310.565
V
1963
1-4

Atomki Közlemények

V. kötet 1963. 1. szám

M.T.A.
ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE
DEBRECEN
1963. május

2

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK-et az MTA Atommag Kutató Intézete /ATOMKI/ adja ki. A szerkesztésért és kiadásért felelős: *dr. Szalay Sándor* egyetemi tanár, az MTA lev. tagja, az intézet igazgatója. Szerkeszti a Szerkesztő Bizottság. Tagjai: *dr. Szalay Sándor* elnök, *Koltay Edéné* titkár, *dr. Berényi Dénes, dr. Csikai Gyula, Medveczky László.*

A lap anyagához hozzájárul a Debreceni Kossuth Lajos Tudományegyetem Kisérleti Fizikai Intézete, valamint Alkalmazott Fizikai Intézete is, amely intézetek szoros együttmüködésben vannak az ATOMKI-vel. Kéziratot elvben külső szerzőktől is elfogadunk, ha az a lap célkitüzéseinek megfelel.

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK feladatát a következőkben látjuk:

1. Lehetőleg hü képet ad az ATOMKI munkásságáról, tevékenységéről, fejlődéséről. Az ATOMKI tudományos eredményei közül csak azokat hozza részletesebben, amelyek más helyen, akadémiai, nemzetközi vagy egyéb folyóiratban nem jelentek meg. Az utóbbiakról csak felsorolást, esetleg rövid ismertetést, kivonatot hoz.

Más folyóiratokban megjelent közleményeinkhez egyes esetekben hozunk itt kiegészitő közleményt, ha az alkalmazott kutatási módszer eredetisége folytán külön leközlésre érdemes, és helyszüke miatt a nagyobb folyóiratokban a részletes leirás célszerütlen lett volna.

2. Elősegiti különösen a fiatal hazai atomkutatók tudományos ismereteinek bővülését azzal, hogy az atommagfizika egyes területeiről összefoglaló, ismertető közleményeket hoz magyar nyelven.

3. Elősegiti a világon folyó atommagkutatás eredményeinek hazai békés alkalmazását más tudományok és az ipar területén olyan összefoglaló, ismeretterjesztő közlemények utján, amelyek bár tudományosan nem eredetiek, de e téren hazánkban - magyar nyelven - hézagpótló szerepet töltenek be.

Idetartozónak tekintjük az izotópok különböző alkalmazásait a tudományokban, az iparban, stb., valamint az atomkorszak bekövetkeztével kapcsolatban felmerülő szükségleteket, problémákat az oktatásban, és igy tovább.

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek, intézményeknek cserepéldányképpen vagy kérésükre dijtalanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére 1-1 számot vagy különlenyomatot szivesen küldünk. Ilyen irányu kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányitani /ATOMKI, Debrecen, Bem-tér 18/c. Levélcim: Debrecen 1. Pf. 51. Táviratcim: ATOMKI, Debrecen/.

A T O M K I K Ö Z L E M É N Y E K

V. kötet. 1963. 1. szám.

TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK Oldal

Szalay Sándor: Atommaghasadási termékek megkötése humuszsavakon és a jelenség alkalmazási lehetősége az atomiparban 3

Bacsó József - Daróczy Sándor: Neutron reakciók hatáskeresztmetszetének és a reakciótermékek aktivitásának kapcsolata időben változó fluxussal történő aktiválásnál 17

Nagy János: Szektor-tipusu mágneses analizátor ionsugár összetétel vizsgálatokra 25

Berényi Dénes: Megjegyzések a β-spektroszkópok vákuumszükségletéhez 35

Nagy János - Gombos Péter: Mérések nagyfrekvenciás ionforrással 39

MŰHELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBÓL

Berecz István: Flexibilis vákuumcsatlakozó csőmembrán helyettesitésére 47

AZ INTÉZETBŐL 1962-BEN MEGJELENT KÖZLEMÉNYEK BIBLIOGRÁFIÁJA 49

INTÉZETI HIREK 57

MTA TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK KÖNYVTÁRA

ATOMMAGHASADÁSI TERMÉKEK MEGKÖTÉSE HUMUSZSAVAKON ÉS A JELENSÉG ALKALMAZÁSI LEHETŐSÉGE AZ ATOMIPARBAN

Szalay Sándor

Megállapitottuk, hogy a nyers tőzegből tisztitási eljárásokkal nyerhető humuszsavakban dusitott tőzegpreparátum fémionokat tartalmazó vizes oldatból kivonja a kationokat, amelyek ilyen módon a humuszon feldusulnak. A feldusulási folyamat numerikus leirása egy Langmuir-féle adszorpciós izotermát ad, amelynek ismeretében a humuszpreparátumnak az egyes kationokra vonatkozó dusitási tényezője ($N_\infty \cdot a$) meghatározható. Ez az érték 10^4 nagyságrendü egyes kationok esetén. Ezekután laboratóriumi kisérletek alapján megállapitottuk, hogy a hasadási termékek nagyrésze szintén ilyen jól kötődik humuszpreparátumon. Ezen megkötődés jelentősége főként az atomipari szennyvizek sugártalanitása szempontjából lényeges, ha szem előtt tartjuk azt, hogy a tőzeg a legolcsóbban előállitható dusitóanyagot szolgáltatja. A hasadási termékekkel telitett tőzegpreparátum utókezelése és tárolása egyszerüen megvalósitható.

Bevezetés

Még 1951-ben azt a kisérleti megfigyelést tettem, hogy a humuszsavak, illetve a magas humuszsavtartalmu fosszilizált állapotban lévő növényi anyagok (tőzeg, barnakőszén) az uranil-kationokat megfelelő körülmények között igen nagymértékben megkötik [1]. A megkötési folyamatról vizsgálataim folyamán kiderült, hogy az lényegében egy szorpciós kation-kicserélő folyamat [2-4].

Már *Berzélius* felismerte, hogy a talaj humusztartalma egyes kationokat a talajban megköt. Ez a megkötő sajátság uranilkationokra is vonatkozik, és különösen nagyjelentőségü az uránium geokémiájában, illetve a természetben való vándorlásában, amint azt egyre több geológiai észlelés is bizonyitja. Néhány évvel ezelőtt az USA-ban, legutóbb pedig Svédországban [4] fedeztek fel tőzegben olyan uránium-feldusulásokat, ahol az uránium kationkicserélős szorpciója a tőzegen átszivárgó természetes forrásvizekből frissen, napjainkban történik, és a megkötött urán bomlástermékeivel nincsen még egyensulyban.

Mindjárt 1951 után gondoltam arra, hogy a humuszsavak más, nagyatomsulyu és több vegyértékü kationokat is valószinüleg hasonlóképpen kötnek meg. Részben magam [3] részben munkatársaim - különösen *Szabó Ilona* [5] - végeztek ilyen vizsgálatokat, amelyekből kiderült, hogy a La^{3+}, Th^{4+}, Fe^{++} és Fe^{+++}, Cr^{+++}, Ni^{++}-ionokat is erősen megköti a tőzeg.

Minthogy az uránium atommag hasadásakor keletkező radioaktiv termékek nagyrésze kation-természetü, elég nagy atomsulyu és több vegyértékü, arra a gondolatra jutottam, hogy a humuszsavban dus tőzegkészitmények kiválóan alkalmasak lehetnek ha-

sadási termékek megkötésére atomipari szennyvizekből. Az idevonatkozó vizsgálatokat irányitásom mellett nagyrészben *Szilágyi Mária* munkatársam végezte, és azok - legalább is laboratóriumi körülmények között - igen biztató eredménnyel befejezéshez közelednek. Ezekről a vizsgálatokról szeretnék röviden beszámolni.

Megjegyezni kivánom, hogy a tudományos érdekességen tulmenően a hasadási termékek megkötése az atomenergia termelés nagyipari megvalósitása szempontjából döntő jelentőségü gyakorlati probléma, amit az alábbiakban néhány számadattal szeretnék jellemezni.

Az atomipar radioaktiv hasadási termékeinek biológiai veszélyessége

1 kg U hasadása alkalmával mintegy 5 millió kg barnaszén elégetésének megfelelő hőenergia ($2 \cdot 10^{13}$ cal.) szabadul fel. Ebből a hőenergiából a mai hőerőgépek segitségével $8 \cdot 10^{6}$ kWóra elektromos energia termelhető. Melléktermékként azonban igen nagymennyiségü radioaktiv hasadási terméket, hulladékot kapunk, amelyek sokkal veszedelmesebbek, mint a konvencionális energia-telepek füstje, salakja.

A keletkezett radioaktiv anyagok nagyrésze rövid felezési idejü. 1 kg U elhasitása után 1 perccel $8 \cdot 10^{11}$ Curie, 30 nappal utána már csak $2,3 \cdot 10^{6}$ Curie, 1 év mulva pedig kb. 10^{5} Curie a hasadási termékek aktivitása. Ha az atomerőmüvekben kihasznált, kiégett U-rudakat legalább egy évig tároljuk a feldolgozás és a még elégetlen U visszanyerése előtt, akkor is minden kg elégetett U után mintegy 100 000 Curie hosszu (éves nagyságrendü) felezési idejü hulladék-anyagot kapunk, amelynek jelentős része az igen veszélyes, 28 év felezési idejü Sr-90 és a 30 év felezési idejü Cs-137. A fentiekből az derül ki, hogy minden kWóra elektromos energia termelésével együtt cca. 12 mCurie hosszu felezési idejü, biológiailag veszedelmes radioaktiv termék keletkezik.

Ipari civilizációnknak már most is nyomasztó problémája a konvencionális energia-források füstgázainak ártalmas hatása az emberi szervezetre. A nagyvárosok és ipartelepek füsttől, koromtól és az autók kipufogó gázaitól megfertőzött levegője jól kimutatható káros hatást fejt ki.

Az emberiség energia-szükséglete igen nagy, és feltételezhető, hogy az atomenergia térhóditása egy évtizeden belül rohamosan fokozódni fog. Egy 100 000 kW elektromos teljesitményü erőmü egy év alatt 10^{7} Curie hosszu felezési idejü radioaktiv hulladékot termel. Ezek a hulladékok az U rudak feloldása, kémiai tisztitása után a feldolgozó ipartelep szennyvizébe kerülnek. E szennyvizek elhelyezése igen sulyos gyakorlati probléma.

Egyes radioaktiv anyagok biológiai veszélyessége igen nagy. A Sr-90 a Ca-mal együtt maradandóan beépül az emberi csontrendszerbe. Megengedhető maximális felhalmozott mennyisége egy ember szervezetében 1 μCurie. Az ivóvizben megengedett maximális koncentrációja $8 \cdot 10^{-10}$ Curie/liter. E számadatokból nyilvánvaló, hogy egyetlen 100 000 kW-os erőmü-telep egyetlen év alatt termelt Sr-90 mennyisége közel ezerszerese az egész emberiség tolerancia adagjának. Ha ezt a természetes vizekbe szétszórnánk, akkor egyetlen erőmü-telep egyetlen év alatt 10^{13} tonna vizet fertőzne meg a tolerancia szintig. A Duna évente kereken $2 \cdot 10^{11}$ tonna vizet szállit a tengerbe. Ha tehát a 100 000 kW-os erőmü-telep egy évi nagy felezési idejü hasadó anyag termékét egyenletesen a Dunába engednénk, azt a tolerancia szintnek közel százszorosára fertőznénk meg.

A szennyvizek elhelyezésére a legkézenfekvőbb megoldás természetesen az, hogy a szennyvizet kellő térfogatcsökkentés (bepárlás) után korrozióálló edényekben egy lakatlan, de őrzött területen (izotóp-temető) ellenőrzötten tároljuk addig, amig aktivitása lebomlik. (Évszázadok.)

Az atomipari szennyvizek egy részénél a magas koncentráció miatt ez valóban járható, de költséges ut. Ilyen formában tárolják azokat a szennyvizeket, amelyek aktivitása literenként 1 - 100 Curie körül van. Ezek térfogata aránylag kicsi, tehát a tárolás költségei elviselhetőek. Sokkal nagyobb térfogatban keletkeznek mérsékelt aktivitásu szennyvizek. literenként 0,01 - 0,1 Curie aktivitással. Ezek tárolása tul költséges lenne, mert nagy térfogatot igényelne, viszont a természetbe nem szórhatók szét. Szükség van előbb valami olcsó, megbizható és sugárveszélymentesen kivitelezhető kivonó, dusitó eljárásra. Keletkeznek továbbá az atomipar-telepeken kis aktivitásu szennyvizek, literenként 1 mC-n aluli aktivitással, de igen nagy mennyiségben. Ezek kellő elővigyázati rendszabályok és ellenőrzés mellett a természetben szétszórhatók, pl. a tengerek vizébe, vagy nem sürün lakott területen átfolyó nagy folyók vizébe.

Mint hangsulyoztam, a közepes aktivitásu atomipari szennyvizekből szétszórás előtt a radioaktiv anyagokat valami egyszerü, hatásos és nem tul költséges eljárással ki kellene vonni. Ez a feladat nagyjában és egészében ma még megoldatlan, mert a bepárlás a nagy térfogatok miatt és a sugárveszéllyel együttjáró különleges berendezések miatt nagyon költséges eljárás.

Azon vizsgálataink, amelyekről itt beszámolok, azt mutatják, hogy ezt a problémát az ATOMKI-ben - legalább is laboratóriumi méretekben - eredményesen megoldottuk, de az ipari arányu megvalósitáshoz még jelentős kifejlesztő munkára van szükség.

K a t i o n o k m e g k ö t é s e h u m u s z s a v a k o n

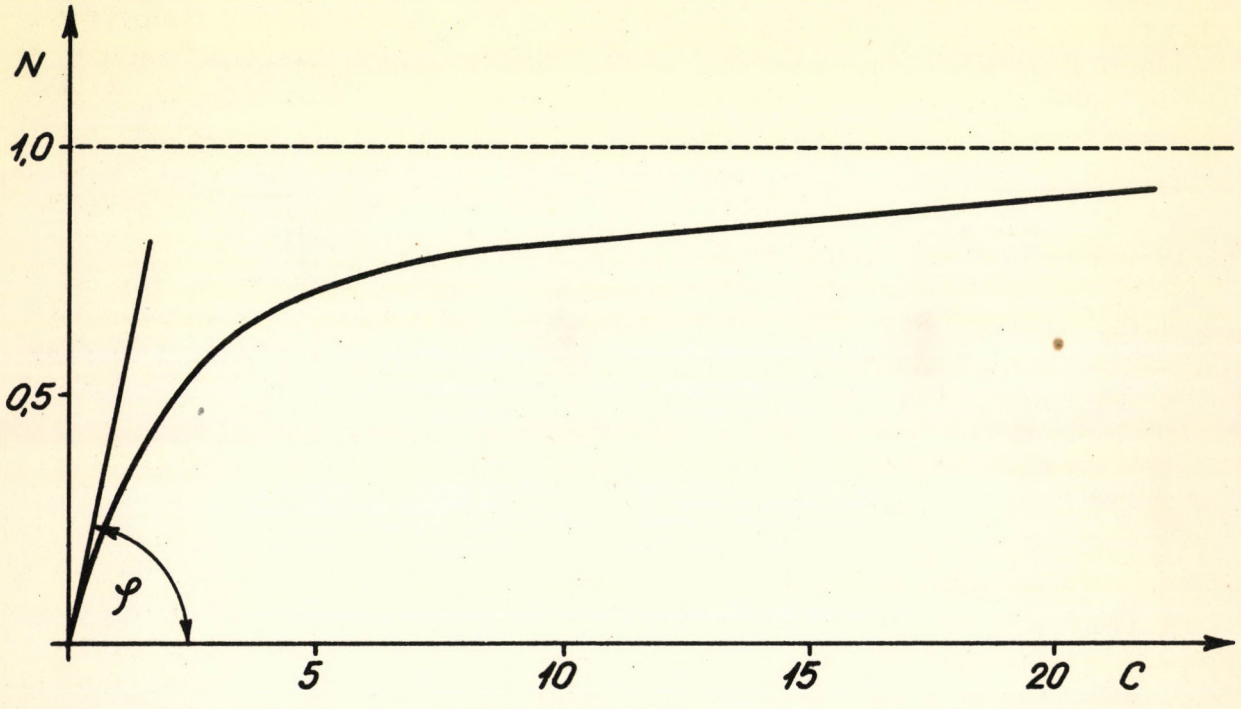
E kérdést elvileg már egy évtizeddel ezelőtt az uranil-kationra vonatkozólag megvizsgáltam és tisztáztam. Azt találtam, hogy az uranil-kation megkötése adott humuszsav készitményen empirikusan jól visszaadható a Langmuir-adszorpcióra levezetett közismert matematikai formulával, bár hangsulyozni kivánom, hogy nem fizikai adszorpcióról van itt szó, hanem kémiai szorpcióról, lényegében kation-kicserélő folyamatról. Hogy a Langmuir formula mégis empirikusan jól alkalmazható, annak oka az, hogy a Langmuir-féle levezetésnek két alap-feltétele itt is teljesül. Az egyik feltétel a *reverzibilitás*, ami itt abban mutatkozik, hogy a kation szorpciója a humuszsav felületén egy reverzibilis (megforditható) folyamat és a szorbeált kation H^+ ionra és más kationokra is kicserélhető. A másik feltétel a *telithetőség* feltétele itt ugy teljesül, hogy 1 g adott humusz készitmény egy bizonyos meghatározott mennyiségü kation felvétele után telitődik, többet nem képes felvenni.

A kisérleti vizsgálat ugy történik, hogy szárazon bemérünk 1 g megfelelően tisztitott, előkészitett és standardizált, humuszsavban dus tőzeg-készitményt, összerázzuk, és a p_H-t megfelelő értékre (mintegy 5 - 6) beállitjuk. Ezután szürőtölcsérrel szétválasztjuk a humuszt a folyadéktól és mindkettőben meghatározzuk a kation mennyiségét. Különböző mennyiségü kationt a humuszhoz adva, a kapott értékpárokat grafikusan ábrázolva az 1. ábrán látható összefüggést kapjuk. Az abszcissza (c) a kation koncentrációja a vizben az összerázás és az egyensuly beállta, illetve szürés után. Az ordi-

náta (N) a kation koncentrációja a humusz preparátumon. A görbe egy szabályszerü Langmuir tipusu izoterma, amely a következő egyenlettel irható le:

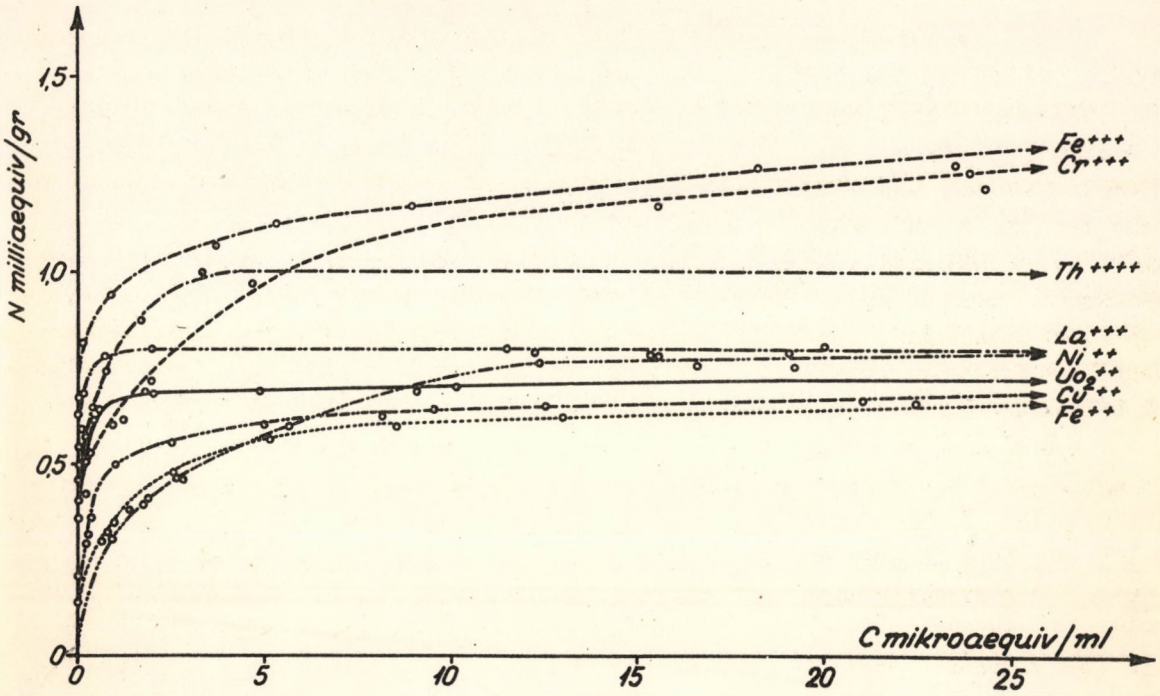
$$N = N_\infty \frac{ac}{1 + ac}$$

A függvényt két számadat jellemzi, amely a humuszpreparátum viselkedését a vizsgálandó kationnal szemben az adott p_H-nál egyértelmüen numerikusan megadja. Az egyik (N_∞) a humusz *telitési kapacitása*, amit milliekvivalens megkötött kation/g humuszban adhatunk meg. Az általunk megvizsgált nagyszámu humusz-preparátumnál ennek értéke 0,5



1. ábra. Uranil-ionok adszorpciós izotermája humuszban dusitott tőzegpreparátumon. Az ordinátán látható az UO_2^{++} ion egyensulyi koncentrációja a tőzegben, az abszcisszán pedig az UO_2^{++} ion egyensulyi koncentrációja a vizes fázisban.

milliekvivalenstől 3 milliekvivalensig terjedt. A másik számadat: $N_\infty \cdot a$ a *dusitási tényező*, vagy *megoszlási tényező* az adszorpciós görbe iránytangense az origónál. Ez azt adja meg, hogy a szorpciós egyensuly beállása után hányszor nagyobb a kation menynyisége 1 g tőzegben, mint 1 g vizben. Ennek számértékét annak idején uranil-kationra 10 000 körülinek találtam. *Szabó Ilona* munkatársam [6] Th^{4+}-ra 20 000, La^{3+}-ra 23 000 számértéket talált (2. ábra). A humusz készitmények jelentősége ezen tényezők nagy értékében mutatkozik. Egyszerü összerázás után is annyira kiszorbeálja vizes oldatból a kationokat, hogy a vizes oldatban azoknak csak 0,1 ‰-e marad. Hosszabb kation kicserélő oszlopon átszürés alkalmával a kivonás természetesen még eredményesebb, mert a vizes fázis mozgás közben ujabb és ujabb - kationt még meg nem kötött - humuszon folyik át.



2. ábra. Néhány kation adszorpciós izotermája (*Szabó I.* [6])

1. Táblázat. (*Szabó I.* munkájából [6])

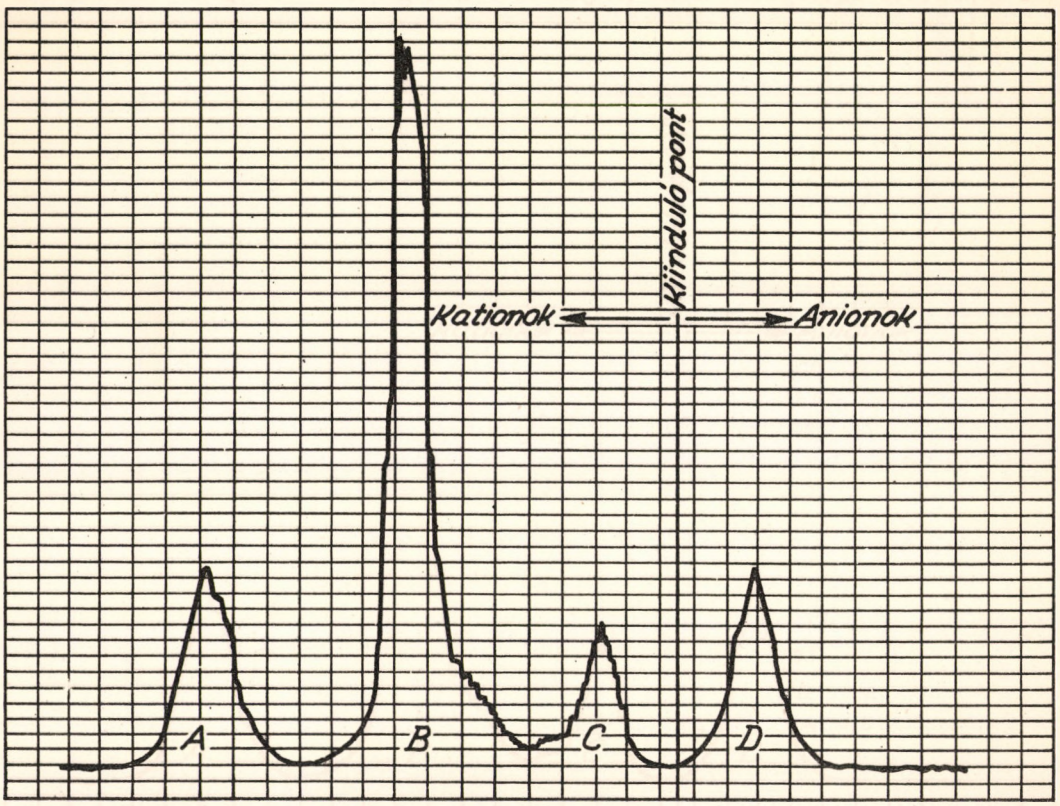
A táblázat néhány kation kisérletileg meghatározott dusitási tényezőjét mutatja ($N_\infty \cdot a$), valamint a humuszpreparátum adszorpciós kapacitását (N_∞) mequ/gr-ban kifejezve. Az említett Cr^{+++} és Fe^{+++} ionok esetében a szerző részleges irreverzibilitást tapasztalt a leoldásnál, ezért a táblázatban eyt a két kationt a többitől vonallal választotta el.

