még élesebben a következőket mondhatjuk: Ha a készüléket bekapcsoljuk és várunk míg megtörtént az expozíció és azután nézzük meg a fényképlemezt, ezen interferencia csíkokat látunk. Ha az expozíció előtt megnézzük, melyik rés nyitott, akkor ez a megfigyelés a szokásos kvantummechanika értelmében

$$\Psi \longrightarrow \Psi_h$$

átmenetet létesít $\hbar = 1$ vagy $2 \hbar$, és ezután az átmenet után nincs interferencia. A pontosabb vizsgálat azt mutatja, hogy a kvantumelmélet nem vezet erre a paradox eredményre. A kérdésfeltevés azonban nem triviális, ezért a problémát pontosabban kívánjuk analizálni.

II.

Az természetesen teljesen lehetetlen, hogy az I.részben leírt komplikált berendezés működését a kvantummechanika segítségével pontosan végig kövessük, ezért itt egy lényegesen egyszerűbb esettel foglalkozunk, melynek a problematikája azonban hasonló a fenti berendezésével.

Vizsgáljuk elektronok szórását protonon. Jelöljük az elektron hullámfüggvényét ψ -vel, és tekintsük a protont szokásosan klasszikus erőcentrumnak. Ha a proton koordinátáit \underline{R} -rel, az elektronét \underline{r} -rel jelöljük, a proton terében mozgó elektron Schrödinger egyenlete a következő:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi - \frac{e^2}{|\underline{r}-\underline{R}|} \psi = i \hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad /1/$$

Ha a valóságot egy fokkal jobban megközelítjük, és a protont egy Ψ hullámfüggvénnyel jellemezzük, és egyrészt a proton kinetikus energiáját, másrészt az elektron rája gyakorolt visszahatását elhanyagoljuk, /1/ helyett a következő egyenlethez jutunk

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi - e^2 \frac{\int \frac{\Psi / R /^2}{|\underline{r}-\underline{R}|} d\underline{R}}{\int \Psi / R /^2 d\underline{R}} = i \hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad /2/$$

Ha most Ψ egy \underline{R}_1 pont körüli hullámcsomag, /2/ lényegében /1/-be megy át. Legyen Ψ mármost egy "kettéhasított" hullámcsomag, vagyis

$$\Psi / R / = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\delta / R - \underline{R}_1 / + \delta / R - \underline{R}_2 / \right) \quad /3/$$

hol δ nem pontosan a Dirac-féle deltafüggvény, hanem egy szűk és véges hullámcsomagot ír le. Ha /3/-at /2/-be helyettesítjük, a két-centrum szórás Schrödinger egyenletéhez jutunk, és így a ψ megoldás interferenciát ír le. Ezen példa szerint úgy tűnik, hogy egy /3/ alaku hullámfüggvény által leírt állapotban lévő proton úgy szórja az elektronekat, mintha valóban "kettéhasadt" volna.

III.

Pontosabb vizsgálat szerint azonban a tényállás nem ilyen egyszerű. Hogy a problémát exaktan tárgyalhassuk, úgy proton-elektron koordinátáktól egyaránt függő hullámfüggvényt

kell bevezessünk, hiszen a szórásprobléma kéttest probléma. Ilyen számítás eredménye nem egyezik meg a II. részben találttal.

Jelöljük $\bar{\psi} / \underline{r}, \underline{R}, t /$ -vel az elektron és proton közös hullámfüggvényét. Ekkor a Schrödinger egyenlet:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_{\underline{r}} \bar{\psi} - \frac{\hbar^2}{2M} \Delta_{\underline{R}} \bar{\psi} - \frac{e^2}{|\underline{r} - \underline{R}|} \bar{\psi} = i \hbar \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial t} \quad /4/$$

Vizsgáljuk /4/ megoldását a következő kezdőfeltétellel:

$$\bar{\psi}_1 / \underline{r}, \underline{R}, t=0 / = \delta_1 / \underline{r} - \underline{r}_1 / \delta_2 / \underline{R} - \underline{R}_1 / e^{i \underline{p} \cdot \underline{r} / \hbar} \quad /5/$$

hol δ_1 és δ_2 ismét éles maximummal bíró függvények, szélességük azonban elég nagy ahhoz, hogy diffúziójuk elhanyagolható. A fenti kezdőfeltétel egy \underline{R}_1 helyen nyugvó proton és egy \underline{r}_1 helyen \underline{p} impulzussal /természetesen a Heisenberg-féle határozatlansági reláció által megengedett pontossággal /mozgó elektront ír le. Az elektron impulzusa irányuljon a proton felé. /4/ megoldása az /5/ kezdőfeltétel mellett leírja az elektron szóródását. Tekintettel arra, hogy a proton tömege jóval nagyobb az elektronénál, és a δ függvény az előbb említett tulajdonsággal bír, könnyen belátható, hogy $\bar{\psi} / \underline{R}$ függvényeként a szóródás után is csak \underline{R}_1 környezetében vesz fel nullától különböző értéket.

Az /5/ kezdőfeltétel helyett kiindulhatunk a

$$\bar{\psi}_2 / \underline{r}, \underline{R}, t = 0 / = \delta_1 / \underline{r} - \underline{r}_1 / \delta_2 / \underline{R} - \underline{R}_2 / e^{i \underline{p} \cdot \underline{r} / \hbar} \quad /6/$$

feltételből is. A kettő az elektronra vonatkozóan nem különbözik, a proton azonban /6/ esetén az \underline{R}_2 pontban van. /4/ megoldása /6/ kezdőfeltétel mellett az \underline{R}_2 helyen lévő proton által szórt elektron mozgását adja.

A "kettéhasadt" proton által létrehozott szórást a

$$\Phi_{12} / \underline{r}, \underline{R}, t=0 / = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Phi_1 / \underline{r}, \underline{R}, t=0 / + \Phi_2 / \underline{r}, \underline{R}, t=0 /) \quad /7/$$

kezdőfeltétel esetén kapjuk.

A Schrödinger egyenlet linearitása miatt a /7/-nek megfelelő megoldás tetszőleges t-re a Φ_1 és Φ_2 megoldások

$$\Phi_{12} / \underline{r}, \underline{R}, t / = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Phi_1 / \underline{r}, \underline{R}, t / + \Phi_2 / \underline{r}, \underline{R}, t /) \quad /8/$$

szuperpozíciója.

Bennünket az elektron eloszlása érdekel az ütközés utáni egy t időpillanatban. Ezt a proton koordinátája feletti átlagolással kapjuk:

$$\rho_{12} / \underline{r}, t / = \int |\Phi_{12}|^2 d \underline{R} \quad /9/$$

/8/-at behelyettesítve:

$$\rho_{12} / \underline{r}, t / = \frac{1}{2} \left[\int |\Phi_1|^2 d \underline{R} + \int |\Phi_2|^2 d \underline{R} \right] \quad /10/$$

A kereszttag kiesik, mivel mind a hullámfüggvény diffúziója, mind az elektron protonra történő visszahatása elhanyagolható. A /10/ egyenletből látjuk, hogy interferencia nem lép fel; az elektroneloszlás teljesen megegyezik azzal, mely akkor áll elő, ha azokat az eseteket amikor a proton csak az \underline{R}_1 és azokat az eseteket amikor a proton csak az \underline{R}_2 helyen van, közepeljük.

IV.

A fenti eredmény azt látszik mutatni, hogy a "kettéhasadt" proton mint szóráscentrum pontosan úgy viselkedik, mint ha a szórás felváltva olyan protonon menne végbe, amely vagy az egyik, vagy a másik helyen lenne. A fenti eredmény nem meríti ki a teljes tényállást. Az a középkezdés mely a /10/ egyenletre vezetett ugyis interpretálható, hogy - a kísérletet sok-1540/G.

szor megismételve annak kezdete után ugyanazon t idő elteltével - egyszerre mérjük az elektron és proton helyét, és az így nyert adathalmazt úgy csoportosítjuk, hogy megszámloljuk milyen gyakran lesz az elektron egy \underline{r} helyen, függetlenül attól, hol találtuk a protont. Ilyen középkepzésnél nincs interferencia. Az adathalmazt pontosabban átnézve, két csoportra oszthatjuk. A legtöbb mérésnél a protont vagy az \underline{R}_1 vagy az \underline{R}_2 közelében találjuk, de nem közöttük. Ha most azokat az adatokat foglaljuk össze, melyeknél a proton az \underline{R}_1 helyen volt, ezek a mérések egy olyan elektreneloszlást adnak, melyek pontosan az \underline{R}_1 helyen szóró protonnak felelnek meg. A megfelelő érvényes természetesen \underline{R}_2 -re. Ebben a vonatkozásban a proton szuperponált állapota nem eredményez új effektust.

Mérjük most a proton helye helyett impulzusát. Mivel a /10/ formula a reprezentációtól független, ismét $\int_{12} / \underline{r} /$ -et kapjuk az elektron eloszlására. Ebben az esetben azonban természetesen már nem lehet a mérési adatokat két csoportra osztani a proton lehetséges helyzeteinek megfelelően.

Tekintsük a hullámfüggvény azon reprezentációját, melyben a változók a proton impulzusa és az elektron koordinátája.

Igy:

$$\int_{12} / \underline{P}, \underline{r}, t / = c \int \int_{12} / \underline{R}, \underline{r}, t / e^{i \underline{P} \underline{R} / h} dR$$

Ha figyelembe vesszük, hogy \int_{12} -nek az \underline{R}_1 és \underline{R}_2 helyeken éles maximuma van, a fenti integrál jó közelítéssel a következőképpen írható:

$$\int_{12} / \underline{P}, \underline{r}, t / = c' \left[e^{i \underline{P} \underline{R}_1 / h} \psi_1 / \underline{r}, t / + e^{i \underline{P} \underline{R}_2 / h} \psi_2 / \underline{r}, t / \right]$$

hol ψ_1 lényegében az \underline{R}_1 helyen lévő proton által szórt elektron hullámfüggvénye, úgy ahogyan az a II. részben leírt közelítéssel adódik. A hozzátartozó eloszlás

$$\int_{12} / \underline{P}, \underline{r} / = \frac{1}{2} \left[\int_{12} / \underline{r} / + \int_{12} / \underline{r} / \right] + \int_{12} / \underline{r} / \cos / \underline{P} / \underline{R}_1 - \underline{R}_2 / + \varphi_{12}$$

alakú, ahol φ_{12} a $\psi_1 \psi_2^*$ fázisa. Látjuk, hogy rögzített \underline{P} -re
1540/G.

interferenciaeloszlás lesz. A \cos argumentuma azonban függ \underline{P} -től. Így ha az összes lehetséges impulzusértékekre közepelünk, eltűnik az interferencia. Mindazonáltal itt is alkotható két csoport. Tekintsük \underline{P} mindazon értékeit, melyekre \cos pozitív, és állítsuk elő az elektronok eloszlását ezekből a mérésekből. Így interferenciaképet kapunk. A többi mérések, melyek \underline{P} olyan értékeihez tartoznak, hogy \cos negatív értéket vesz fel, szintén interferenciaképet adnak, de ellenkező értelemben. Ha a két méréscsoportot egyesítjük, az egyik interferencia eloszlás a másikat éppen kioltja. Mindezek alapján, ha a proton impulzusát mérjük az elektronok a fent elmondott módon interferenciaképet adnak; ezzel szemben interferenciának semmi nyoma nincs helymérésnél. Ezt kvalitatíve a következőképpen fejezhetjük ki: Ha a protonon ütközés után helymérést végzünk, akkor ez a zavar redukálja a hullámfüggvényt. Schematikusan:

$$\Phi_{12} / \underline{x}, \underline{R} / \rightarrow \begin{cases} \psi_1 / \underline{x} / \\ \psi_2 / \underline{x} / \end{cases} \quad \text{/helymérés a protonon/}$$

Ha a protonon impulzusmérés történik, ez a séma a következő

$$\Phi_{12} / \underline{x}, \underline{R} / \rightarrow \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2}} / \psi_1 + \psi_2 / \\ \frac{1}{\sqrt{2}} / \psi_1 - \psi_2 / \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{/impulzusmérés a} \\ \text{protonon/} \end{array}$$

Most csak a következőket akarjuk megállapítani: Aszerint, hogy a protonon mit mérünk az elektront más-más állapotba hozzuk. Az eredményben paradoxonnak tűnik az, hogy a mérést a protonon akkor végezzük, amikor már az elektron a protoncsomag térbelileg jól szétvált. Így mérésünk befolyásolja az elektront, mely már egészen máshol van. Itt tehát nyilvánvalóan az Einstein paradoxonról van szó.

Félreértések elkerülése végett megjegyezzük, hogy az orthodox kvantummechanika szerint ez nem ellentmondás. Ott feltételezik, hogy egy rendszeren való mérés ellenőrizhetetlen mó-

1540/G.

don megzavarja a rendszer állapotát, és ez a zavarás a mérés módjától függően különböző. A protont és elektront egy rendszernek kell tekintenünk és az a behatás, melynek segítségével a proton helyét vagy impulzusát mérjük, zavarja az egész rendszert; így lehetséges hatás az elektróra is. A rendszer hatdimenziós hullámfüggvénnyel való jellemzése éppen azt mutatja, hogy az elektron és proton között kölcsönhatás van, még akkor is ha térbelileg teljesen szétváltak. Ezen kölcsönhatás segítségével befolyásolja a mérés a távoli elektront. Ezen megfontolás részletes elemzése A.D. Alexandrovnál¹ található. Ami paradoxonnak tűnik az éppen ez a távolbhatás. Hogy ilyen létezik-e vagy sem, azt kísérletileg kell tanulmányozni. Einstein ilyen kölcsönhatást nem fogad el.

Nincsen teljesen kizárva, hogy az itt elmondottak direkt kísérlettel ellenőrizhetők. A "kettéhasadt" protont valamilyen protonszugárral realizálhatjuk, melyet koherens módon két komponensre osztunk. Érdekes volna elektronok szórását ezen tanulmányozni. A kísérleti lehetőségekkel itt nem foglalkozunk és reméljük, hogy a problémára később még visszatérünk.

Végezetül köszönetet mondunk Károlyházi Frigyes aspiránsnak a kérdéssel kapcsolatos érdekes szempontjainak felfeltéért.

Irodalom:

1./ ДАН.СССР. 84, 253, 1952.

Elhangzott az 1954. évi fizikus vándorgyűlésen.

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

Vizsgálatok GM-csövek megszólalási valószínűségére vonatkozóan

Irta: Bozóki György és Fenyves Ervin

A GM-csövekkel történő kozmikus sugárzási kutatások egyik fontos problémája a GM-csövek megszólalási valószínűsége ionizáló kozmikus sugárzási részecskékre. Megszólalási valószínűség alatt azt a valószínűséget értjük, amellyel egy GM-cső megszólal, ha érzékeny térfogatán egy részecske halad keresztül. A szokásos nemes gáz és szerves gőz töltésű önkioltó GM-csövek megszólalási valószínűsége ionizáló kozmikus sugárzási részecskékre közel 100 %-os, de ezt az értéket soha nem érheti el.

A GM-csövek nem 100 %-os megszólalási valószínűségéből származó hibát általában minden mérésnél figyelembe kell venni, bár sok esetben elhanyagolható a mérés többi hibája mellett. Különösen fontos a GM-csövek megszólalási valószínűségének ismerete, illetve nagy megszólalási valószínűségű GM-csövek alkalmazása nem ionizáló részecskék vizsgálatára szolgáló antikoincidenencia berendezéseknél.

A Kozmikus Sugárzási Osztályon folyó kiterjedt GM-csöves kutatások szükségessé tették a GM-csövek megszólalási valószínűségének pontos meghatározását és olyan elektronikus kapcsolások kidolgozását, amellyel a GM-csövek megszólalási valószínűsége közel 100 %-os értékűvé tehető.

A szokásos nemes gáz, szerves gőz töltésű GM-csövek megszólaltatásához egyetlen ionpár is elegendő, amely a cső működésének érzékeny időtartama alatt az érzékeny térfogatban keletkezik. Ezek szerint a GM-cső érzéketlenségének az oka kétféle lehet:

- 1./ A részecske nem kelt egyetlen ionpárt sem a gázban.
- 2./ A részecske a holtidőn belül érkezik.

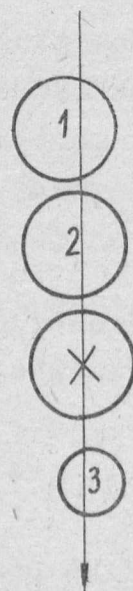
Ha a részecske a GM-csőnek nem a legszélén halad keresztül, vagyis elég hosszú utat tesz meg a gáztérben, akkor a szokásos töltőgáz nyomások esetén annak a valószínűsége, hogy egyetlen egy ionpárt se hozzon létre, gyakorlatilag elhanyagolható. Az a feltétel, hogy a gáztérben megtett út elég hosszú legyen, az elrendezés geometriai viszonyainak helyes megválasztásával mindig elérhető.

A GM-csövek érzéketlenségének másik oka az lehet, hogy a részecske a GM-cső kisülései után fellépő holtidőn belül érkezik be. A holtidő által okozott érzéketlenséget úgy csökkenthetjük, hogy a GM-csőhöz egy elektronikus holtidő rövidítő egységet kapcsolunk. Megfelelő geometria és holtidő rövidítő kapcsolás esetén igen közel 100 %-os megszólalási valószínűséget várhatunk, amelynek pontos értékét elméletileg ki is számíthatjuk. Az általunk alkalmazott GM-csövek és holtidő rövidítő kapcsolás esetén, mely a GM-csövek holtidejét 30 μsec -ra csökkentette le, a geometriai viszonyok figyelembevételével az elméletileg várható megszólalási valószínűség 99.9 %-nál nagyobb volt.

$$P_{\text{elm}} > 99.9\%$$

A GM-csövek megszólalási valószínűségének mérésére eddig alkalmazott legjobb módszer a Jánossy és Rochester által kidolgozott, majd Jánossy és Kiss által továbbfejlesztett eljárás volt. /1. ábra/. Az 1, 2, és 3-as GM-csövek koincidenzába, a mérendő cső /X/ pedig antikoincidenzába van kapcsolva és a készülék szimultán méri az /1, 2, 3/ koinci-

1540/G.



1. ábra.

denciák és /1, 2, 3,- X/ antikoincidenciák számát. Az /1, 2, 3/ koincidenciákat általában olyan részecskék hozzák létre, amelyek mind a három koincidencia csövön s így a mérendő GM-csővön is keresztül haladtak. Mivel az /1, 2, 3,- X/ antikoincidenciák azt jelentik, hogy az 1, 2, 3-as csövek megszólaltak, de a mérendő X cső nem, ezért az /1, 2, 3,- X/ antikoincidenciák közvetlenül azokat az eseményeket jelzik, amikor a mérendő GM-csővön egy részecske keresztül haladt, de a cső nem szólalt meg.

Az /1, 2, 3 - X/ antikoincidenciák és az /1, 2, 3/ koincidenciák aránya tehát azt a valószínűséget fejezi ki, hogy egy GM-cső nem szólal meg a rajta áthaladó ionizáló kozmikus részecskére. Innen a GM-cső megszólalási valószínűsége

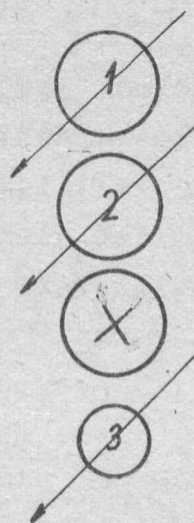
$$p = 1 - \frac{/1, 2, 3,- X/}{/1, 2, 3/} 100 \%$$

kifejezés formájában adódik.

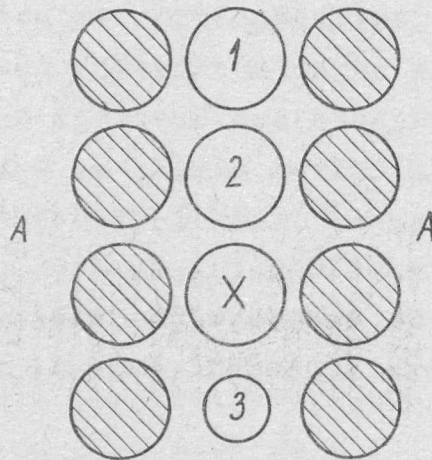
Az /1, 2, 3/ koincidenciákat, azonban nem csak olyan részecskék hozhatják létre, amelyek mind a három csövön és a mérendő csövön is keresztülhaladtak. Vannak olyan folyamatok, amelyek eredményeképpen az ionizáló részecskék az 1, 2, 3-as GM-csőveken keresztül haladnak a nélkül, hogy a mérendő X csövön áthaladtak volna. Ezek a folyamatok azt eredményezik, hogy a megszólalási valószínűséget valóságosnál kisebbnek mérjük. Ezen folyamatok közül a legfontosabbak az oldalzáporok. /2. ábra/.

A Jánossy és Rochester, továbbá a Jánossy és Kiss által alkalmazott módszernél az oldalzáporok hatását két oldalt elhelyezett antikoincidencia csősorral küszöbölték ki.

/3. ábra/. /Lásd tuloldalón/ 1540/G.



2. ábra.



3. ábra.

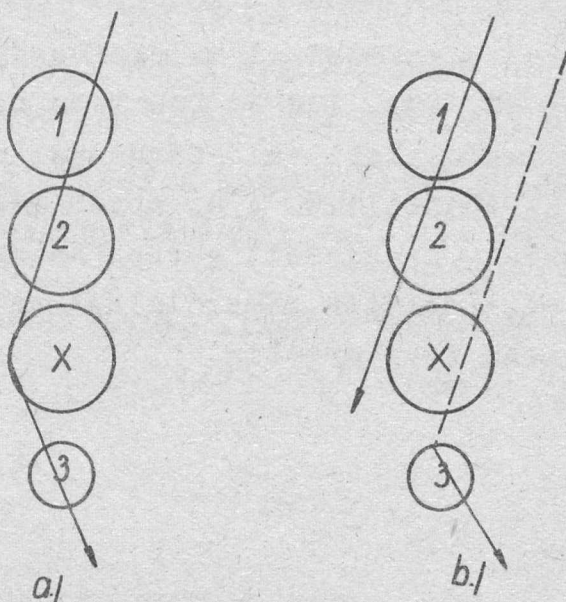
Ezzel a módszerrel 50 db. szokásos argon-alkohol töltésű GM-cső megszólalási valószínűségének átlaga $99.29 \pm 0.04\%$ -osnak adódott.

Az oldalzáporokon kívül azonban még más folyamatok is okozhatnak /1, 2, 3, - X/ antikoincidenenciákat. Ilyenek lehetnek:

- 1./ A részecskék szóródása,
- 2./ a fotonokat tartalmazó záporok által létrehozott effektusok.

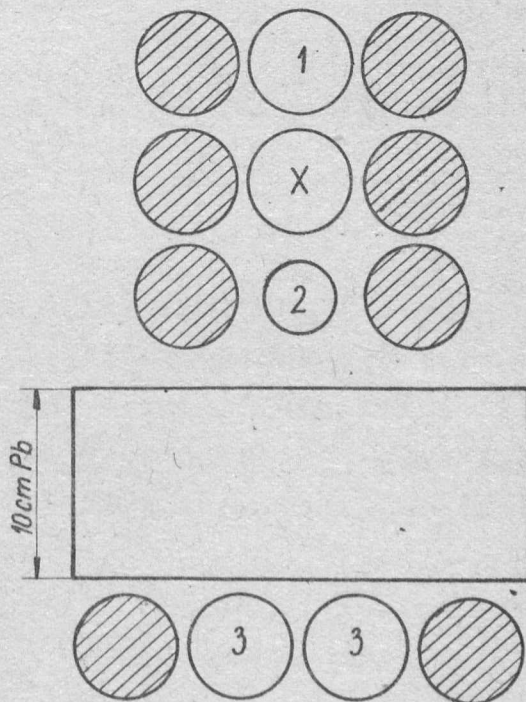
A GM-csövek falában és az állványzatban szóródó részecskék hatását a 4a. ábra mutatja. /Lásd a tuloldalon./

A felülről jövő fotonokat tartalmazó záporok pedig ugy hozhatnak létre antikoincidenenciákat, hogy a zápor egy elektronja megszólaltatja az 1, 2, GM-csőveket és egy foton pedig a mérendő cső alsó falában, vagy a 3 cső falában egy szekundér elektront kelt, amely a 3 csövet megszólaltatja. /4b. ábra/.



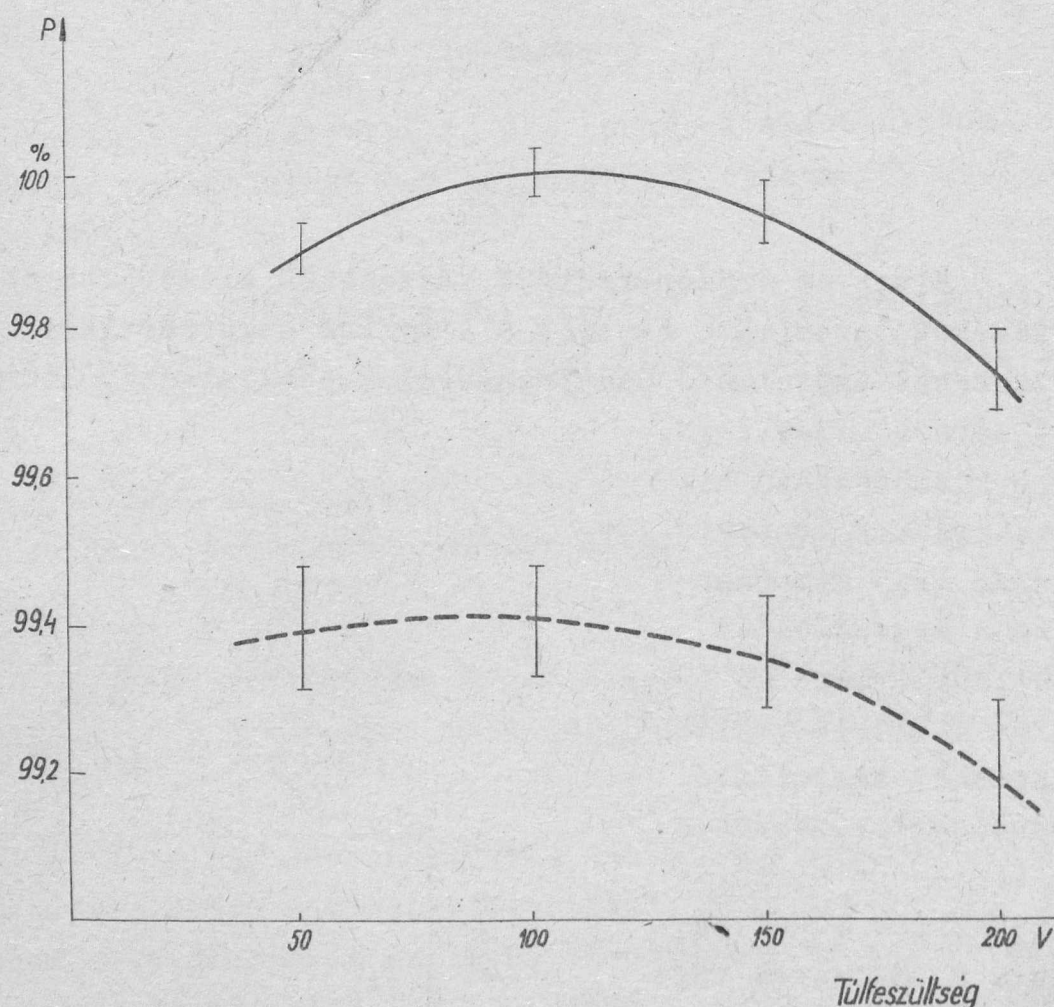
4. ábra.

Mivel az erősen szóródó részecskék elektronok és mivel a fotonokat tartalmazó záporok a kozmikus sugárzás lágy, tehát elektronokat tartalmazó komponensével kapcsolatosak, ezért mind a két zavaró hatás egyszerre küszöbölhető ki, ha kiszűrjük a kozmikus sugárzás lágy komponensét és a megszólalási valószínűség mérését csak az áthatoló vagyis a mezonokat tartalmazó komponenssel végezzük. A lágy komponens kiszűrése egyszerűen Pb abszorbensnek a GM-csövek közé helyezésével történhetik. Az általunk alkalmazott elrendezés az 5. ábrán látható.



5. ábra.

A GM-csövek megszólalási valószínűségét az indulási feszültség feletti 50, 100, 150 és 200 V-os feszültségek mellett mértük és a megszólalási valószínűséget mint a túlfeszültség függvényét ábrázoltuk. A 6. ábrán négy darab GM-csőnek a régi módszerrel /szaggatott görbe/ és az új módszerrel /kihuzott görbe/ mért átlagos megszólalási valószínűségei láthatók a túlfeszültség függvényében.



6. ábra.

A további kísérleteket nagyszámú GM-csővel végeztük el. A mérések eredményeképpen azt találtuk, hogy 20 darab tetszőlegesen kiválasztott GM-cső közül 15 darab GM-cső megszólalási valószínűsége 99.9 %-nál nagyobb.

Ez a 15 darab cső két csoportba osztható:

- 1./ 10 db GM-cső, amelynél a megszólalási valószínűség maximuma 100 V-os túlfeszültségnél van. I. Táblázat.
- 2./ 5 db GM-cső, amelynél a megszólalási valószínűség maximuma 150 V-os túlfeszültségnél van. II. Táblázat.

A táblázatok a 10, illetve 5 db, GM-cső megszólalási valószínűségeinek átlagértékét adják meg.

I. Táblázat

Túlfeszültség	50V	100V	150V	200V
Megszólalási valószínűség %-ban	(99,86±0,02)	(99,95±0,01)	(99,86±0,02)	(99,74±0,03)

II. Táblázat

Túlfeszültség	50V	100V	150V	200V
Megszólalási valószínűség %-ban	(99,86±0,03)	(99,85±0,03)	(99,94±0,02)	(99,72±0,04)

Méréseink eredményeképpen tehát kimondhatjuk, hogy a jó önkioltó GM-csövek megszólalási valószínűsége ionizáló kozmikus sugárzási részecskékre holtidő rövidítő kapcsolás alkalmazása esetén biztosan nagyobb mint 99,9 %, teljes egyezésben az elméletileg számítható megszólalási valószínűség értékével.

$$P_{\text{kis.}} > 99,9\%$$

Köszönetet akarunk mondani Jánossy Lajos akadémikusnak, aki az egész problémát felvetette és munkánkat tanácsaival állandóan támogatta.

Irodalom:

Jánossy és Rochester: Phys.Rev. 63, 52-54 /1943./

Jánossy és Kiss: KFKI Közlemények 1, 36, /1953/.

Elhangzott az 1954. évi fizikus vándorgyűlésen.

AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: FARAGÓ PÉTER

A mikrotron működésének néhány kérdéséről

Írta: Kisdiné Kossó Éva

A közönséges ciklotronban a gyorsítandó részecske keringési frekvenciája

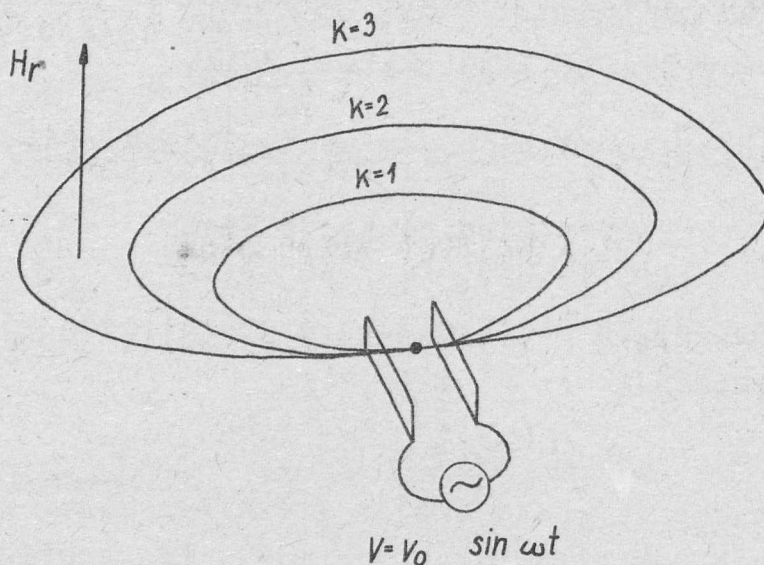
$$\omega = \frac{eB}{m}$$

ahol B a mágneses indukció értéke a ciklotronban. Ez meg kell, hogy egyezzen a gyorsító tér előre adott frekvenciájával. Mivel a keringési frekvencia függ a részecske tömegétől, a relativisztikus tömegnövekedés miatt könnyű részek - elektronok - már aránylag kis energiára gyorsítva is megváltoztatják keringési frekvenciájukat, rossz fázisban lépnek be a gyorsító részbe és lefékeződnek. Veksler 1945-ben megjelent cikkében többféle módot ajánl ennek kiküszöbölésére. Az egyik lehetőség az, hogy a gyorsító tér frekvenciáját, vagy a mágneses teret, vagy mindkettőt változtatjuk lassan, ezt valósítják meg a szinkrotronok és szinkrociklotronok. A másik lehetőség - ezt alkalmazzák a mikrotronban - hogy a gyorsító feszültséget és mágneses teret úgy választjuk meg, hogy az elektron késése egy pályán a gyorsító tér egy teljes periódusideje, vagy több egész periódus ideje legyen.

A gyorsító elrendezése a következő:

/Ábrát lásd a tuloldalon/

A gyorsító részben, mely egy magnetronnal táplált üreg része, időben szinuszosan változó V_0 amplitudójú feszültség gyorsítja az elektronokat. A konstans mágneses tér körpályára kényszeríti az elektronokat úgy, hogy azok újból és újból átmennek a gyorsító részen. Ha az egymásutáni pályákat mindig több, de egész számú periódus alatt teszi meg az elektron,



Rezonancia feltételek:

$$V_r = \frac{m_0 c^2 + E_0}{e} \quad \frac{n}{l-n} \quad l > n$$

$$B_r = \frac{2\pi(m_0 c^2 + E_0)}{\lambda e c} \quad \frac{1}{ln} \quad ln \text{ egész}$$

1. ábra.

/pl. 2, 3, 4, stb./ akkor mindig ugyanabban a fázisban fog a gyorsító térbe belépni és gyorsulni fog. Ennek feltétele, hogy a pillanatnyi gyorsító feszültség értéke és a mágneses tér a következő rezonancia feltételeknek legyen eleget:

$$V_r = \frac{m_0 c^2 + E_0}{e} \quad \frac{n}{l-n} \quad l > n$$

$$B_r = \frac{2\pi/m_0 c^2 + E_0}{\lambda e c} \quad \frac{1}{l-n} \quad l, n \text{ egész}$$

ahol $m_0 c^2$ az elektron nyugalmi energiája, E_0 induláskor a kinetikus energiája, erről a továbbiakban feltételezzük, hogy elhanyagolhatóan kicsi a nyugalmi energia mellett, $E_0 = 0$ a gyorsító 1540/G.

sító tér hullámhossza, e az elektron töltése, mindez gyakorlati egységekben mérve. ℓ, n szabadon választható egész számok.

A gyorsító üreget 10 cm hullámhosszon gerjesztve néhány lehetséges feszültség és mágneses tér érték látható a következő táblázatban:

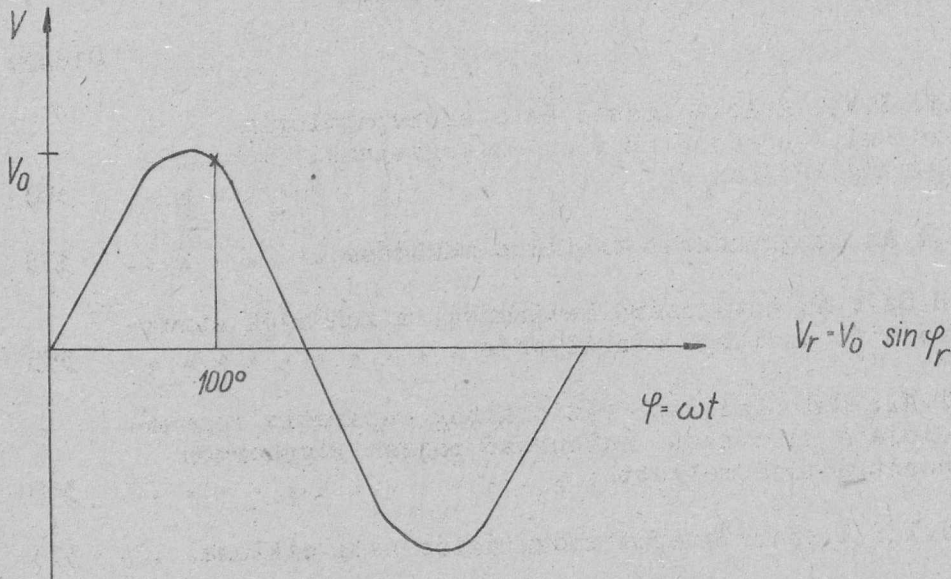
n	ℓ	V_r	B_r	k	E	r
1	2	0,51 MeV	1070 gauss	8	4,08 MeV	14,2 cm
1	3	0,25 "	535 "	7	1,75 "	14,0 "
1	4	0,17 "	357 "	6	1,02 "	13,5 "
2	3	1,02 "	1070 "	4	4,08 "	14,2 "
2	4	0,51 "	535 "	3	1,53 "	12,3 "

A táblázatban feltüntettem egy 15 cm sugaru mágnesben elérhető pályák számát $/k/$, a gyorsítóból kilépő elektronok kinetikus energiáját $/E/$ és a legkülső pálya sugarát $/r/$. Látható, hogy már ilyen kis átmérőjű mágnessel is több MeV érhető el mikrohullámu technikában nem megvalósíthatatlanul nagy gyorsító feszültséggel. A mikrotron előnye, hogy nagy energiákat is relative kevés pályával érnek el az elektronok, így kicsi a sugárzási veszteség.

A gyorsítók legfontosabb jellemzői a gyorsítóból kijövő részek energiája, energia szórása és a részecske-áram intenzitása. A kijövő részek energiájára nézve az előbbi táblázat ad felvilágosítást, a másik két kérdésre csak részletesebb vizsgálatok után lehet feleletet adni.

Az eddig megismert rezonancia feltételek csak egy bizonyos fázisban belépő elektronra teljesülnek, nevezük ezeket rezonancia elektronnak, belépési fázisukat rezonancia fázisnak $/\varphi_r/$. A rezonancia feltételnek eleget tevő V_r és a gyorsító

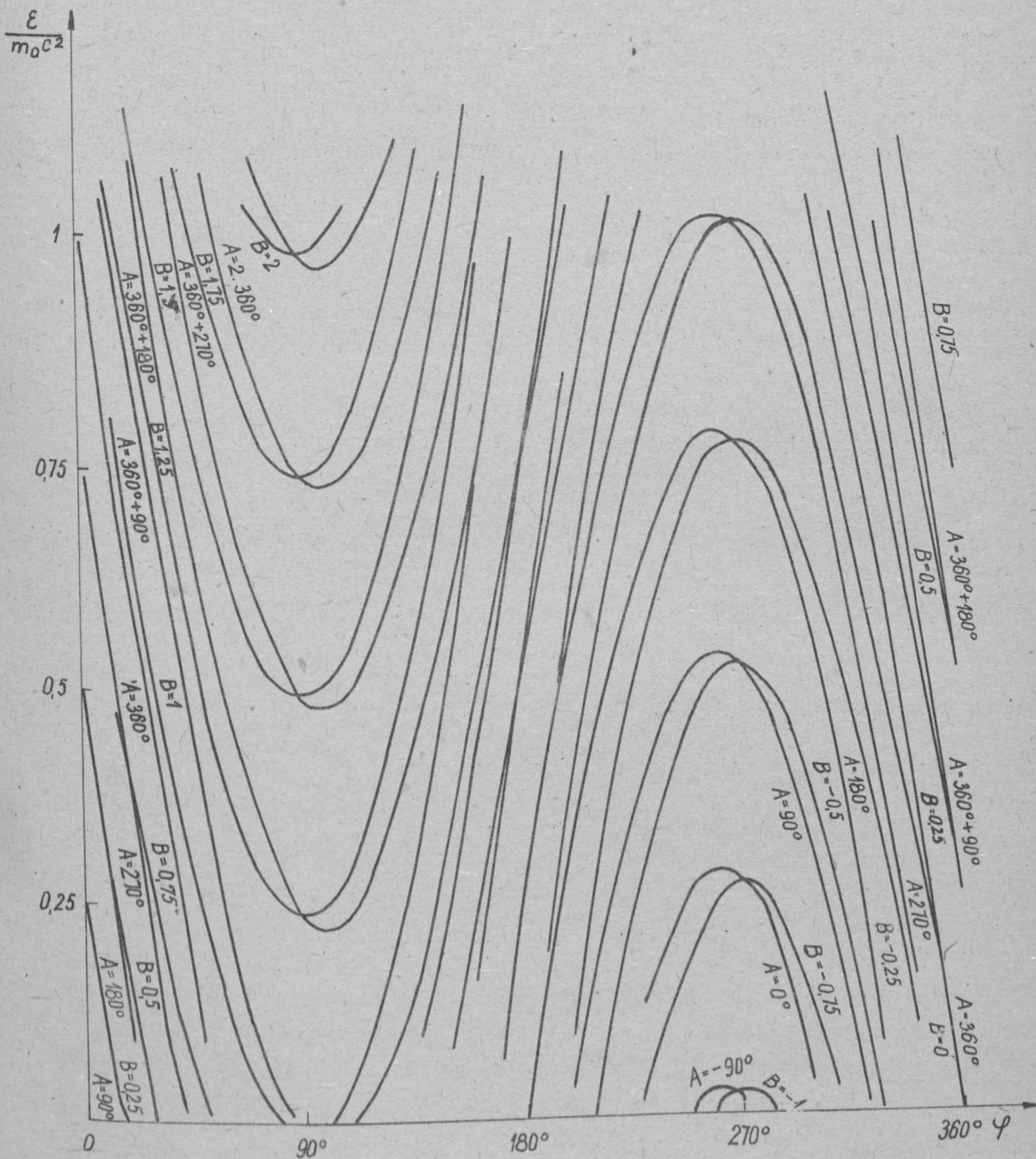
feszültség csúcserőrtéke közt ekkor az összefüggés nyilván



2. ábra.

Ha csak ezek a rezonancia elektronok gyorsulnának fel, a gyorsító használhatatlan lenne, mert a kijövő elektronnyaláb intenzitása zérus lenne. Szerencsére azonban fellép egy bizonyos fázisfokuszálás, ami lehetővé teszi, hogy más fázisban belépő elektronok is gyorsuljanak. Legyen pl. $\varphi_r = 100^\circ$, akkor az ennél valamivel korábban belépő elektronok nagyobb gyorsító teret találva nagyobb sugaru körpályát tesznek meg, mint a rezonancia elektronok, és így kissé késve érkeznek vissza. A 100° -nál valamivel később belépő elektronok viszont kisebb körpályát megtéve korábban érkeznek vissza. Ily módon a rezonancia fázis környezetében belépő elektronok is felgyorsulnak. A rezonancia fázisnak ezt a környezetét nevezhetjük stabil fázistartománynak. Ennek nagysága függ attól, hogy hogyan választjuk meg a V_r/V_0 feszültségviszonyt. Mivel ez szabja meg a kijövő elektronáram intenzitását, ez a kérdés igen fontos a mikrotron tervezése és beállítása szempontjából. Ezt a problémát az irodalomban többen is vizsgálták, de nem kielégítő módon, ellentmondó eredményeket kapva. Mivel az elektronok által a gyorsító részben felvett energia a részbe való belépés fázisától függ, a belépés fázisa viszont az előző gyorsításokkor felvett energiáktól, ezért 1540/G.

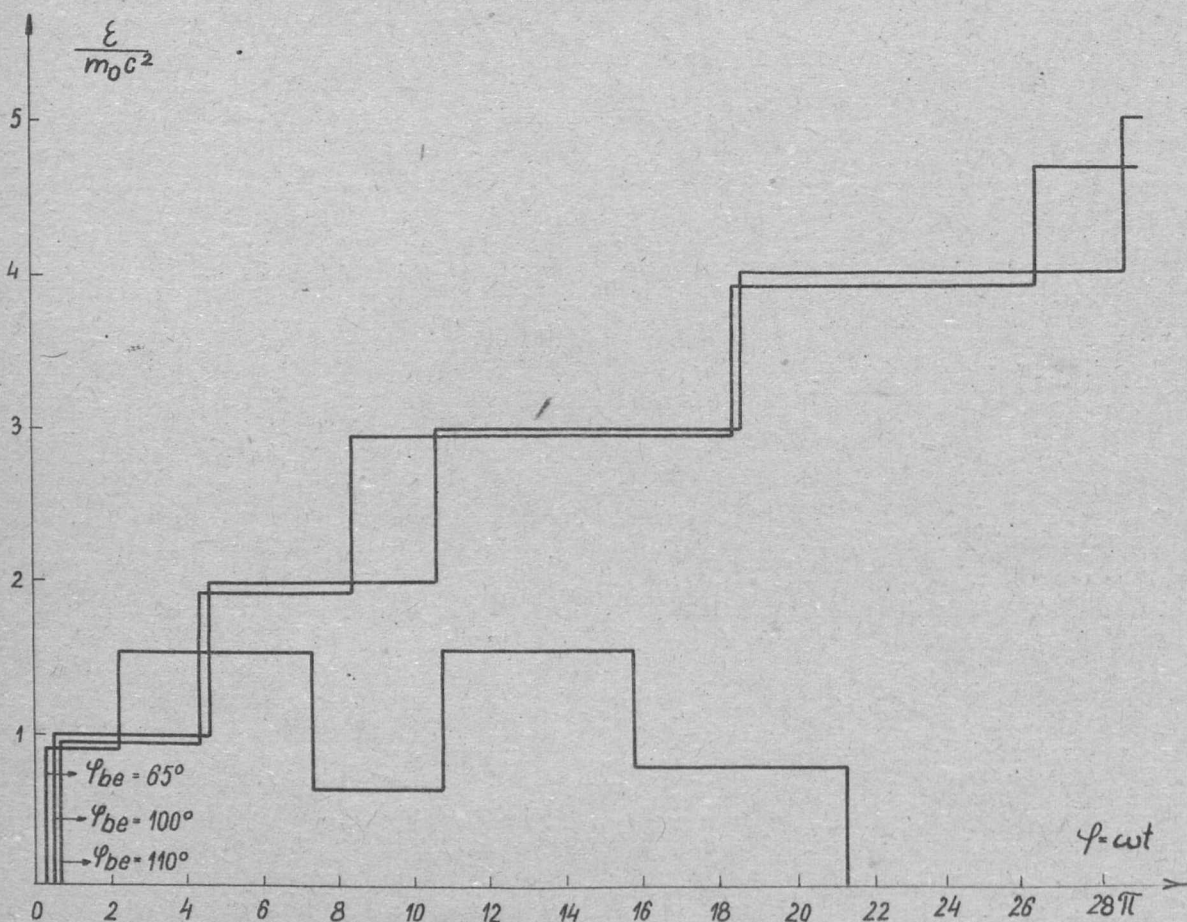
a probléma egyedüli lehetséges tárgyalási módja az, hogy egyes elektronok pályáját végig követjük, meghatározva az egymásutáni körpályákra való belépés fázisát és a felvett energiát. En ezt a következő grafikus módszerrel oldottam meg:



1540/G.

3. ábra.