Kation	N_∞ milliekvivalens/gr	a	$N_\infty \cdot a$
Ni^{++}	0,80	$5,64 \cdot 10^{-2}$	$0,0451 \cdot 10^{4}$
Fe^{++}	0,66	$1,39 \cdot 10^{-3}$	$0,0910 \cdot 10^{4}$
Cu^{++}	0,70	$3,41 \cdot 10^{-3}$	$0,2380 \cdot 10^{4}$
UO_2^{++}	0,72	$1,19 \cdot 10^{-4}$	$0,8600 \cdot 10^{4}$
Th^{4+}	1,00	$2,10 \cdot 10^{-4}$	$2,1000 \cdot 10^{4}$
La^{+++}	0,80	$2,88 \cdot 10^{-4}$	$2,3000 \cdot 10^{4}$
Cr^{+++}	1,38	$5,59 \cdot 10^{-2}$	$0,0770 \cdot 10^{4}$
Fe^{+++}	1,35	$1,96 \cdot 10^{-4}$	$2,6500 \cdot 10^{4}$

Hasadási termékek megkötése humuszsavakon

Bár évekkel ezelőtt gondoltam már a hasadási termékek megkötésének megvizsgálására, és az utóbbi két évben a vizsgálatokkal - különösen *Szilágyi Máriával* együttmüködésben - igen jelentősen előrehaladtunk, de azokat nem zártuk még teljesen le, mert a feladat igen nagy. A primer hasadási termékek száma kb 90, és ez a szám a radioaktiv bomlási leány-termékekkel együtt mintegy 200-ra növekszik. Kémiailag a hasadási termékek a periodusos rendszerben 36 elemre oszlanak meg Z = 30-tól, Z = 66-ig. Természetesen elegendő a periodusos rendszer egy adott elemének egyetlen izotópját megvizsgálni, mert a kapott észlelés az összes izotópokra általánositható. Hasonlóan *Szabó Ilona* stabil La^{3+} izotóppal végzett vizsgálatai minden további nélkül általánosithatók az összes ritka földfém természetü hasadási termékekre (Lanthanidákra), mert azok kémiailag egymástól rendkivül kevéssé térnek el.

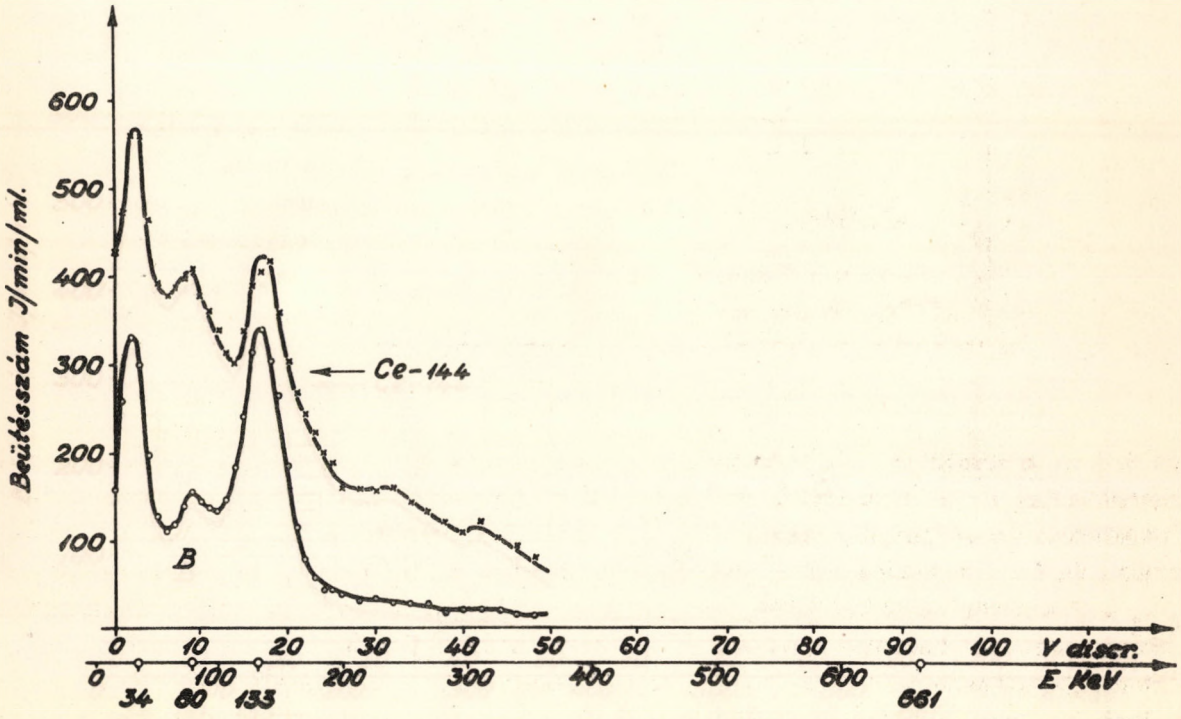
Első kisérleteinket néhány biológiailag különösen veszélyes vagy hosszuéletü, vagy egyébként rendelkezésre álló hasadási terméken végeztük el [6]. Ezek a következők voltak: Cs-137, Sr-90, J-131, Y-90, Ba-140, La-140. (Ezek a vizsgálataink *Szilágyi Mária* társszerzővel közösen a III. Osztály Közleményekben már megjelentek [7]). E vizsgálatoknál a radioaktiv anyag mennyiségi meghatározásához kizárólag radiometriás nyomjelzéses módszereket használtunk, ami célszerü is volt, mert a vizes fázisban igen kis mennyiségü radioaktiv anyag maradt vissza. A humusz preparátummal egy kisméretü kationkicserélő oszlopot töltöttünk meg. Felül rátöltöttük a megvizsgálandó izotópot, majd különböző oldatokkal vizsgáltuk az eluálást. A humusz jól megköti a különösen veszélyes Sr-90-et, Cs-137-et, a Ba-140-et, az Y-90-et és a La-140-et. Megvizsgáltuk ezen izotópokra a megkötés erősségének sorrendjét, azaz az eluciós sorrendet is. A hu-



3. ábra. A hasadási termékek aktivitáseloszlása papirelektroforetikus vizsgálat után. Az ábra három kationos (*A, B, C*), és egy anionos (*D*) csoportot mutat. (*Szilágyi M.* [8])

musz egyáltalán nem köti meg a jódizotópokat, amint ez várható is volt.

A következőkben nagyszámu hasadási termékre akartuk kiterjeszteni vizsgálatainket [8]. E vizsgálatokat elősegitette az a tény, hogy a *Központi Fizikai Kutató Intézet* atomreaktora megindult és módunkban volt ott uránoxid besugárzása utján a hasadási termékek teljesebb spektrumát előállitani. 1 g igen tiszta uránoxidot sugároztak be a kisérleti reaktorban 4 órán át 10^{13} termikus $n/cm^2.sec$ fluxussal. 6 hónapi lecsengési idő után salétromsavban oldottuk fel és éteres oldószeres kivonással a nagymennyiségü U-t eltávolitottuk. Mint a sugármérések mutatták, az U-mal együtt egyes hasadási termékek részben szintén átmentek az éteres fázisba. A hasadási termékek tulnyomó része a salétromsavas fázisban maradt. Ezt a bepárlás után 1 cm^3 1 x N salétromsavban vettük fel. Ezen standardizált oldat 3 µl-es cseppjét papir elektroforézis próbának vetettük alá, hogy lássuk, milyen mozgékonyságu kationok és anionok vannak jelen a hasadási termékek között. 2 órán át 280 V-tal történt elektroforézis után a megszáritott papircsikot egy résblendével ellátott GM számlálócső előtt óramü mozgatta, és



4. ábra. Hasadási termékekből humuszadszorpciós kisérletek során elkülönitett Ce-144 (*B* csoport) γ-spektruma összehasonlithatóan a kereskedelemből beszerzett standardként használatos Ce-144-el (szaggatva kihuzott görbe)

a β-aktivitás átlagértékét egy regisztráló galvanométer papircsikra jegyezte fel, (3. ábra). Négy fő csoport látható az ábrán, ezek közül *A, B* és *C* kation, *D* pedig anion-természetü hasadási termékeket tartalmaz. Ezek után a papircsikot csoportok szerint szétvágtuk és az egyes csoportok γ-spektrumát szcintillációs γ-spektrométerrel vizsgáltuk meg. A β-sugárzást az intézetben készitett és használatban lévő toroid-szektor tipusu beta-spektrométerrel vizsgáltuk meg. A vizsgálat azt mutatta, hogy az *A* csoport főleg Sr-89-ből áll. A Sr-90 számottevő mennyiségben való jelenléte a rövid neutron aktiválási idő miatt nem várható.

4. ábránk mintaképpen a *B* csoport γ-spektrumát mutatja, amelynek analizisé-ből kiderült, hogy e csoport jelentős része Ce-144-ből áll, és nyilvánvalóan tartalmazza az összes többi ritka földfém hasadási termékeket is. Az ábrán látható az ugyanazon geometriai elrendezésben és készülékben felvett ismert Ce-144 preparátum spektru-

ma is. A *C* csoport a Zr-95 és a vele rokon elektrokémiai sajátságu kationokat tartalmazza. A *D* anion csoport nagyrészben Nb-95-ből és feltehetően más anion tipusu hasadási termékekből is áll.

A következő kisérletben azt vizsgáltuk meg, hogy a hasadási termékeknek ezen tulnyomórészt kationokból, kisebb részben pedig anionokból álló keverékéből humusz preparátumunk mennyit és mit köt meg, illetve enged el.

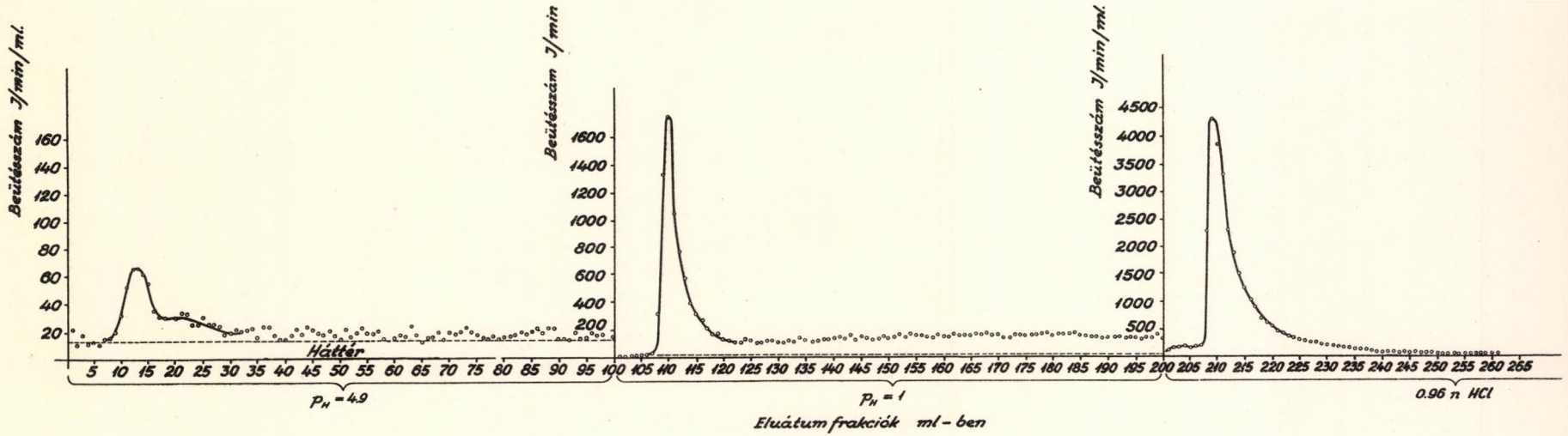
2. Táblázat.

Hasadási termékek eluálása humusz oszlopról HCl oldatokkal. Az aktivitás %-os eloszlását az eluátumfrakciók között a preparátumok β aktivitása alapján számitottuk.

p_H/100 ml eluens	Az eluátum beta-aktivitása (%)
4,9	0,94
1,0	17,21
1 n	59,66
eluálódott	77,81 %
maradék aktivitás az oszlopon	22,19 %

Egy 0,8 cm átmérőjü és 17 cm magas kation kicserélő oszlopot készitettünk a humusz preparátumból és erre öntöttük fel a hasadási termékeket tartalmazó standard oldatot a megkötés szempontjából optimális p_H = 5 érték mellett. Felöntés előtt mértük a preparátum összes β-sugárzását és azt összehasonlitva a felöntés után átöntött 100 cm^3 p_H = 5 sósavoldat aktivitásával, azt találtuk, hogy az aktivitásnak 99 %-nál nagyobb része maradt a humusz preparátumon és kevesebb mint 1 %-a jött le p_H = 5-nél. Megkiséreltük a humuszon szorbeált aktivitást növekvő H-ion koncentrációju sósavval leoldani. p_H = 1-nél további 17 % jött le. Előző tapasztalatainkból tudjuk, hogy ezek az alkáli kationok és az alkáli földfém-kationok. 1 x N sósavval további 60 % jött le, de még mindig 22 % aktivitás maradt az oszlopon. Vizsgálataink azt mutatták, hogy ez a rendkivül erősen megkötött aktivitás nagyrészben a *C* elektroforetikus csoporthoz tartozó Zr-95-tel azonos.

Az 5. ábrán a lecsepegő eluciós frakciók aktivitásának megoszlását mutatjuk be a p_H, illetve az áteresztett térfogat függvényében. A lecsepegő frakciókat standardizált mérőcsészikébe pároltuk be és a β-sugárzást mértük. A görbéből látható, hogy p_H = 4,9-nél lejönnek mindazok a hasadási termékek, amelyeket a humuszsavak nem kötnek meg. p_H = 1-nél a termékek egész sora jön le egy kiemelkedő csuccsal, és 1 x N HCl-nál egy ujabb csoport jön le. Mint emlitettem, a 4. csoport, amely tulnyomóan Zr-95-ből áll, még 1 x N HCl-lel sem oldódik le. Az igy kapott 4 frakciót hasonló β és γ spektrometriai analizisnek vetettük alá, mint az elektroforetikus próbánál. A vizsgálat azt mutatta, hogy a meg nem kötött frakció azonos az elektroforetikus próba anion karakterü (a 2. ábrán *D*-vel jelzett) csoportjával és főleg Nb-95-öt tartalmaz. A p_H = 1-nél



5. ábra. A humuszoszlopról szedett eluátumfrakciók aktivitás-eloszlási görbéje.

felszabaditott csoport főleg Sr-89-ből áll. Ez a csoport tartalmazza az összes alkáli földfémeket és az alkáli kationokat is (közöttük a Cs-t is). A cca 1 x N HCl-el felszabadítható frakció tartalmazza a ritka földeket, közöttük a Ce-144 és Pr-144 tulnyomó jelenlétét mutattuk ki. E frakciónak kell az Y-ot is tartalmaznia. A nem megkötött csoport a kimutatott Nb-on kivül tartalmazza mindazokat a hasadási termékeket, amelyek anion karakterüek (pl. J), vagy pedig az adott körülmények között hajlamosak komplex anion képzésére (valószinüleg Ru és Tc, stb.). Ezek pontosabb analizise folyamatban van. Az 1 x N HCl-val fel nem szabadítható frakció a Zr mellett valószinüleg más négyvagyértékü hasadási terméket is tartalmaz.

E vizsgálatokban viszonylag kevés számu hasadási termék szerepel, jelentős intenzitással. Ennek oka az, hogy a hasadási termékek egyrésze igen rövid felezési idejü és a 6 hónapos lecsengési idő alatt a mérhetőség határa alá bomlott. Egyesek felezési ideje viszont igen hosszu, és igy a 4 órás reaktor besugárzási idő alatt nem jöhettek létre nagy aktivitással. Minthogy a hosszu felezési idejüek egy részét kereskedelmi forgalomból beszerezhettük, a biológiailag legfontosabbakat, a Sr-t és Cs-t külön már előzőleg megvizsgáltuk [7], és megállapitottuk, hogy azokat a humuszsavak jól megkötik. Tőlünk függetlenül *R. Winkler* és *E. Leibnitz* német szerzők is megvizsgálták Sr és Cs megkötését humuszsavakon, és velünk megegyező eredményre jutottak [9].

Az eredmények áttekintése

Legcélszerübben az elemek periódusos táblázatán tekinthetjük át a vizsgálatok eredményeit (3. Táblázat).

A mintegy 200 féle hasadási termék a periódusos rendszerben 36 helyet foglal el, mert ugyanazon elem izotópjai ugyanarra a helyre esnek. A humuszon való megkötés szempontjából is azonos az izotópok viselkedése, tehát ezért is célszerü a periódusos táblázaton az eredményeket áttekinteni. Elegendő egy bizonyos elem egyetlen izotópján elvégezni a vizsgálatokat, az eredmény ugyanazon elem bármelyik izotópjára érvényes. Ugyanigy egyetlen ritka földfém izotóp megvizsgálásával az összes ritka földfémek, tehát az összes Lanthanidák megkötését megállapithattuk. A periódusos táblázatban a hasadási termékeket aláhuztuk, a különösen nagy hozammal (több mint 1 %-kel) keletkezőket kétszeresen huztuk alá. Felül hullámvonallal jelöltük meg azokat az elemeket, amelyek erős megkötését a humuszon a fentiek szerint kisérletileg megállapitottuk. Bekarikáztuk azokat az elemeket, amelyekről kisérletileg megállapitható volt, hogy a humuszon nem kötődnek meg.

A periódusos táblázatból láthatjuk, hogy tudományos szempontból még több elem vizsgálata érdekes volna és hátra vannak még pl. a Rb, Ga, Rh, Pd, Ag, Cd, In kationok és Ge, As, Sn amphoter elemek.

Közegészségügyi és biológiai veszély szempontjából a kérdés másképpen néz ki. A rövid felezési idejü hasadási termékek gyorsan lebomlanak. Ha a kiégett uránrudakat feldolgozás előtt egy évig tároljuk, akkor az egy hónapnál rövidebb felezési idejü elemek gyakorlatilag lebomlanak. A rendkivül hosszu felezési idejü elemek viszont aránylag gyenge radioaktiv sugárzásuk miatt kevésbé veszélyesek.

3. Táblázat.

Az elemek periódusos rendszere, amely humuszon végzett szorpciós kisérleteink eredményét táblázatosan szemlélteti

——— hasadási termékek ═══ hasadási hozam > 1 %

∿∿∿∿ jól szorbeálódnak ○ biztosan nem szorbeálódnak

H He

Li Be B C N O F Ne

Na Mg Al Si P S Cl A

K Ca Sc Ti V Cr Mn Fe Co Ni Cu Zn Ga Ge As (Se) Br (Kr)

Rb Sr Y Zr (Nb) Mo Tc (Ru) Rh Pd Ag Cd In Sn Sb Te I (Xe)

Cs Ba La Hf Ta W Re Os Ir Pt Au Hg Tl Pb Bi Po At (Rn)

Fa Ra Ac

Ce Pr Nd Pm Sm Eu Gd Tb Dy Ho Er Tm Yb Lu

Th Pa U Np Pu Am Cm Bk Cf E Fm Mv 102 103

A következő táblázatunkban az összes 1 hónapnál hosszabb felezési idejü hasadási termékeket tüntettük fel, mégpedig a humusszal kapcsolatos vizsgálataink szempontjából célszerüen három oszlopba csoportositva.

Az első oszlopban vannak azok, amelyeket kisérleteink szerint a humusz feltétlenül megköt. A második oszlopban azok vannak, amelyeket kisérleteink szerint a humusz nem köt meg. A harmadik oszlopban azok vannak, amelyeket még nem vizsgáltunk meg. Ezek megvizsgálása folyik, [10, 11] de megjegyezni kivánom, hogy közülük egyesek a hasadási termékek között csak igen kis mennyiségben fordulnak elő, mások viszont nagyon hosszu felezési idejük miatt csak kis aktivitással sugároznak. Eddigi kisérleteinket laboratóriumi méretben µC - mC közötti mennyiségeken végeztük. Bizonyos óvatosság indokolt, ha a laboratóriumi kisérletek eredményeit minden további nélkül ipari méretekre akarnánk átvinni.

4. Táblázat.

A táblázatban az egy hónapnál hosszabb felezési idejü hasadási termékek láthatók a szorpciós vizsgálatok eredményének megfelelően csoportositva.

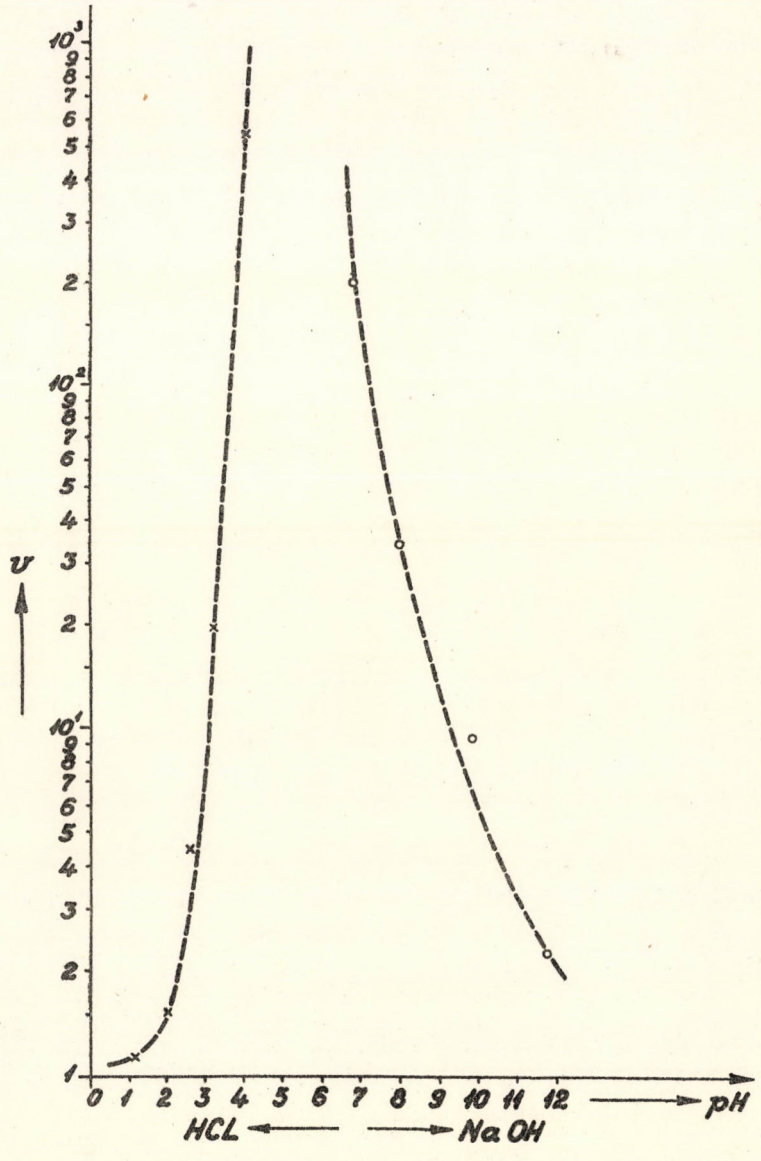
jól szorbeálódnak	nem szorbeálódnak	vizsgálat alatt állnak
Sr-89	J-129	Cd-115m
Sr-90	Nb-95	Sn-123
Y-91	Kr-85	Tc-99
Zr-93	Sc-79	Pd-107
Cs-135	Ru-103	Sn-121m
Ce-141	Te-127m	Sn-121m
Ce-144	Te-129m	
Nd-144	Te-125	
Pm-147	Sb-125	
Sm-147		
Sm-151		
Eu-155		
Rb-87		

A p_H hatását a kationok visszatartására, ill. leoldására vonatkozólag jól szemlélteti a 6. ábra.