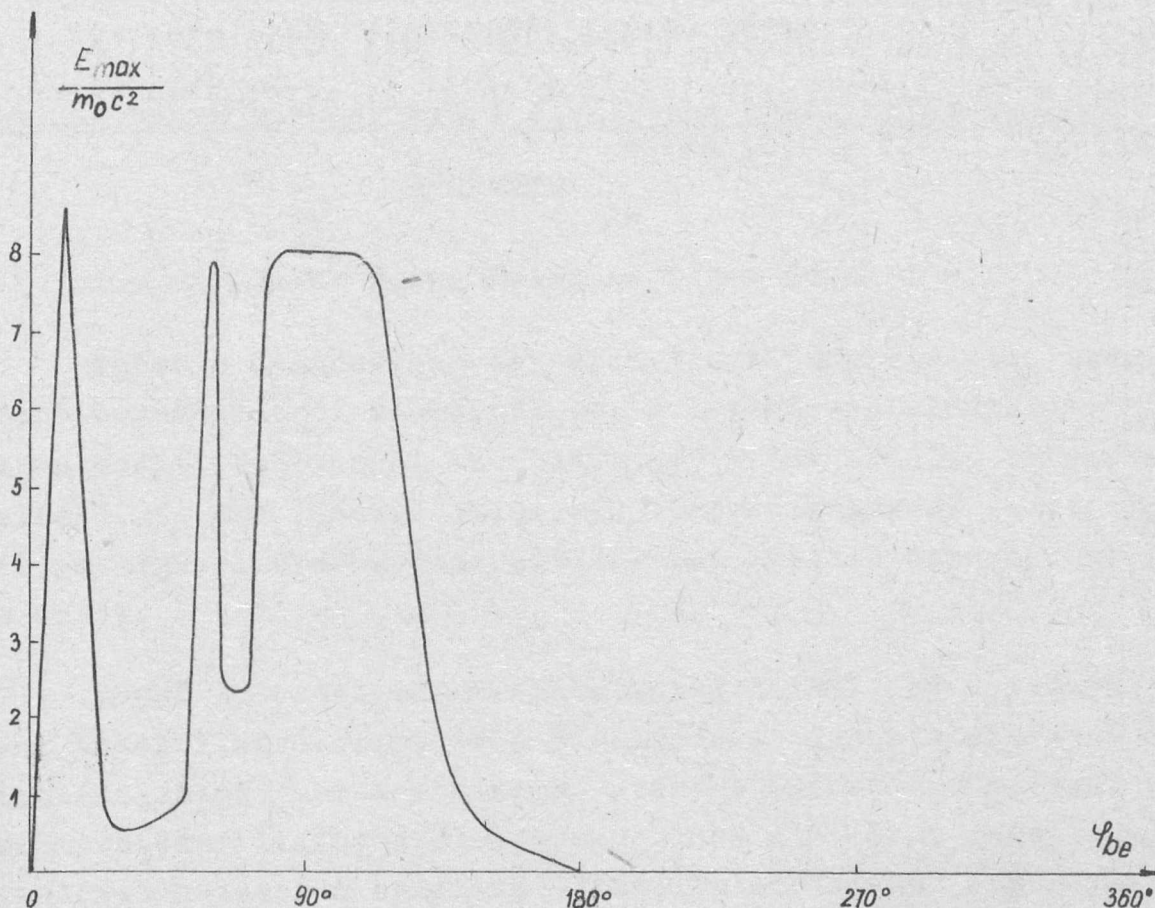
A belépés fázisának és energiájának derékszögű koordináta rendszerébe berajzoltam a következő belépés fázisát és energiáját. Így pl. a 110° , 0 energiával elinduló elektron az első körpálya megtétele után 92° , 0,96 energiával - az energiát nyugalmi energia egységben mérve - lép be a gyorsító részbe, majd ezen adatokból kiindulva azt kapjuk, hogy a második körpálya után 82° , 1,97 energiával lép be, stb. Ezek az adatok $\varphi_r = 100^\circ$ -nak megfelelő beállítás esetére érvényesek. Ilymódon meghatározva az elektronok energiáját, mint az idő függvényét kaptam pl. a következő görbéket a 100° , 110° , 65° belépési fá-



4. ábra.

zissal induló elektronokra. Egy-egy elektronra addig folytattam ezt, míg energiája el nem érte a 4 MeV-ot, vagy teljesén 1540/G.

le nem fékeződött.

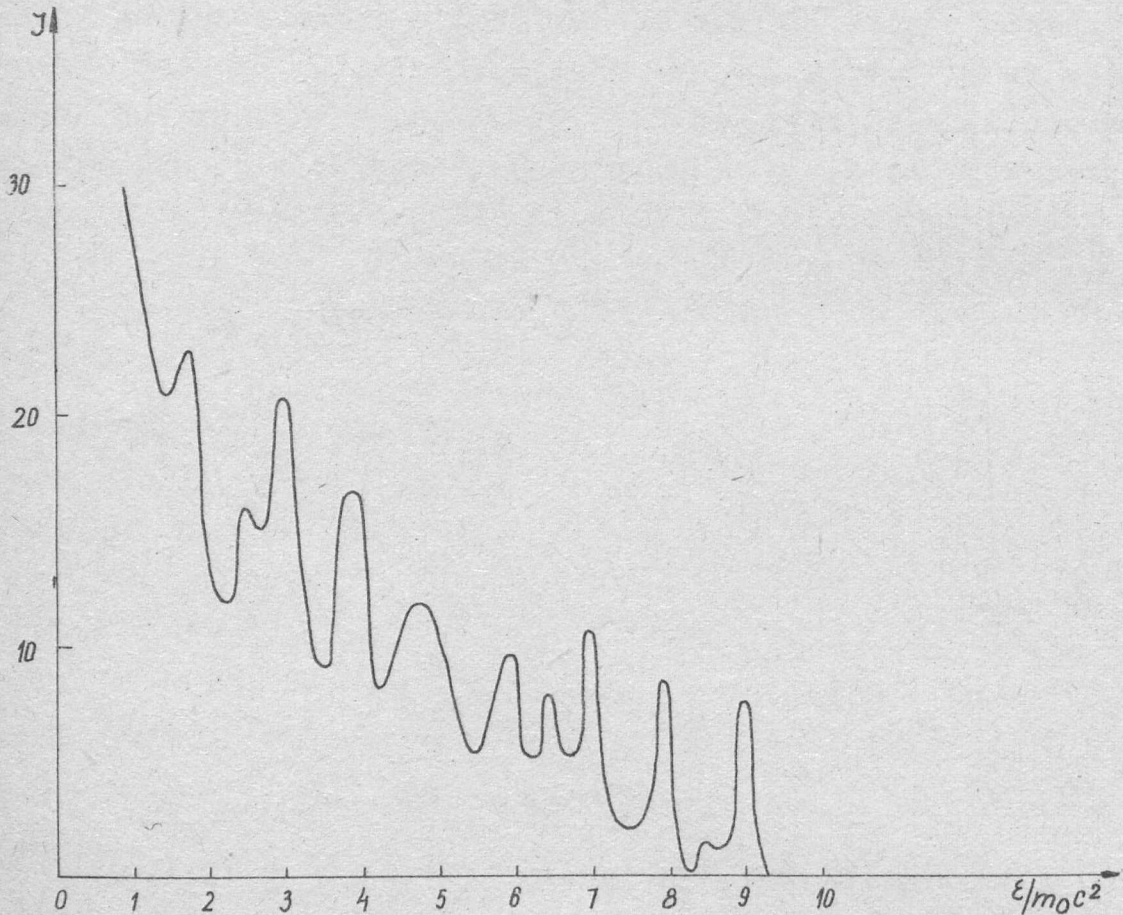


5. ábra.

A különböző fázisban induló elektronok által elért max. energiát ábrázolva láthatjuk, hogy a rezonancia elektron környezetében van egy $\Delta\varphi = 30^\circ$ széles fázistartomány, amelyben valamennyi elektron eléri a kívánt 4 MeV energiát, azonban ezen kívül is vannak egyes elektronok - a 10° és 60° fázissal induló elektron a vizsgáltak közül - melyek ugyancsak elérik a 4 MeV -ot.

A stabil fázistartomány ismeretében következtethetünk az elérhető elektronintenzitásra, ez jelen esetben 10μ A átlagáramnak adódott. Irodalom szerint ennél egy nagyságrenddel kisebbet sikerült a gyakorlatban elérni.

Megvizsgálva a gyorsítóból kijövő elektronok energia szórását, ez igen kicsinek, 1,2 %-nak adódik /0,05 MeV/. Az irodalomban található kísérleti adatok ezzel jó egyezésben vannak /Henderson,... 4,5 ± 0,07 MeV/.



6. ábra.

A számítások alapján felrajzolható az összes elektronpályák összesített energia spektruma. Látszik, hogy az egyes stabil elektronpályák elég jól elkülönülnek egymástól, főleg a külső pályáknál. Ez is megegyezik a kísérletileg tapasztaltakkal.

Elhangzott az 1954. évi fizikus vándorgyűlésen.

AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE

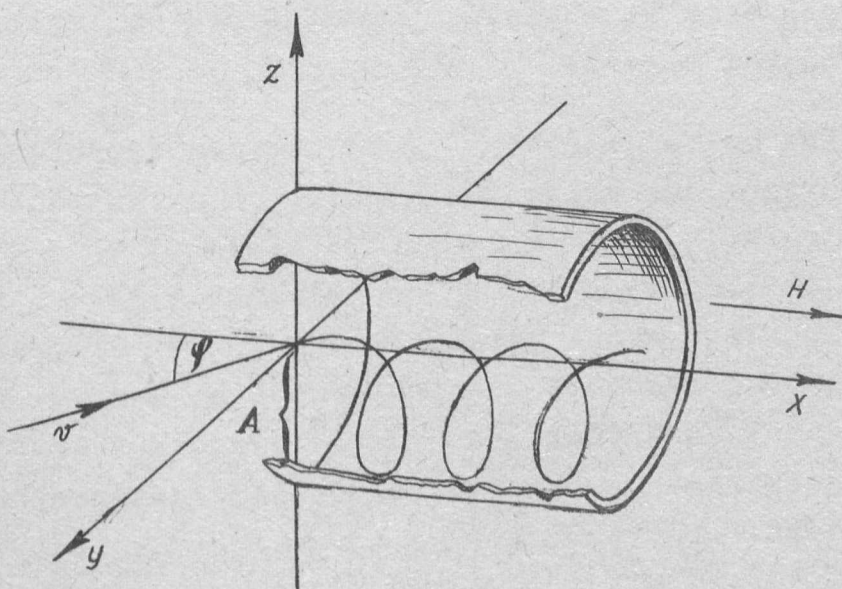
OSZTÁLYVEZETŐ: FARAGÓ PÉTER

Egy egyszerű módszer gyors elektronok energiaeloszlásának mérésére

Írta: Barna Péter és Groma Géza

Ebben a dolgozatban egy spirális típusú elektron energia mérő berendezésről számolunk be. A berendezés előnye az irodalomban eddig közöltekkel szemben, hogy mechanikailag egyszerű felépítésű, és nem igényel szigorúan homogén mágneses teret. Felbontóképességével elérhető az irodalomban hasonló típusuaknál szokásos érték.

Egyéb kutatási témák szükségessé tették egy egyszerű, könnyen elkészíthető berendezés kidolgozását gyors elektronok energiaeloszlásának mérésére. Éppen ezért a mechanikus megmunkálás szempontjából igényes elektrosztatikus /1/, vagy mágneses-szelektorteres helyett a spirális típust választottuk. Ennek működési elve a következő. /1. ábra/ Egy tekercs belsejében lévő homo-



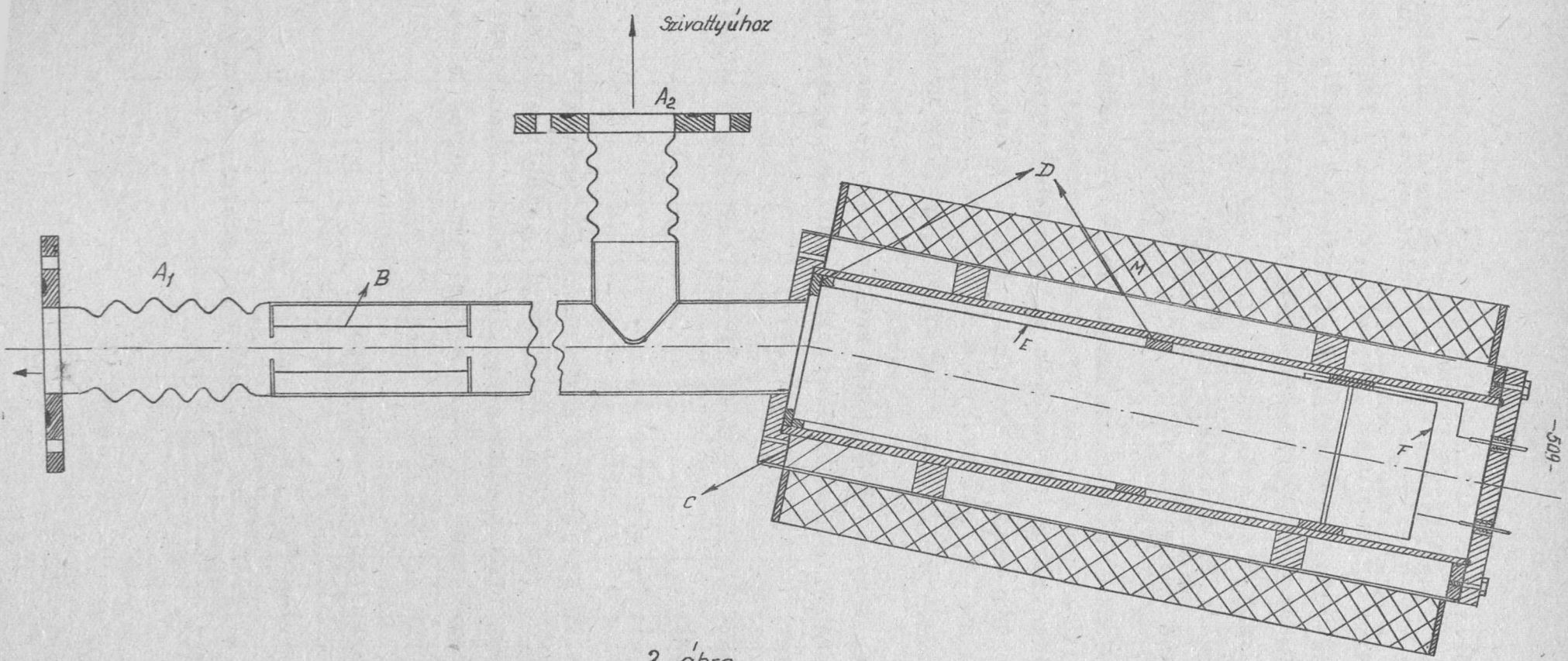
gén mágneses térbe lőjük be az elektronokat. Ha ezeknek a sebessége valamilyen ferde szöget zár be a tér irányával, akkor pályájuk a tekeres belsejében spirális lesz. A spirál sugara és menetemelkedése az elektron impulzusától és a mágneses tér nagyságától függ.

Könnyen kimutatható, hogy ha különböző impulzusu, de azonos belépési irányu elektronokat a mágneses tér változtatásával azonos sugaru spirálra kényszerítünk, akkor a pályák menetemelkedése is megegyezik, vagyis a pályák egybeesnek.

Az irodalomban leírt ilyen típusu spektrométereket /2/ eddig csak β források analizálására használták. Ezekben számítás alapján blenderendszerrel kijelöltek egy elektronpályát. Ezen különböző térerő esetén különböző impulzusu elektronok jutnak keresztül. A módszer hátránya, hogy nem szigorúan homogén tér esetén a pályák meghatározása nehéz. Éppen ezért a legtöbb szerzőnek a mágneses tér homogénné tétele okozta az egyik legnagyobb gondot.

Hogy ezt a problémát megkerüljük, mi a tekerccsel koaxiálisan egy fémhengert helyeztünk el a térben. Ennek tengelyébe lőjük be az elektronokat. Így adott mágneses tér esetén csak azok az elektronok érik el a hengert, amelyeknek az impulzusa egy bizonyos értéknél nagyobb.

Az előbbi megfontolásaink ugyan homogén térre vonatkoztak, de a lényegen nem változtat az sem, ha a tér inhomogén, de forgásszimmetrikus, - amit a szolenoid biztosít - ha a tengelybe lőjük be az elektronokat. Berendezésünkkel így az integrális impulzuseloszlási görbe határozható meg, amiből grafikus differenciálással nyerhető a differenciális. Ezek alapján tehát nem alkalmas sávszűrőnek, de nem is ilyennek a készítése volt a célunk, viszont a homogén tér előállításának problémájától megszabadultunk.



2. ábra.

-509-

A berendezés a 2. ábrán látható: Az A_1 flexibilis csatlakezőn löjük be az elektronokat és a B tologatható blendékkel irányítjuk azokat az analizátor tengelyébe.

A mágneses teret az M tekercessel állítjuk elő. A C sárgaréz vákuumedényen belül a D szigetelőgyűrűk tartják az E analizátorhengert. Ehhez szintén szigetelten egy másik, lezárt végű, rövidebb henger /F/ csatlakezők. Ezen az analizátor hengert el nem érő, kis energiájú elektronokat fogjuk fel.

Az A_2 nyílással a vákuumrendszerhez csatlakezőnk.

Hengerszimmetrikus tér esetén a lezáráshoz tartozó impulzus és mágneses tér között a következő lineáris összefüggés áll fenn.

$$p = k H$$

ahol az arányossági tényező a belövés szögének és az analizátor henger sugarának, tehát a lezárási értékhez tartozó pálya átmérőjének a függvénye.

Figyelembevéve, hogy a H is lineárisan függ a mágnesező áramtól, írhatjuk:

$$p = K I_m$$

A rendszerre jellemző K konstans meghatározható éles spektrummal bíró elektronforrás, - tehát pl. telepfeszültséggel gyorsított elektronok segítségével, melyeknek impulzusát ismerjük. Ezután a berendezés tetszésszerű impulzusok mérésére használható.

Az impulzuseloszlás ismeretében a

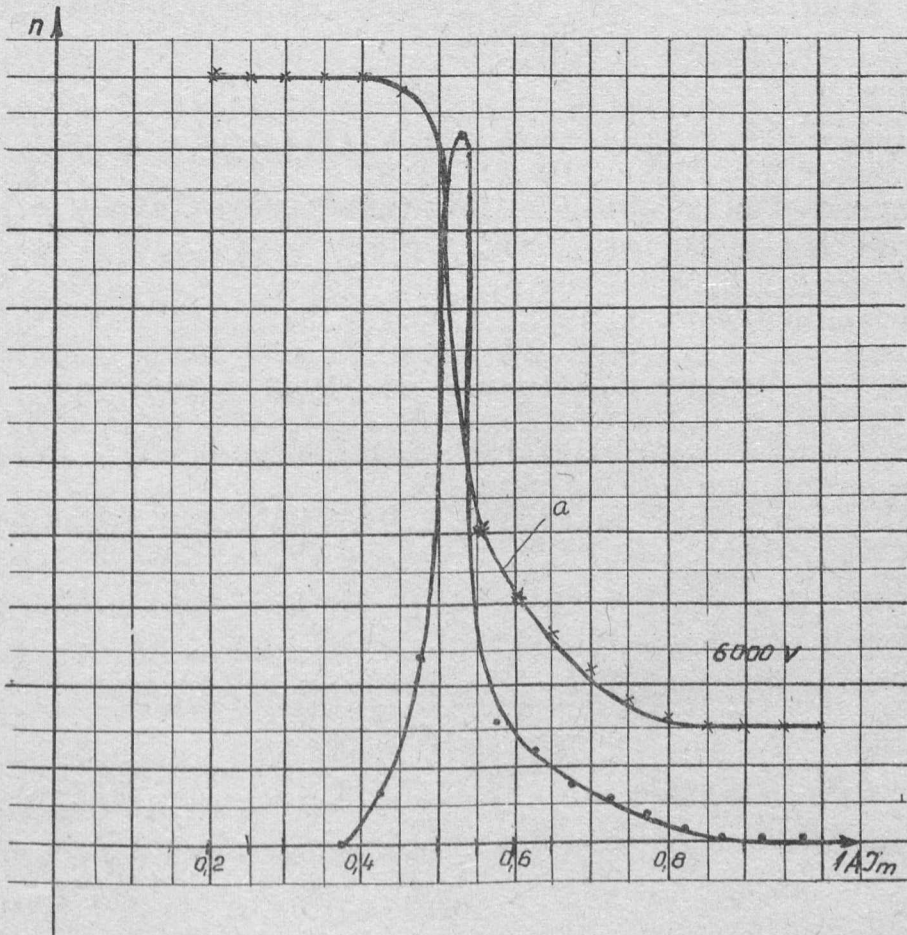
$$p = m_0 c \sqrt{2 \alpha + \alpha^2}$$

alapján, - ahol $\alpha = \frac{\text{kinetikus energia}}{\text{nyugalmi-energia}}$ - az energiaeloszlási görbe meghatározható.

Spektrométerünk felbontóképességét két tényező határozza meg: a belépő elektronok irányszórása / φ szórása/ és az elektronsugár véges kiterjedése. Ez utóbbinak ugyanis az a következménye, hogy a nyaláb különböző részein haladó elektronokra nézve különböző lesz a lezárási értékhez tartozó pályaatmérő.

Berendezésünkkel, melyben kényelmi okokból 3 mm-es belépőblendét használtunk, a számítások szerint 7,5 %-os $\frac{\Delta p}{p}$ felbontóképesség érhető el, ami a mérések alapján is reálisnak látszik. Így várható, hogy 1/2 mm-es blendéssel, ami még jelen árammérési viszonyaink mellett könnyen megvalósítható, a felbontóképesség 1%-ra javítható.

Ennek a szórásnak a következménye, hogy az integrális görbe telepfeszültséggel történő gyorsítás esetén sem esik végtelen gyorsan /3. ábra a görbe/.



3. ábra.

A görbén az esés utáni szakasz kisebb görbülete és a maradék áram valószínűleg a szekundéremisszió következménye. Ezt azonban még nem sikerült megnyugtatóan tisztázni.

Az eddigi általános tájékozódásra szolgáló méréseink a számításokkal jó megegyezésben vannak és így érdekesnek látszik analizátorunk sajátosságait részletesebben megvizsgálni és mesterségesen gyorsított elektronok analizálására felhasználni.

Végül köszönetet mondunk Pócza Jenő egyetemi docensnek a munka közben adott hasznos tanácsokért és Tóthné Bitskei Margitnak a kísérletek elvégzésében való közreműködéséért, továbbá Kovács József és Zsolnai János egyetemi üvegtechnikus, illetve műszerész kartársnak a berendezés elkészítése során végzett pontos és gyors munkájáért.

Irodalom:

- 1./ M.Hoyaux - J.Guts: Journ.Sci.Instr. 31./1954./ 149.
W.A.Towler - C.C.Lauritsen - T.Lauritsen:
Rev.Sci.Instr.18. /1947./ 818.
R.E.Warren - J.L.Powell - R.G.Herb.:
Rev.Sci.Instr. 18./1947. 558.
- 2./ C.M.Witscher: Phys.Rev. 60./1941./ 34.
S.Frankel: Phys.Rev. 73./1948./ 804.
W.M. Du Mound: Rev.Sci.Instr. 20./1949./ 160.
F.H. Schmidt - G.L.Keistler - D.I.Mayer - W.E.Gross:
Phys.Rev.82./1951./ 317.
F.H. Schmidt: Rev.Sci.Instr.23. /1952./ 361.
S.A. Kiley - W.S. Emmerich - Y.Nogami - J-D.Kurbatov.:
Rev.Sci.Instr.24./1953./ 1143.

Elhangzott az 1954. évi fizikus vándorgyűlésen.

AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE

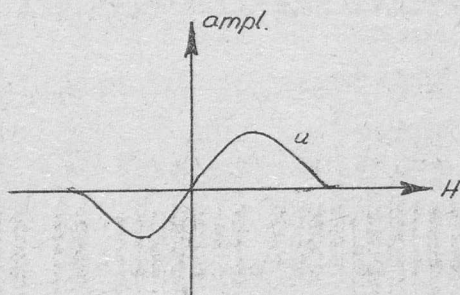
OSZTÁLYVEZETŐ: FARAGÓ PÉTER

Jelalak vizsgálata protonok mágneses nyomatékának mérésénél

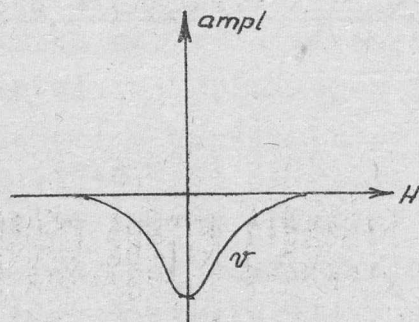
Irta: Horváth Miklós

Mint ismeretes, atommagok mágneses nyomatékának általunk használt mérési módszere a következőkön alapul: Az atommagot H_0 konstans mágneses térbe helyezve, az precessziót fog végezni a tér körül $\omega = \gamma H_0$ körfrekvenciával, ahol γ a mag mágneses - és impulzusmomentumának hányadosa. Ha a H_0 térre merőleges síkban egy rádiófrekvenciás szögsebességgel forgó H_1 mágneses teret alkalmazunk, ez a tér csak akkor fog forgatónyomatékot gyakorolni az atommagra, ha forgásának frekvenciája megegyezik a mag H_0 körüli Larmor-precessziójának frekvenciájával. Ekkor az atommag egy másik lehetséges irányu beállításba billen. A jelenség tehát rezonancia jellegű. A valóságban természetesen nem egy mag, hanem egy makroszkópos anyagminta eredő magmágnesezését vizsgáljuk, mert csak ezt tudjuk észlelni. A jelenség kimutatása a rádiófrekvenciás energia abszorpciójának, vagy egy megfelelően elhelyezett vevőtekercsben a magmágnesezés által indukált feszültségnek a detektálásával történhetik. Méréseinkhez az utóbbi módszert választottuk. Hogy a szokásos váltóáramu technikát használhassuk, a H_0 teret relative kis váltótérrel moduláljuk. Így a vevőtekercsben hangfrekvenciával modulált rádiófrekvenciát kapunk, melyet egyenirányítás és erősítés után katódsugároszcillográfra viszünk. Ha ennek vízszintes eltérítő lemezpárjára a modulálóval azonos alakú és fázisu feszültséget adunk, az ernyőn a mágneses tér függvényében kapjuk a jelgörbét. Mérőberendezésünkkel a magmágnesezésnek a gerjesztő H_1 térrel azonos fázisu, illetve a fázisban 90° -al késő komponensét külön-külön ki lehet mutatni. A fény anomális diszperziójánál kapott görbékkel analóg az említett két komponenst rendre disz-

perziós illetve abszorpciós jelnek hívjuk, és u , illetve v betűvel jelöljük. Ezeknek alakja a legegyszerűbb esetben az 1. és 2. ábrán látható.



1. ábra.
Diszperziós jel.



2. ábra.
Abszorpciós jel.

Azonban már ebben az esetben is függ a jel szélessége a használt anyagminta fizikai-kémiai sajátosságaitól, mint a halmazállapot, esetleges kristálystruktúra, viszkozitás, hőmérséklet stb. Az anyagnak ezek a tulajdonságai befolyásolják a magoknak a környezetükkel való kölcsönhatását. A kölcsönhatások figyelembevétele két relaxációs idővel történik. A "spin-rács" relaxációs idő, T_1 arra jellemző, hogy a magspin rendszer a gerjesztés által felvett többlet energiát mennyi idő alatt adja le környezetének, az őt körülvevő "rács"-rendszernek, a "spin-spin" relaxációs idő, T_2 a szomszédos magok közti kölcsönhatást írja le. A szomszédos mag helyén létrehozott lokális mágneses tér következtében a rezonanciatér szóródik, a jelnek véges sáv szélessége lesz. E két, anyagtól függő paraméteren kívül, a rezonanciajel alakja még függ az előállítás körülményeitől is: a gerjesztő tér amplitudójától, a moduláló tér amplitudójától és frekvenciájától.

A különböző jelalakok a magmágnesesezés vektor mozgás-egyenletének, egy bonyolult differenciálegyenlet rendszernek a megoldásaiként kaphatók. Az exakt megoldás nem ismeretes, de bonyolultsága miatt ugysem lenne használható eredeti formájában. Ezért az egyes kutatók speciális esetekre adták meg a megoldást.

I. T_1 és $T_2 \ll T_5$

A.) *Adiabatikus eset*: $T_R \gg T_L$

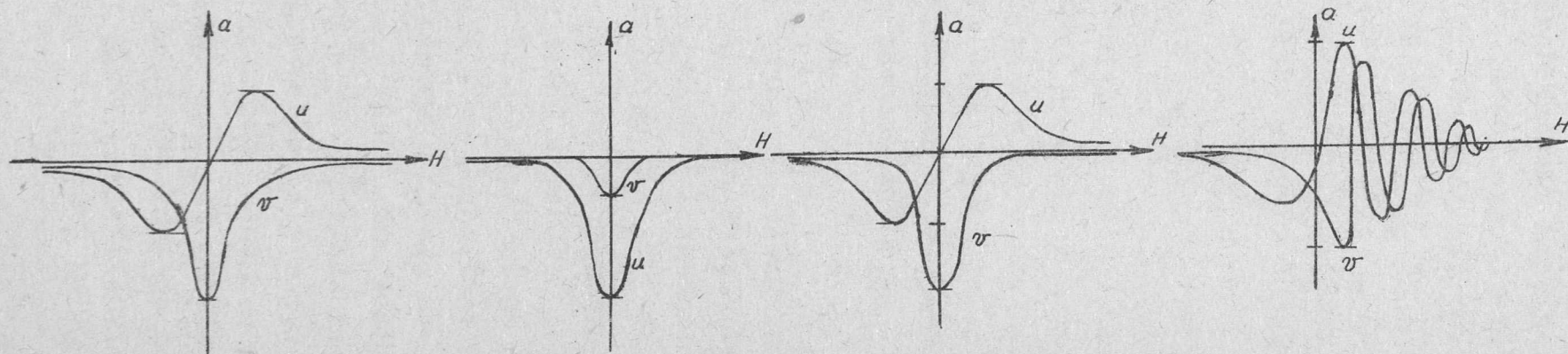
B.) *Nem adiabatikus eset*: $T_R \ll T_L$

1.) $T_R \gg T_1$ és T_2

2.) $T_R \ll T_1$ és T_2

1.) $T_R \gg T_2$

2.) $T_R \ll T_2$



II. T_1 (és T_2) $\gg T_S$

A, Adiabaticus eset: $T_R \gg T_L$

B, Nem adiabaticus eset: $T_R \ll T_L$

1, $T_L \ll T_R \ll T_2 \leq T_1 \gg T_S$

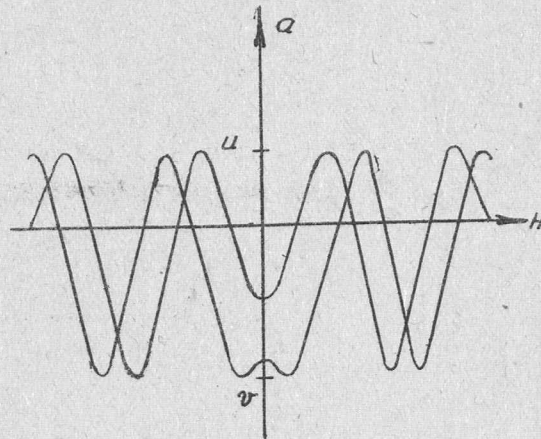
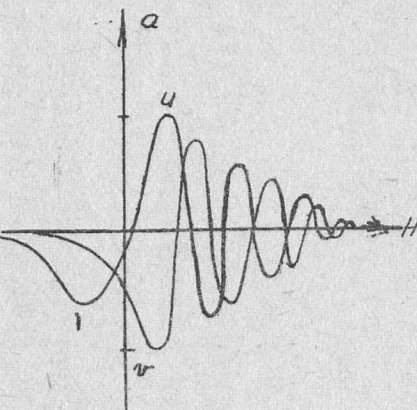
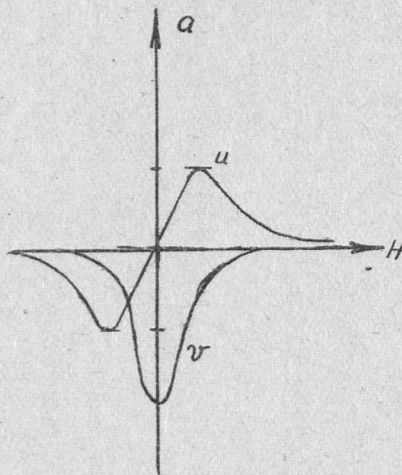
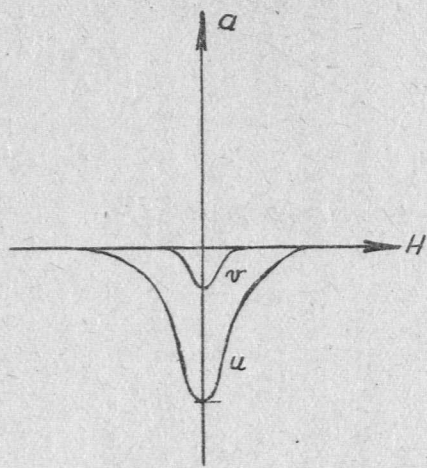
1, $T_R \gg T_2$

a, $T_2 < \frac{T_S}{2}$

2, $T_R \ll T_2$

a, $T_2 < \frac{T_S}{2}$

b, $T_2 > \frac{T_S}{2}$



Legkimerítőbben Salpeter foglalkozott a problémával. Szerinte a differenciálegyenlet rendszer megoldása öt időjellegű paramétertől függ: 1/ $T_L = \frac{2\pi}{\gamma H}$, a magok H_1 körüli precessziójának periódus idejétől, 2/ a moduláló tér periódus idejétől: T_s , 3/ a jelnek a rezonanciatartományon való átfutásának idejétől: T_R és 4/, 5/ T_1 és T_2 relaxációs időktől. Amint ezek különbözőképpen viszonylanak egymáshoz különböző alakú jeleket kapunk. A jelalakokat a I. és II. táblázat mutatja:

/Lásd az 515. és 516. oldalon/

Az I. és II. táblázat abban különbözik egymástól, hogy I.-nél a relaxációs idők rövidebbek, II.-nél hosszabbak a moduláció periódus idejénél. A további osztályozás alapja az, hogy T_L kisebb vagy nagyobb a rezonancia időnél. Így kapjuk az adiabatikus illetve nem adiabatikus esetet. Mindkettő ismét további eseteket tartalmaz, aszerint, hogy a rezonancia idő hogy viszonylik a relaxációs időkhöz.

Az egyes jelalakok létrejöttének mechanizmusával az idő rövidege miatt még kvalitatíve sem tudak foglalkozni. Csak egy dologra szeretném felhívni a figyelmet. Mint említettem, a jel csak rezonancia esetén jön létre, azaz ha az $\omega = \gamma H_0$ feltétel ki van elégítve. Ezt a feltételt használjuk ki magnyomatékok pontos mérésénél. γ arányos a magnyomaték értékével, ezt kell meghatározni. Mérti kell tehát ω -t és a hozzátartozó H_0 -t. ω időben konstans, H_0 pedig változik a rezonanciának megfelelő érték kis környezetében. Rezonanciaértékét tiszta abszorpciós jel esetén a maximumnál veszi fel, tiszta diszperziós-nál pedig a jel zérus helyén. Lecsengéssel bíró jelnélazonban, mint az ábrából látható a maximum illetve a zérus hely eltolódik. Hogy ebben az esetben is meg tudjuk határozni a mágneses tér rezonancia értékét, ismernünk kell pontosan a jel görbét. Az ilyen irányú számítások eredményei feltehetőleg jók, de meg kell fontolni a következőket: A számított görbék egy differenciál egyenletrendszer megoldásaiként adódtak. Márpedig ha egy

differentiálegyenletrendszer helyesen is van felírva, nem biztos, hogy egy lehetséges megoldása a kérdéses fizikai jelenséget helyesen írja le. Másrészt a számítások eredményeinek kísérleti igazolásával még nem foglalkozott senki. Ezért kezdtünk hozzá a jelalak vizsgálatokhoz.

Az első feladat az volt, hogy lehetőleg minél több jelalakot előállítsunk. Ehhez szükséges, hogy tetszőlegesen tudjuk változtatni az említett öt paramétert. Méréseinket vízben levő protonok jelen végeztük. A két relaxációs időt paramágneses katalizátor hozzáadásával változtattuk. Paramágneses anyagokkal ugyanis folyadékok relaxációs ideje nagy mértékben lerövidíthető. Katalizátorul, nagy oldhatósága miatt $\text{FeCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ -t használtunk. A szükséges koncentrációk 6×10^{17} - $3 \times 10^{21} \text{Fe}^{+++}/\text{cm}^3$ között változtak. A kész oldatoknak még meg kellett mérni a relaxációs időit. E méréseket megkönnyítette az, hogy irodalmi adatok alapján paramágneses oldatokra érvényes, hogy $T_1 = 2T_2$. Így minden oldatnál elég volt az egyik relaxációs időt mérni. A nagy időintervallum miatt $/0,1 - 5 \cdot 10^{-5} \text{ sec}/$ két módszert alkalmaztunk: Rövid relaxációs idek esetében T_2 -t határoztunk meg a jel sávszélességéből, a hosszabbaknál T_1 -et mértük, Drain módszerével. Utóbbi azon alapszik, hogy adiabatikus esetben, ha $T_1 \sim T_S$, a spinrács kölcsönhatás miatt az oszcillográf ernyőjének szélén és közepén a jel amplitudója nem egyenlő. Az amplitudók hányadosából határozhatjuk meg T_1 -t. A kapott relaxációs idő értékek megegyeznek az irodalmi adatokkal.

A másik három paramétert, a rádiófrekvenciás tér amplitudóját, a moduláló tér amplitudóját és frekvenciáját oly mértékben tudtuk változtatni, hogy Salpeter nyolc esete közül ötöt sikerült megvalósítani. Ezek a táblázatokon aláhúzással vannak megjelölve.

Kvantitatíve mértük a jel amplitudóját a három, anyagtól nem függő paraméter függvényében, a különböző jelalakok esetén. A teljes jelgörbét nem hasonlítottuk össze a számítottal,

mert ha az amplitudók az előirt módon függenek a különböző paraméterektől, ez már valószínűvé teszi a megoldás helyességét. Az amplitudók mérése az oszcillográfra helyezett mm-beosztású ernyőn való leolvasással történt. A leolvasás pontossága kb. 5 % volt. A kapott eredmények általában a hibahatáron belül megegyeznek a számított értékekkel. Nagyobb eltéréseket csak a II. táblázat utolsó eseténél kaptunk, a modulációtól való függés vizsgálatánál. Azonban ebben az esetben a jel/zaj viszony is kisebb, és mivel az említett paraméterektől igen érzékenyen függ az amplitudó a jel instabilitása miatt, a leolvasási pontosság is jóval kisebb. Ennél a jelalaknál a pontos mérés rendkívül nehéz.

Az eredmények azt mutatják, hogy a differenciálegyenlet rendszer megoldásai kvantitatíve is helyen írják le a mágneses rezonancia jelenségét. Így tervezett magnyomaték méréseinknél a jelalakból származó hibák kiküszöbölése lehetségessé válik.

E helyen is köszönetet mondok Dr. Faragó Péter, a fizikai tudományok kandidátusának munkám irányításáért és értékes tanácsaiért. Dr. Gécs Mária adjunktusnak a problémák tisztázásában való segítségéért, Mertz János osztályvezetőhelyettesnek a mérőkészülék és az összes segédberendezéseket magában foglaló kapcsolótábla megtervezéséért és Ferkai József műszerész kartársnak, mindezek tetszetős és gondos kivitelezéséért.

Elhangzott az 1954. évi fizikus vándorgyűlésen.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

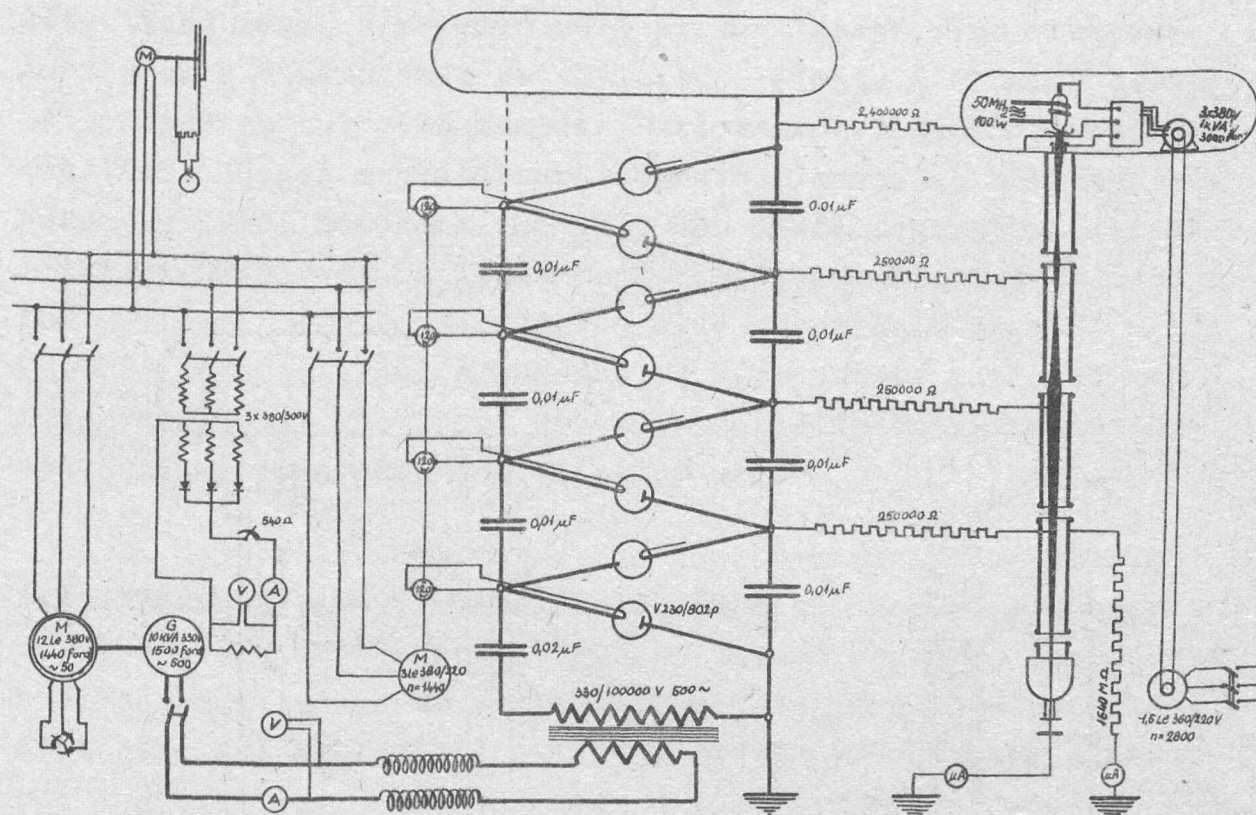
800 kV-os kaszkádgenerátor

Írta: Mérey Imre

A kaszkádgenerátorok fél-től másfél MV feszültség között nagy áramerősséget adó, üzembiztos és aránylag nem túl költséges berendezések. A későbbiek során ismertetendő feszültség hullámszám miatt a vele előállítható ionsugár nem annyira homogén, mint a Van de Graaff generátornál. E tulajdonsága ellenére is a legtöbb magfizikai intézet modern berendezései mellett rendelkezik kaszkádgenerátorral és egyaránt alkalmazzák neutronforrásként, valamint egyéb magfizikai vizsgálatokra.

Intézetünk Atomfizikai Osztályán egy 800 kV névleges feszültségű kaszkádgenerátor megtervezését és felépítését az a tény tette lehetővé, hogy az ehhez szükséges kondenzátorok - habár egyesek sérült, de javítható állapotban - rendelkezésre állottak a Műegyetem Atomfizikai Tanszékén az 1940-es évek elején, Varga Géza tervei alapján megépített kaszkádgenerátor maradványaiból.

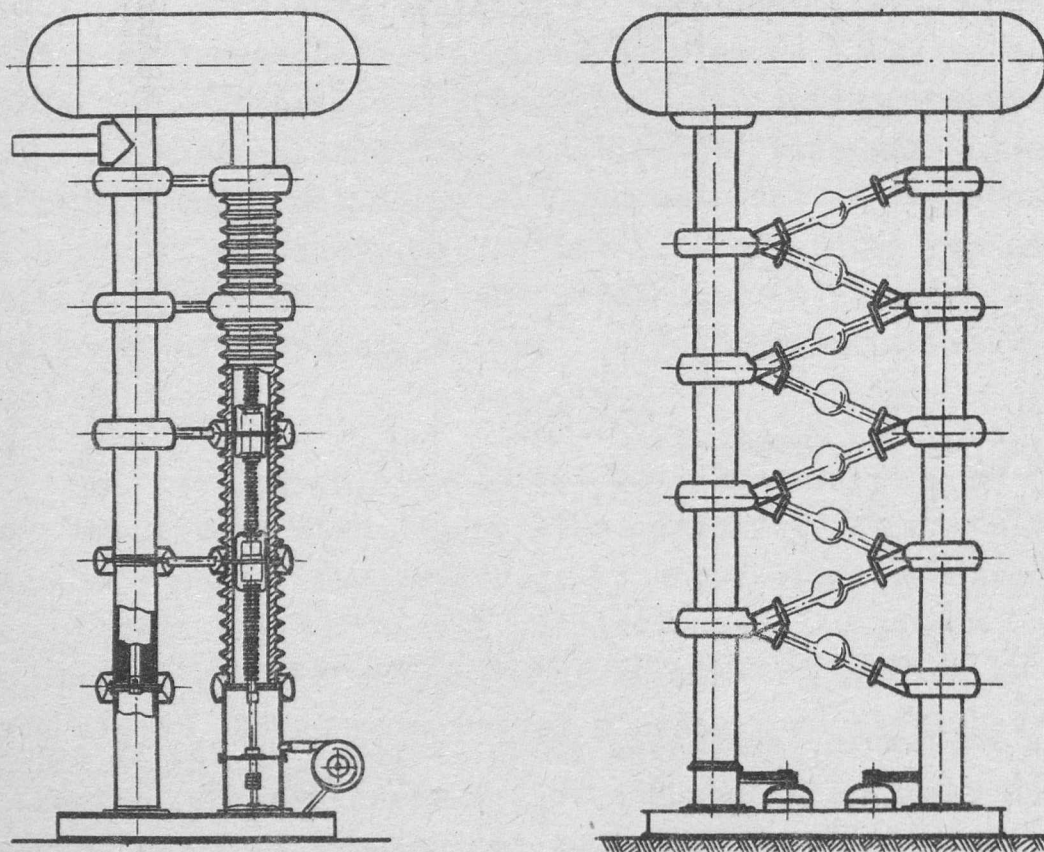
Mint az 1. ábrán is látható, elvi kapcsolása a feszültség duplázó alapkapsolásból kiinduló feszültség sokszorozás Greinacher illetve Cockroft és Walton szerint. Eredetileg öt fokozattal 1MV feszültségre terveztük és meg is építettük. A 900 és 1000 kV feszültség között egyrészt a berendezés épségét veszélyeztető igen intenzív átütéseket kaptunk a laboratórium mennyezetéhez, másrészt a megjavított kondenzátorok közül két darab ismét tönkrement és így visszatértünk a négy fokozatra 800 kV feszültséggel.



1. ábra.

800 kV-os kaszkád generátor kapcsolási vázolata.

A váltakozó feszültség egyenirányítására 230 kV záró-feszültségű vákuum szelepcsövek voltak beszerezhetők, melyek egyenként 120 W fűtő-teljesítményt igényelnek. A csövek fűtése elvileg fűtő dinamókkal vagy nagyfrekvenciás villamos energiával történhet. A legmodernebb megoldásoknál fűtést nem igénylő száraz egyenirányítókat alkalmaznak. A rendelkezésünkre álló nagy fűtőteljesítményű csövek miatt a számunkra leggyorsabban megvalósítható ut a fűtő-dinamókkal való megoldás jöhetett tekintetbe. Az egyes dinamók meghajtása - amelyek mind más-más feszültségen vannak - csak szigetelő tengelyekkel lehetséges. A fűtő dinamókból négy-négy darab egymás fölött, a kondenzátor oszlopok mögött egy-egy fűtő oszlopot képez. Fűtő dinamóként az Autóvillamosság Gyára által gyártott 130 W-es autó töltő dinamókat építettük be. Külön megoldandó probléma 1540/G.



2. ábra.

800 kV-os kaszkád generátor feszültségforrása.

adódott abból a tényből, hogy a fűtőszál ellenállása hidegen csak tized része a melegen mért ellenállásnak, így bekapcsoláskor az a dinamó számára rövidzárt jelent. A dinamók beszállítását az Autóvillamosági Felszerelések Gyárával együtt Kapelláró József munkatársunk végezte. Ugyancsak hátránya ezeknek a fűtődinamóknak, hogy $50-60^{\circ}$ C-nál magasabb hőmérsékletnél a belső ellenállásuk megváltozása miatt legerjednek, ami 2-3 órai tartós üzemeltetés után következik be, így a két fűtő oszlop mesterséges hűtését is biztosítani kellett. Ezt a fűtő oszlopokat körülvevő hengeres porcelántestek belsejében mesterséges légáramlással oldottuk meg.

A szelepcsövek a két kondenzátor oszlop kondenzátorainak összekötéseit leárnyékoló gyűrűből indulnak ki a vízszintes iránnyal körülbelül 30° -os szöget bezárva. Szokásos a szelepcsövek anódjával sorbakötni egy csillapító ellenállást, amit konstrukciónknál elhagytunk, miután az átütések alkalmával a gyors lefolyású lökő áram a védőellenállást mintegy átugorja, kikerüli.

Itt kell megjegyezni azt is, hogy a fűtő oszlopoknak a szelepcsöveket tartó kondenzátor oszlopoktól való szerkezeti függetlenítése a szelepcsövek érzékeny izzó-katódjainak rázkódásoktól való védelmét célozza. Ugyancsak szerkezeti eltérést találunk a felső elektróda megoldásánál is a régebbi típusokkal szemben, amelyeknél minden egyes oszlopot különálló gömb elektródák fejeztek be. Konstrukciónknál követtük az újabb tervezési irányt, amelynél a kondenzátor és fűtő-oszlop párokat felül összefoglaló egyetlen elektródával láttuk el, és ez 30 cm sugaru legömbölyítéseivel $260 \times 200 \times 60$ cm méretű. Ezzel egyben a térerősség eloszlását is egyenletesebbé tettük a generátor hosszában, habár ez a szerkezeti magasság növelésével járt. A teljes szerkezeti magasság, így 4 m 90 cm-nek adódott.

Tekintettel arra, hogy a felső elektróda alakja miatt, annak tere analitikusan egyáltalán nem számítható, különböző egyszerűsítésekkel a térerősség felső határára kaphattunk megközelítő eredményt, amely erősen k ö z e l á l l a levegő átütési szilárdságához. Ez a legkényesebb helyen 26-30 kV/cm között van.

Az oszlopok összekötéseit árnyékoló gyűrük egymással szembe néző felületein, amelyeknek legömbölyítési sugara 3 cm és egymástól való távolságuk 60 cm, a közöttük lévő 200 kV feszültség különbség hatására fellépő legnagyobb igénybevétel 13 kV/cm-re adódik.

Ugyancsak ezeknél az árnyékoló gyűrűknél a legközelebbi fallal, mint vezető sikkal szemben fellépő térerősségük az egyes fokozatokon lévő feszültségeknek megfelelően 9,5 cm legömbölyítési sugár mellett 6-22 kV/cm-nek adódnak.

Hasonlóképen történt a fűtőoszlopok belsejében elhelyezett fűtődinamók leárnyékolására szolgáló testek méretezése is. Ezeknél három cm sugaru legömbölyítést alkalmazva 35 cm távolságra a 200 kV feszültségkülönbség hatására fellépő térerősség nem haladja meg a 16 kV/cm értéket.

Érdekes megjegyezni, hogy e felületek a leggondosabb kialakítás és tükörfényesre való polirozás ellenére is, főként a fűtőoszlopok belső leárnyékoló testei között átütések léptek fel, már a tervezettnél kisebb feszültségnél is, amelyek a felületekre a levegőből lerakódó por és tisztátalanságok miatt következtek be. A tisztátalanságok lerakódása a berendezés gondos zártsága mellett is fokozódik, így az átütések egyre kisebb feszültség mellett állnak elő, tehát évenként legalább egyszer a berendezés teljes tisztítását teszi szükségessé.

A terhelő áram a kondenzátorokról töltéseket vesz el, amelyek pótlására csak a váltakozó áram csucsértéke környezetében van lehetőség, tehát az üresjárási feszültséghez képest a

periódus számnak megfelelő feszültség-hullámzás lép fel. Ennek értéke

$$\delta U = \frac{i}{f \cdot C} \cdot \frac{n/n+1}{n}$$

A képletből látható mindjárt, hogy adott kondenzátor kapacitások és "n" fokozatszám mellett a hullámzás értéke a periódus számától függ. Ezért kaszkád generátorok táplálására általában 200-500 periódusu feszültséget alkalmaznak. Berendezésünk feszültség-hullámzása a négy fokozat esetén, és $C = 0,01 \mu\text{F}$ -os kondenzátorok, valamint 500 periódus mellett

$$\delta U = 2000 \text{ V/ma}$$

azaz az üresjárási feszültség egynegyed százaléka.

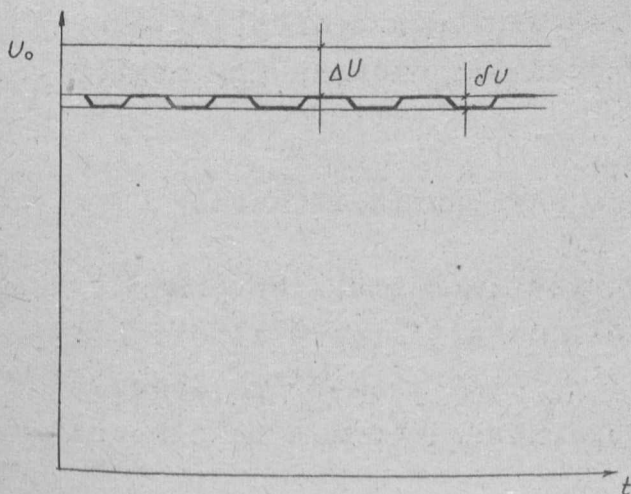
A terhelés következtében természetesen az egyes kondenzátorok mindig az előtte lévő kondenzátorok feszültségére töltődnek fel, viszont a töltéselvonás miatt azok máris kisebb feszültségre töltődtek fel, így a fokozatok számával köbösen emelkedő feszültségcsökkenés jön létre, amelynek értéke

$$\Delta U = \frac{2}{3} n^3 \frac{i}{f \cdot C}$$

a mi esetünkben

$$\Delta U = 8400 \text{ V/ma}$$

azaz az üresjárási feszültségnek kb. 1 %-a.



Ezek figyelembevételével kaszkád generátorunk eredő feszültsége 1 mA terhelés mellett

$$U_{\text{max}} = 2nU_0 - \Delta U = 792 \text{ kV.}$$

$$U_{\text{min}} = 2nU_0 - /\Delta U + \delta U/ = 790 \text{ kV.}$$

mivel a váltakozó feszültségű oldalon lévő első kondenzátorra $U_0 = 100 \text{ kV}$ fe-

szültséget táplálunk be. Ezt a tápfeszültséget egy 100 kV-os egyfázisú olajtranszformátorról vesszük le, melyet egy 10 kVA teljesítményű, 330 V feszültségű 500 periódusú motorgenerátor fejleszt.

A nagyfeszültség mérésére először egy ellenállás láncot alkalmaztunk Siemens gyártmányú szilit ellenállásokból, összesen 40 Mohm értékben, amelyet üveghengerre csavarva a gyorsító rész egyik porcelán oszlopában, olajba helyeztünk el. Ennek az ellenállásnak értéke azonban megbízhatatlan módon ingadozott, ezért elkészítettünk egy precíz mérőellenállást 1640 Mohm összértékben Ingelen-műszer ellenállásokból, amely csak az alsó 200 kV-os fokozat mérésére szolgált. Ennek az ellenállásnak értéke a többszöri mérések szerint 2-3 %-ig pontos. A mérőellenállás hitelesítését 15 cm és 75 cm átmérőjű szikraközzel is elvégeztük. Hogy az ellenállás értéke nem változott, utal arra az a körülmény is, hogy a feszültségforrás primer oldalán a vezérlő táblán elhelyezett műszerek adatai a mai napig is összhangban vannak a mérőellenállással sorbakötött műszeren leolvasott adatokkal.

A feszültség mérésének további ellenőrzésére megépítettünk egy rotációs voltmérőt, amelyet a feszültségforrás felső elektródájával szemben a laboratórium falára helyeztünk el, az ehhez csatlakozó csővoltmérőn leolvasott adatok ugyancsak egyezést mutatnak az utóbb említett műszerek adataival. A feszültségmérésére szolgáló műszerek végleges behitelesítése a továbbiak folyamán ismert magrezonanciák alapján fog megtörténni.

A feszültségforrás rajza a 2. ábrán látható.

A berendezés mint feszültségforrás kb. háromnegyed év óta majdnem állandó üzemben áll és eltekintve attól, hogy az elérhető maximális feszültség a belső elektródák szennyeződése miatt lejjebb szállt, komoly üzemzavar nem mutatkozott.

A feszültségforrás megtervezéséhez Dr. Simonyi Károly egyetemi tanár, igazgató helyettes adta az irányítást, amiért ezután is hálás köszönetet mondok. Köszönettel tartozom továbbá az Atomfizikai Osztály mechanikai műhely dolgozóinak, akik az alkatrészek elkészítésével és az összeszerelés munkájával szorgalmuk legnagyobb bizonyosságát tették.

Elhangzott az 1954. évi fizikus vándorgyűlésen.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Nehézrészek gyorsításánál fellépő fókuszálási és
vákuum problémák

Irta: Pásztor Endre és Siegler Jánosné

Rövid ismertetésünkben szeretnénk beszámolni a KFKI Atomfizikai Osztályán épült 800 kV-os kaszkádgenerátor gyorsító részének néhány konstrukciós problémájáról és az építés során nyert tapasztalatokról. Néhány szóban ismertetjük az elért eredményeket is, összehasonlítva azokat az irodalmi adatokkal.

A gyorsító feszültség forrást Mérey kartárs ismertetete, másik fontos részről az ionforrásról pedig a holnaputáni előadásokban számolnak be. Itt csak annyit, hogy a használt rádiófrekvenciás ionforrás kiválasztásánál a forrás megbízhatóságát, hosszú élettartamát a kapott ionok energiahomogenitását és a nagy atomion százalékot tartottuk elsősorban szemelőtt.

Ahhoz, hogy a rendelkezésre álló feszültségtartományban eredményes magfizikai vizsgálatokat végezhesünk, jól fókuszált, stabil és lehető nagy ionáram szükséges. Ez a cél szabja meg a gyorsítócső konstrukcióját.

/1. ábrát lásd a tuloldalon/

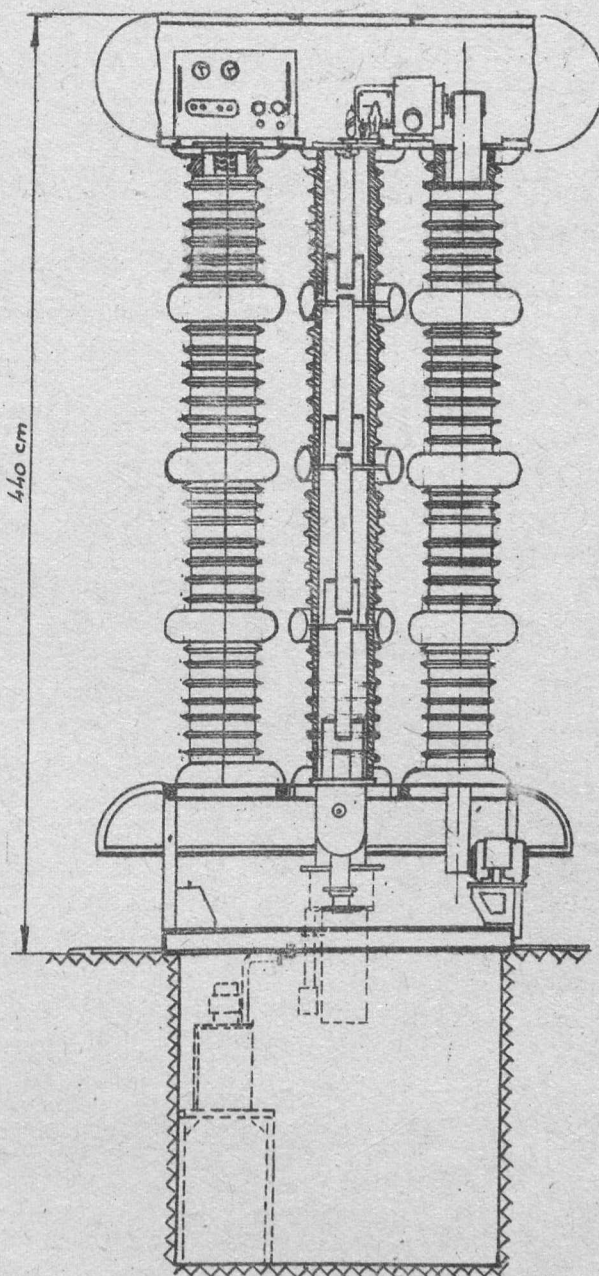
A külső méretek elsősorban az átütési szilárdság biztosításából adódnak, hasonlóan a feszültségforrásnál hallottakhoz. A felső elektródánál egyben a méretekkel helyet kell biztosítani az ionforrás és az előfokuszáló rendszert feszültséggel ellátó anódpótlóknak, velük együtt a hálózati feszültséget szolgáltató generátornak.

Az 1 kVA generátor meghajtása a-
lulról gumirozott se-
lyemszalaggal történik,
a gyorsító mellett ál-
ló üres oszlopon ke-
resztül.

Egy másik ü-
res oszlop a felső be-
rendezések vezérlését
biztosítja, selyemsi-
nórok segítségével,
egyben a megfigyelését
egy ferde tükörrel.

A negyedik
oszlop eredetileg a
feszültség mérő ellen-
állást tartalmazta, de
nem volt állandó, e-
zért másik ellenállás-
sal oldottuk meg a fe-
szültségmérést. Jelen-
leg az ellenállás gon-
doskodik a maradék
töltések kisütéséről
s így a kellő bizton-
ságról.

A csőben lé-
vő gyorsító elektró-
dákat célszerű a generátor fokozataival azonos számúra vá-
lasztani, mert így a feszültség-ellátás egyszerűen megvaló-
sítható. Az elektródákkal kialakított lencsék méretét több
szempont figyelembevételével tudjuk körülhatárolni.



1. ábra.

- 1./ Képezzen le a céltárgyra.
- 2./ A nyílás feltétlenül bírja el a rákapcsolható maximális feszültséget, ne legyen átütés.
- 3./ Akadályozza meg a szekunder elektronok által kiváltott átütéseket is.

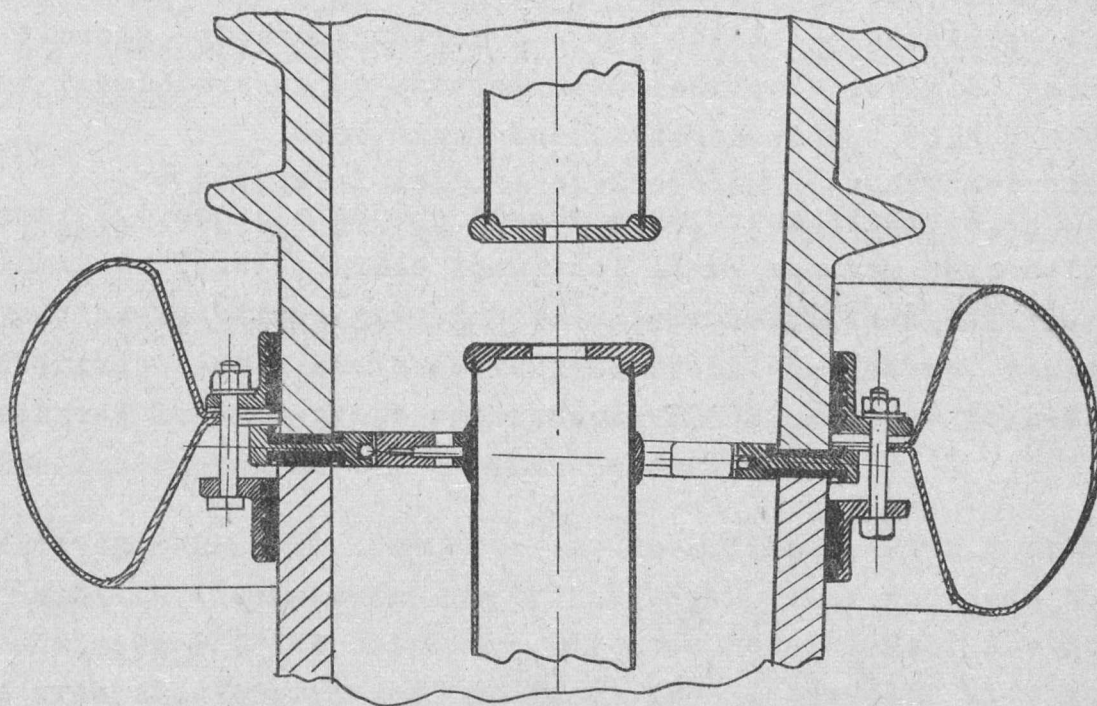
Az átütési feszültségre vonatkozólag a számításokon kívül méréseket is végeztünk s úgy találtuk, hogy a jelenleg használt elrendezés 31-80 mm nyílás-tartományban a 200 kV-ot elbírja 10^{-5} Hgmm vákuumnál.

A tapasztalatok alapján történt a lencsék alakjának megválasztása. A felső kisebb nyílás árnyékolja az alsót és így megakadályozza, hogy az esetleg széttartó ionok az alsó elektródába ütközzenek és szekunder elektronokat váltsanak ki.

A leképzés ellenőrzéséhez először a fókusz távolságokat határoztuk meg közelítő módszerekkel, majd ennek alapján megszerkesztettük a várható képet. Amint az ábra mutatja, az első lencse rövid fókusz távolsága miatt szükség van előfokuszálásra is. Ezt koncentrikus hengerekkel valósítottuk meg.

Néhány szó a vákuumrendszer szerepéről: A szivattyurendszernek az ionforrásnál fellépő $4-5 \text{ cm}^3/\text{óra}$ fix, valamint a tömitetlenségekből származó ellenőrizetlen beszivárgást kell elszívnia és fenntartani a szükséges 5 m-es szabad uthosszhoz elegendő 10^{-5} Hgmm vákuumot. A gyorsítócső méretei megszabják annak vezetőképességét, mely esetünkben kb. $S = 400 \text{ lit/sec.}$ -nak adódik. Az alkalmazott 1500 l/sec szivássebességet az indokolja, hogy ilyen teljesítményen a szivattyu hatásosan tudja az alsó részeken beszivárgó levegőt elszívni, ezenkívül H_2 , vagy D_2 használata mellett a megnövekedett vezetőképesség miatt a felső részen is jobb vákuumot szolgáltat.

/Ábrát lásd a tuloldalon/



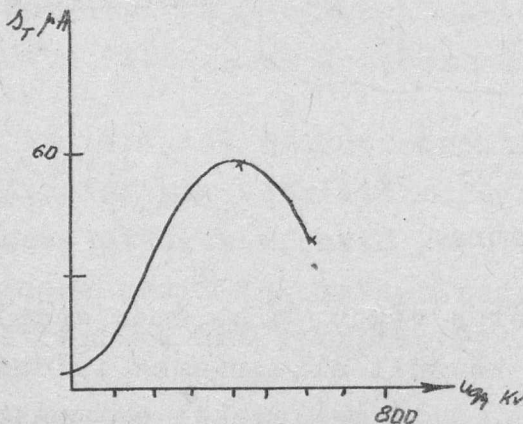
2. ábra.

Az építés első részét a vákuum problémák megoldása jellemzi. A sokféle anyagból készült alkatrészek illesztése eleinte rengeteg lyukkal járt, amit megkeresni és megszüntetni hosszú és gondos munkát igényelt. Két fokozat között a tömítés gumigyűrűkkel történik az ábra szerint. Ezeket a tapasztalatok alapján az utóbbi időben tisztítva, vákuumzsir nélkül helyeztük el, miután a vákuumzsir hamar beszárad és nem tömit kielégítően.

Az elektródák elhelyezése igen kényes feladat, miután biztosítani kell az egytengelyűséget és szimmetriát. Az első megoldásnál a közbeeső gyűrűkre való merev felerősítés miatt nem sikerült eredményt elérni, a kapott néhány μA -es targetárammal nem elégedtünk meg.

Jelenleg az elektródák a csatlakozó gyűrűktől függetlenül mozgathatók és egy gömbesuklóban minden irányban billenthetőek. A pontos beállítás egy - a céltárgy helyére szerelt távcső segítségével - optikai úton történt és hosszadalmas, rendkívüli gondot, pontosságot kívánó munka volt.

A precíz szerelés meghozta a várt eredményt, sikerült a céltárgyon maximum $70 \mu\text{A}$ ionáramot elérni, kb. 3 mm átmérőjű foltban. Az ionáram természetesen függ a gyorsító feszültségtől, hiszen a lencsék egy adott feszültségnél dolgoznak optimálisan. Az ábrán látható ionáramokat hosszabb ideig történő járatásnál is tudtuk biztosítani.



Ha megnézzük, ez az áram pl. $\text{Li } /d, n/$ reakciónál 50 % atomion tartalmat feltételezve kb. $3 \cdot 10^8$ neutront jelent másodpercenként, ami 29 Curie aktivitású rádium-berilium forrásnak felel meg. Az elhangzottakat összehasonlítva az irodalommal:

Az elmúlt években megjelent külföldi publikáció szerint: /Arkiv för Fisik 1951. 287. Mileikowsky és Pauli/ hasonló jellegű, de 1,5 MV névfeszültségű gyorsítóval maximum $100 \mu\text{A}$ targetáramot értek el 800 kV körül. Ezt a gyorsítót üzemszerűen 700-900 kV feszültségen használják, maximálisan elért feszültség 1,1 MV. Az üzemi áram $100 \mu\text{A}$ alatt van, ebből $50 \mu\text{A}$ fókuszálva, kb. 10 mm \emptyset -ön. Az irodalom szerint az ionforrástól ilyen távolságon elért maximális ionáram 200-300 μA körül van, de ezt az u.n. Oliphant féle nagyfeszültségű ivkisüléses ionforrással állították elő. A gyárak a gyorsítókat ilyen forrással szállítják, azonban a kísérletezők, - pl. maga Oliphant is - sorra térnek át a rádiófrekvenciás típusra, s kisebb árammal is beérik az egyéb előnyök miatt.

Készülékünk jelen állapotában alkalmas magfizikai vizsgálatokra és ezek a már végzett - főleg ellenőrzést szolgáló $\text{Li/p } \bar{\nu}$ / reakció után a Li/d, n/ reakció megvalósításával folytatódnak.

A vizsgálatok mellett egyidejűleg az ionáramot kívánjuk növelni, és 700-750 kV körül akarjuk a maximumot elérni.

Az áram egy nagyságrenddel történő növelésével az említett reakciónál olyan neutron fluxus növelés érhető el, egyszerűbb és kevésbé költséges módon, amit feszültségnöveléssel csak nehézségek árán lehet megvalósítani.

Befejezésül köszönetet mondunk Simonyi Károly professzornak, aki a generátor építésével kapcsolatos munkákat közvetlenül irányította, Várkonyi Lajos és Roósz József kartársainknak, akikkel a gyorsítócső építését és a fókuszálás kidolgozását együtt végeztük, valamint a Mechanikai műhely teljes személyzetének, akiknek lelkes munkája sokban hozzájárult a teljes eredményekhez.