Az abszcisszán a p_H értékeket tüntettük fel, mig az ordinátán egy jellegtelen viszonyszámot ábrázoltunk, amely azt mutatja, hogy a leoldást éppen megindító eluens mennyisége hányszorosa a humuszoszlop térfogatának. Ezt a viszonyszámot *áttörési térfogatnak* nevezzük. Az ábrából jól látható, hogy p_H = 4-nél cca 500-szoros a leoldást beindító térfogat, mig p_H = 5-nél csaknem mérhetetlenül nagy, ami egyben azt is jelenti, hogy a kationok adszorpciója itt a legtökéletesebb. Ha a p_H értéket 7 fölé emeljük, a görbe rohamosan esik, mert a humusz Na-humát alakban sárgaszinü oldatba megy, és a vizsgálandó izotóp részben emiatt, részben az alkalmazott Na^+ fölösleg miatt felszabadul. A kisérlet szerint, amelyet Ba-140 kation alkalmazásával végeztünk el, 1 tonna humuszon cca 10 000 tonna p_H = 5 vizet lehet felszabaditás veszélye nélkül átszürni.

A hasadási termékek megkötéséhez szükséges humusz mennyisége nagyon kicsi. Egy g humusz 1 milliekvivalens sulynyi anyagot képes megkötni. Ha biztonsági okból kapacitásának csak egyhuszad részéig telitjük, akkor is ez Sr-90-ből 2 mg sulyt jelent, ami kereken 300 mC. Ebből a számadatból láthatjuk, hogy az atomipari alkalmazásnál

nem jelent lényeges nehézséget a megkötendő hasadási termékek radioaktiv egységekben kifejezett nagy mennyisége. Más nehézségek felléptével azonban reálisan számolnunk kell.



6. ábra. Az ábra az u.n. "áttörési térfogat" görbét mutatja humuszban dusitott tőzeg ioncserélő oszlopon, amelyen Ba-140 ionok áttörését vizsgáltuk meg, különböző töménységü HCl és NaOH oldatokkal. Ordináta: áttörési térfogat, azaz azon eluens térfogat a humusz-készitménnyel töltött térfogat sokszorosában, amelynél először jelent meg aktivitás: Abscissa: p_H.

Az atomipari szennyvizek a hasadási termékeknél milliekvivalensekben feltehetően nagyobb mennyiségü stabil kationokat fognak tartalmazni, igy pl. Al^{+++}, Fe^{+++}, esetleg Zr^{4+}-ot. A humuszszürő kation-megkötő kapacitását elsősorban ezek fogják teliteni, tehát ezek jelenléte szabja meg a megkötéshez felhasználandó humuszkészitmény mennyiségét.

Egy másik probléma jelentkezhetik akkor, ha az atomipari szennyvizek komplexképző anyagokat tartalmaznak. Ilyenek lehetnek egyes szerves savak, pl. citromsav tejsav, oxálsav, komplexező anyagok, pl. etiléndiamintetraecetsav (EDTA) és hasonló

vegyületek jelenléte, valamint a manapság tisztogatásnál kiterjedten használt mosószerek, detergensek jelenléte az atomipari szennyvizekben. Feltehető, hogy a felsorolt anyagok közül egyesek a hasadási termékek némelyikével olyan erős komplex vegyületet alkotnak, amely a humuszsavon való szorpciós kötést megakadályozza. Vizsgálatainkat erre is ki kell terjesztenünk.

Egy másik ipari probléma, hogy mi történjék a nagymennyiségü hasadási terméket magába gyüjtött humusszal. A radioaktiv humuszt speciális zárt hamvasztó kemencében el kell hamvasztani. Ezáltal sulya mintegy egyhuszadára, térfogata még kisebb törtrészére zsugorodik. A kapott magas specifikus aktivitásu hamut aránylag könnyen lehet korrozióálló betontömbbe önteni és egy izotóptemetőbe helyezni. A megengedhető specifikus koncentrációnak a radioaktiv sugárzás önabszorpciója következtében fellépő önmelegedés szab határt, amit lényegében a hőtermelési és hőátadási viszonyok, a térfogat és felület aránya és a környezettel való hőcsere mértéke szab meg.

Mindenesetre, tulzott optimizmus nélkül megállapithatjuk, hogy a laboratóriumi kisérletek rendkivül biztató eredménnyel jártak, és ugy látszik, hogy döntő lépéssel jutottunk előre az ipari atomenergia termelés ezen alapjában véve mellékes, de közegészségügyi szempontból és a termelési költségek csökkentése szempontjából mégis nagyjelentőségü problémájának eredményes megoldásához.

Irodalom

[1] *Szalay S.:* MTA Müszaki Tud. Oszt. Közl., *V*/1952/167.

[2] *A. Szalay:* Acta Phys. Hung., *8*/1957/25.

[3] *Szalay S.:* MTA III. Oszt. Közl., *IV*/1954/327.

[4] *A. Szalay:* Proceeding of the IInd United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1959. Vol. *2*. Geneva United Nations p. 182.

[5] *Gösta Armands:* A.B. Atomenergi, Stockholm, Sweden, 1961. No. AE-36.

[6] *Szabó I.:* MTA Mat. és Fiz. Tud. Oszt. Közl., *VIII*/1958/393.

[7] *Szalay S. - Szilágyi M.:* MTA III. Oszt. Közl., *XI*/1961/47.

[8] *A. Szalay - M. Szilágyi:* Acta Phys. Hung., *XIII*/1961/4.

[9] *R. Winkler, - E. Leibnizt:* Kernenergie, *10-11*/1960/

[10] *Szilágyi M.:* Doktori értekezés. Benyujtva a Kossuth Lajos Tudományegyetem Term. Tud. Karához, Debrecen, /1962/.

[11] *M. Szilágyi:* Radiometric investigations of fission product fractions not sorbed by humic acids.
Acta Phys. Hung., (közlés alatt)

NEUTRON REAKCIÓK HATÁSKERESZTMETSZETÉNEK ÉS A REAKCIÓTERMÉKEK AKTIVITÁSÁNAK KAPCSOLATA IDŐBEN VÁLTOZÓ FLUXUSSAL TÖRTÉNŐ AKTIVÁLÁSNÁL

Bacsó József - Daróczy Sándor

Összefüggéseket adunk meg neutron reakciók hatáskeresztmetszete és a keletkezett radioaktiv termékek aktivitása között. Az összefüggések időben változó fluxussal (gyorsitókkal és exponenciálisan bomló forrásokkal) végzett aktiválásokra vonatkoznak.

(Neutronokkal kiváltott) magreakciók hatáskeresztmetszetének meghatározása igen gyakran aktivációs módszerrel történik. Ennél a módszernél a T ideig tartó besugárzás végén a targetben jelenlévő $N/T/$ számu radióaktiv mag aktivitását ($A = \lambda N$, ahol λ a bomlásállandó) mérjük. Ismeretes, hogy állandó ψ fluxussal végzett besugárzásnál $N/T/$ és a σ reakció-hatáskeresztmetszet közötti kapcsolat:

$$N/T/ = n\,\sigma\,\psi(1 - e^{-\lambda T}),$$

ahol n a targetmagok száma. Könnyen belátható, hogy a reakciótermékek $N/T/$ száma igen érzékenyen függ a bombázó fluxus időbeli változásaitól. Mivel a fluxus időbeli állandóságát nem mindig lehet biztositani, szükségesnek látszott $N/T/$ és σ kapcsolatának meghatározása időben változó fluxusu aktiválás esetén.

Ha $\psi/t/$-vel jelöljük az időben változó fluxus értékét a T ideig tartó besugárzás egy tetszőleges t időpontjában, akkor a rádióaktiv magok $N/t/$ számának dt idő alatti megváltozása:

$$dN/t/ = [n\sigma\psi/t/ - \lambda N/t/]dt, \qquad /1/$$

ahol a zárójelben lévő első tag a keletkezés-, a második a bomlás sebessége. Ennek a differenciál egyenletnek bizonyos mellékfeltételekkel kapott megoldásai szolgáltatják a tárgyalásra kerülő speciális esetekben keletkező radioaktiv magok számát.

Mielőtt a speciális esetekre rátérnénk, megjegyezzük, hogy a bombázó neutronfluxus időbeli változására a következő két lehetőséget tételezzük fel:

a./ *A besugárzás T időtartama olyan intervallumokra osztható, amelyeken belül a fluxus változása egy-egy $\psi/t/ \sim at + b$ egyenessel közelithető.* Ez a gyorsitók (mint neutronforrások) esete, de magába foglalja a besugárzás alatt konstans fluxusunak tekinthető radioaktiv forrásokat is. A neutronfluxus időbeli ingadozásának jelzésére pl. "long counter", az ingadozás folyamatos rögzitésére pedig vonaliró használható [1, 2]. Ha a vonaliróhoz használt rate-meter RC időállandóját egyenlőnek választjuk a bomlásállandó (több bomlástermék esetén a legrövidebb felezési időhöz tar-

tozó bomlásállandó) reciprokával, akkor a vonaliró tehetetlenségmentesen rajzolja a fluxus ingadozását. A vonaliró diagrammjának kivánt pontosságu felosztása után az egyes egyenesek paramétereit grafikusan lehet meghatározni. Más lehetőség a fluxus időbeli ingadozásának figyelembe vételére a *Yasumi* [3] és *Varga* [4] által alkalmazott eljárás, akik az aktiválás T időtartamát megfelelően rövid, egyenlő szakaszokra osztották és ezeken belül a fluxust konstansnak tekintették.

Töltött részecskékkel létrehozott magreakcióknál a bombázó nyaláb intenzitásának változásait *Snowdon* [5] szellemes módszerével lehet korrekcióba venni. *Snowdon* azt használta fel, hogy a besugárzás bármely t időpontjában jelenlévő rádióaktiv reakciótermékek számának változását ugyanolyan alaku differenciál egyenlet irja le, mint egy a targetárammal táplált, párhuzamosan kapcsolt RC kör kapcsain lévő feszültség változását, ha $RC = 1/\lambda$.

b./ *Exponenciálisan csökkenő fluxus*, azaz $\psi/t/ = \psi/o/e^{-\lambda_f t}$, ahol λ_f a forrás bomlásállandója, $\psi/o/$ pedig a fluxus értéke a besugárzás kezdetén. Ez a rádióaktiv források esete, ha intenzitásuk a besugárzás alatt számottevően csökken.

Térjünk át a *speciális esetek* tárgyalására. Vegyük először azt az egyszerü esetet, amikor egy reakciótermék keletkezik és az legalább egy, ismert arányu bomlás-csatornáján keresztül, közvetlenül detektálható.

Ha a besugárzás T ideje alatt a fluxus egy egyenessel közelithető, akkor az /1/ differenciál egyenlet megoldása $t = 0$-nál (besugárzás kezdete) $N/0/ = 0$ kezdeti feltétel mellett a következő:

$$N/T/ = \frac{n\,\sigma}{\lambda}\left[b(1 - e^{-\lambda T}) + \frac{a}{\lambda}(e^{-\lambda T} + \lambda T - 1)\right].$$

Ez leirja az időben állandó fluxusu ($a = 0$) aktiválásnál keletkezett radioaktiv magok számát is, melyről a bevezetésben beszéltünk.

Amennyiben a fluxus időbeli változása több egyenessel közelithető, akkor az egyes intervallumokban keletkezett és azok végén jelenlévő radioaktiv magok számát szorozni kell $e^{-\lambda(T-t_i^U)}$ -vel és ezeket összegezni:

$$N/T/ = \frac{n\,\sigma}{\lambda}\sum_i \left[b_i(1 - e^{-\lambda t_i}) + \frac{a_i}{\lambda}(e^{-\lambda t_i} + \lambda t_i - 1)\right] e^{-\lambda(T - t_i^U)} = \sigma P_1, \qquad /2/$$

ahol t_i jelenti az i-edik intervallum hosszát, t_i^U pedig annak végpontját.

A b./ esetben az /1/ differenciál egyenlet megoldása:

$$N/T/ = \frac{n\sigma\psi/0/}{\lambda - \lambda_f}(e^{-\lambda_f T} - e^{-\lambda T}) = \sigma P_2, \qquad /3/$$

ahol az "f" index a forrásra utal.

Ha $A/T/$-vel jelöljük a reakciótermék mért aktivitásának értékét a T időpillanatban és η-val a számlálás hatásfokát ($\eta = \frac{\text{számlálási sebesség}}{\text{bomlási sebesség}}$), akkor σ és $A/T/$ kapcsolata:

$$\sigma = \frac{A/T/}{\eta \lambda P_j}, \qquad (j = 1, 2). \qquad /4/$$

Két vagy több hasonló bomlás-tipusu termék esetén a megfelelő hatáskeresztmetszetek és aktivitások kapcsolását szintén a /4/ egyenlet irja le. Amikor a fluxus abszolut értéke ismeretlen és csak egy vele minden időpillanatban arányos mennyiség (pl. egy vonaliró diagrammja) ismert, akkor a két vagy több reakció hatáskeresztmetszetének viszonya mérhető. Pl. ha egy targeten (n,p)- és (n,α)-reakció is létrejött, akkor a hatáskeresztmetszetek viszonya:

$$\frac{\sigma_{np}}{\sigma_{n\alpha}} = \frac{A^{np}\ /T/\ \lambda_{n\alpha}\ \eta_{n\alpha}\ P_{n\alpha}}{A^{n\alpha}\ /T/\ \lambda_{np}\ \eta_{np}\ P_{np}}. \qquad /5/$$

Vegyük most azt az esetet, amikor két olyan reakciótermék keletkezik, amelyek közül az egyik teljesen belebomlik a másikba, de közvetlenül nem, csak a másik bomlásán keresztül detektáljuk. Ilyen pl. a $Rh^{103}(n,\gamma)Rh^{104,\ 104m}$ reakcióban keletkező izomer-pár esete, ahol a Rh^{104m} γ-sugárzással bomlik a Rh^{104} magba, melynek β-bomlását detektáljuk [1]. Ekkor az alapmagok száma egyrészt a közvetlenül alapállapotban, másrészt az izomer állapot bomlása utján keletkezett magokból tevődik összsze.

A közvetlenül alapállapotban keletkezett magok száma:

$$N_{g0}/T/ = \frac{n\ \sigma_g}{\lambda_g} \sum_i \left[b_i (1 - e^{-\lambda_g t_i}) + \frac{a_i}{\lambda_g} (e^{-\lambda_g t_i} + \lambda_g t_i - 1) \right] e^{-\lambda_g (T - t_i^U)} = \sigma_g \varrho_1,$$

ahol a "g" index az alapállapotra utal.

Az izomer állapot bomlásából eredő alapmagok számát az i-edik intervallumban a

$$dN_{g1}/t/ = [N_m/t/\ \lambda_m - N_{g1}/t/\ \lambda_g]dt \qquad /6/$$

differenciál egyenlet megoldása adja, ahol

$$N_m/t/ = \frac{n\ \sigma_m}{\lambda_m} \cdot \left[b_i (1 - e^{-\lambda_m t}) + \frac{a_i}{\lambda_m} (e^{-\lambda_m t} + \lambda_m t - 1) \right]$$

jelenti az i-edik intervallumban keletkezett és annak tetszőleges t időpillanatában jelenlévő izomer magok számát, az "m" index pedig az izomer állapotra utal. A /6/ differenciál egyenlet $N_m/0/ = 0$ és $N_{g1}/o/ = 0$ kezdeti feltételekkel kapott megoldása:

$$N_{g1}/t_i^U/ = n\,\sigma_m\,[\frac{\lambda_m b_i - a_i}{\lambda_m\lambda_g}\,(1 - e^{-\lambda_g t_i}) + \frac{\lambda_m b_i - a_i}{\lambda_m(\lambda_g - \lambda_m)}\,(e^{-\lambda_g t_i} - e^{-\lambda_m t_i}) +$$

$$+\frac{a_i}{\lambda_g^2}\,(e^{-\lambda_g t_i} + \lambda_g t_i - 1)].$$

$N_{g1}(t_i^U/$ megadja az i-edik intervallumban keletkezett és ugyanott elbomlott izomer magoktól eredő alapmagok számát az intervallum végén. $e^{-\lambda_g(T - t_i^U)}$ -vel szorozva és az intervallumokra összegezve kapjuk:

$$N_{g1}/T/ = n\,\sigma_m \sum_i\,[\frac{\lambda_m b_i - a_i}{\lambda_m\lambda_g}\,(1 - e^{-\lambda_g t_i}) + \frac{\lambda_m b_i - a_i}{\lambda_m(\lambda_g - \lambda_m)}\,(e^{-\lambda_g t_i} - e^{-\lambda_m t_i}) +$$

$$+\frac{a_i}{\lambda_g^2}\,(e^{-\lambda_g t_i} + \lambda_g t_i - 1)]\,e^{-\lambda_g(T - t_i^U)} = \sigma_m R_1'\,.$$

Ezen kivül figyelembe kell még venni az i-edik intervallumban keletkezett, de nem ugyanott, hanem a $(T - t_i^U)$ intervallumban elbomlott izomer magoktól származó alapmagokat is. Ezek számát a jól ismert anya-leányelem probléma megoldása adja, ahol most az anyaelem szerepét az intervallum végén még el nem bomlott izomer magok, a leányelem szerepét pedig a besugárzás végéig ezekből keletkező alapmagok töltik be. Összegezve az intervallumokra kapjuk:

$$N_{g2}/T/ = n\,\sigma_m \sum_i\,[\frac{b_i}{\lambda_m}\,(1 - e^{-\lambda_m t_i}) + \frac{a_i}{\lambda_m^2}\,(e^{-\lambda_m t_i} + \lambda_m t_i - 1)].$$

$$\cdot\,[\frac{\lambda_m}{\lambda_g - \lambda_m}\,(e^{-\lambda_m(T - t_i^U)} - e^{-\lambda_g(T - t_i^U)})] = \sigma_m R_1''\,.$$

A besugárzás végén jelenlévő összes alapmagok száma tehát:

$$N_g/T/ = N_{g0}/T/ + N_{g1}/T/ + N_{g2}/T/ = \sigma_g Q_1 + \sigma_m(R_1' + R_1'') = \sigma_g Q_1 + \sigma_m R_1. \qquad /7/$$

Az izomer magok száma a besugárzás végén:

$$N_m/T/ = \frac{n\sigma_m}{\lambda_m} \sum_i\,\{b_i(1 - e^{-\lambda_m t_i}) + \frac{a_i}{\lambda_m}\,(e^{-\lambda_m t_i} + \lambda_m t_i - 1)]\,e^{-\lambda_m(T - t_i^U)} = \sigma_m S_1\,. \qquad /8/$$

A fluxus exponenciális csökkenése esetén keletkező összes alapmagok $N_g/T/$ száma két részből tevődik össze: egyrészt a közvetlenül keletkező alapmagok $N_{g0}/T/$ számából:

$$N_{g0}/T/ = \frac{n\sigma_g\psi/0/}{\lambda_g - \lambda_f}\left(e^{-\lambda_f T} - e^{-\lambda_g T}\right) = \sigma_g Q_2 ,$$

másrészt az izomérektől eredő alapmagok $N_{g1}/T/$ számából:

$$N_{g1}/T/ = \frac{\lambda_m}{\lambda_m - \lambda_f} n\sigma_m\psi/0/ \left(\frac{e^{-\lambda_f T} - e^{-\lambda_g T}}{\lambda_g - \lambda_f} + \frac{e^{-\lambda_g T} - e^{-\lambda_m T}}{\lambda_g - \lambda_m}\right) = \sigma_m R_2 .$$

Az összes alapmagok száma a besugárzás végén:

$$N_g/T/ = N_{g0}/T/ + N_{g1}/T/ = \sigma_g Q_2 + \sigma_m R_2 . \qquad /9/$$

Az izomer magok száma az aktiválás befejezésekor:

$$N_m/T/ = \frac{n\sigma_m\psi/0/}{\lambda_m - \lambda_f}\left(e^{-\lambda_f T} - e^{-\lambda_m T}\right) = \sigma_m S_2 . \qquad /10/$$

Most rátérünk a hatáskeresztmetszetek és a mért aktivitások közötti összefüggések meghatározására.

Az aktiválás befejezésétől számított t időpontban az alapmagoktól eredő aktivitás:

$$N_g/T/\lambda_g e^{-\lambda_g t} .$$

Mivel az izomer magok bomlását is az alapállapot β-bomlása utján detektáljuk, ezért meg kell határozni az izomer magok hozzájárulását az alapmagok aktivitásához. Ez:

$$\frac{N_m/T/\lambda_m\lambda_g}{\lambda_g - \lambda_m}\left(e^{-\lambda_m t} - e^{-\lambda_g t}\right) .$$

A besugárzás befejezését követő bármely t időpillanatban a teljes aktivitás:

$$A/t/ = \left[N_g/T/\lambda_g - \frac{N_m/T/\lambda_m\lambda_g}{\lambda_g - \lambda_m}\right] e^{-\lambda_g t} + \frac{N_m/T/\lambda_m\lambda_g}{\lambda_g - \lambda_m} e^{-\lambda_m t} =$$

$$= [(\sigma_g Q_j + \sigma_m R_j)\lambda_g - \frac{\sigma_m S_j \lambda_m \lambda_g}{\lambda_g - \lambda_m}] e^{-\lambda_g t} + \frac{\sigma_m S_j \lambda_m \lambda_g}{\lambda_g - \lambda_m} e^{-\lambda_m t}, \quad (j = 1, 2).$$

Mint látható, az $A/t/$ függvény két egymástól független exponenciális tagból áll. Ha Q_j-, R_j- és S_j-ben abszolut fluxus szerepel és a komplex bomlásgörbéből meghatározott, a $t = T$ időponthoz tartozó A_g és A_m aktivitások abszolutak, akkor A_g és A_m értékei éppen az exponenciális függvények együtthatóival egyenlők. Ebben az esetben a megfelelő kifejezésekből σ_g és σ_m abszolut értéke kapható:

$$\sigma_m = \frac{A_m(\lambda_g - \lambda_m)}{S_j \lambda_m \lambda_g}, \qquad /11/$$

$$\sigma_g = \frac{A_g - A_m\left(\frac{(\lambda_g - \lambda_m)R_j}{S_j \lambda_m} - 1\right)}{Q_j \lambda_g}. \qquad /12/$$

Amennyiben az előbbi feltételek (abszolut fluxus és abszolut aktivitás ismerete) nem teljesülnek, ugy csak a σ_g/σ_m hatáskeresztmefszet-viszony és az A_g/A_m aktivitás-viszony közötti összefüggés adható meg:

$$\frac{\sigma_g}{\sigma_m} = \left[\left(\frac{A_g}{A_m} + 1\right)\frac{\lambda_m}{\lambda_g - \lambda_m} - \frac{R_j}{S_j}\right]\frac{S_j}{Q_j}. \qquad /13/$$

Konstans fluxus és telitési aktivitás esetén ($R_j/S_j = \lambda_m/\lambda_g$, $S_j/Q_j = \lambda_g/\lambda_m$) a /13/ egyenlet a következő alakba megy át:

$$\frac{\sigma_g}{\sigma_m} = \left(\frac{A_g}{A_m} + 1\right)\frac{\lambda_g}{\lambda_g - \lambda_m} - 1. \qquad /14/$$

Az itt tárgyalt esetek nem tartalmaznak minden bomlási lehetőséget, de alapul szolgálhatnak más bomlássémák tárgyalására is.

Megjegyezzük még, hogy a kapott összefüggések integrális uton is levezethetők. Igy pl. a /13/ és /14/ egyenlet integrális tárgyalása, mely *Csikai Gyulától* ered, megtalálható az [1] irodalomban.

Köszönetünket fejezzük ki *Csikai Gyula* kandidátusnak munkánk iránti érdeklődéséért és a vele folytatott értékes diszkussziókért.

Irodalom

[1] *Csikai Gy. - Bacsó J. - Daróczy S.:* Magy. Fiz. Foly., (megjelenés alatt).
[2] *Csikai Gy. - Gyarmati B. - Hunyadi I.:* ATOMKI Közl., *4*/1962/137.
[3] *Yasumi S.:* J. Phys. Soc. Japan, *12*/1957/443.
[4] *Varga L.:* Nuclear Physics, *20*/1960/487.
[5] *Snowdon S.C.:* Phys. Rev., *78*/1950/299.