Elhangzott az 1954. évi fizikus vándorgyűlésen.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

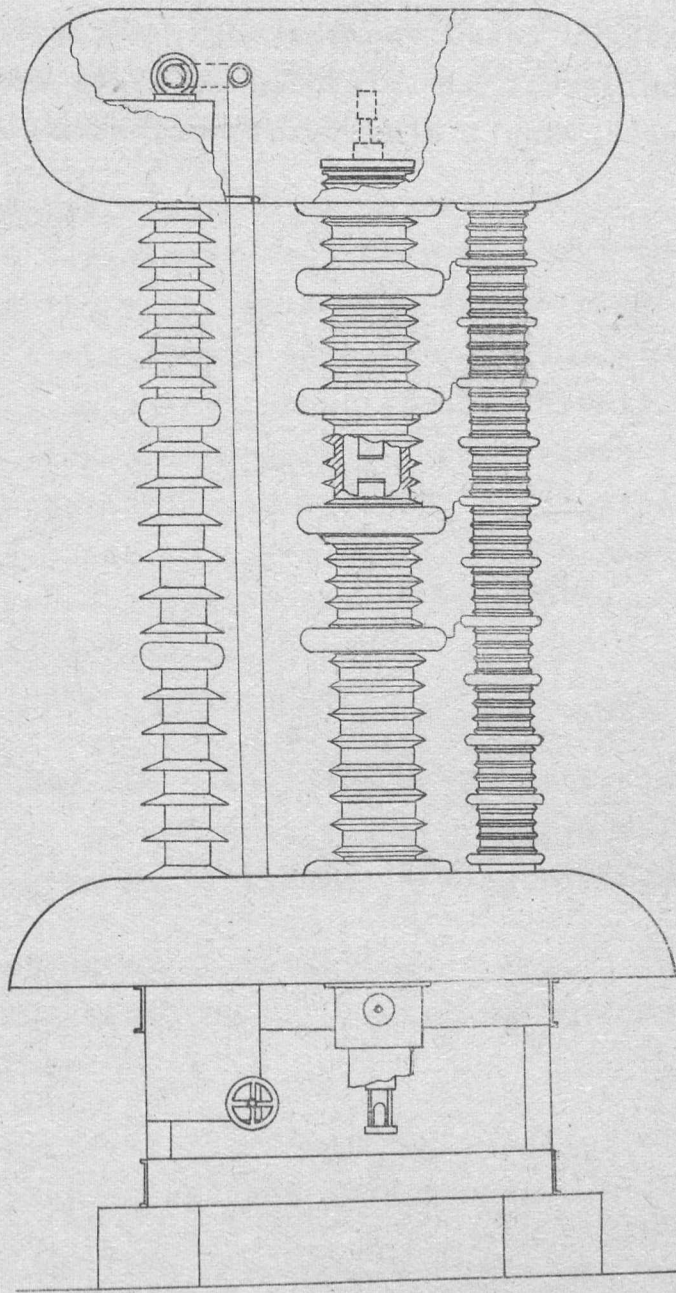
OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Elektrongyorsítás Van de Graaff generátorral.

Irta: Demeter István, Kostka Pál és Nagy Tibor

Az Atomfizikai Osztály szabadtéri Van de Graaff generátorának pillanatnyi rendeltetése az, hogy elektronokat gyorsítsunk vele, melyek egy Wolfram targeten röntgen sugárzást állítanak elő. Ilyenformán 200 és 800 kV között nyerhető röntgen-sugárzás. Maga a berendezés befejezve még nincsen, azonban gyorsítás és egy, a továbbiakban ismerttetendő méréssorozat lebonyolítása megtörtént. A tapasztalatok alapján hátravannak a szükségessé vált javítások, átalakítások és tökéletesítések.

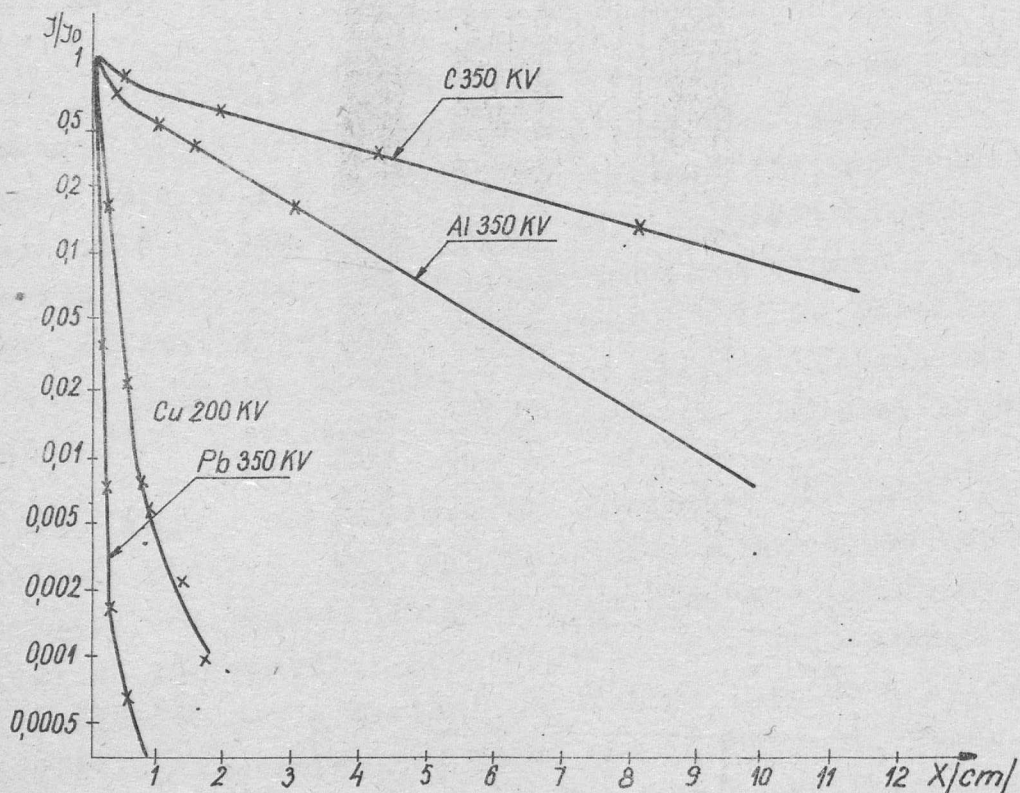
Maga a nagyfeszültségű generátor /1. ábra/ /lásd a következő oldalon/ régi kivitelében már Sopronban üzemben volt. A szigetelési hosszaknak másfélszerelésre való megnövelése és a nagyobb teremméretek megengedték a feszültségnek 1 MV-ra való növelését, ami a mostani méretek mellett kb 4 kV/cm szalagmenti átlagos gradiensnek felel meg. A három tartóoszlop közül az egyikben egy, a gyorsító elektródák feszültségét szabályozó osztóellenállás foglal helyet, kb. 15000 Mohm értékben. A generátor rövidzárási árama közönséges varnishozott selyemszalag esetében 185 μ A. Az e pillanatban futtatott szalag a Debreceni Egyetem Kísérleti Fizikai Intézet tanácsai alapján készült, avval a változtatással, hogy a kész szalagot varnish-lakkal impregnáltattuk. A generátor maximális feszültsége negatív polaritásban 1 MV, pozitívban 1,1 MV rotációs voltmérővel mérve. A feszültség szabályozása egy változtatható távolságban elhelyezett töltéselszívó csucs segítségével történt. A maximálisan megengedhető elektronáram 200 és 800 kV között 50 és 10 μ A között változhat.



1. ábra.

A gyorsítócső eredetileg 6 db 435 mm hosszú porcelán hengerre terveződött. Egyes porcelánok meghibásodása miatt azonban a legalsó két porcelánt egyetlen nagyobb méretű porcelánra kellett kicserélni. Így a gyorsítócső 5 részes és 5 hengeres lencse foglal benne helyet. Az elektronok emissziója egy V alakban meghajlitott \varnothing 0,2 mm-es Wolfram szálból történik, 1540/G.

majd katódlencsén és előfokuszáló lencsén haladnak keresztül. Az ezekhez szükséges feszültségeket egy, a nagyfeszültségű elektródában elhelyezett 5, illetve 20 kV-os feszültségforrás adja, melyet egy ugyanott elhelyezett váltakozó áramu generátor



3. ábra.

táplál. Ezt a generátort a töltőszalag hajtja. Az elektronok a föld felett kb. 60 cm-re elhelyezett Wolfram targetre futnak. A gyorsítócső hossza 350 cm.

A vákuumrendszer kb. 140 l, 25 lapos gumi tömitéssel rendelkezik. A vákuum Penning-rendszerű vákuummérővel mérve jobb mint 10^{-5} Hgmm. A gyorsítócső elektronsugár nélkül pozitív polarításban 950, negatív polarításban 850 kV-t birt el. Itt is fennáll, hogy ezek az értékek csak hosszabb szivás után és a cső "öregbitése" után érvényesek. Elektronsugárral fókuszálási

tökéletlenségek miatt csak 620 kV-ig tudtunk felmenni, azonban még ez az érték sem volt felhasználható a később ismertetendő mérések alkalmával. Ott csak 500 kV-ig történtek mérések, de ezek már nem voltak kiértékelhetők.

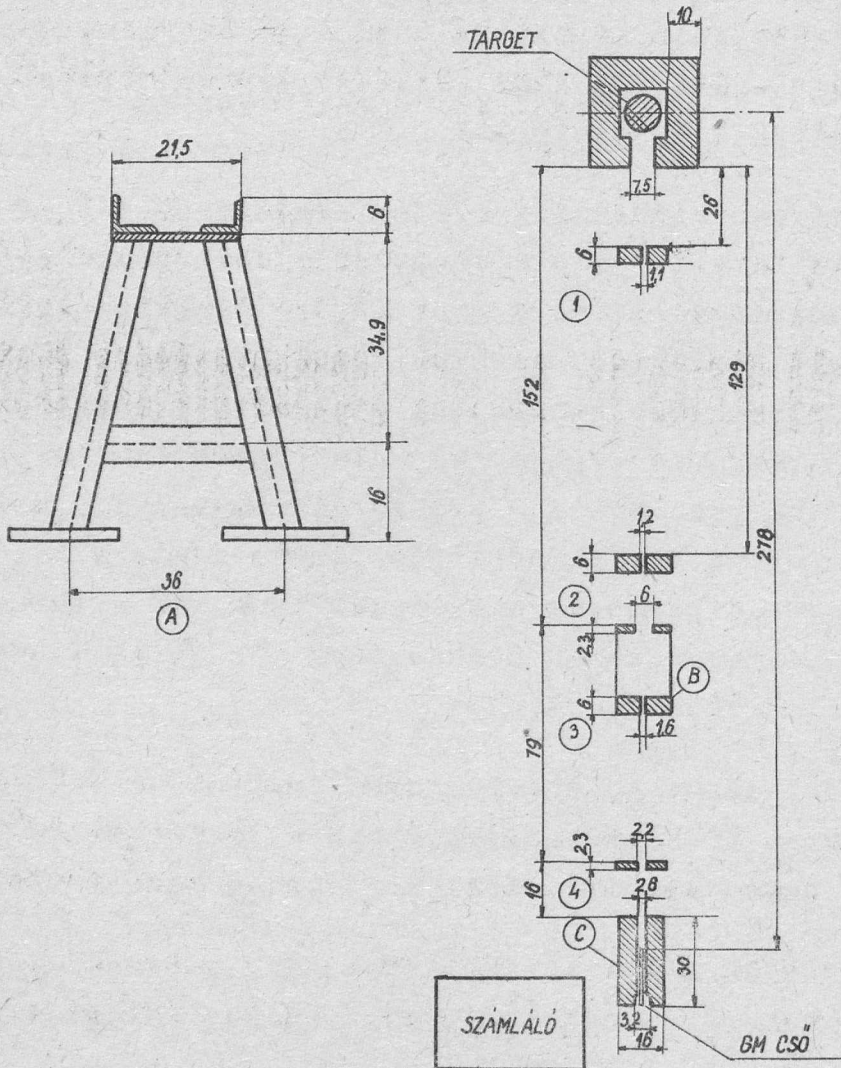
Az első gyorsítási kísérletek eredményei 1-5 μA targetáram volt. A kis targetáram oka, hogy az elektronágyu nyalábja tulságosan széttartó volt, és a gyorsítócső elektrodáinak jusztirozása nem volt kielégítő. Az ezek megszüntetésére szolgáló változtatások folyamatban vannak. Az átalakított elektronágyu és előfokuszáló rész- lényegében egy diafragmás immerzios objektív és egy hengeres lencse - próbák alkalmával 1,3 m távolságra kb. 100 μA -t adott. A gyorsítócsőben a sugár a katód előtt kb 300 mm-re ad képet és ezt képezi le a cső a targetra. Az erre vonatkozó méretezések Spangenberg görbéi és Hanson-Webster képletei alapján történtek.

A továbbiakban a lencsrendszer javításával az a célunk, hogy árammal is kihasználjuk a gyorsító feszültségértékeit, valamint egyes stabilizálási kérdéseket megoldjunk.

Ismertetjük még a továbbiakban egy, a berendezés sajátosságainak megismerését célzó méréssorozatot, melyet a generátorral végeztünk.

Az ismertetett generátor segítségével előállított nagy energiájú röntgensugárzás anyagban való abszorpciójának vizsgálatát tűztük ki feladatul. A sugárzást 200 és 350 kV feszültséggel felgyorsított elektronoknak Wolfram-target bombázása útján nyertük.

Méréseink eddigi célja lényegében az volt, hogy megállapítsuk a berendezés sajátosságait, működőképességét. A sugárzás vizsgálatához egy abszorpciós padot /2. ábra/ /Lásd a következő oldalon/ készítettünk, amellyel a szükséges aránylag keskeny nyaláb megfelelő intenzitású sugárzást ki tudjuk választani. Ez a 2. ábrán látható abszorpciós pad egy kb. 3 m 1540/G.



2. ábra.

hosszu állványban helyetfoglaló blendékből, az abszorbens befogóból és GM-cső tartóból áll s az egész a targethez csatlakozik. A targetből a sugárzás egy 0,5 cm vastagságú üvegfalon jut ki. A pad elkészítésénél figyelemmel voltunk arra, hogy a detektorba a környezetből és abszorbensből szórt sugárzás ne kerülhessen, amely a mérést meghamisítaná. A target körüli vastag ólomfal és a megfelelő blendenyílással ellátott ólomtömbök biztosítják ezt a feltételt.

Abszorbensül C, Al, Cu és Pb lapokat használtunk. A röntgenkvantumokat GM-csővel regisztráltuk, amely 1,5 cm átmérőjű üveghenger, belső felületén akvadag réteggel. Falvastagsága 0,15 mm. Ezt a KFKI Radiológiai Osztály bocsátotta rendelkezésünkre. Ez egy 32-es beosztású Tesla-számlálót működtet, amellyel a gyári adatok szerint 32000 beütést lehet mérni percenként. Ezt egy 1024-es alóosztó berendezéssel ellenőriztük és jó egyezést találtunk a két számláló által nyert értékek között. A GM-cső holt idejét két-preparátumos módszerrel mértük és eredményül 180 μ sec-ot nyertünk. Méréseinknél az ebből eredő hiba elhanyagolható volt.

A mérés úgy történt, hogy röntgensugárnyaláb utjába helyeztük a különböző vastagságú abszorbenst és az anyagban bekövetkező intenzitás csökkenést mértük. Az x cm rétegen áthaladó sugárintenzitáshoz 2 abszorbens nélküli I_0 intenzitásértéket mértünk, egyet az I_x intenzitás mérés előtt, egyet az I_x mérés után, és a kettő középértékével számoltunk. Ezenkívül az egyes abszorpciós görbéket többször kimértük és ezek középértékét vettük. /3. ábra/. A mérési adatok statisztikus hibája így 1-10 %-ig nő az abszorbens vastagságának növelésével. Méréseink eredménye az ábrán látható. Itt a relatív intenzitás értékei vannak feltüntetve logaritmikus beosztással az abszorbens vastagságának függvényében 200 és 350 kV esetén.

Az abszorpció, mint ismeretes az $I_x = I_0 e^{-\mu x}$ formula szerint megy végbe, ahol a $\mu = \mu/x$ const. az x növelésével. Az abszorpciós görbék, főleg a C, Al és Cu esetében ennek megfelelően kiegyenesednek egy bizonyos x érték után, ami lehetőséget nyújt μ meghatározására is, az adott feszültségre vonatkozóan. Ezen az egyenesen a μ értékét kiszámoltuk és eredményünk a következőképpen néz ki:

350 kV-os μ értékek az irodalom alapján:

$$\mu_{\text{Al}} = 0,264 \text{ cm}^{-1}; \mu_{\text{C}} = 0,22 \text{ cm}^{-1}; \mu_{\text{Pb}} = 3,56 \text{ cm}^{-1}$$

abszorpciós görbéknek egyenes szakasza szerint

$$\mu_{\text{Ae}} = 0,37 \text{ cm}^{-1}; \quad \mu_{\text{c}} = 0,256 \text{ cm}^{-1}; \quad \mu_{\text{pb}} = 3,84 \text{ cm}^{-1}$$

A mért értékeket kb. 25 %-os középérték hibán belül kaptuk, amelyből kb 10 % a statisztikus hiba 15 % pedig a berendezés, illetve a röntgensugárforrás instabilitásának következménye. Ez a meglehetősen nagy bizonytalanság μ értékére nézve lényegesen csökkenthető a feszültségforrás és elektronáram kellő stabilizálása, valamint hosszabb ideig tartó és többszöri mérések középértékelése útján.

Eddig elért eredményeinket tehát a következőképpen foglалhatjuk össze:

- 1./ Felépítettük az abszorpcióméréséhez szükséges berendezést,
- 2./ Megismertük a berendezés és mérés sajátosságait
- 3./ Megállapítottuk a stabilizálási feltételeket.

A generátor feszültség és áram adatainak megjavításán jelenleg munkálatok folynak s a jobb feltételek mellett rövidesen használható lesz a generátor méréssorozatok elvégzésére.

Befejezésül köszönetet szeretnénk mondani Dr. Simonyi Károly professzor urnak, akinek irányítása és utmutatása alapján folytattuk munkánkat, Keszthelyi Lajosnak és Mérey Imrének sok hasznos tanácsért valamint Tallós Győző kartársnak és az Osztály műhelyében dolgozó kartársaknak, akik a mechanikai munkák végzésénél közreműködtek.

Elhangzott az 1954. évi fizikus vándorgyűlésen.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

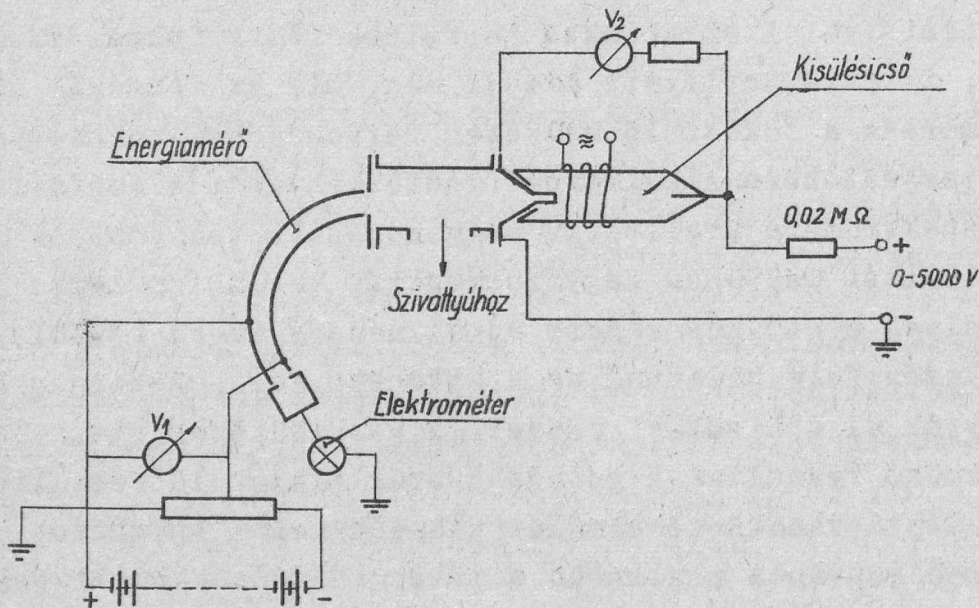
Rádiófrekvenciás ionforrás energiaeoszlása

Irta: Erő János

Gyorsító berendezésekben használt ionforrásokból kilépő ionsugár energiaspektrumának ismerete több szempontból fontos. Az energiaszórás abszolút értékét ismerni kell ahhoz, hogy tudjuk, mekkora pontossággal van a gyorsított ionsugár energiája definiálva. A százalékos energiaszórás a fókuszálás lehetőségét, illetve korlátait szabja meg, míg az ionsugár energiájának ismerete a fókuszáló rendszer tervezéséhez szükséges. Az egyre elterjedtebben alkalmazott rádiófrekvenciás ionforrások energiaspektrumára kvalitatív megfontolások tehetők. Az ionforrás kisülési csővében nagyfrekvenciás tér hozza létre az ionokat, amelyek a cső két végére adott néhány kV-os feszültség hatására a katód felé haladnak és a katódban furt csatornán keresztül hagyják el a kisülési csövet. A gázkisülések plazmájába nyúló, különböző feszültségű szondák körül kialakuló feszültség és árameloszlásra vonatkozó elmélet alapján megállapítható, hogy a kisülési cső mentén a plazmában a potenciál első közelítésben állandó és megegyezik a felső, pozitív töltésű elektróda potenciáljával. A két elektróda közötti teljes feszültségesés a katód előtt kialakuló néhány mm vastag rétegre korlátozódik, amelybe a plazmából - a nagy negatív feszültség következtében - nem tudnak elektronok behatolni. Így ez az ionizáció hiánya miatt, mint sötét réteg válik el a világitó plazmától. Minthogy itt ionizáció nem jön létre, a kiszívó csatornán áthaladó ionok csak a plazmából indulhatnak ki. Itt azonban egyenáramú feszültségesés nincs, az ionizációt létrehozó nagyfrekvenciás tér pedig az ionokat tehetetlenségük következtében nem tudja felgyorsítani, ezért az ionok energiaszórása nem lehet nagy. Az várható tehát, hogy az ionok energiája közelítően megegyezik a pozitív szonda potenciáljával, az energiaszórás kicsi, néhány eV marad.

1540/G.

Amint láttuk az energia-elosztás ismerete fontos kérdés, mégis mindezekig egyedül Thoneman végzett ezzel kapcsolatban méréseket, ő azonban csak az energia-szórás vizsgálta meg és sajnos egy túl speciális esetben. Azt találta, hogy egy, a hosszirányú rádiófrekvenciás teret elárnyékoló háló alkalmazása esetén az energiaszórás kb. 40-50 V. Az általam végzett mérések során üzemi körülmények között működő ionforrás teljes spektrumát kívántam meghatározni. A mérésekhez elektromos eltérítőt készítettem. Az eltérítő két, körív alakú lemezből áll,

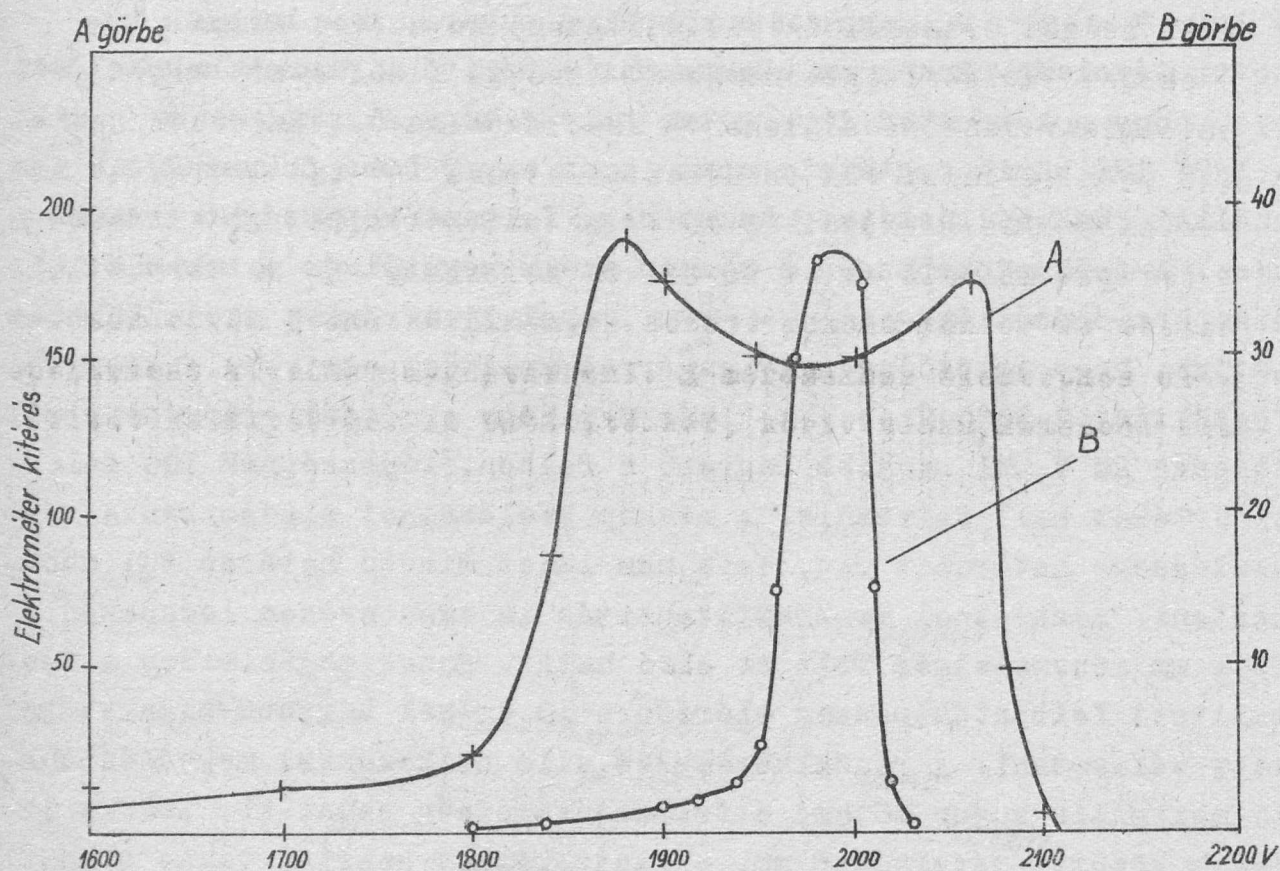


1. ábra.

amelyek között V_1 feszültség van. A közékük jutó ionokra - megfelelő polaritás esetén - a középpont felé mutató erő hat és ha ez az erő megegyezik azzal a centripetális erővel, amely szükséges ahhoz, hogy az ionok a lemezek között körpályán fussanak végig, akkor a lemezek egyik végén elhelyezett résen belépő ionok a tulsó oldalon el tudják hagyni a teret. A centripetális erő értéke függ az ionok sebességétől, illetve energiájától. Ha a részecske V potenciált futott át, akkor e között és a lemezekre adott V_1 feszültség között a következő összefüggésnek kell fenn-

állni: $V = \frac{R}{2d} \cdot V_0$, ahol R a körpálya sugara, d a lemezek közötti távolság. Ennek az elektromos eltérítő típusnak nagy előnye, hogy a kezdetben divergálva belépő sugarakat $\alpha = \frac{\pi}{\sqrt{2}} = 127^\circ 17'$ körív megtétele után ismét egy pontba fókuszálja, ezáltal keskeny résképet, tehát nagy felbontóképességet eredményez. A felbontóképesség a réskép szélességétől és a készülék diszperziójától függ: $\frac{V}{\Delta V} = \frac{R}{X_0}$, ahol X_0 a réskép szélessége. Látjuk, hogy lehetőleg nagy sugárral kell dolgozni. Ha a kiszívó feszültség 2-3000 V és azt kívánjuk, hogy a mérési eredmény pontossága 20 V-nál nagyobb legyen, a felbontóképességnek 100 feletti értéket kell felvennie. A réskép szélességét elsősorban a rés szélessége határozza meg, amit nem lehet minden határon túl csökkenteni, mert ezzel az áramintenzitás is igen erősen lecsökken. Kb 1 mm résszélesség volt az alsó határ. Ennek megfelelően a fentemlitett felbontóképesség elérésére 10 cm-nél nagyobb sugarat kellett választani. A rendelkezésekre álló eszközökkel megvalósítható maximális sugár 16 cm, a felbontóképesség tehát kb. 160. A lemezek közötti távolság 8 mm, a fenti képlet szerint tehát a belépő részecske energiáját a lemezekre adott feszültség tízszerese adja meg. A pontos ellenőrző mérések eredményei jól egyeznek a számított értékkel.