SZEKTOR-TIPUSU MÁGNESES ANALIZÁTOR IONSUGÁR ÖSSZETÉTEL VIZSGÁLATOKRA

Nagy János

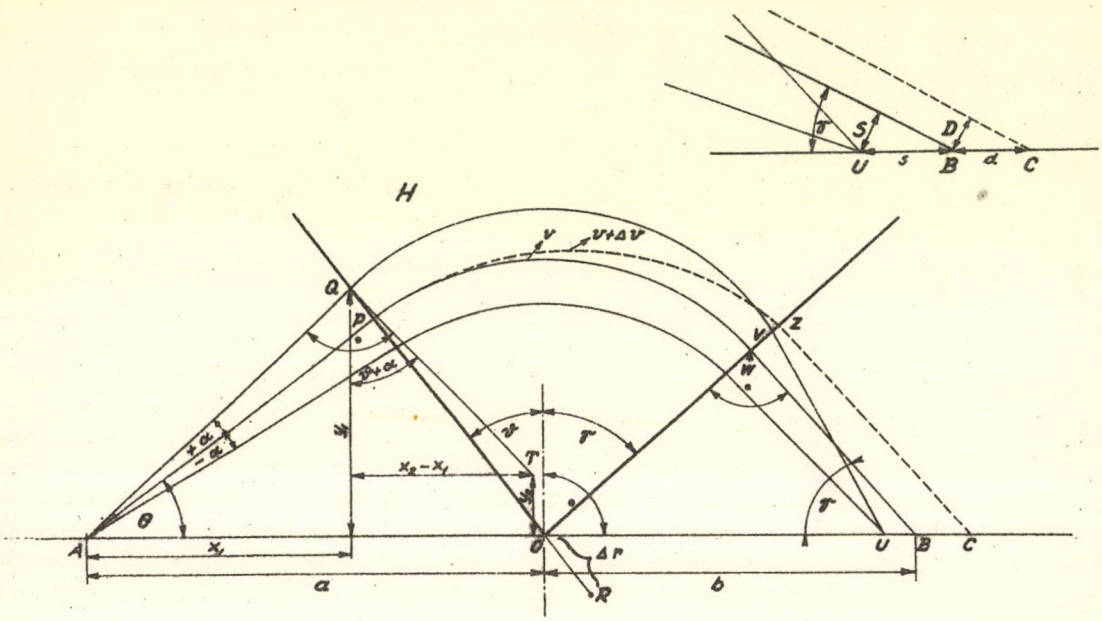
Magfizikai gyorsitókhoz használt ionforrások vizsgálatára egy 40°-os eltéritésü szektor-tipusu analizáló mágnes készült, amely szimmetrikus elrendezésü és alkalmas az ionsugár-összetételének megállapitására. A szektorhatárok előtti szórt mágneses tér leárnyékolása után (5. ábra), 10 %-os energiaszórásu ionokat feltételezve, a leképzési hiba a sebesség-diszperzió és a belépő rés adatainak felhasználásával a képrés illetve a képtávolság adatai a számitásnak megfelelően adódtak. Az összeállitott analizátor a spektrum automatikus regisztrálására is alkalmas. A Faraday-kalitka fénymutatós galvanométeréhez (10^{-9} Amp/skr) csatolható utániró-szerkezet (Nachlaufschreiber) a spektrumot lerajzolja, ha a mágneses teret folyamatosan változtatjuk. Utóbbi célra egy hengerre feltekercselt 230 Ω-os huzal-ellenállás szolgál, melyet egyenletes sebességgel egy villanymotor forgat. Egy spektrum 8 perc alatt mérhető ki. A 6. ábrán látható egy nagyfrekvenciás ionforrás tömegspektruma, amelyet automatikus regisztrálással vettünk fel. Az ionforrás (18 μHg) D_2-gázzal müködött, mely néhány százalék H_2-t is tartalmazott. A kisülési edény kvarcból készült. Az egyes összetevők azonositása a mágneses tér adataiból történt. Az ionsugárban ~63,5 % D_1^+ van (az elhanyagolható mennyiségben jelenlévő H_2^+-tól eltekintve), mely a csucsok magasságából közvetlenül meghatározható, mivel az ionok energiaszórása kisebb a kivonófeszültség 10 %-ánál. Az automatikus regisztrálással nyert adatok, néhány %-on belül, megfelelnek a közvetlenül mért tömegspektrum adatoknak.

A magfizikai gyorsitók ionforrásaiból kilépő ionsugár különböző tömegü ionokból tevődik össze. Egyetlen ionforrás sem szolgáltat tisztán pl. H_1^+ vagy D_1^+ ionokat hanem jelentős százalékban a hidrogén vagy deutérium gáz két- és háromatomos molekulaionjai is kimutathatók az ionsugárban. Maga az ionizálandó gáz is tartalmazhat nyomokban más gázokat. Gyakran pl. D_2-ben és He-ban H_2 mutatható ki. Ezenkivül az ionizációs edény falából felszabaduló vagy a tömitéseken bejutó gázok mennyiségétől függően gyakran O_2 és N_2 ionjai változtatják meg az összetételt. A megépitett mágneses analizátorral végzett tömeganalizis ezen viszonyok ellenőrzésére szolgál ill. az ionforrás paramétereinek kedvező beállitását teszi lehetővé. A felhasznált elektromágnes, - mely készen rendelkezésemre állt, - 40°-os pólusszektorokkal volt felszerelve. Ezek távolsága 0-tól néhány cm-ig változtatható. Célszerü volt Nier-tipusu spektrométerhez hasonlóan alkalmazni. A nagyobb görbületi sugár miatt igy gyengébb mágneses tér elegendő volt azonos $\frac{e}{m}$-ü és energiáju ionok eltéritéséhez ill. a H_3^+-, D_3^+- és He^+-nál nehezebb ionok kimutatása is lehetővé vált, vagyis a készitendő analizátor tipusa a mágnes tulajdonságaival már adott volt.

A szektorterek fókuszálási viszonyait lehetséges geometriai optikai analógia segitségével tárgyalni. Ez a tárgyalásmód azonban önkényes feltevésekből indul ki, pl. hogy az irányfókuszálás tökéletes.

A szektorterekben áthaladó töltött részek fókuszálási viszonyainak általános analitikus tárgyalását *Stephens* [3] adta meg. Gondolatmenetét felhasználva meghatározható a leképzési hiba, a sebesség-diszperzió, s egyben kimutatható, hogy a tárgyrés, a szektor csucsa és a képrés az utóbbi három pontot összekötő egyenesen fekszik.

Legyen homogén mágneses terünk merőleges az ábra sikjára, melynek határát az $\overline{OPQ}$ és $\overline{OVW}$ egyenesek képezzék, és a θ és γ szögek a szektorhatárok és a szektortér $\overline{OA}$ merőlegesével bezárt szögek. Tételezzük fel, hogy ezen prizmaalaku téren nem terjed tul a mágneses tér, és igy kivüle az ionok utja egyenes vonal.



1. ábra. A sugármenet vázlatosan (torzitva) az $\overline{OQ}$ és $\overline{OZ}$ egyenesekkel határolt mágneses szektortérben merőleges be- és kilépés esetén.

Egy homogén v sebességü ionnyaláb az A pontban θ szöggel belépve, merőlegesen érkezik az $\overline{OPQ}$ szektorhatárhoz a P-pontban, és ha a H térerősség olyan, hogy az ionokat

$$r = \frac{mv}{eH}$$

sugaru körpályára téríti, vagyis a szükséges mágneses tér

$$H = \frac{v}{r} \cdot \frac{m}{e} = \frac{1}{r}\sqrt{\frac{2V}{e/m}},$$

akkor a szektorteret W-nél az $\overline{OVW}$-re merőlegesen hagyja el, és a B-ben elhelyezett képrésen át a Faraday-kalitkába érkezik. Mind a résnek, mind a kalitka sikjának a $\overline{BW}$ beesései irányra merőlegesnek kell lennie.

Minden más ion, mely szintén v sebességgel lép be az A pontban, de $\pm\alpha$ ki-

csiny, de véges szöget zár be az eredeti nyalábbal a B-hez közeli U pontban fog fókuszálódni. A B-képpontban a szektor csucsától mért távolsága.

$$b = \frac{a \sin\theta}{\sin\gamma}$$

Az $APWB$-nyalábhoz képest a $\pm\alpha$ szöggel belépő nyaláb s-sel eltolódva metszi az $\overline{OB}$-t, és igy az

$$S = s \cdot \sin\gamma$$

leképzési hiba keletkezik.

Ennek nagysága trigonometriai uton valamint az α-szerint az $\alpha = 0$ hely körül történt sorfejtéssel határozható meg, mely szerint

$$S = \frac{a\alpha^2}{2}\left(\frac{\sin^2\gamma}{\sin\theta} + \frac{\sin^2\theta}{\sin\gamma}\right)$$

és ha $\gamma = \theta$, akkor

$$\overline{S} = a\alpha^2 \cdot \sin\theta \qquad /1/$$

Ez a képszélesség felel meg tehát az A-pontnak. Ez a sorfejtésben másodrendü tag. Igy a magasabbrendü tagoktól eltekintve a kép az $\overline{AO}$ pontok által meghatározott egyenesre esik.

Határozzuk meg a sebesség-diszperziót (D). Lépjen be az $\overline{AP}$ egyenes mentén egy $v + \Delta v$ sebességü ion. Ennek pályagörbületi sugara nagyobb lesz mint a v sebességüé, és a szaggatott vonalon haladva az alapegyenest a C-pontban fogja metszeni. Legyen

$$d = \overline{BC} \qquad \text{és} \qquad D = d \cdot \sin\gamma$$

A D-t sorbafejtve a Δr-szerint az első el nem tünő tagig, valamint felhasználva, hogy

$$\frac{\Delta r}{r} = \frac{\Delta v}{v}$$

$$D = \frac{a \cdot \sin\theta}{\sin\gamma} \cdot \frac{\Delta v}{v}\,(\sin\gamma + \sin\theta).$$

Minthogy $\gamma = \theta$

$$D = 2a \cdot \frac{\Delta v}{v} \sin\theta.$$

Tekintve, hogy a $\frac{\Delta v}{v}$ helyett a $\frac{\Delta E}{E}$ -t ismerjük és

$$v = \sqrt{\frac{2E}{m}} \qquad \text{valamint} \qquad \Delta v = \frac{\Delta E}{mv} \qquad \text{igy}$$

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{\Delta E}{2E}.$$

Esetünkben tehát

$$D = a \cdot \frac{\Delta E}{E} \cdot \sin\theta \qquad /2/$$

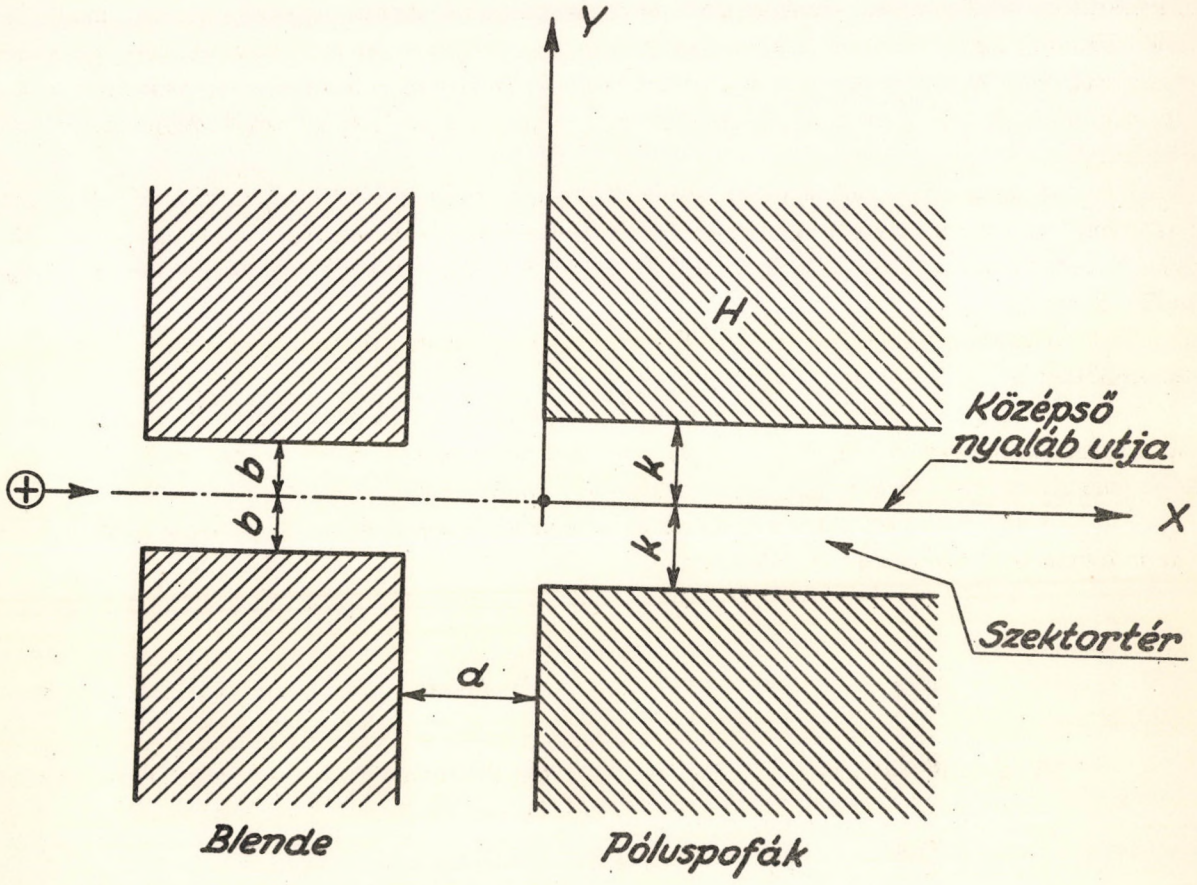
A fenti számitásokban feltételeztük, hogy a mágneses tér a szektorhatáron tul zérus. Valójában számottevő szórt teret mértünk a mágnes körül, mely miatt a nyaláb ferdén esett be a szektorhatárra, és ugy is hagyta el azt.

A szórt tér zavaró hatása kompenzálható a tárgyrés és a képrés megfelelő elmozditásával. Ennél könnyebben keresztülvihető megoldás esetünkben a szórt tér leárnyékolása.

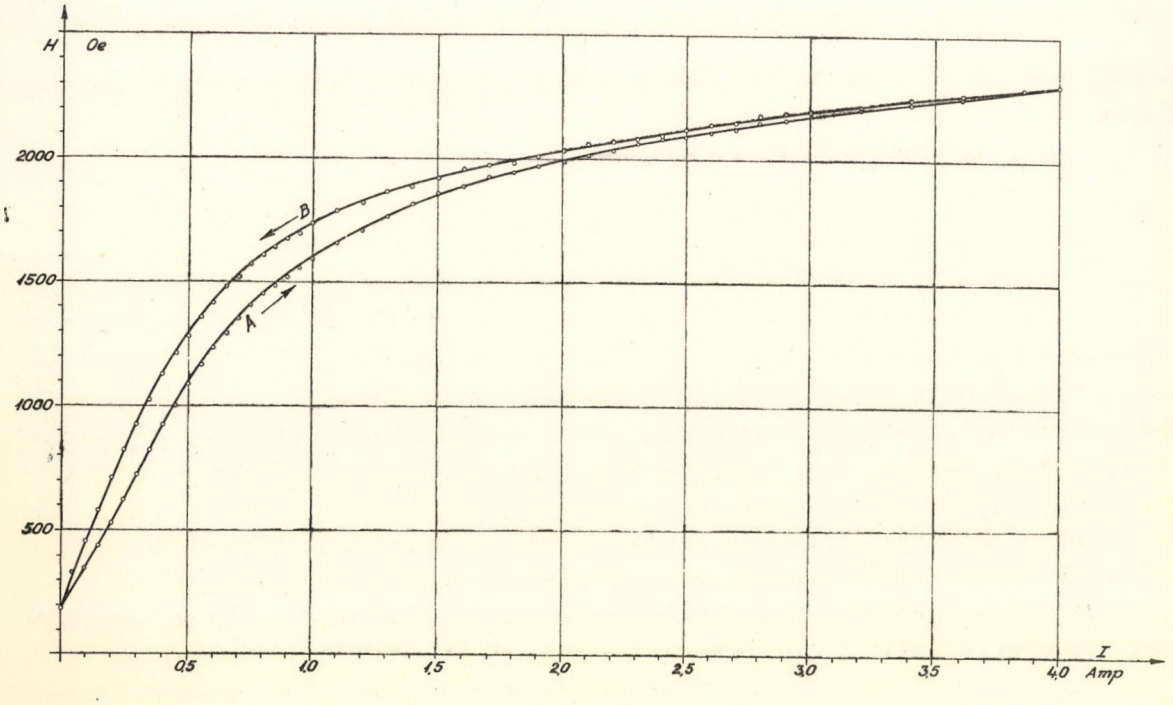
Ezt végre lehet hajtani oly módon, hogy az árnyékoló blende megfelelő geometriájának kialakitásával a mágneses tér szektorhatárai az eredeti szektorhatárokkal essenek egybe. A lágyvas-blende rövidrezárja a szóródó erővonalak nagy részét, kivéve azokat, amelyek a blende és szektor közötti d-szélességü résben haladnak. Helyes beállitásnál a megmaradt szórt tér integráljának egyenlőnek kell lennie a szektorhatáron belüli tér blende miatti csökkenésének integráljával. Ez megvalósitható, ha a 2. ábrán feltüntetett b, d és k összetartozó értékeit *Herzog* szerint az [1, 2] alapján (B görbe) határozzuk meg, feltéve, hogy a blende Y és Z irányban igen nagy kiterjedésü ($d \approx$ $\approx 1,5$ *mm*).

Az elektromágnes az alkalmazott 8 mm-es pólustávolságu lágyvas betéttel maximálisan 2300 Gauss erősségü teret tartott fenn. Ehhez ~6 Ω-os gerjesztőtekercsei 4 Ampert vettek fel egy 24 V-os áramforrásból. Az egyszer átmágnesezett vas anyaga tekintélyes remanenciát adott (~170 Gs). A mágneses tér méréseket egy 600 cm^2-es menetfelületü mérőtekercccsel és egy ballisztikus fluxmérővel végeztem. A mérések maximális hibája 2 % volt.

A 3. ábrán nem tüntettem fel a szüzgörbét, mert a mérések szempontjából a mágnes előélete a fontos. Helyette egy a mérések során szereplő felmágnesezési, és fokozatos áramcsökkentéssel egy lemágnesezési periódus (B görbe) látható. Természetesen a méréseknél gondosan kellett ügyelni, hogy a mágnes gerjesztése mindig egyirányból történjék, hogy a mágneses tér értékéből az esetleg ismeretlen $\frac{e}{m}$-ü ionok azonositathók legyenek.



2. ábra. A szektortér határa az árnyékoló blendével.



3. ábra. Mágnesezési görbe.

A szórt teret meghatároztam ugyan, mivel azonban a már emlitett mágneses árnyékolást alkalmaztam, ennek a mérések szempontjából nincs jelentősége. Ez annál inkább fennáll, mert az alkalmazott lágyvasblendés árnyékolást az ionnyaláb be- és kilépési irányában egy 4 mm-es falvastagságu lágyvas betétcső 200 mm-re meghosszabbitotta. Igy a blendétől távolodva az ionnyaláb utja mentén nem tudtam szórt mágneses teret kimutatni.

A szektortér belsejében maximális térerősség mellett végzett mérések a tér esetleges inhomogenitására adhatnak felvilágositást. Ezek szerint a nyaláb által átfutott keresztmetszetben a szektortér belsejében a mágneses tér ~4 Gauss mérési hibán belül homogén.

A szektortér a *Herzog* [1, 2] szerint méretezett lágyvas blendével és a lágyvas csőbetéttel a 4. ábrán látható.

A tárgy és képblende méretezésénél reális azt feltételezni, hogy az ionnyaláb energiaszórása nem nagyobb 10 %-nál, de érdemes meghatározni a képblendét 5 és 2,5 %-os energiaszórás esetén is.

A kép vonalszélessége (K) az S leképzési hiba a D sebesség-diszperzió és a tárgyblende szélességének (R) összege.

$$K = S + D + R$$

Mivel esetünkben $\theta = \gamma$ és $r = 18,8$ cm valamint $\alpha = 2^{\circ}45'$ igy /1/-szerint

$$S = 0,149 \text{ mm}.$$

A sebesség-diszperzió /2/-szerint 10 % energiaszórásnál $D_1 = 6,3$ mm
- " - 5 % - " - $D_2 = 3,15$ mm
- " - 2,5 % - " - $D_3 = 1,58$ mm

A tárgyrés szélessége 1 mm. Ennél a nyaláb keresztmetszete kisebb a szektor keresztmetszeténél.

Igy a kép vonalszélessége a különböző energiaszórás-értékeknél

$K_1 = 7,45$ mm $K_2 = 4,3$ mm és $K_3 = 2,73$ mm.

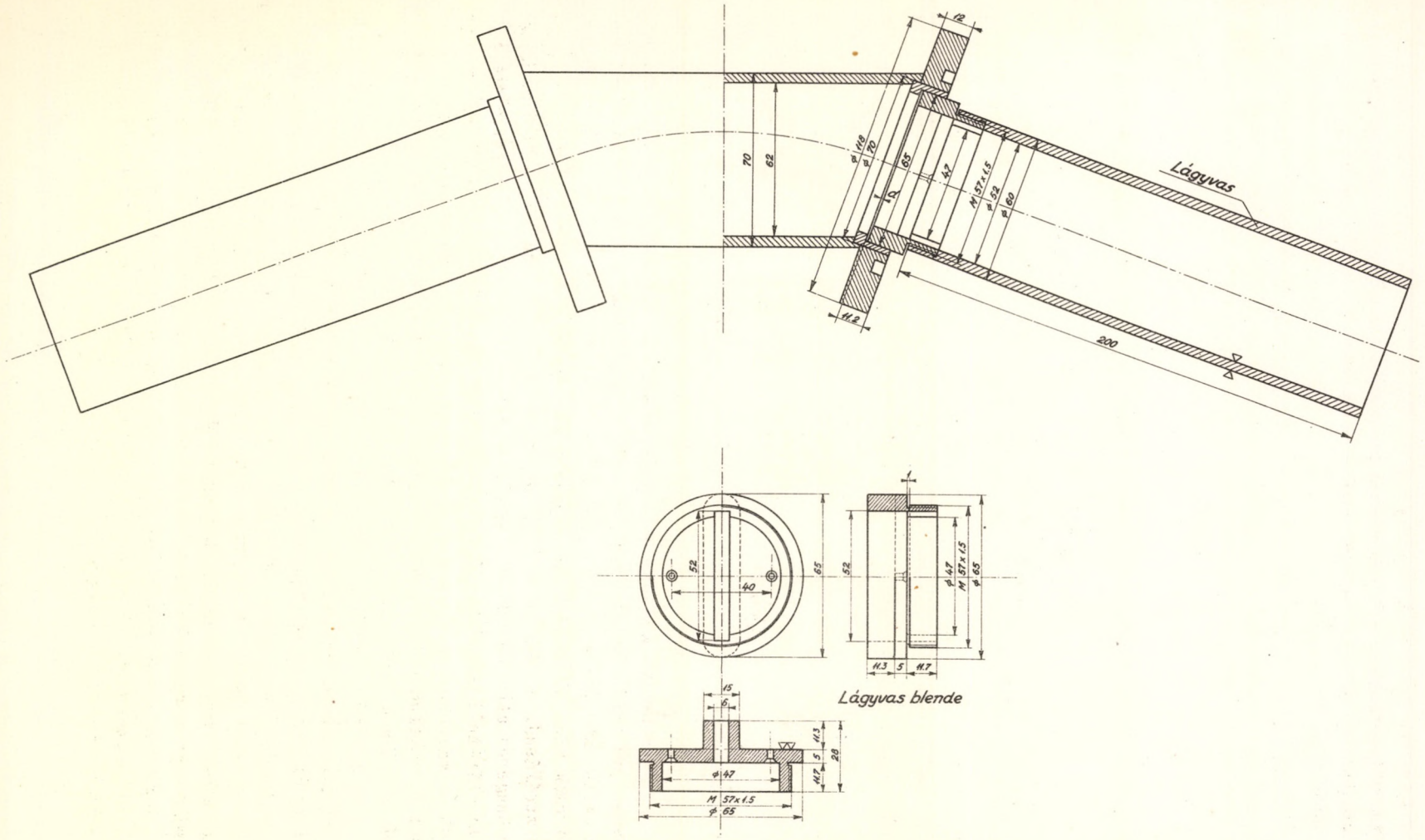
A rések távolságát és elhelyezését (amit trigonometriai uton határoztam meg) illetve az egész analizátor elrendezését a 5. ábra mutatja.

A lágyvas blende a 200 mm-es hosszuságu lágyvascsővel a mérési hibán belül megfelelt a szórt tér megszüntetésére, igy szektorhatárként a szektor tényleges határát tekinthetjük. Mind az előzetes geometriai szerkesztés mind a tényleges kivitelezés is igy történt.