Az energiaspektrum felvétele oly módon történt, hogy a kisülési csőre a kívánt kiszívó-feszültséget kapcsolva az eltérítő lemezek feszültségét lassan változtattam és az ennek megfelelő energiaintervallumba jutó ionáramot elektrometerrel indikáltam a felfogó lemezen. A mérés eredménye az ábrán látható. /Lásd a következő oldalon/ A belső görbe 0,5 mA iváram mellett lett felvéve és jól egyezik Thoneman mérési adatával, mert az energiaszórás itt is, az ionok legnagyobb részénél, 50-60 V körüli érték. Erősen kiszélesedik azonban a görbe, ha a kisülési csővön nagy áram halad át. Az energiaszórás ilyenkor eléri a 2-300 V-t is. Ez a külső görbén látható, amelynél az iváram 5 mA volt. Ezt a nagy energiaszórást a fenti megfontolások alapján nem lehet megmagyarázni. Legkézenfekvőbb feltevés, hogy a kiszívó szonda



2. ábra.

feszültsége nem állandó. A feszültség-ingadozás egyik oka a tápfeszültség váltóáramu modulációja volt, ezt azonban gondos szűréssel meg lehetett szüntetni. Ennek ellenére az energiaszórásban lényeges változás nem következett be. A szonda-potenciál oszcilloszkópos vizsgálata mutatta meg, hogy még tökéletes szűrés esetén is a szonda feszültsége szabálytalan időközökben, impulzus-szerűen lecsökken. Ez a feszültségcsökkenés a kisülési cső és a szűrőkondenzátor közé kapcsolt védőellenálláson jön létre. Az impulzusoknak nagysága és alakja is nagyjából állandó, de számuk a kisülési csőben átfolyó árammal együtt nő. 0,5 mA-nél az impulzusok száma másodpercenként néhány száz, 5 mA-nél azonban olyan gyakoriak lesznek, hogy az egyes impulzusokat szinte külön se lehet választani. Eredetüket feltehetően a kisülési csőben fellépő apró átütésekben kell keresni, amelyek során a csőben nagy áram indul meg. Ezt alátámasztja az a megfigyelés, hogy a

katódon az impulzusok gyakoriságával kb. megegyező időközökben apró felvillanások észlelhetők, az ionferrásból kilépő ionáramban pedig ugyancsak impulzusszerű megnövekedés tapasztalható. Az impulzusok jelenléte megmagyarázza a nagy energiaszórás felléptét, mert kis áramerősségeknél a kevés számú impulzus az energiát nem befolyásolja lényegesen, sok impulzus esetén azonban az összes ionoknak egy jelentékeny hányada lép ki az impulzusoknak megfelelő néhány száz V-al kisebb energiával.

Összefoglalva: az ionsugár energiaspektrumának felvételére egy 127^0 -os elektromos eltérítőt készítettem. Megállapítottam, hogy az ionsugár energiaszórása kis áramok esetén 50-60 V, az áramerősséget növelve azonban ez az érték néhány száz V-ra nő fel. Az energiaszórás legvalószínűbb oka a kisülési cső előtti védőellenálláson fellépő impulzus szerű feszültség-csökkenésekben keresendő. Az energiaspektrum további vizsgálata azt mutatja, hogy az ionok energiájának átlagértéke a várakozásnak megfelelően közelítően a kiszívó szonda potenciájának felel meg.

Végezetül köszönetet mondok Simonyi Károly professzornak segítségéért, és utmutatásaiért, valamint Kertész Károly műszerésznek a berendezés gondos elkészítéséért.

Elhangzott az 1954. évi fizikus vándorgyűlésen.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Deutérium analízis tömegspektrográffal

Irta: Szentpétery Imre

Következőkben egy Nier-féle 60° -os mágneses eltérítésű tömegspektrográf építéséről, adatairól és egy azzal való mérésről számolok be: Alacsony deutérium-koncentrációjú vizmintákban határoztuk meg a D_2O mennyiségét.

Ismeretes az a tény, hogy egy V feszültségre gyorsított, e/m fajlagos töltésű részecske B indukcióju mágneses térben - melynek iránya az ionok sebességére merőleges - R sugaru körpályán mozog:

$$R = \frac{\sqrt{2 V}}{\sqrt{\frac{e}{m}} B}$$

Egy félkörív megtétele után, ha pontszerű ionforrásunk van, az ebből kiinduló kissé divergáló ionpályák egy, a mágneses térrel párhuzamos vonalban egyesülnek; a mágneses tér hengerlencseként viselkedik. Ha különböző fajlagos töltésű, de azonos energiájú ionok kerülnek a térbe, ezek e/m szerint különválva más-más helyeken fókuszálódnak. Kiszámítható, hogy két, $\Delta m/m$ relatív tömegkülönbségű ion egymástól

$$x = 2 R \frac{\Delta m}{m}$$

távolságban fókuszálódik.

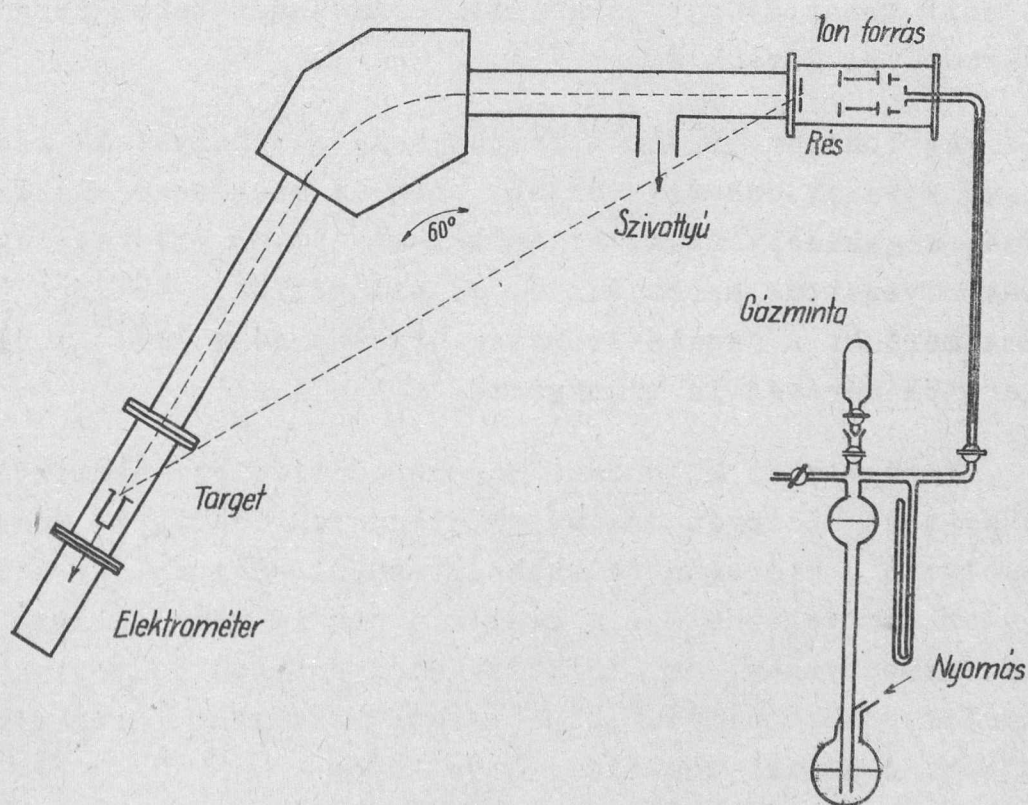
Ezzel az irányfokuszáló tulajdonsággal 180° -nál kisebb nyílásszögű szektorterek is rendelkeznek. Az eddigiek mindenben érvényesek szektorterekre, ha az ionnyaláb be- és kilépése merőlegesen történt. A fókusz helye ilyen esetben az ionforrást a szektortér csucsával összekötő egyenesen van.

A készüléket olyan módon terveztük, hogy felbontóképessége elérje a 300-at. Mint ismeretes, a felbontóképesség

$$\left(\frac{m}{\Delta m}\right)_{\max} = \frac{2R}{x_0}$$

ahol x_0 a vonal szélessége. A készülék eltérítési sugarát 150 mm-nek választottuk, így 1 mm vonalszélességet kell elérnünk. Ez a munka még nem fejeződött be. Pillanatnyilag a készülék felbontóképessége kb. 50.

A készülék vázlatja az ábrán látható. Lényegesebb részei: a spektrográfcső, az ionforrás, a mágnes és az ionáramot mérő berendezés.



1. ábra.

A spektrográfcső vörösrézéből készült. Alakja az előbb vázolt fókuszálási követelményeknek felel meg. Végeihez csatlakozik az ionforrás és a target; egy oldalelágazáson pedig a szivattyú.

Fő része a berendezésnek az ionforrás. Felépítése hasonló a Nier-által leírt ionforráshoz. Egy izzókatód elektrodákat emittál; ezek kb. 100 V feszültséggel gyorsítást kapnak. Ezután az ionizációs térbe kerülnek. Ide van bevezetve a vizsgálandó gáz. A keletkező ionokat egy kicsiny, kb. 10V feszültség húzza ki a gyorsító térbe, ahol kb. 1000 eV energiát nyernek. Az ionforrás ilyen felépítése kielégítő energia-homogenitást biztosít. A vizsgálandó gázt egy igen vékony kapillárison keresztül vezetjük be az ionforrásba; ezen nagy nyomásesés lép fel, ami a vizsgálandó gáz kényelmes kezelését engedi meg.

Az eltérítő teret előállító elektromágnesnek szektor-alaku polussarui vannak. Áramtáplálását egy áramstabilizátorból kapja, amit Ember György tervezett. A mágneses teret forgótekerccses termérővel mértük ki.

Az ionáram mérése a fókusz helyén elhelyezett rés mögött lévő Faraday-dobozon történt, hogy a szekunder elektronok kilépését megakadályozzuk. Az áramot egy 50000 M Ω nagyságú ellenálláson vezettük keresztül és az ellenálláson fellépő feszültségességet mértük. A csőelektrométer érzékenysége 10^{-14} . A nagyságrendű áramok mérését is megengedte.

Méréseinket különböző D₂O koncentrációjú vizmintákból felszabadított hidrogén-deutérium elegyeken végeztük. Néhány szót kell szólnunk a hidrogén felszabadításáról. Sajnos, ez elektroliitikus úton nem végezhető el, mert itt mindig marad vissza egy csekély vízmennyiség, ami természetesen bedusul deutériumban. Ezért kémiai úton bontottuk el a vizet: vákuumban forró cinken redukáltuk. A kémiai reakció a következő:



A vizet a vákuumban kifagyasztással kezeltük.

A vizsgálandó gázt a mérések során az ionforrásba bevezetjük. Itt különböző ionok keletkeznek, amint ez a táblázatban látható. Alacsony deutériumkoncentrációnál /: csak ilyen 1540/G.

mintákat vizsgáltunk:/ elegendő a 2 és 3 tömegű ionok áramát összehasonlítani. A 2 tömegszámú ionok H_2^+ ionok és elhanyagolhatóan csekély mennyiségű D^+ ion. A 3 tömegszámú ionok HD^+ ionok és kevés, de már nem elhanyagolható mennyiségű H_3^+ ion. El kell választani tehát a HD^+ és H_3^+ ionokat. E célból különböző nyomásokon vizsgáljuk a 3 és 2 tömegű ionok áramának arányát.

Ion	tömeg	keletkezési valószínűségének nyomásfüggése.
H^+	1	$\sim(p + \alpha p^2)$
H_2^+	2	$\sim p$
D^+	2	$\sim(p + \beta p^2)$
HD^+	3	$\sim p$
H_3	3	$\sim p^2$
D_2^+	4	$\sim p$
H_2D^+	4	$\sim p^2$
HD_2^+	5	$\sim p^2$
D_3	6	$\sim p^2$

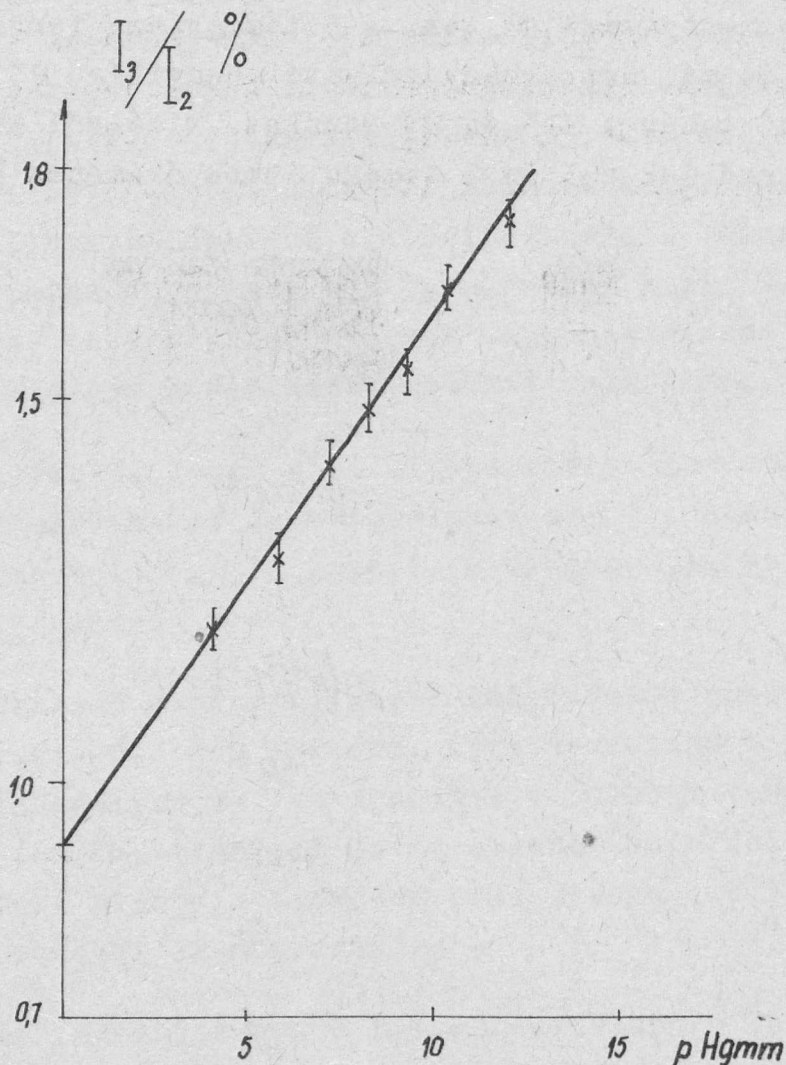
2. ábra.

Ez, mint a táblázatból látszik,

$$\frac{I_{/3/}}{I_{/2/}} = a + b \cdot p$$

alakú. A mérést több nyomáson elvégezve és az eredményeket ábrá-

zolva, egy egyenest kapunk, amint ezt a diagrammon láthatjuk.



3. ábra.

Ha 0 nyomásra extrapolálunk, megkapjuk a HD^+ és a H_2^+ ionok áramának arányát. Ennek alapján a vizsgált vizminta deutériumoxid tartalmát könnyen számolhatjuk. A mérés alkalmával a különböző tömegű ionokat a mágneses tér erősségének változtatásával hoztuk be a targetre, hogy az ionforrás feszültségének megváltozásával járó ionáram változást kiküszöbölhessük.

Befejezésül a mérések hibáiról kell még néhány szót szólni. Sűrűségméréssel végzett D_2O koncentráció meghatározásokhoz képest kb. 10 %-al alacsonyabb koncentrációkat kaptunk

1540/G.

méréseink eredményeként. Ez a tény a mérésnek valamely szisztematikus hibájára utal, mivel a mérési eredmények szórása nem tett ki többet, a kapott értékek 4 %-ánál. E hiba okai a következők: Tökéletlen fókuszálás geometriai eltéréseknél. Itt meg kell jegyezni, hogy a spektrográf csövet készítő vállalat igen pontatlanul dolgozott; pl. a csőtengelyek hajlásszöge 60° helyett 70° -ra sikerült, ami természetesen a fókuszának nagymérvű elmosódását eredményezte. Ezt a hibát oly módon küszöböljük ki, hogy új csövet készítünk, amely már a pontossági kívánalmakat ki fogja elégíteni.

"Memory"-effektus. Ennek lényege az, hogy a bevezetett gázokat a cső fala, az ionforrás elektródái, és általában minden alkatrész, amellyel ezek érintkezésbe kerülnek, adszorbeálják. Ez a jelenség igen nagy mértéket ölthet, amelyre például fel szeretném hozni, hogy egy ízben, mikor a készülékbe tiszta deutériumot tápláltunk be, a spektrumban mintegy 30 % hidrogén mutatkozott, amely hidrogén mennyiség természetesen az idő folyamán csökkent. Látható, hogy igen nagymérvű eltolódásokat okozhat ez a jelenség. Kiküszöbölése olyan módon történik, hogy az adszorpció lehetőségét csökkentjük azáltal, hogy a gázzal érintkezésbe jutott alkatrészeket tükörfényesre polirozzuk, másrészt az így is elkerülhetetlenül adszorbeálódó igen csekély gázmennyiségeket a cső fűtés alatti hosszantartó szivásával eltávolítjuk.

Hibát okozhat még az ionforrásba bekerülő vizgőz. Ennek gondos távoltartásáról a bevezetett gáz kifagyasztásával gondoskodhatunk. Hasonló kisebb jelentőségű hibaforrás - ebben az esetben azonban mégis figyelembeveendő - az a tény, hogy a hidrogénnek és a deutériumnak diffúziósebessége igen különböző, éppen ezért a kapillárison való átáramlásnál a kapilláris két végén koncentrációkülönbség lép fel. Az ebből a tényből származó hiba kiküszöbölésére nincs módunk.

A további munka célja az, hogy fentebb említett hibákat kiküszöböljük, valamint a készülék feszültség és áramtáplálásait az eddigiekénél még nagyobb mértékben stabilizáljuk.

Elhangzott az 1954. évi fizikus vándorgyűlésen.
1540/G.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

A nehézhidrogén elektrolitos szétválasztási tényezőjére
vonatkozó vizsgálatok II. Deutériumoxid mentes víz elő-
állítás

Irta: Czike Kálmán és Fodor Józsefné

Előző dolgozatunkban a deutérium-hidrogén elektroli-
tikus szétválasztási tényezőjének értékeit vizsgáltuk különbö-
ző anyagu elektródákon.

Mostani dolgozatunk célja, hogy megvizsgáljuk a sze-
parációs tényező függését:

- 1./ az áramsűrűségtől,
- 2./ az elektrolit koncentrációjától,
- 3./ a hőmérséklettől,
- 4./ az elektróda felületétől és alakjától,
- 5./ a kicserélődési reakciótól,
- 6./ az elektrolit minőségétől.

1./ α függése az áramsűrűségtől

Irodalmi adatok szerint α -nak az áramsűrűségtől
való függésére vonatkozó vizsgálatokat a következő csoportok-
ba lehet foglalni:

- 1./ α független az áramsűrűségtől. / Topley¹, Bell², Takashige
Noguchi³ /
- 2./ α nő az áramsűrűség növelésével. / Eucken⁴ /
- 3./ 0,5-0,6 A/cm²-ig α nő az áramsűrűséggel, ezután nem vál-
tozik. / Collie⁵, Harteck⁶ /
- 4./ Kis áramsűrűség alkalmazásával /mA/cm² / higany, ón, ezüst
és nikkell esetében csökken, platina használatakor α emel-
kedik az áramsűrűség növelésével. /Walton⁷ /

Kísérleteinket előző dolgozatunkban ismertetett elektrolizáló edényben végeztük.

Eredményeinket az I. táblázatban foglaltuk össze.

I. táblázat.

α függése az áramsűrűségtől

Elektroda nikkell.

Veszteség 2%.

Koncentráció 0,5 n KOH.

Hiba $\pm 0,4\alpha$

Hőfok 15-16 C°.

Kiindulási deutériumoxid koncentráció 0,016 s%.

Katódikus áramsűrűség A/cm ²		Kezdeti térfogat V ₀ ml.	Végző térfogat V ml.	$\frac{V_0}{V}$	D ₂ O s%	\mathcal{L}
0,059	1	200	23,2	8,6	0,1056	8,1
	2	200	25,0	8,0	0,09847	7,9
0,3	1	200	21,6	9,2	0,1108	7,7
	2	200	21,8	9,1	0,1117	8,1
0,8	1	200	20,0	10,0	0,1199	7,9
	2	200	19,6	10,2	0,1210	7,7
1,2	1	200	14,8	13,5	0,1551	7,8
	2	200	14,8	13,5	0,1572	8,2
2,7	1	200	19,6	10,2	0,1220	7,9
	2	200	19,8	10,1	0,1189	7,5

Az eredményekből látható, hogy az áramsűrűség nem okoz eltérést α értékében, egyezésben Topley, Bell és Takashige Noguchi eredményeivel Mérés eredményeink ugyanis a hiba határain 1540/G.

belül megegyeznek. További kísérleteinkben $1,2 \text{ A/cm}^2$ áramsűrűséget használtunk, mert kis áramsűrűség alkalmazása azonos felületen az elektrolízis idejét nagyon meghosszabbítja, nagyobb áramsűrűség pedig a magas elektrolit hőfok miatt nem alkalmazható.