A nyaláb utjába helyezett willemit-bevonatu ernyő segitségével lehetséges volt kimutatni, hogy

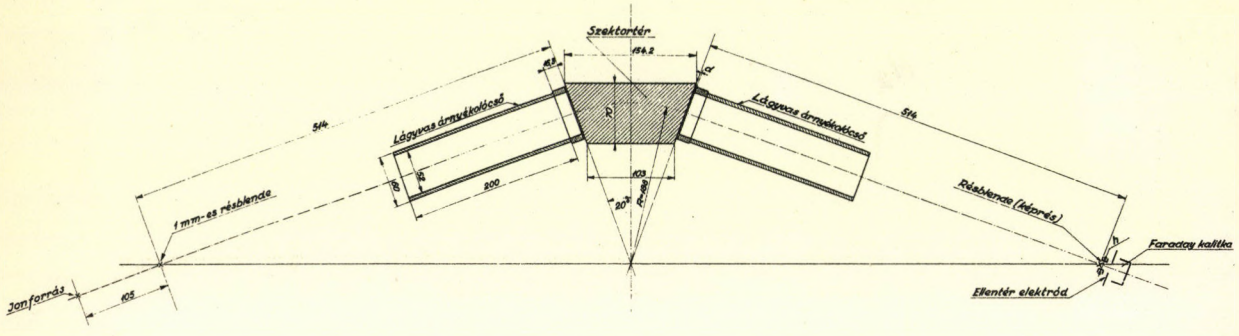
1./ A legjobb fókuszálás távolsága valóban a számitott $b = 514$ mm távolságban van a szektorhatártól.

2./ A kapott képszélesség (K) a számitottnak megfelelt, de az ernyő közepétől 15 mm-rel távolabbi helyen, ahol egy minimumon megy át a K értéke. Az ernyőnek



4. ábra. Az analizáló mágnes téritőcsöve a lágyvas árnyékoló blendével.

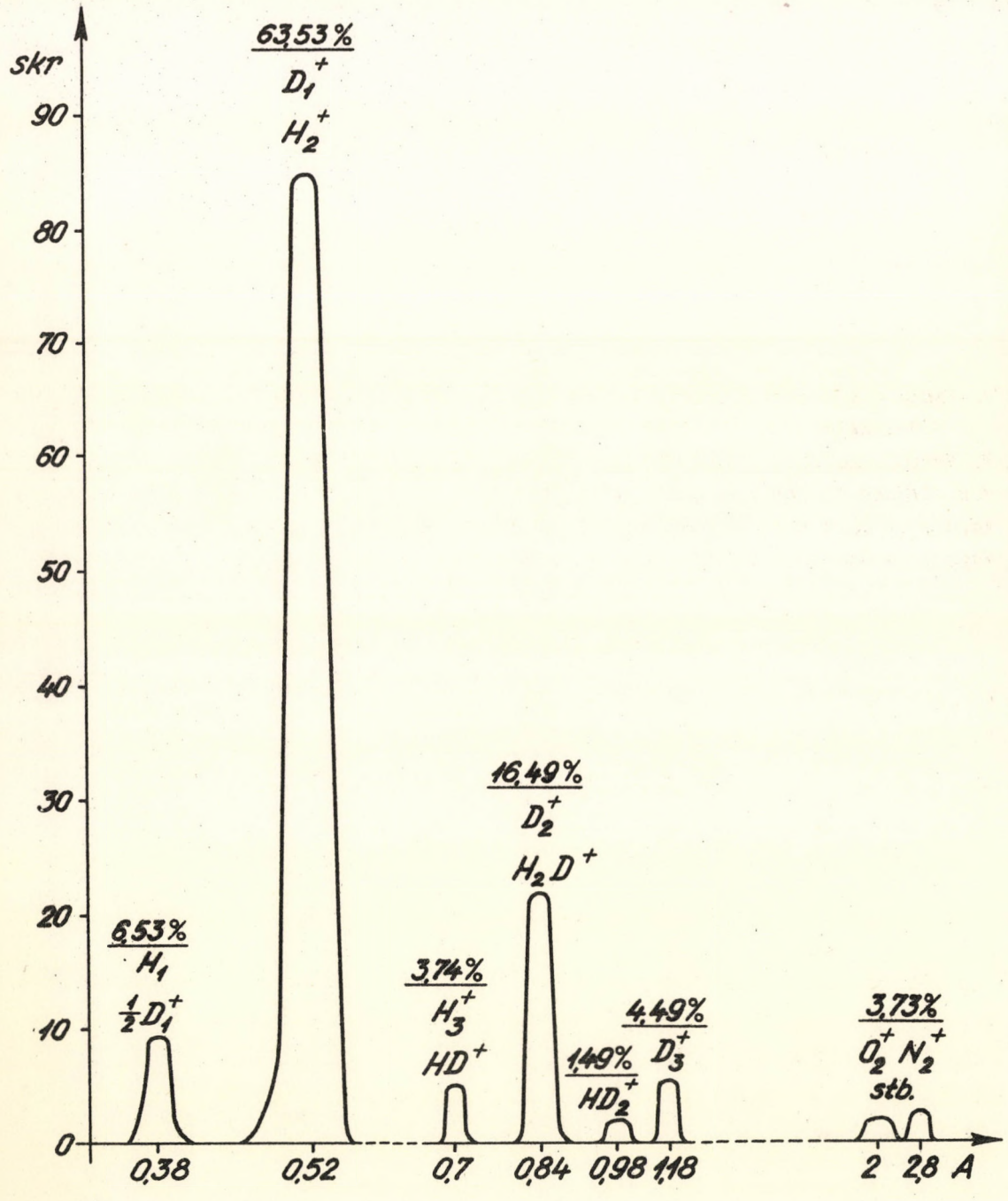
ezen a helyén a be- és kilépő nyaláb bezárt szöge a beállitott 40°. Ezt az eltérést melyet a téritőcső kb. 1,5°-os elhuzódása okozhatott, a képrés megfelelő eltolásával korrigáltam. Igy az egyes tömegspektrumok a 8 mm-re választott képréssel jól kiértékelhetők (flat-top) voltak.



5. ábra. A mágneses analizátor teljes elrendezési rajza.

A Faraday-kalitkába érkező ionáram mérése (5. ábra) egy változtatható érzékenységü (maximálisan 10^{-9} Amp/skr) Multiflex galvanométerrel történik. Az ehhez csatlakoztatott fényvezérlésü utánirómü (Nachlaufschreiber) lehetővé tette az egyes spektrumok közvetlen felrajzolását, illetve azok félautomatikus felvételét is. Ilyen regisztrálásnál a mágnesező áram folyamatos változtatása egy ~230 Ω-os Kohlrausch-féle hengeres ellenállásdobbal történik, melyet egy villanymotor egyenletesen forgat. Igy az előtétellenállás értéke ~8 min. alatt maximális értékéről zérusra csökken, mialatt a mágnesező áram ~0,1 A-ről 4 A-re növekszik. Ugyanezen idő alatt az irómü a teljes spektrumot automatikusan felrajzolja. A 6. ábrán egy nagyfrekvenciás ionforrás [4] ionsugarának D_2 gázzal felvett spektruma látható.

A mérés 5 KV kivonófeszültséggel történt. A nehézvizből elektrolizissel nyert [5] D_2-gáz néhány %-ban H_2-t is tartalmazott, s igy a hidrogén atom, ill. molekulaionjai is kimutathatók az ionsugárban. Az 1/2 H_1^+ és 1/2 D_1^+ csekély mennyiségük miatt a regisztrálás hibáján belül estek. Ettől eltekintve, az analizáló mágnes beállitása miatt az egyes összetevők aránya a megfelelő csucsok magasságából közvetlenül határozható meg, amennyiben az ionok energiaszórása 10 %-on belül van. A Nachlaufschreiber-rel történő regisztrálás előnye akkor mutatkozik meg, ha az ionforrásból kilépő ionáram a beállitások folyamán több nagyságrendben változik. Ilyenkor a Multiflex galvanométer érzékenysége a megfelelő nagyságrendre beállitható és ettől a regisztrálómü teljesen független.



6. ábra. Nagyfrekvenciás ionforrás ionsugarának összetétele automatikus regisztrálással felvéve D_2-gáz esetén.

E helyen mondok köszönetet *dr. Szalay Sándor* egyetemi tanárnak az intézet igazgatójának, hogy munkámat érdeklődésével és támogatásával végezhettem.

Köszönetet mondok továbbá *Koltay Ede* és *Gombos Péter* tud. munkatársaknak a méretezésekkel kapcsolatos hasznos tanácsaikért.

Végül köszönetemet fejezem ki az ATOMKI müszaki dolgozóinak az analizátor gondos elkészitéséért.

Irodalom

[1] *H. Ewald - H. Hintenberger:* Methoden und Anwendungen der Massenspektroskopie 1953 (Weinheim)

[2] *R. Herzog:* Z. Phys., *97*/1953/596.

[3] *W.E. Stephens:* Phys. Rev., *45*/1934/513.

[4] *Nagy J. - Gombos P.:* ATOMKI Közl., *4*/1962/19.

[5] *Nagy J. - Gombos P.:* ATOMKI Közl., *3*/1961/231.

MEGJEGYZÉSEK A β-SPEKTROSZKÓPOK VÁKUUMSZÜKSÉGLETÉHEZ

Berényi Dénes

β-spektrométerben különböző vákuumértéknél a jelenlévő levegő mennyiséget mg/cm² felületi sürüségben kifejezve és felhasználva a néhány keV energiáju elektronok hatótávolságára vonatkozó legujabb adatokat, megvizsgáltuk az [1]-ben közölt kisérleti adatok alapján, hogy melyik az a vákuumérték, amelyik nem zavarja a β-spektroszkópiai méréseket. Azt a durva szabályt találjuk, hogy a vákuumértéket - az adott körülmények között - ugy kell megválasztani, hogy az adott vákuumértéknél jelenlévő levegő mennyiség mg/cm²-ben kifejezett felületi sürüségének, mint hatótávolságnak megfelelő energia, mintegy 100-szor kisebb legyen, mint az egyéb körülmények miatt a spektrométerben még zavartalanul vizsgálható elektronok energiája.

Egy közlés alatt lévő cikkben [1] *Bődy Zoltán*nal együtt elméleti és kisérleti vizsgálatokat végeztünk a β-spektroszkópok vákuumszükségletére vonatkozólag. Ebben a munkában az elektron szórási keresztmetszetek felhasználásával és speciális feltevések segitségével valószinüségi megfontolások alapján tárgyaltuk a kérdést.

Most más oldalról, a legujabban közzétett 1-től 10 keV-os elektronok hatótávolságára vonatkozó adatok alapján [2-4], diszkutáljuk az emlitett kisérleti adatainkat és tekintjük a β-spektroszkópok vákuumszükségletének kérdését.

Megfontolásaink alapját az a felfogás képezi, hogy a β-spektroszkópban különböző vákuumértékeknél a forrás és a detektor között jelenlévő levegő mennyiséget megfelelő felületi sürüségü abszorbensként kezeljük.

Mindenek előtt arra kell rámutatni, hogy az elektron abszorpcióra vonatkozó, előbb emlitett uj adatok elsősorban aluminiumra vonatkoznak*. Csak a cikkek egyikében [2] adják meg az 1-től 10 keV-ig terjedő energiáju elektronokra a hatótávolságot nemcsak aluminiumra, hanem magnéziumra, cinkszulfidra, mészvolframátra és aranyra is. Mindenesetre azonban az uj adatok nem levegőre vonatkoznak, tehát meg kell becsülnünk, hogy mekkora hibát követünk el, ha az Al-ra vonatkozó adatokat használjuk fel a levegő esetében.

A Landolt-Börnstein táblázatban vannak adatok 760 Hgmm nyomásu és 0° hőmérsékletü levegőben, valamint O_2 és N_2 gázban különböző energiáju elektronok hatótávolságára vonatkozólag [5]. Ha ezeket az adatokat mg/cm²-ben kifejezve összehasonlitjuk a Nuclear Data Tables-ben [6] a megfelelő energiákra az Al-ra grafikonról leolvasható értékekkel, megállapithatjuk, hogy a %-os eltérés az energia csökkenésével csökken és általában 10 % nagyságrendü, tehát közelitő meggondolásokban használhatók az Al-re vonatkozó adatok a levegőre vonatkozók helyett.

* Megjegyezzük, hogy [2], [3] és [4] adatai között van bizonyos eltérés, különösen az 1 - - 10 keV-os tartomány magasabb energiák felé eső részén.

Ismeretes, hogy a vékony fóliák zavaró hatására vonatkozólag van egy olyan közelitő szabály, hogy azon energia négy-ötszörösével rendelkező energiáju elektronok esetében nem érezhető már gyakorlatikag semmiféle hatása a fólián való áthaladásnak, amely energiáju elektronok hatótávolságának felel meg a fólia vastagsága [7, 8]. Az tehát a kérdés, hogy β-spektrométerben éspedig az adott körülmények között (pl. a pálya hossza 50 cm [1]) különböző nagyságu vákuumnál érvényes-e a fenti szabály és ha nem, valami más közelitő szabályt meg lehet-e adni helyette.

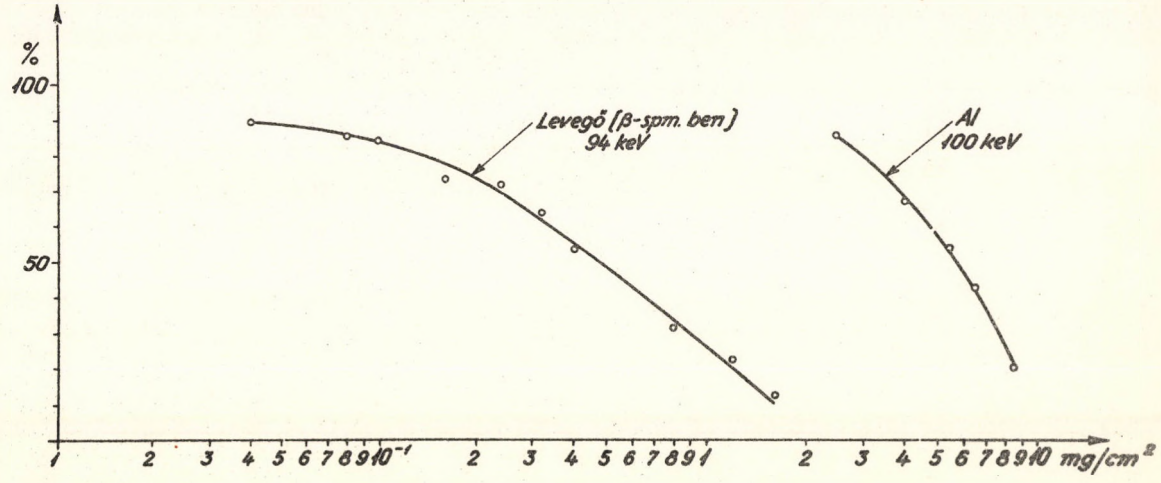
[1]-ben közölt kisérleti adataink szerint a 94 keV-os monoenergetikus elektronoknak megfelelő csucs intenzitása $5 \cdot 10^{-1}$ Hgmm vákuumnál már jól észlelhető csökkenést (69 %) mutat a 10^{-3} Hgmm vákuumértéknél felvett csucs intenzitáshoz képest (100 %). Az $5 \cdot 10^{-1}$ Hgmm az adott pályahossz mellett 40 $\mu g/cm^2$ felületi sürüségnek felel meg, ez pedig [2-4] szerint egybehangzóan 3 keV-os elektronok hatótávolságának. Ha tehát az előbbi szabály érvényes lenne egy ilyen levegő vastagságnak a 15 keV-os elektronokra már semmiféle hatását nem lehetne észlelni. A fenti szabály tehát az adott esetben, β-spektrométerek vákuumigényének becslésénél nem alkalmazható, amint az várható is volt, mivel a spektrométerben a viszonylag hosszu és görbült pályánál egészen kisszögü szórások is a nyalábból való kiszórást, azaz a detektor el nem érését eredményezhetik.

I. Táblázat.

E	Intenzitás változás	Hgmm	mg/cm²	Elektron energia, amelyre az előző oszlop adata a hatótávolság, R	E/R
94 keV	Még nincs komoly intenzitás csökkenés (10 %-nál kisebb)	10^{-1}	8.10^{-3}	0,8 keV*	117
	Már komoly intenzitás csökkenés (20 %-nál nagyobb)	5.10^{-1}	4.10^{-2}	3 keV*	31
329 keV	Még nincs komoly intenzitás csökkenés (10 %-nál kisebb)	10^{-1}	8.10^{-3}	0,8 keV*	410
	Már komoly intenzitás csökkenés (20 %-nál nagyobb)	2	$1,6.10^{-1}$	10 keV**	33
624 keV	Még nincs komoly intenzitás csökkenés (10 %-nál kisebb)	4	$3,2.10^{-1}$	14 keV**	45
	Már komoly intenzitás csökkenés (20 %-nál nagyobb)	10	8.10^{-1}	22 keV**	28

A *-gal jelölt adatok [4], a **-gal jelöltek pedig [6] alapján vannak megadva.

A további kérdés, hogy az előbbi közelitő szabály helyett adhatunk-e itt meg valami uj, de hasonló szabályt. Ennek eldöntésére tekintsük az 1. táblázatot. A táblázatban, éppenugy, mint már az előbb is a különböző nyomásértékeknél a levegő sürüségének számitására a Handbook of Chemistry and Physics-ben közölt formulát használtuk [9], a kisérleti adatok viszont az [1] dolgozatból vannak véve.



1. ábra. Transzmissziós görbék 94, ill. 100 keV-os elektronokra különböző vákuumértékeknél (a jelenlévő levegő mennyiség felületi sürüséggel mg/cm²-ben kifejezve) ill. Al fólia vastagságnál.

Az adatok száma természetesen kicsi ahhoz, hogy egészen határozottan törvényszerüséget lehessen megállapitani. Mindenesetre a táblázat alapján annyit meg lehet mondani, hogy ha van durva szabály, akkor az legalább két nagyságrenddel különbözik az abszorbensekre idézett munkaszabálytól. Azaz - legalább is adott körülmények között - ha egy adott vákuummértéknél mg/cm²-ben adjuk meg azt a levegő mennyiséget, amelyen az elektronok áthaladnak, és ez az érték megfelel egy bizonyos energiáju elektron hatótávolságának, akkor 50, 100-szor nagyobb energiával rendelkező elektronokra tekinthetjük gyakorlatilag hatástalannak az adott vákuumértéket.

Ha tehát a β-spektrométerben az egyéb körülmények E keV energiáju elektronoknak még zavartalan vizsgálatát teszik lehetővé, akkor a vákuumértékét ugy kell megválasztani, hogy a vákuumnak megfelelő mg/cm²-ben kifejezett felületi sürüség E/100 keV energiáju elektronok hatótávolságának feleljen meg.

Fenti meggondolásaink csak az intenzitásra terjedtek ki, a feloldóképesség esetleges változását nem vették tekintetbe. Ez közelitésben el is fogadható, mivel éppen kisérleti adataink szerint a vákuum leromlása az adott körülmények között jóval kevésbbé befolyásolja a feloldóképességet, mint az intenzitást. Igy ha a vákuumérték olyan, hogy az adott energiáju elektronokhoz tartozó vonal intenzitását nem befolyásolja, várható, hogy a feloldóképességben sem idéz elő változást.

[1]-ben közölt kisérleti adatainkkal kapcsolatban szeretnék tenni egy másik megjegyzést is. Ha egy diagramban nem a vákuum (nyomás), hanem a fentiek szerint a mg/cm²-ben kifejezett felületi sürüség függvényében tüntetjük fel a monoenergetikus elektronoknak megfelelő vonal intenzitásának százalékos csökkenését, akkor - ha igen speciális feltételek között is - de levegőre vonatkozó transzmissziós görbéket kapunk.

Ilyen pedig tudomásunk szerint egyáltalán nincs közölve levegőre vagy egyáltalán gázokra az irodalomban. A transzmissziós görbék fontossága a magspektroszkópiai és általában magfizikai kisérleti technika szempontjából jól ismeretes [8].

Egy ilyen ábrázolást mutat a 94 keV-os elektronokra az 1. ábránk. Az ábrán feltüntettük a közel ugyanolyan energiáju elektronokra Al-abszorbenssel általunk felvett transzmissziós görbét is [8]. A két görbe között kb. két nagyságrend különbség van. Igy az előbbiekben tett kvalitativ megállapitásunk mintegy kvantitativ alátámasztást kap.

Végül szeretném kifejezni köszönetemet *Bódy Zoltán* és *Biró Béla* fizikus kollégáimnak a diszkussziókért és egyébként is nyujtott segitségükért.

Irodalom

[1] *Z. Bódy* and *D. Berényi:* Acta Phys. Hung., közlés alatt.

[2] *C. Feldman:* Phys. Rev., *117*/1960/455.

[3] *O. Klemperer* and *A. Thetford:* Proc. Phys. Soc., *76*/1960/705.

[4] *H. Kanter* and *E.J. Sterngbass:* Phys. Rev., *126*/1962/621.

[5] *Landolt-Börnstein:* Zahlenwerte und Funktionen. Bd. I. Teil. 5. Springer Vlg., Berlin, G.H., 1952.

[6] Nuclear Data Tables, Part 3. National Academy of Sciences-National Research Council. Washington 25, D.C. 1960.

[7] *L.M. Langer* and *C.S. Cook,* quoted by *H. Slätis* in Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy (edited by K. Siegbahn). North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1955. p. 271.

[8] *D. Berényi* and *M. Osvay:* Acta Phys. Hung., közlés alatt.

[9] Handbook of Chemistry and Physics. 37th edition. Chemical Rubber Publ. Co., Cleveland, Ohio, 155. p. 1979.

MÉRÉSEK NAGYFREKVENCIÁS IONFORRÁSSAL

Nagy János - Gombos Péter

Jelen közleményben a nagyfrekvenciás ionforrással végzett alábbi méréseinkről számolunk be:

1./ Vizsgálatokat folytattunk He^{++} ionok előállitására nagyfrekvenciás ionforrással. Mágneses analizis során a szennyező H_2^+ ionokkal együtt 2,4 %-os koncentrációt találtunk.

2./ Méréseket végeztünk ujtipusu többfuratu kivonószondával. 30 cm^3/h gázfogyasztás, 100 W oszcillátor teljesitmény mellett 8 mA előfókuszált H-ionáramot nyertünk.

3./ Kisérletet végeztünk hengerszimmetrikus elektrosztatikus előfókuszáló lencsék leképzési tulajdonságaira téglalap keresztmetszetü ionnyaláb esetében. A lencse a nyaláb képét nagymértékben eltorzitotta.

4./ Megpróbáltuk a kifejlesztett nagyfrekvenciás ionforrás impulzusüzemü működtetését. Az ionáram impulzus tartama 5 - 500 µsec, frekvenciája 50 - 5000 Hz, felfutási ideje 1 µsec, leesési ideje 2 µsec volt.

Az alábbiakban azon méréseinket foglaljuk össze, amelyeket egy, az intézetben kifejlesztett, közepes teljesitményü nagyfrekvenciás ionforrással végeztünk. Itt leirt vizsgálatainkat nem tekintjük befejezetteknek, s amennyiben az intézet kutatási programmja megköveteli, méréseinket még ki fogjuk egésziteni. Mérési adatainkból a következőkről kivánunk beszámolni.

1/ Vizsgálatok nagyfrekvenciás He-ionforráson.

2/ Az ionáram többfuratu szondával történő növelésére vonatkozó vizsgálatok.

3/ Hengerszimmetrikus elektrosztatikus lencse leképző tulajdonságainak vizsgálata téglalap keresztmetszetü ionnyaláb esetén.

4/ Impulzus üzemü működés a kivonófeszültség pulzáltatása utján.

He - i o n f o r r á s v i z s g á l a t a

A magreakciók vizsgálatánál igen nagy jelentősége van a hélium-ionnyaláb előállitásának. A kétszeresen ionizált megfelelő intenzitásu He-ionnyaláb ugyanis sok előnyt jelent a természetes rádióaktiv alfa-preparátumokkal szemben. A gyorsitás után jól irányitható, széles tartományon belül energiája tetszés szerint változtatható, a preparátumoknál kényelmesebben kezelhető.

Ezért már az ionforrások kifejlesztésének kezdeti szakaszában történtek kisérletek mesterséges alfa-források előállitására. *O. Luhr* és *E.S. Lamar* izzókatódos ivkisüléses ionforrással végzett vizsgálatokat [1]. Megállapitották, hogy a gáz teljes ionizációjához 10^{-4} Hgmm nyomáson 1 A iváram fenntartása szükséges. He gázban az iv azonban $5 \cdot 10^{-2}$ Hgmm alatt nem égett.

Feltételezték, hogy ha a kisülést mágneses térben égetik, a hosszabb elektronpályák miatt a kisülés alacsonyabb nyomáson is égni fog.

Idevonatkozó méréseket *O. Luhr* végzett [2]. Megállapitotta, hogy közvetlenül a kisülés begyulladása után az iv 10^{-3} Hgmm-en 1 A-nél erősebb árammal is égett, azonban néhány órás égetés után 10^{-2} Hgmm alatt kialudt.