2./ α függése az elektrolit koncentrációjától

Bell² és Harteck⁶ szerint α független az elektrolit koncentrációjától, míg Collie⁵ magasabb lug koncentráció mellett alacsonyabb α értéket kapott. A II. táblázatban foglaltuk össze azokat az eredményeket, melyeket különböző KOH koncentráció mellett kaptunk.

II. táblázat

α függése az elektrolit koncentrációjától

Elektróda nikkell.

Hiba $\pm 0,4\alpha$

Áramsűrűség $1,2 \text{ A/cm}^2$.

Veszteség 2%.

Hőfok $15-16 \text{ C}^\circ$.

Kiindulási deutériumoxid koncentráció $0,016 \text{ s\%}$.

KOH n koncentráció		Kezdeti térfogat V_0 ml	Végző térfogat V ml	$\frac{V_0}{V}$	$D_2O \text{ s\%}$	α
0,2	1	200	15,7	12,7	0,1366	6,3
	2	200	17,6	11,3	0,1252	6,5
0,5	1	200	14,8	13,5	0,1551	7,8
	2	200	14,8	13,5	0,1572	8,2
2,0	1	150	26,0	5,7	0,0695	6,2
	2	150	26,6	5,6	0,06959	6,6

Legjobb eredményt 0,5 n KOH alkalmazásával kaptuk. Ennél kisebb, vagy lényegesen nagyobb koncentrációnál α értéke csökkent. Hasonló irodalmi eredményeket nem találtunk.

3./ α függése a hőmérséklettől

α hőmérséklettől való függésének vizsgálata csak elméleti szempontból érdekes. Magasabb hőmérsékleten ugyanis az elpárolgási veszteség és a gázok telítéséhez szükséges vizgőz mennyisége megnő, ami α értékének csökkenését okozza. Ezért az elektrolizist a gyakorlatban alacsony hőmérsékleten végzik. α függését a hőmérséklettől a következő egyenlet adja:⁷

$$\ln \alpha = \frac{\Delta E}{RT}$$

ΔE az aktiválási energia különbsége.

Az egyenlet szerint α a hőmérséklet emelésével csökken. Ezzel szemben az irodalom szerint az eredményeket három csoportba lehet osztani:

- 1./ α tág határok között független a hőmérséklettől. /10-100 C°/
/Bell² /
- 2./ α csökkenését magas hőmérsékleten az e hőmérsékleten bekövetkező korrózió okozza, és a korrózió elkerülésével α csökkenése gyakorlatilag megszüntethető. A vizsgálatokat vas elektródán végezték.⁸ /
- 3./ Walton és Wolfenden^{7, 9} a fémeket viselkedésük szerint két csoportba osztja:
 - a./ Nikkel, ezüst, platina. α csökken a hőmérséklet emelésével.
 - b./ Hígany. α gyakorlatilag nem változik.
Ön. α nő a hőmérséklet emelésével.

Kísérleteinket úgy végeztük, hogy az eltávozó gázt kondenzátorral 15 C°-ra hűtöttük, így elkerültük az elgőzölgési 1540/g.

veszteséget. A III. táblázat tartalmazza α függését a hőmérséklettől. α értékének számításánál $\Delta E = 1144$ cal. volt.⁷

III. táblázat

α függése a hőmérséklettől

Elektróda nikkell.

Hiba $\pm 0,4\alpha$

Koncentráció 0,5 n KOH.

Veszteség 2%.

Áramsűrűség 1,2 A/cm².

Kiindulási deutériumoxid koncentráció 0,016 s%.

Elektrolit hőfoka		Kezdeti térfogat V ₀ ml	Végző térfogat V ml.	$\frac{V_0}{V}$	D ₂ O s%	α mért	α számított
15-16 c°	1	200	14,8	13,5	0,1551	7,8	-
	2	200	14,8	13,5	0,1572	8,2	-
55-56 c°	1	200	17,6	11,3	0,1087	4,7	5,7
	2	200	19,0	10,5	0,1067	5,2	

Magasabb hőfokon tehát α értéke jelentősen csökken, és valamivel kisebb, mint az elméletileg számítható érték, egyezésben Walton méréseivel.

4./ α függése az elektróda felületek nagyságától és alakjától

Kísérleteinknek azt kellett eldönteni, hogy azonos körülmények között az elektródák nagysága, alakja és térbeli elhelyezése szerepet játszik-e α értékében. Kísérleteinket különböző nagyságu koncentrikus hengerekkel és lemezpárokkal végeztük. Eredményeinket a IV/a és IV/b táblázatban foglaltuk össze.

IV/a táblázat

α függése az elektróda felületétől

Elektróda nikkell.

Hiba $\pm 0,4 \alpha$

Koncentráció 0,5 n KOH.

Veszteség 2%.

Áramsűrűség 0,3 A/cm².

Elektródák hengerek.

Kiindulási deutériumoxid koncentráció 0,016 s%.

Katódfelület cm ² .		Kezdeti térfogat V ₀ ml	Végző térfogat V ml.	$\frac{V_0}{V}$	D ₂ O s%	α
6,6	1	200	21,6	9,2	0,1108	7,7
	2	200	21,8	9,1	0,1117	8,1
33,6	1	200	19,6	10,2	0,1201	7,6
	2	200	18,8	10,6	0,1263	7,9

IV/b táblázat

Elektróda nikkell.

Hiba $\pm 0,4 \alpha$

Áramsűrűség 1,2 A/cm².

Veszteség 2%.

Koncentráció 0,5 n KOH.

Elektródák lemezek.

Hőfok 15-16 C⁰.

Kiindulási deutériumoxid koncentráció 0,016 s%.

Kezdeti térfogat V ₀ ml.		Végző térfogat V ml	$\frac{V_0}{V}$	D ₂ O s%	α
200	1	21,4	9,3	0,1139	8,2
200	2	14,8	13,5	0,1540	7,7
200	3	15,8	12,6	0,1489	8,2

Látható, hogy α értéke független az elektróda felületétől és alakjától. α függésére az elektróda felületétől irodalmi adat nincs, lemez elektródán Erlenneyer¹⁰ velünk azonos eredményeket kapott.

5./ Kicserélődési reakció vizsgálata

Farkas¹¹ vizsgálatai szerint, ha a felszabaduló gáz deutérium tartalmát összehasonlítja a katódon okkludált gáz deutérium tartalmával, α -ra a következő értéket kapja:

$$\alpha = \frac{\text{/H/D/ okkludált}}{\text{/H/D/ oldat}} = 6,6 \qquad \alpha = \frac{\text{/H/D/ felszabadult}}{\text{/H/D/ oldat}} = 4,4$$

A két α közötti különbséget a következő egyensulllyal magyarázza:



M az elektróda fém.

Mint a fenti egyenletből látható, ezt a reakciót az elektródaként használt fémek katalizálják. A kicserélődési reakciót csökkenteni lehet azzal, ha:

- 1./ A felszabaduló gáz a lehető leggyorsabban eltávozik az elektróda felületéről.
- 2./ A D_2O lokális koncentrációját a katód felületén elkerüljük.
- 3./ A H_2 a lehető legrövidebb uton távozik az elektrolitból, mert hosszabb távozási ut után α jelentősen csökken.¹²

A következő kísérleteket végeztük el:

a./ Elektrolizáló edényünk alját U alakúra képeztük ki, hogy az áramlási sebességet megnövelve jó keveredést biztosítsunk.

/1. ábra/

b./ A keveredés elősegítésére az elektródákat átlyukasztottuk.

c./ Az elektróda hengerek között lezártuk, hogy a keveredést megakadályozzuk.

1540/G.

Eredményeinket az V. táblázatban foglaltuk össze.

V. táblázat

Elektróda nikkel.

Hiba $\pm 0,4\alpha$

Koncentráció 0,5 n KOH.

Veszteség 2%.

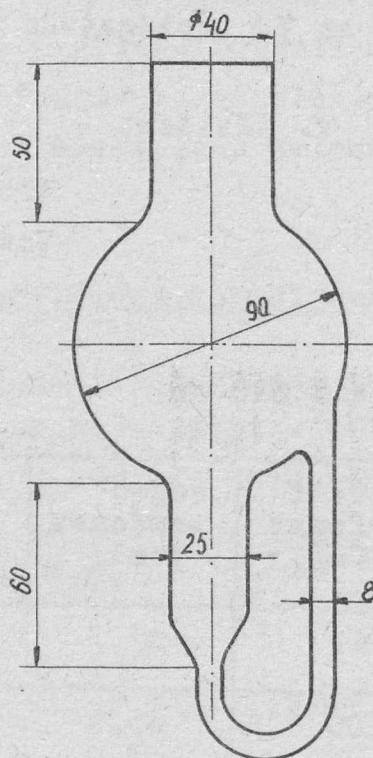
Áramsűrűség 1,2 A/cm²

Hőfok 15-16 C°.

Kiindulási deutériumoxid 0,016 s%.

		Kezdeti térfogat V ₀ ml.	Végző térfogat V ml.	$\frac{V_0}{V}$	D ₂ O s%	α
U alakú.	1	200	27,1	9,3	0,1108	7,8
	2	200	16,9	14,7	0,1716	8,4
Eredeti edény	1	200	14,8	13,5	0,1551	7,8
	2	200	14,8	13,5	0,1572	8,2
Átlyukasz- tott elektróda	1	200	27,8	7,1	0,08918	7,7
	2	200	27,6	7,2	0,09012	7,8
Lezárt elektróda	1	200	26,8	7,4	0,08710	6,3
	2	200	26,5	7,5	0,08910	6,6

Az eredmények szerint tehát a keverés megakadályozása csökkenti α értékét, vagyis kedvez a kicserélődési reakciónak. U alakú edénnyel és átlyukasztott elektródákkal sem kaptunk jobb eredményt, mint az eredeti berendezésben, valószínűleg azért, mert nem sikerült az áramlást jelentősen növelni. Hasonló módon végzett irodalmi méréseket nem találtunk, de az eredményeink megegyeznek a kicserélődési reakcióra vonatkozó más uton végzett vizsgálatok eredményeivel.



1. ábra.

6./ α függése az elektrolit minőségétől

Kísérleteinkben alkalmazott elektroliteket két csoportba lehet osztani:

- a./ Lúgos közeg. /KOH, NaOH, LiOH /
- b./ Semleges közeg. /K₂SO₄/

Az elektrolizist a gyakorlatban lúgos közegben végzik, mert így legkisebb a cellákra eső feszültségesés. Semleges közegben végzett vizsgálataink azért érdekesek, mert sók esetében a neutralizálást el lehet kerülni, és desztillálás után a sót újra fel lehet használni. Szulfátos és kloridos közegben nehézség az ólom anód alkalmazása, mert a képződő iszap sok folyadékot zár magába. Méréseinket a VI. táblázat mutatja.

VI. táblázat

α függése az elektrolit minőségétől

a./

Elektroda nikkell.

Hiba $\pm 0,4\alpha$

Áramsűrűség $1,2 \text{ A/cm}^2$.

Veszteség 2%.

Koncentráció 0,5 n.

Hőfok $15-16 \text{ C}^\circ$.

Kiindulási deutériumoxid koncentráció 0,016 s%.

Elektrolit anyaga		Kezdeti térfogat V_0 ml.	Végső térfogat V ml.	$\frac{V_0}{V}$	D_2O s%	α
KOH	1	200	14,8	13,5	0,1551	7,8
	2	200	14,8	13,5	0,1572	8,2
NaOH	1	200	19,4	10,3	0,1252	8,5
	2	200	18,8	10,6	0,1304	8,8
LiOH	1	200	22,0	9,0	0,1098	7,8
	2	200	23,1	8,6	0,1067	8,2

b./

Elektrodák: Katód nikkell, anód ólom.

Áramsűrűség $1,2 \text{ A/cm}^2$.

Hiba $\pm 0,4\alpha$

Koncentráció n/8.

Veszteség 8,0 %.

Hőfok $15-16 \text{ C}^\circ$.

Kiindulási deutériumoxid koncentráció 0,016 s%.

Elektrolit anyaga		Kezdeti térfogat V_0 ml.	Végső térfogat V ml.	$\frac{V_0}{V}$	D_2O s%	α
K_2SO_4	1	200	15,0	13,3	0,1077	3,8
	2	200	15,2	13,1	0,1025	3,6

1540/g.

Mint az eredményekből látható, lugos elektrolitnál nem mutatkozik eltérés α -értékében, míg K_2SO_4 esetében sokkal kisebb α -t kaptunk. Ennek az az oka, hogy az ólomiszap miatt a felyadék veszteség sokkal nagyobb, mint lugos közegben. Az ólomiszap csökkentésére megpróbáltunk kemény ólom elektródát alkalmazni, de így sem kaptunk jobb eredményt. Hasonló okokra vezethető vissza, hogy Güntherschulze¹³ nem tudott deutérium-oxid feldusitást elérni ólom elektródákkal. Titani¹⁴ Na_2SO_4 -os közegben szintén igen alacsony α -t kapott nikkell katódon és ólom anódon. /1,58/. Brodski¹⁵ különböző só oldatok elektrolízisével vizsgálta α változását. Azt tapasztalta, hogy KCl, NaCl, K_2CO_3 és Li_2SO_4 elektrolitben α nagyobb, mint KOH-ban. α növekedése a KOH-ban mért értéknek 5,6-10,6 %-ig terjed a fent megadott sorrend szerint.

Deutérium mentes víz előállítása

α értékének meghatározásánál szerepel a kiindulási víz deutérium tartalma. Ennek meghatározására a következő elvet alkalmaztuk:¹⁶

Víz elektrolízisekor az eltávozó gáz deutérium tartalma kisebb, mint a visszamaradó vizé. Az eltávozó gázt elégetjük és újra elektrolizáljuk. Többször ismételve ezt az eljárást, deutériumoxid mentes vizet kapunk. Kísérleti berendezésünket a 3. ábra mutatja.

A munka menete a következő volt:

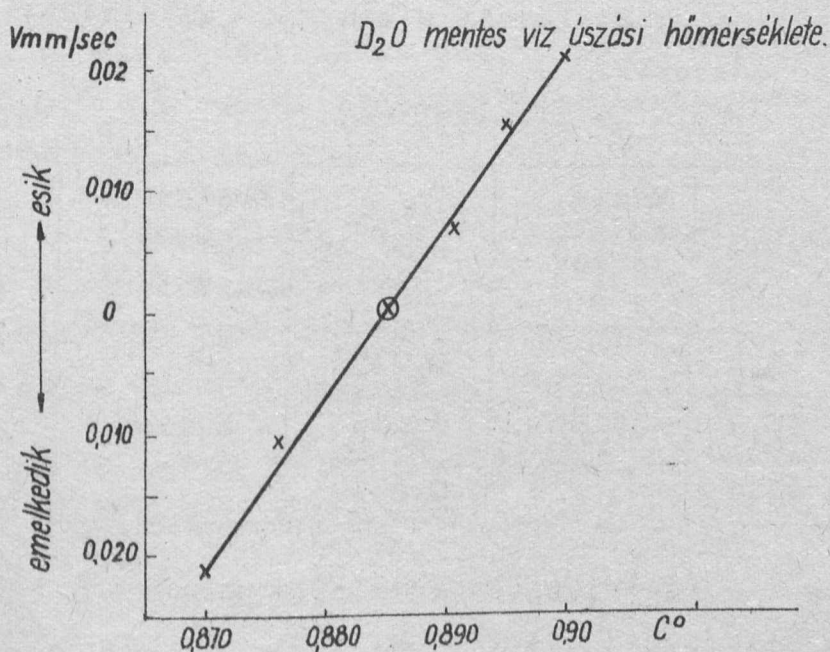
Kiindultunk 6 lit. csapvizből, ennek 1/4-ét elektrolizáltuk és elégettük. Ezt az eljárást ötször ismételtük. Az egyes frakciók sűrűség csökkenését a VII. táblázat mutatja.

VII. táblázat

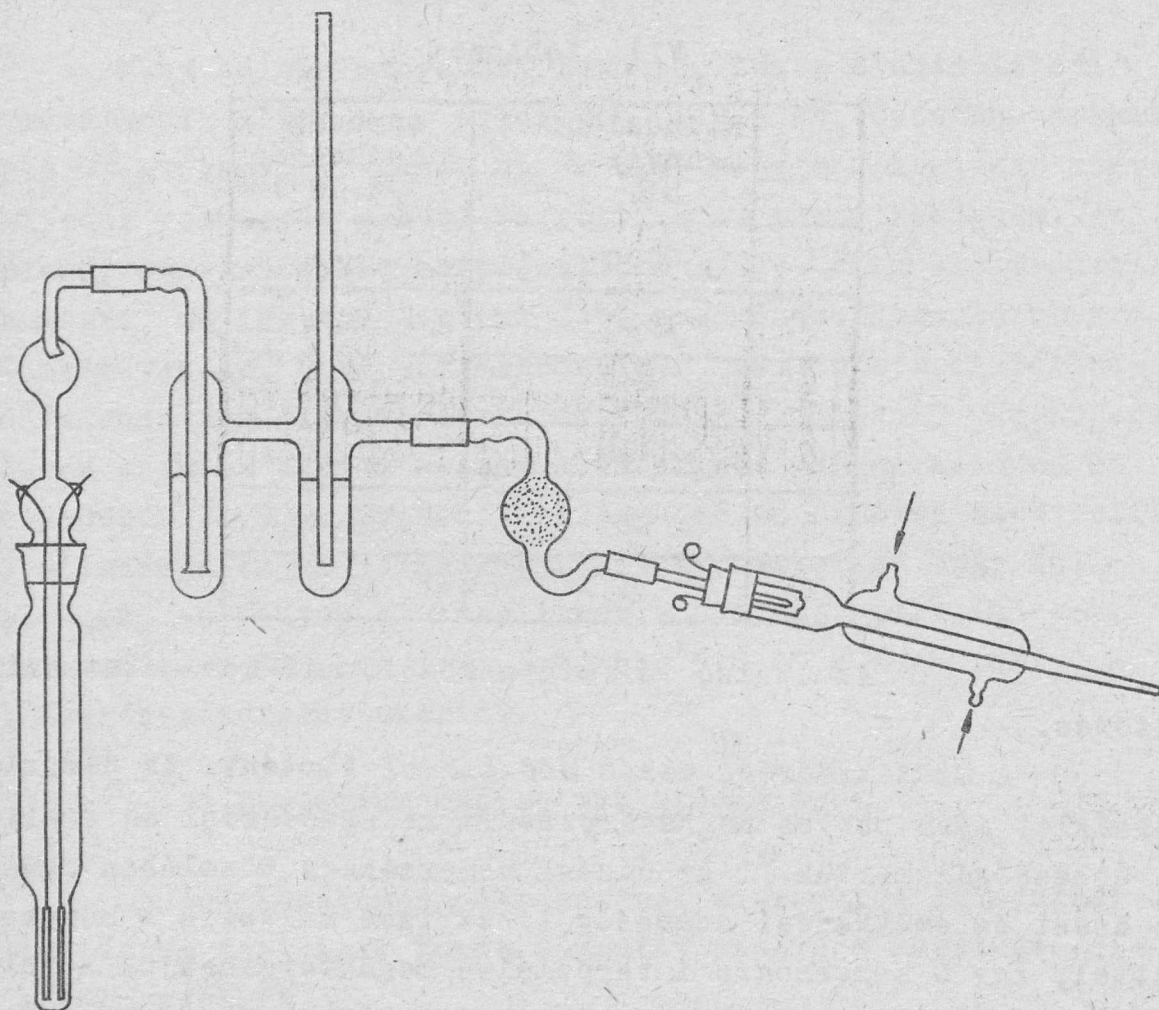
	Kiindulási mennyiség ml.	sűrűség csökkenés $\Delta d \cdot 10^6$
1	6000	---
2	1500	8,0
3	375	12,2
4	94	14,5
5	23	15,4
6	5,7	15,4

Az utolsó két minta között már nem mutatkozik eltérés.

A minták mérése uszós módszerrel történt. Az uszási hőmérséklet igen pontos meghatározására az uszó esési és emelkedési sebességét mértük.¹⁷ Az uszási hőmérséklet közelében ugyanis az esési és emelkedési sebesség lineárisan változik a hőmérséklettel, így 0 sebességre interpolálva meghatározhatjuk a valódi uszási hőmérsékletet. A hőmérsékletet 0,002 C° pontossággal mértük. A 2. ábra mutatja az esési és emelkedési sebesség változását a hőmérséklet függvényében.



2. ábra.



3. ábra.

A sűrűség meghatározás így 0,4 sűrűség egység pontosságu. A VIII. táblázat tartalmazza a csapviz deutériumoxid tartalmára vonatkozó adatokat.

VIII. táblázat

	$\Delta d \cdot 10^6$	Közép- érték. $\Delta d \cdot 10^6$ $\pm 0,4$	D ₂ O %	Középérték D ₂ O %. $\pm 0,0004$
1	15,4	15,56	0,0159	0,0160
2	15,9		0,0163	
3	15,4		0,0159	

$15,5 \cdot 10^{-6}$ sűrűség csökkenés $1:6980 \pm 160$ D/H arány-
nak felel meg a kiindulási csapvizben.
1540/G.

Összefoglalás:

Kísérleteink során megállapítottuk, hogy nikkal katódon:

- a./ KOH elektrolit használatakor α értékének 0,5 n koncentrációnál maximuma van.
- b./ A hőmérséklet emelésével α értéke csökken, egyezésben az elméleti számítással, de az elméletinél kisebb α -t kaptunk.
- c./ α értéke független az elektródák alakjától, felületétől és térbeli elhelyezésétől.
- d./ Az áramsűrűség nem befolyásolja α értékét.
- e./ Lugos közegben α nem változik a lug minőségével, semleges közegben, K_2SO_4 alkalmazása esetén alacsony α -t kaptunk. Kísérleteink során nem sikerült eldönteni, hogy az alacsony α értéket kizárólag az ólomiszap keletkezése okozza-e, vagy semleges közegben az iszapképződés elkerülésekor is alacsonyabb α -t kapnánk.
- f./ A kicserélődési reakció csökkentése a keveredés megnövelésével nem sikerült sem U alakú edénnyel, sem átlukasztott elektródákkal. A keveredés megakadályozása /a kicserélődési reakció elősegítése/ viszont α -t lényegesen csökkentette.
- g./ Kiindulási csapvizünk analízisével megállapítottuk, hogy 0,016 s % deutériumoxidot tartalmaz, mely $1:6980 \pm 160$ D/H aránynak felel meg.

Eredményeink külföldi értékekkel való összehasonlításakor figyelembe kell venni azt a körülményt, hogy több szerző csak kísérleti eredményeket közöl pontos kísérleti berendezés és eljárás leírása nélkül.

E helyen is köszönetet mondunk munkatársunknak, Trencséni Dezsőnének, aki kísérleteink elvégzését nagy mértékben elősegítette.

Irodalom:

- 1./ Topley and Eyring: Nature. 292 /1934/.
- 2./ Bell and Wolfenden: Nature. 25. /1934/.
- 3./ Takashige Noguchi: J. Electrochem. Assoc. Japan. 3. 305 /1935/.
- 4./ Eucken und Bratzler: Z. Phys. Chem. A174 273 /1935/.
- 5./ Collie: Nature. 568 /1933/.
- 6./ Harteck: Proc. Phys. Soc. 277 /1934/.
- 7./ Walton and Wolfenden: Trans. Faraday Soc. 34. 436 /1938/.
- 8./ J. Electrochem. Assoc. Japan. 6. 299. /1938/.
- 9./ Walton and Wolfenden: Nature. 468 /1936/.
- 10./ Erlenmeyer: Helvetia Chim. Acta. 419 /1935/.
- 11./ Farkas A.: Trans. Faraday Soc. 33. 552 /1937/.
- 12./ Hojman: Bull. Inst. Nuclear Sci. "Boris Kidrich" 3. 121 /1953/.
- 13./ Güntherschulze: Z. Elektrochemie 182 /1934/.
- 14./ Titani: Bull. Chem. Soc. Japan. 272 /1934/.
- 15./ Brodski: Acta Physicochim. USSR. 809 /1935/.
- 16./ Hall: J. Am. Chem. Soc. 1915 /1936/.
- 17./ Kirschenbaum: Physical Properties and Analysis of Heavy Water.

Kivonatosan elhangzott az 1954. évi fizikus vándor-
gyűlésen.

F.k.: Faragó Péter
JEGYZETSOXSZOROSÍTÓ ÜZEM - Bpest, V., Királyi Pál u. 5.
F.v.: Csajági István