A He^{++} arányt mágneses tömegspektrométerrel mérte. A leggondosabb csapdázás, valamint nagytisztaságu gáz használata ellenére mindig megjelentek a hidrogén spektrumvonalai is, igy semmi biztos adatot nem lehetett mondani arra vonatkozóan, hogy a He^{++} mellett mennyi H_2^+ szennyezés van jelen a mért 2 %-os koncentrációban.

Annak eldöntésére, hogy az $\frac{e}{m} = \frac{1}{2}$-nek megfelelő tömegspektrumvonal nem kizárólag H_2^+ -t tartalmaz, *O. Luhr* és *F. J. Studer* kvarcspektrográffal megvizsgálta a kétszeresen ionizált He vonalait [3, 4]. A vonalak közül több igen tisztán felismerhető volt, legintenzivebbnek a 4686 Å vonalat találták. A spektroszkópiai vizsgálat alapján azonban a He^{++} arányát megállapitani nem tudták. Tapasztalatuk szerint a nyomás növekedésével a He^{++} vonalainak intenzitása csökkent.

G. W. Scott [5] intenziv elektronnyalábot lőtt az ionizálandó gázokba. Az emissziós áram 0,5 A volt, a gáznyomást nem a kisülési térben, hanem a szivattyu torkához közelebb mérte. Itt a nyomás értéke $3 \cdot 10^{-4}$ Hgmm volt. He gáz esetén 5 % He^{++}-t mért. Feltehetően ebben a H_2^+ szennyeződés is benne van.

J. W. Bittner és munkatársai más módszerrel kisérleteztek [6, 7]. He^+ ionokat utólagosan ismét ionizálták O_2 gázzal való ütköztetés révén. Ez a módszer biztositja a legnagyobb He^{++} arányt, ugyanakkor lehetőséget nyujt a hélium gázban, ugyszólván mindig jelenlévő H_2 szennyeződésből keletkező H_2^+ szeparálására. Ha He^{++} és H_2^+ együtt keletkezik egy ionforrásban, és a kétféle iont azonos potenciálon gyorsitjuk, a tömegkülönbség miatti mágneses tér érték (B) csak 0,4 %-al különbözik a két ion esetében. Ennyi eltérés egyszerü mágneses tömegspektrométerrel nem mutatható ki. Ha azonban a He^+-t a szennyező H_2^+-al együtt pl. 400 kV-ra gyorsitjuk, utána gáztargeten a He^+-t ütköztetéssel He^{++}-á ionizáljuk, és a nyalábot együtt 3 MV-ra gyorsitjuk, a két B érték különbsége 3 % lesz. Ilyen ionok mágneses spektrométerben szétválaszthatók.

Ionizáló gáztargetként O_2 megfelel. A nagyobb atomsulyu gázok több He^{++}-t hoznak létre mint a kisebb atomsulyuak. Számitás szerint 20 cm hosszon $7,5 \cdot 10^{-3}$ Hgmm O_2 nyomásesés biztositja a kellő számu ütközést. A gáz egy cső közepén lép be és a két végén távozik. A csőben acél diafragmák biztositják a minimális gázfogyasztást. Óránként 15 cm^3 O_2 gázfogyasztással $1,5 \cdot 10^{-2}$ Hgmm maximális nyomást és 20 %-os He^{++} arányt tudtak elérni [7].

Ionforrásuk ivkisüléses tipusu volt, axiális mágneses térrel müködött, 2 cm^3/h gázfogyasztással 25 μA He^+-t adott. 3 MeV-es Van de Graaff generátor nagyfeszültségü gömbjébe 400 keV-es kisméretü kaszkád gyorsitót épitettek be. Az ionforrást a kaszkád nagyfeszültségü pontján helyezték el. Az áttöltőberendezés a Van de Graaff gömbjében nyert elhelyezést.

Mágneses analizis során könnyen elkülönithető volt a H_1^+, He^{++}, H_2^+, H_3^+, He^+ és a nehéz ion komponens. Tapasztalataik szerint hosszu müködés után a H_1^+ és H_2^+ intenzitás elhanyagolhatóvá csökkent. A He^{++} intenzitás erősen függött a beadagolt He mennyiségtől. Az O_2 gáz nyomása kevésbé volt kritikus. Az eltéritő mágnes után 1,3 μA He^+ és 0,6 μA He^{++}-t mértek.

C. F. Anderson és *K. W. Ehlers* impulzusüzemü hidegkatódos ionforrással állitott elő közvetlenül He^{++} ionokat [8]. Az ionforrás grafit anóddal és Ta katódokkal müködött. Az impulzusok frekvenciája 10 Hz, időtartama 2000 μsec. He-gázzal 1,4 A-es

anódáram, 2 kV anódfeszültség, 6 cm^3/min gázfogyasztás mellett 29 mA He ionáramot mértek. 3 mA H_1^+ mellett a H_2^+ aránya 2 mA volt, feltételezték, hogy ennél több szennyezett He gázból sem nyerhető, tehát a minimális He^{++} áram 2 mA.

S.K. Allison és *E. Norbeck* [9], nagyfrekvenciás ionforrásból mért He^{++} ionokat. 90 MHz-es oszcillátorból 40 W teljesitményt csatoltak ki induktiv uton. A kivonófeszültség 0 - 9 kV között folyamatosan változtatható volt. Héliummal 200 µA ionáramot mértek. A kivonókatód adataiból és a kisülési edény alatti nyomásból ($2 \cdot 10^{-2}$ Hgmm) a gázfogyasztás 5,7 cm^3/h-nek adódott.

A He^{++} arányt a következőképpen állapitották meg. 300 kV-os gyorsitás és mágneses eltéritès után a He^{++} nyalábot Au targeten szórták. A szórt He^{++} nyalábot elektrosztatikus eltéritőn vezették át. A Rutherford szórásformula segitségével meghatározták a He^{++} arányt, melyet 0,03 %-nak találtak. Megvizsgálták a He^{++} előállitásának optimális körülményeit. Az elektronoknak nagy szabad uthosszal kell rendelkezniük, hogy megfelelő számban a második ionizációhoz szükséges energiaküszöböt elérjék. Ez azt jelenti, hogy He^{++} csak egy bizonyos kritikus nyomás alatt várható. A legkielégitőbb müködést a He^+ optimális nyomása 15 %-ánál találták.

W. Bleakney és *L.G. Smith* megvizsgálták az egyszeres elektronütközésből származó He^{++} ionok keletkezési valószinüségét az elektronenergia függvényében [10]. Megállapitották, hogy He^{++} keletkezési valószinüsége 300 V-os elektronok esetében maximális. A He-ionok 0,55 %-a van kétszeresen ionizált állapotban, ha csak egyszeres ütközést veszünk figyelembe.

C.D. Moak és munkatársai duoplazmatron tipusu ionforrással állitottak elő közvetlenül He^{++} ionokat [11]. A BaO izzókatód induláskor 70 W-ot vett fel. Később a katódot az ionbombázás is izzásban tudta tartani. (Élettartama igy is 1400 óránál nagyobb volt.) A szükséges üzemi teljesitmény 248 W volt. Héliummal 5 µA He^{++}-t mértek az instabilitás határáig csökkentett nyomáson. Még alacsonyabb nyomáson mért He^{++} áram 10 µA volt, de a kisülés nem égett stabilan. A mágneses analizis egyértelmüen elvégezhető volt, ui. a mérésekhez He^3 izotópot használtak.

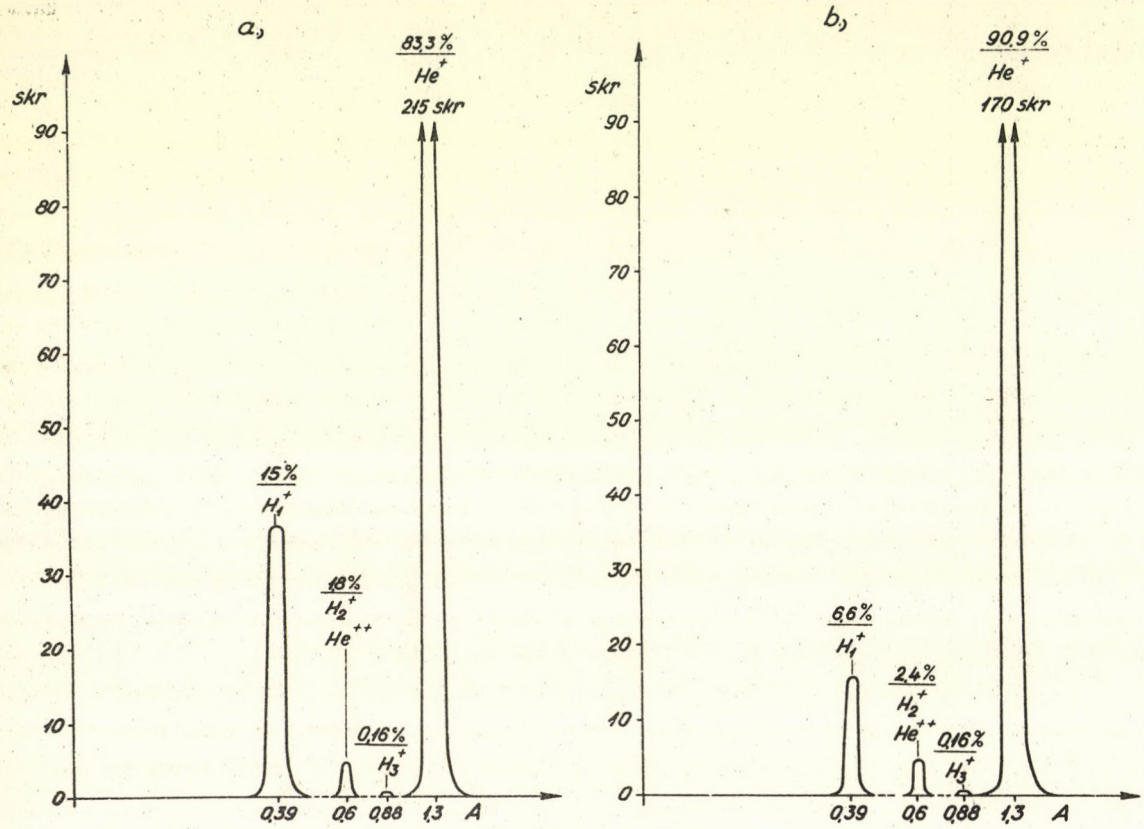
Első tájékozódó jellegü vizsgálatainkhoz H_2-vel erősen szennyezett He-gázt használtunk. A kisülést spektroszkóppal vizsgálva a hidrogénre jellemző Balmer-vonalak élesen megjelentek, bár a kisülés szine kis nyomáson kékeszöld, nagy nyomáson ibolyába hajló fehér volt.

Az alkalmazott ~100 W hasznos teljesitményü oszcillátor induktiv csatolásu volt. Az ionforrás radiális mágneses térrel, 1,8 mm furatu szondával, 5,1 kV kivonófeszültséggel dolgozott, és ellentér nélkül 1,3 mA ionáramot mértünk. A felvett tömegspektrumban 44 % He^+, valamint 1 % H_2^+ és He^{++} volt kimutatható a protoncsucs mellett.

A méréseket tisztább (de nem spektrál tisztaságu) hélium gázzal is elvégeztük. A gázfogyasztás csökkentése miatt 1,3 mm-es furatu szondát alkalmaztunk. A kisülés alacsony nyomásértékeken kvarc kisülési edényben halványzöld, mig 20 µHg felett intenziv sárgás-fehér szinü volt. A hélium igen erősen megjelenő vonalai mellett azonban most lényegesen halványabbak voltak a hidrogén Balmer-vonalai.

Az iváram általában kisebb értéke a gáz alacsonyabb ionizációs fokára engedett következtetni. Ugyanezzel magyarázható, hogy az ionáram maximuma 2 - 2,5 kV kivonófeszültségnél jelentkezett. Automatikus regisztrálással különböző nyomásértékeken vettünk fel spektrumokat. Az 1/a. ábrán látható tömegspektrumot 32 µHg nyomáson 2,5 kV kivonófeszültséggel kaptuk, amikor a kisülés által felvett nagyfrekvenciás teljesitmény N_f = 115 Watt és a kilépő ionáram 0,45 mA volt.

A másik spektrumot a stabil működés határán lévő 12 μHg nyomásértéken (N_f = = 30 Watt) 105 μA együttes ionárammal nyertük. (1/b. ábra). Mindkét esetben az áram több mint 80 %-a He^+ ionoktól származik. Megjelentek itt is az egy-, két-, háromatomos hidrogén ionok is. Ezek részaránya azonban a kisebb nyomások felé csökken, ugyanakkor a He^+ ionoké 90 % fölé növekszik. Az a tény viszont, hogy a H_2^+ és He^{++} ionok együttes árama 1,8 %-ról 2,4 %-ra növekszik, alacsony nyomáson a He^{++} ionok jelenlétére enged következtetni. Mind a He^+-nak, mind a H_2^+ és He^{++} komponens százalékos arányának növekedése a nagyfrekvenciás tértől felvett nagyobb elektronenergiákkal magyarázható, (ami a hélium magasabb ionizációs potenciálja miatt szükséges), mely az alacsony nyomásértékek felé az elektron szabaduthosszak megnövekedése miatt lehetséges.



1/a. és b. ábra. A héliummal működő nagyfrekvenciás ionforrás tömegspektruma
a./ 32 μHg nyomáson; kivonófeszültség 2,5 kV N_f = 115 W
b./ 12 μHg nyomáson; kivonófeszültség 2,0 kV N_f = 30 W
(N_f a gázkisülés által felvett nagyfrekvenciás teljesitmény)

Ha számottevő mennyiségben He^{++}-t akarunk egy ionforrásból nyerni, ugy két ellentétes követelményt kell kielégiteni. Alacsony nyomáson (~10^{-3} Hgmm) működő ionforrásban kell nagy plazmaintenzitást létrehozni. Mivel nagyfrekvenciás ionforrásban alacsony nyomáson a plazma töltéssürüsége kicsi, igy csekély He^{++} arány várható. Viszont az ekkor mérhető kis ionáram esetében az általában jelenlévő H_2^+ szennyezést nem lehet megbizható módon megállapitani.

Több eredmény várható kis térfogatu, több kV anódfeszültséggel működő pl. Ta-katódos Penning-tipusu ionforrással erős anódáram mellett impulzusüzemben. Tekintettel arra, hogy hidegkatódos ionforrásnál erős mágneses térben az üzemi nyomás 10^{-3}

Hgmm alá csökkenthető, feltehető, hogy ilymódon lehetségessé válik μA körüli He^{++} nyaláb előállitása, melynek H_2^+ szennyezettsége már viszonylag könnyen becsülhető.

Az ionáram növelésével kapcsolatos vizsgálataink

Méréseink során felmerült a kivonható ionáram főként impulzusüzemben történő növelésének szükségessége. Ez megfelelően beállitott kivonórendszer esetén lényegében véve két módszerrel érhető el:

a./ A plazma töltéssürüségének emelése és vele együtt a kihuzófeszültség növelése utján.

b./ A kiszivó nyilás átmérőjének növelésével.

Esetünkben az a./ szerinti változtatást a gyorsitókba beépitett elektromos készülékek és a korlátozottan rendelkezésre álló elektromos energia gátolja, mig a b./ szerintit a gyorsitókra felépitett és nem növelhető szivóteljesitményü vákuumrendszer miatt alig emelhető gázfogyasztás akadályozta.

A Knudsen-formula szerint az időegység alatt átáramló gáz mennyisége a csatorna átmérőjének harmadik hatványával arányos, egy adott csatornán kivonható ionáram pedig bizonyos határokon belül a szondára huzott kvarccső belső keresztmetszetével. Igy reális feltevés, hogy több kisfuratu szondával azonos, vagy nem számottevően nagyobb gázfogyasztás mellett nagyobb ionáram vonható ki. (A plazma töltéssürüségét a szondák előtt azonosnak tekintve.)

A vonatkozó irodalomban találhatók a fenti elgondolásnak megfelelően készitett többszörös szondák. *A.N. Szerbinov* és *V.J. Moroka* méhsejtalaku kivonókatódot alkalmazott a nagyobb ionáram elérésére [12]. A katódnak hét nyilása volt olymódon, hogy a nyilások egymástól való távolsága minimális legyen. A 4 mm vastag dural katód furatainak átmérője 0,8 mm. A kivonó anód megoldása Harrison-tipusu volt [13]. Katódtól való távolsága 1,8 mm, vastagsága 0,2 mm, a hét furat átmérője 1,8 mm. 300 W-os oszcillátorral keresztirányu induktiv gerjesztéssel, axiális mágneses térrel, 4 kV kivonófeszültség esetén, 25 cm^3/h gázfogyasztás mellett 16 mA H-ionáramot kaptak 30 kV-os gyorsitás után.

M.G. Olive négy nyilásu katódot alkalmazott [14]. Az Allison-Norbeck tipusu katód [9] vastagsága 2 mm, a furatok átmérője 2 mm. A kvarclemez vastagsága 3 mm, a furatok átmérője 4,5 mm. 150 W oszcillátor teljesitménnyel, 1,5 kV kivonófeszültség és 146 cm^3/h gázfogyasztás mellett 12,2 mA H-ionáramot mértek az ionforrás alatt.

Tájékozódó jellegü méréseinknél az alább leirt kivonórendszert alkalmaztuk.

Sárgaréz henger tetejébe hét darab fredál szondát csavartunk. Fedlapjának magassága a bázislap szintjétől 22 mm, sik teteje 25 mm átmérőjü, 4 mm vastag. Idecsavartuk a szondákat. A középső szonda 4 mm átmérőjü, 3 mm hosszu furatának átmérője 1,7 mm. E körül helyezkedik el 11 mm-es lyukkörön a további hat szonda, melynek átmérője 3 mm és 3 mm hosszu furatának átmérője 1 mm. A szondákra kvarc csöveket huztunk, melyek 2,6 mm, ill. a középsőn 3 mm-es nyultak a szonda fölé. A fedlapnak a kvarccsövek közül a kisülés felé néző részeit csillámlemezzel lefedtük. 100 W nagyfrekvenciás teljesitménnyel, és 30 cm^3/h H_2 gázfogyasztás és 5 kV kivonófeszültség mellett 8 mA előfókuszált ionáramot mértünk ellentérrel.

Kivonás során a szonda ionszivattyuként müködött, mert a kivonófeszültség bekapcsolása után a gáznyomás a kisülési térben észrevehetően lecsökkent. Az eredeti

nyomás helyreállitása után a kivonóáram 20 mA-t is elért. Az elektron bombázás energiája az anód wolfram tüt felizzitotta.

A mért ionáram a szondák pontosabb beállitásával még növelhető.

Az alkalmazott kivonó szonda különösen pulzált kivonófeszültség esetén előnyös, mert vele alacsony átlagdisszipációval nagy ionáramimpulzus érhető el.

Mivel az eredeti szondával [15] kapott ionáram a gyorsitókban elegendő targetáramot eredményezett, igy ezzel a kivonószondával folytatott kisérleteinket nem folytattuk.

Téglalap keresztmetszetü ionnyaláb előállitása

Eltéritő mágnesek résalaku diafragmával rendelkeznek. Kisebb ionáramveszteség és kisebb háttérsugárzás elérése céljából célszerü az ionnyalábot a mágnes résére leképezni. Ehhez viszont az szükséges, hogy a nyaláb a kivonószondából téglalap keresztmetszetben lépjen ki. A feladat tehát a résszonda tárgy képét meghatározott távolságra leképezni.

Téglalap keresztmetszetü kilépő nyilással rendelkező kivonószondát igen könnyen elő tudtunk állitani, a meglévő szondába a nyaláb kereszteződésétől néhány mm távolságban becsavarható résblende segitségével. A blendén áthaladó nyaláb a rés alakját vette fel. Ez willemittel bevont ernyőn jól észlelhető volt.

A következő kérdés az, hogy a téglalap keresztmetszetü nyaláb milyen módon képezhető le egy gyorsitócső végén, azaz a hengerszimmetrikus és különböző lencsehibákkal rendelkező elektrosztatikus lencsék milyen méretü torzitást okoznak a nem hengerszimmetrikus nyalábon.

A kérdés eldöntésére az 1 mm széles rést L alakura készitettük. A 800 kV-os kaszkádgenerátoréhoz hasonló, előfókuszáló lencsén átbocsátva a nyalábot, ellipszis alakuvá torzult. Az előfókuszáló feszültség változtatásával az ellipszis nagytengelye 90°-al elfordult.

Mivel a jelenlegi előfókuszáló rendszer téglalap keresztmetszetü ionnyaláb fókuszálására nem alkalmas, más előfókuszáló lencsék vizsgálatát fogjuk elvégezni.

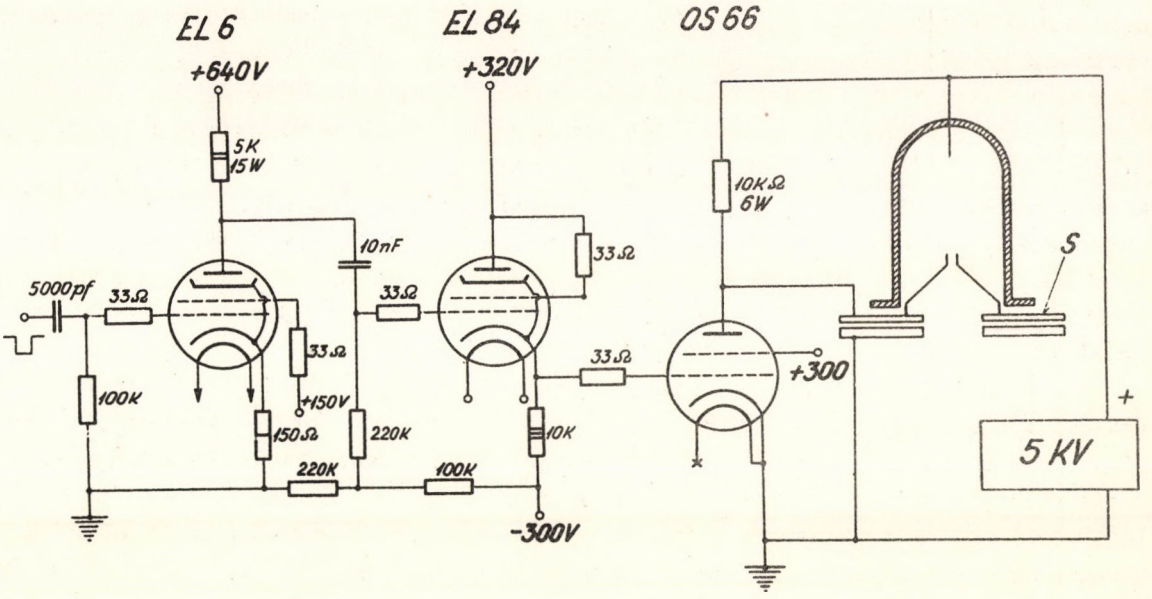
Impulzusüzemü nagyfrekvenciás ionforrás vizsgálata

Nagyfrekvenciás ionforrásunk impulzusüzemét a kivonófeszültség pulzálásával oldottuk meg, mivel az általunk kifejlesztett ionforrás igy is elegendő ionáramot képes szolgáltatni [15].

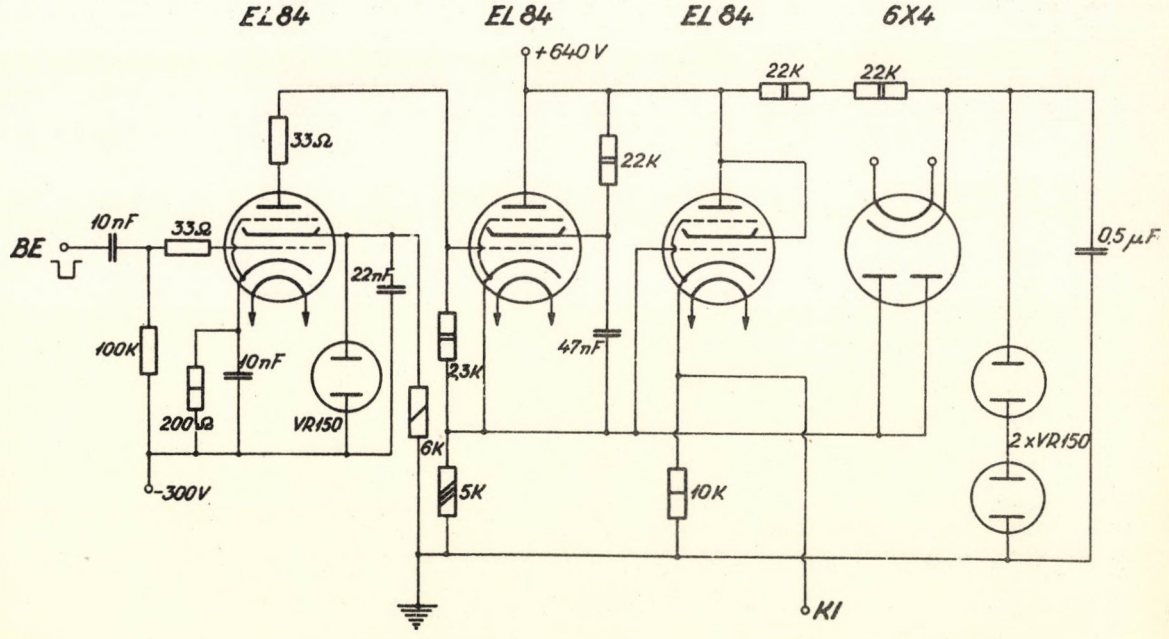
Első kisérleteink során a felhasznált elektronikát az impulzusgenerátor, a meghajtófokozat és a végfokozat alkotja.

Impulzusgenerátorként a Hiradástechnikai KTSZ HIG 21-58 számu generátora szolgált. Ennek negativ négyszögjeleivel vezéreltük a meghajtó fokozatot (2. ábra), mely két csőből áll. Az első cső anódján a felerősitett (kb. 300 V amplitudóju) pozitiv négyszögjel a katódkövető kapcsolásban használt második csőre jut. A meghajtó fokozat közvetlen egyenáramu csatolással vezérli a végfokozatot. A végcső anódján megjelenő negativ négyszögjel meredeksége 0,5 µsec-nál kisebb. Ez a jel a bázislaptól szi-

getelten kivezetett szondára került. Az előfókuszált ionáramot a Faraday-kalitka munkaellenállásán mért feszültségből oszcilloszkópon határoztuk meg.



2. ábra. Az ionforrás kivonó katódját vezérlő pulzer kör. (A szondát (s) a bázislaptól szigeteltük.)



3. ábra. Az impulzus-vezérelt fényjelgenerátor.

Az ionáramimpulzus leeső meredeksége nagymértékben függött a végcső anódmunkaellenállásának értékétől. Az ionforrás kivonó anódja és a bázisponton lévő katód közti, valamint a szerelési kapacitások 50 - 100 pF nagyságuak. Az impulzus végén az anód munkaellenállás ezt a kapacitást süti ki. A kisütés ideje az anód munkaellenállás értékével együtt csökken. 10 kΩ ellenállással az impulzus hátának lefutási ideje 2 μsec volt. Ez az érték hasonló áramkörök irodalmi adataival megegyező.

Az impulzushomlok felfutási idejének mérésénél nehézségeket okozott a mérőellenállást az oszcilloszkóppal összekötő szükségszerüen hosszu mérőzsinór nagy bemenő kapacitása, mely a bemenő jel homlokát megnyujtotta. A mérőellenállás értékét lecsökkentve a felfutási idő 1 μsec-ra javult, ami már kielégitő érték. A mérőellenállás és a feszültségimpulzus nagyságából meghatározott ionáramimpulzus amplitudója minden esetben megegyezett az azonos kivonófeszültségen folyamatos üzemben müködő ionforrás áramával.

Az ionforrás impulzusüzemü müködtetésénél a gyorsitó magasfeszültségének áthidalását fényvezérléssel valósitjuk meg. Az ehhez szükséges elektronikus vezérlésü fényjel-generátort (3. ábra) és a fotomultiplieres jelvevőt elkészitettük, és kipróbálás végett egy pabit-cső két végére épitettük össze. A fényjel generátor pozitiv impulzusai egy EM4 varázsszem anódjára kerülnek, s ezek tartamára az ernyő felvillan. A vezérlés periódikusan vagy egyes impulzusokkal aperiódikusan is történhet. Az egész berendezés kis elektromos energiafelvétele lehetővé teszi, hogy az összes áramkörök együttes próbája után gyorsitóinkra felszereljük a jelenlegi 1 KW-os áramforrás kicserélése nélkül.

Köszönetünket fejezzük ki *dr. Szalay Sándor* professzornak az intézet igazgatójának az itt érintett egyes témák felvetéséért, valamint munkánkkal kapcsolatos érdeklődéséért.

Irodalom

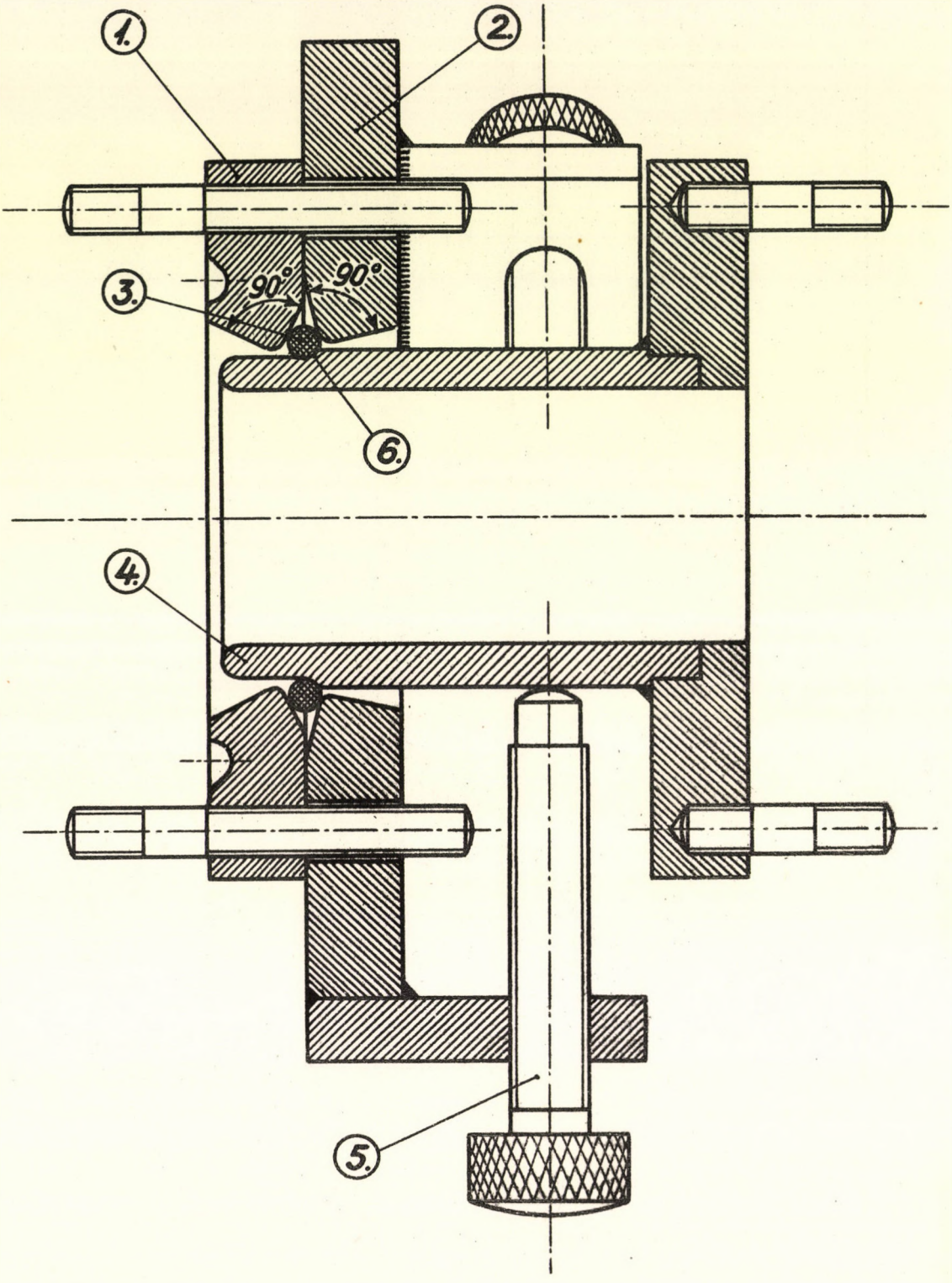
[1] *O. Luhr - E.S. Lamar:* Phys. Rev., *46*/1934/87.
[2] *O. Luhr:* Phys. Rev., *49*/1936/317.
[3] *O. Luhr - F. Studer:* Phys. Rev., *50*/1936/1095.
[4] *O. Luhr - F. Studer:* Phys. Rev., *51*/1937/306.
[5] *G.N. Scott:* Phys. Rev., *55*/1939/954.
[6] *J.W. Bittner - R.G. Herb - stb.:* Phys. Rev., *94*/1954/769.
[7] *J.W. Bittner:* Rev. Sci. Instr., *25*/1954/1058.
[8] *C.F. Anderson - K.W. Ehlers:* Rev. Sci. Instr., *27*/1956/809.
[9] *S.K. Allison - E. Norbeck:* Rev. Sci. Instr., *27*/1956/285.
[10] *W. Bleakney - L.G. Smith:* Phys. Rev., *49*/1936/402.
[11] *C.D. Moak - H.F. Banta - stb.:* Rev. Sci. Instr., *30*/1959/694.
[12] *A.N. Szerbinov - V.J. Moroka:* PTE *5*/1960/27.
[13] *P.C. Thonemann - E.R. Harrison:* AERE GP/R1190.
[14] *M.G. Olive:* C.R. Ac. Sci., *251*/1960/2009.
[15] *Nagy János - Gombos Péter:* ATOMKI Közl., *4*/1962/19.

FLEXIBILIS VÁKUUMCSATLAKOZÓ CSŐMEMBRÁN HELYETTESITÉSÉRE

Berecz István

Gyorsitók vákuumcsatlakozóinál vagy más vákuum berendezés csatlakozóinál felvetődhet olyan igény, hogy egyes csőcsatlakozásokat működés közben bizonyos mértékig el kell tudnunk hajlitani. Igy pl. gyorsitó berendezéseknél gyakran előadódik, hogy a targetedény csőcsatlakozását olymódon kell kivitelezni, hogy az külirányokba hajlitható legyen. Ilyen és hasonló esetekben szoktak ugynevezett csőmembrán csatlakozókat alkalmazni, melyek azonban nem mindig szerezhetők be megfelelő minőségben. Sok esetben a csőmembránok porózus faluak s igy nagyvákuum (jobb mint 10^{-3} Hgmm) célokra nem használhatók.

Az alábbiakban egy csuklós vákuumcsatlakozót szeretnék röviden ismertetni, mely sok esetben sikerrel alkalmazható csőmembrán hiányában. Ez, mint az 1. ábrán látható, egy a célnak megfelelően módositott Wilson-féle tömités alkalmazása révén jött létre. A felső (1) csatlakozóperem és a (2) szoritótárcsa megfelelően kiképzett belső szélei rápréselik a (3) körkeresztmetszetü tömitő gumigyürüt a (4) peremes csőcsatlakozóra, olymódon, hogy az vákuumbiztos tömitést biztosit. Másrészt lehetővé teszi a (4) peremes csőcsatlakozó tengelyiránytól tetszőleges irányba való 15°-os elhajlitását az (5) állitócsavarok segitségével. A peremes csőcsatlakozó külső atmoszféra nyomás hatására történő becsuszását a rajta kialakitott (6) váll akadályozza meg. Szükségesnek tartom megjegyezni, hogy a körkeresztmetszetü tömitő guminak jóminőségünek és lehetőleg nem ragasztással végtelenitett u.n. O gyürünek kell lennie. Természetes követelmény az is, hogy a gumival érintkező vagyis a tömitési fémfelületeket igen simára kell készziteni. Végül megemlitem, hogy a fent leirt csuklós csatlakozónak a gyakorlatban való alkalmazhatóságáról közel egy éves tapasztalat tanuskodik.



1. ábra. Csuklós vákuumcsatlakozó sematikus rajza.

AZ INTÉZETBÖL 1962-BEN MEGJELENT KÖZLEMÉNYEK BIBLIOGRÁFIÁJA

Az alábbi bibliográfiában beszámolunk az ATOMKI 1962. évi publikációs tevékenységéről. E bibliográfiát kiegészitettük néhány - a Kossuth Lajos Tudományegyetem Kisérleti Fizikai Intézetéből származó - publikációval. Ezek olyan eredményeket közölnek, amelyek eléréséhez az ATOMKI - tudományos irányitással vagy egyéb formában - segitséget adott, ill. amelyeknek szerzői közremüködtek egy - az ATOMKI profiljába tartozó - tudományos téma kidolgozásában. Ilymódon az évi beszámoló csak ezek feltüntetésével nyujt teljes képet az ATOMKI publikációs tevékenységéről.

ÖNÁLLÓ TUDOMÁNYOS CIKKEK

1. *Berecz István*
   Schlenk Bálint
   Pirani tipusu vákuummérő automatikus kapcsolással.
   ATOMKI Közlemények, *4*/1962/33.

2. *Berecz István*
   Papp István
   Az ATOMKI 800 kV-os Kaszkád tipusu részecskegyorsitója.
   ATOMKI Közlemények, *4*/1962/3.

3. *Berényi, D.*
   Máthé, Gy.
   Scharbert, T.
   Further γ-Spectroscopic Investigations on the Decay Scheme of I^{131}
   Nuclear Physics, *31*/1962/456.

4. *Berényi, D.*
   Search for Positrons in the Decay of Ag^{110} Isomers.
   Physics Letters, *3*/1962/142.

5. *Berényi, D.*
   Determination of ϵ_K/β^+ Ratio and Endpoint Energy of Internal Bremstrahlung due to the Electron Capture Process in the Non-Unique Second Forbidden Decay of Cl^{36}.
   Physics Letters, *2*/1962/332.

6. *Berényi Dénes*
   Biró Béla
   Vizsgálatok a szcintillációs β-spektroszkópia technikájára vonatkozólag.
   ATOMKI Közlemények, *4*/1962/183.

7. *Bornemisza Györgyné* Neutron indikált reakciók jellemző adatainak táblázatos összeállítása.
ATOMKI Közlemények, Suppl. *4*/1962/ No. 3-4.

8. *Bornemisza Györgyné* $Be^9(n,p)Li^9$ reakció vizsgálata 14,81 MeV-os neutronokkal.
ATOMKI Közlemények, *4*/1962/79.

9. *Brücher Ernő* Ce-144 ioncserés tisztitása és DBP-os extrakciója tejsavas közegből.
ATOMKI Közlemények, *4*/1962/37.

10. *Brücher Ernő* Ólom (ThB)-bizmut (ThC) ioncserés elválasztása és laktát komplexeik összetételének a vizsgálata.
ATOMKI Közlemények, *4*/1962/201.

11. *Brücher Ernő* Hordozómentes Ra-228 ($MsTh_1$) és Ac-228 ($MsTh_2$) ioncserés előállitása.
ATOMKI Közlemények, *4*/1962/197.

12. *Csánky Lajos* Az egyenáramu generátor elektronikus stabilizálása.
ATOMKI Közlemények, *4*/1962/210.

13. *Csikai Gyula*
Gyarmati Borbála
Hunyadi Ilona $\sigma_{n\alpha}/\sigma_{np}$ hatáskeresztmetszet viszony mérése Na^{23} és Al^{27} magokon 14,6 MeV neutronenergiánál.
ATOMKI Közlemények, *4*/1962/137.

14. *Fényes Tibor*
Mahunka Imre Egy Si félvezető α-spektrométer.
Magyar Fizikai Folyóirat, *10*/1962/21.

15. *Illés Ferenc*
Vatai Endre Rádióaktiv nuklidok fontosabb tulajdonságainak lyukkártya rendszere.
ATOMKI Közlemények, *4*/1962/45.

16. *Jeney, A. sen*
Péter, F.
Kertész, L.
Jeney, A. jun.
Medveczky, L. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗУЧЕНИЯ СТРУМОГЕННОГО ДЕЙСТВИЯ ФЛАВОНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ II. Исследования с J^{131}
Experimente über die strumigéne Wirkung der Flavonfarbstoffe II. Untersuchungen mit J^{131}
Журнал Гигиены, Эпидемиологии, Микробиологии и Иммунологии, *6I*/1962/209.
J. of Hygiene, Epidemiology, Microbiology and Immunology, *6*/1962/230.

17. *Koltay Ede*
Fejér Ildikó Körhengerpolusu kvadrupollencsék terének vizsgálata.
ATOMKI Közlemények, *4*/1962/177.

18. *Koltay Ede* Referenciateres rotációs voltmérő Van de Graaff generátor lassu feszültség stabilizálására.
Magyar Fizikai Folyóirat, *10*/1962/145.

19. *Kovách Ádám*
Beiträge zur Geochemie der Bleiisotope.
Kernenergie, *5*/1962/395.

20. *Lampé, L.*
Medveczky, L.
Kertész, L.
Die Jodkumulation in der fetalen Schilddrüse.
Zeitschrift für Geburtshilfe und Gynäkologie, *158*/1962/338.

21. *Lampe, L.*
Medveczky, L.
Kertész, L.
Storage of Iodine in the Foetal Thyroid
Acta Physiologica Hung., *20*/1961/385.

22. *Lampe, L.*
Kertész, L.
Péter, F.
Beträge zum Jod-Stoffwechsel des intraurinen Embryos.
Zeitschrift für Geburtshilfe und Gynäkologie, *158*/1962/33.

23. *Máthé, Gy.*
Voszka, R.
A New Method for Mounting Scintillation Crystals with an Improved Energy Resolving Power.
Nuclear Instruments and Methods, *16*/1962/335.

24. *Medveczky László*
Péter Ferenc
Lampé László
Az autoradiográfia metodikájával kapcsolatos néhány tapasztalat.
Kisérletes Orvostudomány, *14*/1962/49.

25. *Nagy János*
Gombos Péter
Néhány gyakorlati módositás radiofrekvenciás ionforráson.
ATOMKI Közlemények, *4*/1962/19.

26. *Novák Dezső*
Egyszerü, cseppfolyós nitrogénnel müködő, automatikus szabályozásu kriosztát alacsony hőmérsékleti mérésekhez.
ATOMKI Közlemények, *4*/1962/113.

27. *Orbán, G.*
Patkó, J.
Berta, S.
Photochemical Methods for X-ray Dosimetry.
Acta Universitatis Debreceniensis de L. Kossuth Nominatae.
7/1961/53.

28. *Orbán György*
A röntgenfizika haladása.
ATOMKI Közlemények, *4*/1962/143.

29. *Sámsoni Zoltán*
Uj tipusu mintavevőkészülék vizben oldott oxigén nyomainak meghatározásához.
Energia és Atomtechnika, *15*/1962/251.

30 *Schadek János*
Berényi Dénes
Fényes Tibor
Vákuumpárologtató berendezés magspektroszkópiai vizsgálatoknál használatos rádioaktiv források készitésére.
ATOMKI Közlemények, *4*/1962/119.

31. *Nagy Zoltán*
Sámsoni Zoltán
Benkő Károly
Logaritmusos optikai fényszürő kvantitativ emissziós szinképelemzéshez.
Magyar Fizikai Folyóirat, *10*/1962/333.

32. *Nagy Zoltán*
Benkő Károly
Sámsoni Zoltán

Vákuumgőzöléssel előállitott fémfilmek optikai és elektronmikroszkópos vizsgálata.
Magyar Fizikai Folyóirat, *10*/1962/339.

33. *Schlenk, B.*

Multichannel amplitude analyzer of the "Grey Wedge" type.
Nuclear Instruments and Methods, *15*/1962/231.

34. *Somorjai Endre*

Aluminiumoxid (Al_2O_3) targetfólia készitése.
ATOMKI Közlemények, *4*/1962/125.

35. *Szalay Sándor*

Vizsgálatok Kelet-Magyarország vizeinek rádioaktivitásáról.
Acta Universitatis Debreceniensis de L. Kossuth Nominatae, 7/1961/45.

36. *Ujhelyi Csaba*

További vizsgálatok a távolságtörvény alkalmazhatóságára gamma-ionizációs hengerkamrával.
Magyar Fizikai Folyóirat, *10*/1962/199.

VENDÉGKUTATÓK KÖZREMŰKÖDÉSE

37. *Bánhalmi József*
Bódizs Dénes

300 keV-os Van de Graaff tipusu elektrongyorsitó berendezés oktatási célra.
ATOMKI Közlemények, *4*/1962/191.

38. *Dézsi Zoltán*

Természetes vizek rádiumemanáció tartalmának meghatározására szolgáló emanométer.
ATOMKI Közlemények, *4*/1962/51.

39. *Dézsi Zoltán*

Vizsgálatok magas urántartalmu természetes vizek urán, rádium és rádiumemanáció tartalmára vonatkozóan.
ATOMKI Közlemények, *4*/1962/92.

DISSZERTÁCIÓ

40. *Kovách Ádám*

A Velencei hegység ólomérceinek izotópanalitikai vizsgálata.
Egyetemi doktori szigorlatát letette.

REFERÁLÓ CIKKEK ÉS EGYÉB TUDOMÁNYOS MUNKÁK

41. *Fényes Tibor* — Alfa-radioaktivitás a középnehéz magoknál. ATOMKI Közlemények, *4*/1962/97.

42. *Mahunka Imre, Somorjai Endre* — Li^6 targetmagon alacsony energiáju protonokkal (0-2 MeV) létrehozható magreakciók. ATOMKI Közlemények, *4*/1962/105.

43. *Máthé György, Voszka Rudolf* — Alkáli halogén szcintillátorok fényreflektáló felületének előállitása. Bejelentve 1961. márc. 28. MA 1029. Szabadalom. 21 g 17 - 21.

44. *Novák Dezső* — Alacsony hőmérsékletek előállitása. Fizikai Szemle, *12*/1962/206.

45. *Novák Dezső* — Atommagok orientálása. Fizikai Szemle, *12*/1962/46.

46. *Schadek János* — Lyukkártya-tartó és rendező asztalka. ATOMKI Közlemények, *4*/1962/133.

TUDOMÁNYOS ELŐADÁSOK

1. *Berényi Dénes* — A magspektroszkópia modern problémái és a magyar eredmények Fizikus Vándorgyülés, Debrecen, 1962. aug.

2. *Csikai Gyula* — Gyors neutron reakciók vizsgálata az ATOMKI-ben. Fizikus Vándorgyülés, Debrecen, 1962. aug.

3. *Koltay Ede* — Neutrontermelő magfolyamatok vizsgálata könnyü magokon. Fizikus Vándorgyülés, Debrecen, 1962. aug.

4. *Kovách Ádám* — A Velencei hegység ólomérceinek izotópanalitikai vizsgálata. A M. Földtani Társulat Szakülésén. Bp. 1962. dec.

5. *Kovách Ádám* — Atommagfizikai módszerek geológiai kormeghatározásokban. Fizikus Vándorgyülés, Debrecen, 1962. aug.

6. *Medveczky László* — Über das Neutronspektrum der Po-Be und Ra-Be Quellen. A Zentralinstitut für Kernphysik Reaktor és Neutronfizikai Főosztályának szemináriumában. Rossendorf, 1962. jun.

7. *Sámsoni Zoltán* Vizsgálatok szinképelemzéshez használható fényszürők optikai és elektronmikroszkópiai sajátságairól. A Gépipari Tud. Egyesület Anyagvizsgáló Szakosztályának szinképelemző szakbizottsága rendezésében.
Bp. 1962, febr.

8. *Sámsoni Zoltán* Velencei hegységi ólomércek nyomelemeinek spektrográfiai vizsgálata.
A M. Földtani Társulat Szakülésén. Bp. 1962. dec.

NÉPSZERŰ ÉS EGYÉB CIKKEK

1. *Berényi Dénes* Magspektroszkópiai kisérletek a vektoráram megmaradás igazolására gyenge kölcsönhatásoknál.
Fizikai Szemle, *12*/1962/194.

2. *Berényi Dénes* Uj lehetőségek a magok axiális aszimmetriájának kimutatására.
Fizikai Szemle, *12*/1962/93.

3. *Berényi Dénes* Kötött atomi állapotba történő β-bomlás.
Fizikai Szemle, *12*/1962/94.

4. *Berényi Dénes* Magstruktura effektusok a belső konverziónál és a β - γ szögkorrelációnál.
Fizikai Szemle, *12*/1962/94.

5. *Berényi Dénes* Uj mérések belső konverziós koefficiensekre vonatkozólag.
Fizikai Szemle, *12*/1962/95.

6. *Berényi Dénes* A gyenge kölcsönhatások nonlokális elméletei és β-spektroszkópiai következményeik.
Fizikai Szemle, *12*/1962/161.

7. *Illés Ferenc* Uj transzurán-elem, a 103-as rendszámu lawrencium (Lw).
Fizikai Szemle, *12*/1962/66.

8. *Illés Ferenc* A nemzetközi Méter uj definiciója.
Fizikai Szemle, *12*/1962/94.

9. *Illés Ferenc* Uj rádióaktiv nuklidek.
Fizikai Szemle, *12*/1962/94.

10. *Novák Dezső* Alacsony hőmérsékletek alkalmazása tudományos és ipari célokra.
Természettudományi Közlöny, *93*/1962/113.

NÉPSZERŰ ELŐADÁSOK

1. *Bacsó József* — Ember a világűrben.
TIT rendezésében. 1962. jan.

2. *Bacsó József* — Szovjet ember a világűrben.
TIT rendezésében. 1962. jan.

3. *Bacsó József* — Az atomenergia békés felhasználása.
TIT rendezésében.

4. *Bacsó József* — Mi az atomenergia?
TIT rendezésében.

5. *Berényi Dénes* — A magspektroszkópia helye a magfizikában. A matematika, kémia és fizika szakos tanárok továbbképzésén.
Miskolc, 1962. ápr.

6. *Kertész László* — Atomfegyverek sugárhatásai.
Kossuth L. Tud. Egyetem Légoltalmi Parancsnoksága rendezésében.
1962. febr.

7. *Kovách Ádám* — Ut a csillagok felé.
TIT rendezésében. 1962. jan.

8. *Kovách Ádám* — Rakétatechnika.
TIT rendezésében. 1962. jan.

9. *Kovách Ádám* — Ember a világűrben.
TIT rendezésében. 1962. febr.

10. *Kovách Ádám* — Az elpusztithatatlan anyag.
TIT rendezésében. 1962. márc.

11. *Kovách Ádám* — Geológiai korok meghatározása atomfizikai módszerekkel.
TIT és az Eötvös Lóránd Fizikai Társulat debreceni Csoportja rendezésében.
1962. nov. Nyiregyháza.

12. *Kovách Ádám* — Csodák a tudomány fényénél.
TIT rendezésében. 1962. nov.

13. *Ujhelyi Csaba* — Rádióaktiv szennyeződés elleni védekezés problémái.

INTÉZETI HIREK

Az elmult, 1962. évben a következő külföldi vendégek látogatták meg intézetünket:

III. 15-én *G. Becherer* prof. a rostocki (NDK) *Egyetem Fizikai Intézetének* igazgatója;

IV. 2-3-án *G.S. Rushbrooke* prof. a *Newcastle-upon-Tyne*-i (Anglia) *King's College* elméleti fizikai tanszékének vezetője;

IV. 26-án *H. Frenzel*, a lipcsei (NDK) *Karl Marx Egyetem Gyógyszerészeti Intézetének* munkatársa;

IV. 26-án *M.A. Haimova*, a szófiai egyetem *Szerves Kémiai Intézetének* adjunktusa;

V. 22-én a *Csehszlovák Tudományos Technikai Társaság* 14 tagu küldöttsége *R. Bayer* (Řež, *Központi Atommag Kutató Intézet*) vezetésével;

VI. 1-6 között intézetünkben tartózkodott *J. Schintlmeister* professzor és felesége a rossendorfi (NDK) *központi Atommagfizikai Kutató Intézet*ből;

VI. 5-8-án *Dr. V. Korpak* tud. munkatárs a varsói *Atommag Kutató Intézet*ből;

VI. 6-26 között *dr. M.H. Kantola* professzor, a Turku-i (Finnország) *Egyetem Fizikai Intézetének* igazgatója és felesége a MTA meghivása alapján tartózkodott intézetünkben;

VII. 9-10-én *I. Golovcenco* professzor, a Jassi-i (Románia) egyetem *Kisérleti Fizikai tanszékének* vezetője;

VIII. 29-én *R. Kunze* vegyésznő, a lipcsei (NDK) *Institut für Physikalische Stofftrennung*-ból;

VIII. 31-én kassai főiskolai hallgatók 19 tagu küldöttsége;

IX. 21-én *R. Pose* tud. munkatárs (Miersdorf, NDK);

X. 1-3-ig *A. Calboreanu* tud. munkatárs a bukaresti *Atomfizikai Intézet*ből;

X. 16-án *dr. E. Filcatova* adjunktusnő (Prága, Müszaki Egyetem);

X. 18-án *L. Zülicke* fizikus a *Német Tudományos Akadémia* berlini *Fizikai Kémiai Intézet*éből;

XII. 4-én *A.P. Rataj* geológus professzor és *G.P. Miscsenko* docens a kievi *Sevcsenko Állami Egyetem*ről;

XII. 5-én *A. Schmidt* adjunktus valamint *P. Waller* és *O. Fiedler* tanársegédek, a drezdai (NDK) *Müszaki Egyetem Magfizikai Tanszék*ének munkatársai;

XII. 11-én *L.A. Fedorovics* kutató az *Egyesitett Atomkutató Intézet Magreakciók Laboratóriumá*ból, valamint *Zsukov* és *Zsurnalov* szovjet kutatók;

XII. 17-én *I.L. Destouches* professzor, a párizsi *Sorbonne Egyetem Elméleti Fizikai Intézet*éből.

* * * *

Külföldi vendégeink az ATOMKI-ben való tartózkodásuk alatt a következő előadásokat tartották az intézet kutatói részére:

III. 15-én *G. Becherer* prof. (Rostock, NDK) "Über die Mikroskopie mit Röntgenstrahlen"

VI. 4-én *J. Schintlmeister* prof. (Drezda, NDK) "Einige neue Arbeiten aus dem Bereich der Atomkerne des Zentralinstituts für Kernphysik"

VI. 21-én *M.H. Kantola* prof. (Turku, Finnország) "The University of Turku and the activities of the Physical Institute"

IX. 12-én *G. Otto* adjunktus (Lipcse, NDK) "Über Untersuchungen mit und an einem Quadrupol-Massenfilter"

X. 3-án *A. Calboreanu* tud. munkatárs (Bukarest) "Ciklotronnal végzett vizsgálatok a bukaresti Atomfizikai Intézetben" (orosz nyelven)

XII. 17-én *I.L. Destouches* prof. (Párizs) "A kvantummechanika modern megalapozásai" (angol nyelven)

* * * *

Intézetünk munkatársai közül a következők vettek részt külföldi tanulmányuton az 1962. évben:

Dr. Szalay Sándor az ATOMKI igazgatója a MTA kiküldetésében, valamint *Bornemisza Györgyné* tud. munkatárs az *NDK Fizikai Társulat*ának vendégeként részt vettek az *NDK Fizikai Társulat*ának április 8 - 14 között Lipcsében megrendezett 1962. évi közgyülésén.

Berecz István tud. munkatárs a MTA kiküldetésében részt vett az április 24 - - 27 között Prágában megrendezett *IV. Csehszlovák Elektrotechnikai Konferencia Vákuumtechnikai Szekció*jának ülésén.

Medveczky László tud. munkatárs junius 18 - 26 között tapasztalatcserén vett részt a *Drezda/Rossendorf-i Központi Atommagfizikai Kutató Intézet*ben.

Koltay Edéné és *Németh Judit* tud. munkatársak részt vettek az IAEA által augusztus 20 - szeptember 6 között Csehszlovákiában rendezett elméleti magfizikai nyári iskolán.

Dr. Csikai Gyula tud. osztályvezető december 15 - 22 között tapasztalatcserén vett részt a *dubnai Egyesitett Atomkutató Intézet*ben.

* * * *

Az 1962. évben is megtartottuk a *Kossuth Lajos Tudományegyetem Kisérleti Fizikai Intézet*ével közösen rendezett heti referáló összejöveteleinket. E beszámolókon rendszeresen részt vettek a *KLTE Alkalmazott Fizikai* és *Elméleti Fizikai Intézet*einek oktatói is. Az 1962. évben a következő beszámolók hangzottak el:

II. 8-án *dr. Csikai Gyula* "(n,p) és (n,α) reakciók vizsgálata Al^{27} magon"
dr. Koltay Edéné

II. 15-én	*Mahunka Imre* *Somorjai Endre*	"Li^6 magon alacsony energiáju (0 - 2 MeV) protonokkal létrehozható magreakciók áttekintése"
III. 1-én	*dr. Berényi Dénes* *Máthé György*	"Szcintillációs detektorok béta-spektrométerben való alkalmazásával kapcsolatos tapasztalatok"
III. 1-én	*dr. Angeli István*	"Magreakciók időtartamának mérése belső fékezési sugárzással" (irodalmi referátum)
III. 8-án	*Kovách Ádám* *Roboz Péter* (MTA MÜFI)	"Pormetallurgiai uton előállitott wolframból elpárolgó szennyező anyagok vizsgálata tömegspektrométerrel"
III. 22-én	*Csánky Lajos*	"A tranzisztorok müködése"
III. 22-én	*Máthé György*	"Tunneldiódák"
IV. 5-én	*Kovách Ádám*	"A Velencei hegység ólomérceinek izotópanalitikai vizsgálata"
IV. 12-én	*Csuka Imre*	"Tranzisztorok kapcsolástechnikája. I."
IX. 19-én	*dr. Berényi Dénes*	"A Cl^{36} másodrendben nem egyértelmüen tiltott bomlása S^{36}-ba"
X. 23-án	*dr. Berényi Dénes*	"Kutatás pozitronok után az Ag^{110} izomérek bomlásában"
XI. 6-án	*D. Horváth Éva*	"Kőzetek urántartalmának vizes oldódását befolyásoló néhány tényező laboratóriumi vizsgálata"
XI. 13-án	*Medveczky László*	"$Be^9(\alpha,n)C^{12}$ magfolyamatból származó neutronok energiaeloszlása"
XI. 20-án	*dr. Balogh Tibor*	"Lineáris egyenletrendszerek megoldásáról"
XII. 4-én	*Máthé György*	"Vizsgálatok a Cr^{51} bomlási sémájan"
XII. 18-án	*dr. Nagy János* (KFI)	"Vizsgálatok a Penning ionforrásra vonatkozóan"

* * * *

Az emlitett előadásokon kivül több, külső előadó által tartott előadás hangzott el az elmult évben az intézet kutatói előtt. Igy *dr. Marx György* egyetemi tanár V. 8-án "Gyenge kölcsönhatások nagy energiáknál"; X. 29-én "Bevezetés a béta-bomlás szemináriumi anyagával kapcsolatban", valamint "A Világmindenség neutrinósürüsége és a béta-spektrum"; X. 30-án "Diszperzió-elméleti megfontolások magreakcióknál" cimekkel tartott előadásokat. Április 24. és 25-én *dr. Györgyi Géza* tartott előadást "Atommagok forgási állapotai" cimmel.

* * * *

Dr. Balogh Tibor tud. munkatárs, a matematikai tudományok kandidátusa öt alkalommal "Az információelmélet matematikai alapjai" cimmel szemináriumot tartott intézetünkben. *D. Németh Judit* tud. munkatárs az elmult évben a magreakciók vizsgálatával foglalkozó kutatók részére "Magreakciók elmélete" cimmel vezetett szemináriumi foglalkozásokat.

* * * *

Dr. Koltay Ede tud. munkatárs, a fizikai tudományok kandidátusa X. 28-án az IAEA ösztöndijával Koppenhágába távozott, ahol öt hónapos tanulmányai során a koppenhágai egyetem Elméleti Fizikai Intézetében elektrosztatikus gyorsitóberendezések (tank-generátorok) tervezési és üzemeltetési kérdéseivel, valamint (d,α) magreakciók vizsgálatával foglalkozik.

* * * *

Schlenk Bálint tud. munkatárs egyévi távollét után visszatért a dubnai Egyesitett Atomkutató Intézetből, ahol a Neutronfizikai Laboratóriumban *B. Köhn* német kutatóval együtt a T + He^3 magreakció szögeloszlásának vizsgálatával foglalkozott.

* * * *

Az ATOMKI-ben megkezdődtek egy 5 MeV-os elektrosztatikus gyorsitóberendezés (tank-generátor) tervezéséhez szükséges előzetes munkálatok.

* * * *

Az elmult évben felállitásra került intézetünkben *F. Joliot-Curie* mellszobra. A szobor *Makrisz Agamemnon* szobrászmüvész alkotása.

* * * *

Az 1962 év folyamán az ATOMKI kutatóinak összesen 12 közleménye került bemutatásra a MTA III. Osztályának felolvasó ülésein.

* * * *

Dr. Berényi Dénes tud. munkatárs, mb. osztályvezetőt felkérték a "Nuclear Data Sheets" kiadvány lektorálási munkáiban való részvételre.

* * * *

Az *Eötvös Loránd Fizikai Társulat* ez év augusztusában Debrecenben tartotta vándorgyülését. Intézetünk munkatársai részt vettek a vándorgyülés előkészitésének és lebonyolitásának munkáiban. A vándorgyülésen az ATOMKI részéről négy előadás hangzott el (lásd az ugyanezen számban megjelent bibliográfiát). A vándorgyülés résztvevői megtekintették az ATOMKI laboratóriumait is.

* * * *

Dr. Kertész László tud. munkatárs az IAEA ösztöndijával hat hónapi időtartamra Pisába utazott, ahol a radioizotópok biologiai viselkedésének elvi problémáit tanulmányozza.

* * * *

Az Atomenergia Lexikon magfizikai tárgyu cimszavainak szerkesztését *dr. Berényi Dénes*, forditási munkáit pedig az intézet kutatóiból alakult csoport végezte.

* * * *

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommag Kutató Intézete
D e b r e c e n .
A kiadásért és szerkesztésért felelős
Szalay Sándor az Intézet igazgatója.
Készült az Intézet "*Zetaprinton*" tipusu
sokszorositó gépén "*Rotaprint*" eljárással.
Foto és nyomdatechnikai kivitelező
Vencsellei István.
Példányszám: 300.
1963/4.

TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖNYVTÁRA

Atomki Közlemények

V. kötet 1963. 2. szám

M.T.A.
ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE
DEBRECEN
1963. julius

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK-et az MTA Atommag Kutató Intézete /ATOMKI/ adja ki. A szerkesztésért és kiadásért felelős: *dr. Szalay Sándor* egyetemi tanár, az MTA lev. tagja, az intézet igazgatója. Szerkeszti a Szerkesztő Bizottság. Tagjai: *dr. Szalay Sándor* elnök, *Koltay Edéné* titkár, *dr. Berényi Dénes, dr. Csikai Gyula, Medveczky László.*

A lap anyagához hozzájárul a Debreceni Kossuth Lajos Tudományegyetem Kisérleti Fizikai Intézete, valamint Alkalmazott Fizikai Intézete is, amely intézetek szoros együttmüködésben vannak az ATOMKI-vel. Kéziratot elvben külső szerzőktől is elfogadunk, ha az a lap célkitüzéseinek megfelel.

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK feladatát a következőkben látjuk:

1. Lehetőleg hü képet ad az ATOMKI munkásságáról, tevékenységéről, fejlődéséről. Az ATOMKI tudományos eredményei közül csak azokat hozza részletesebben, amelyek más helyen, akadémiai, nemzetközi vagy egyéb folyóiratban nem jelentek meg. Az utóbbiakról csak felsorolást, esetleg rövid ismertetést, kivonatot hoz.

Más folyóiratokban megjelent közleményeinkhez egyes esetekben hozunk itt kiegészitő közleményt, ha az alkalmazott kutatási módszer eredetisége folytán külön leközlésre érdemes, és helyszüke miatt a nagyobb folyóiratokban a részletes leirás célszerütlen lett volna.

2. Elősegiti különösen a fiatal hazai atomkutatók tudományos ismereteinek bővülését azzal, hogy az atommagfizika egyes területeiről összefoglaló, ismertető közleményeket hoz magyar nyelven.

3. Elősegiti a világon folyó atommagkutatás eredményeinek hazai békés alkalmazását más tudományok és az ipar területén olyan összefoglaló, ismeretterjesztő közlemények utján, amelyek bár tudományosan nem eredetiek, de e téren hazánkban - magyar nyelven - hézagpótló szerepet töltenek be.

Idetartozónak tekintjük az izotópok különböző alkalmazásait a tudományokban, az iparban, stb., valamint az atomkorszak bekövetkeztével kapcsolatban felmerülő szükségleteket, problémákat az oktatásban, és igy tovább.

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek, intézményeknek cserepéldányképpen vagy kérésükre dijtalanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére 1-1 számot vagy különlenyomatot szivesen küldünk. Ilyen irányu kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányitani /ATOMKI, Debrecen, Bem-tér 18/c. Levélcim: Debrecen 1. Pf. 51. Táviratcim: ATOMKI, Debrecen/.

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

V. kötet. 1963. 2. szám.

TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK Oldal

Mahunka Imre - Lakatos Tamás - Fényes Tibor: Alacsony zajszintü töltésérzékeny erősitő rendszer félvezető magfizikai spektrométerhez 65

Kovách Ádám: Abszolut geologiai kormeghatározási módszerek hibaszámitása. I. A rubidium-stroncium módszer hibaszámitása. 77

Berényi Dénes - Vertse Tamás: Transzmissziós görbék folytonos spektrumu β-sugárzásokra 87

D. Molnár Erzsébet: Izobután + argon gázkeverékkel töltött GM számlálók vizsgálata 93

D. Molnár Erzsébet - Novák Dezső: Izobután + argon töltésü végablakos GM számlálók müködésének vizsgálata a +20° C és -110° C közötti hőmérséklettartományban 99

Somorjai Endre: Szénfilmek vastagságának meghatározása optikai sürüségmérés alapján 103

A. Kostyrko: Kisérletek J-131-nek vizes oldatokból tőzegpreparátummal történő megkötésére 107

Angeli István: Alacsony energiáju (néhány MeV-es) C^{12} + p magreakciók (Összefoglaló közlemény) 111

MÜHELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBÓL

Szalay Sándor - Schadek János: Kristályvágó készülék 123

ALACSONY ZAJSZINTŰ TÖLTÉSÉRZÉKENY ERŐSITŐ RENDSZER FÉLVEZETŐ MAGFIZIKAI SPEKTRÓMÉTERHEZ

Mahunka Imre - Lakatos Tamás - Fényes Tibor

A dolgozat egy félvezető magfizikai detektorhoz csatlakozó alacsony zajszintü töltésérzékeny erősitő rendszert ismertet. A rendszer a következő egységekből áll: előerősitő, főerősitő, jelvágó, utóerősitő, hitelesitő higanyrelés impulzus-generátor és tápegységek.

A zajszélesség, azaz az erősitő bemenetére adott monoenergetikus impulzusok félértékszélessége az utóerősitő kimenetén 5,3 keV, 0,65 μsec alakformáló RC időállandók és 4 pF visszacsatoló kapacitás mellett.

I. Bevezetés

Az utóbbi években megjelent félvezető magfizikai detektorok lehetővé tették, hogy a nehéz töltött részecskék energiaspektrumát nagy hasznos térszög mellett jó feloldóképességgel mérhessük. L. pl. [1-3]. A detektor jó energiafeloldása azonban csak akkor használható ki, ha a csatlakozó előerősitő megfelelően alacsony zajszintü.

Az érkező részecske energiáját az általa ionizációval létrehozott töltésmennyiség alapján mérjük. Ha feszültségérzékeny erősitőt használunk a jelek erősitésére, gondosan ügyelni kell arra, hogy a bemeneti kapacitás a mérések során állandó maradjon. Ez sok esetben kényelmetlenséget jelent, mivel a bemeneti kapacitás félvezető detektor csere esetén rendszerint megváltozik, sőt ugyanazon detektornál is fellép kapacitás változás, ha a detektorra adott tápfeszültség nem állandó. Célszerü tehát a félvezető spektrométerhez töltésérzékeny erősitőt használni.

Az alacsony zajszinten és a töltésérzékeny erősitésen kivül megköveteljük még az erősitőtől, hogy az impulzusokat rövid felfutási idővel vigye át (pl. koincidencia berendezésekhez való alkalmazásnál). Elsőrendü követelmény az elektronikus berendezésekkel szemben a nagyfoku stabilitás is. Kivánatos továbbá, hogy az erősitők lineárisak és kis kimenő impedanciájuak legyenek.

II. Az előerősitő tervezési irányelvei

Az alacsony zajszint biztositása. Mivel az egyes fokozatok zaját a továbbiak felerősitik, az erősitő rendszer alacsony zajszintjének biztositása szempontjából főleg az első fokozatok megfelelő kialakitására kell törekedni. A további fokozatoknál

főleg arra kell ügyelni, hogy megfelelő jelformálással (átviteli sáv megválasztással) optimális jel/zaj viszonyt biztositsunk.

Mivel a nehéz töltött részecske mérendő energiájára a detektorban keltett töltés jellemző, célszerü az erősitő zaját a bemeneti cső rácsán fellépő átlagos ekvivalens töltésingadozás négyzetével kifejezni. A részletes matematikai analizis szerint [4] egy elektroncsöves erősitő főbb zajforrásai a következők: l. I. táblázat.

I. Táblázat

Az elektroncsöves erősitő főbb zajforrásai

Zajforrás	Az ekvivalens átlagos töltésingadozás négyzete a bemeneti rácson $\overline{\text{Coulomb}^2}$ 290 K° -nál
srét zaj	$\frac{5\,C_1^2}{S\,T_2}\,10^{-21}$
detektor visszáram zaj (tiszta komponens)	$4\,I_d\,T_2\,10^{-20}$
rácsáram zaj	$4(I_{g+} + I_{g-})\,T_2\,10^{-20}$
termikus zaj (rács levezetés, detektor terhelés)	$\frac{2\,T_1^1\,T_2\,C_1}{(T_1 + T_2)^2}\,10^{-21}$
termikus zaj $T_1^1 \gg T_2$	$\frac{2\,T_2}{R_g}\,10^{-21}$
termikus zaj (katód ellenállás és rács csillapitás)	$\frac{2\,R_s\,C_1^2}{T_2}\,10^{-21}$
katód villogási zaj	$5\,C_1^2\,10^{-14}$

ahol T_1^1 az első fokozat bemenetének időállandója (sec),
T_2 a maximális integráló = T_1 minimális differenciáló időállandó az erősitő rendszerben * (sec),
C_1 a teljes hideg bemeneti kapacitás (F),
I_g rácsáram (A),
S az első cső meredeksége (A/V),

* Feltételezve, hogy az alsó és felső frekvenciaátviteli határt egy-egy RC időállandó szabja meg.

I_d detektor visszáram (A),
R_g az első fokozat rácslevezető ellenállása (Ω),
R_s a katód és a rács csillapitó ellenállások összege (Ω).

Hogy az andódáram elágazási zaját elkerüljük, célszerü az első fokozatot trióda kötésben müködtetni.

Ha behelyettesitjük a fenti kifejezésekbe a következő jellegzetes értékeket : $S = 10\ mA/V$, $C_1 = 40\ pF$, $T_2 = 1\ \mu sec$, $I_g = 3.10^{-9}\ A$, $R_g = 10\ M\Omega$, $I_d = 0,1\ \mu A$, $R_s = 50\ \Omega$, az adódik, hogy a leglényegesebb zajkomponens a visszáram és srétzaj, a többi lényegesen kisebb ezeknél.

A fentiekből következik, hogy az első fokozatban célszerü olyan csövet használni, amire az

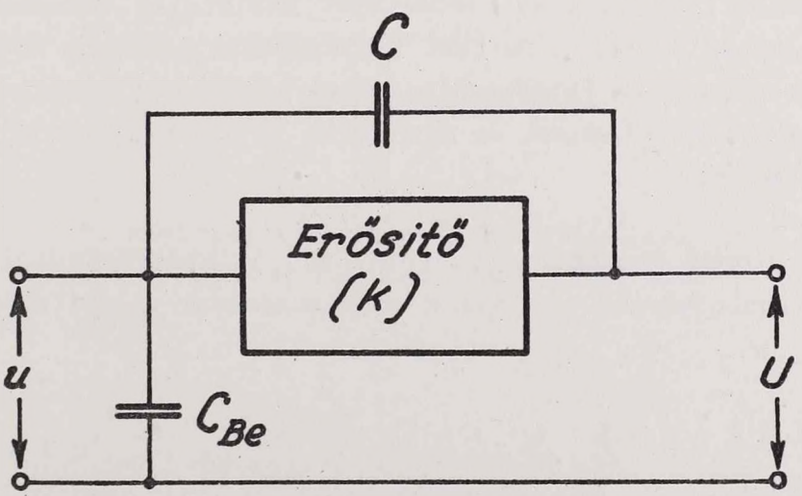
$$\frac{I_{g+} + I_{g-}}{S}$$

érték igen kicsivé tehető, továbbá aminek kis bemeneti kapacitása és igen stabilis katódja van (hosszuéletü cső). Kivánatos, hogy a széria egyes darabjainak karakterisztikái kis szórást mutassanak. E követelményeknek eleget tesz a D3a (Siemens) elektroncső, aminél elegendően alacsony rácsáram értékeknél 30 mA/V körüli meredekség is elérhető. Bemeneti fokozatul ezért két darab D3a csövet használtunk triódának kötve kaszkód kapcsolásban. A kaszkód kapcsolás biztositja a trióda alacsony zajszintjét (nincs elágazási zaj az anódáramra) és a pentóda nagy erősitési tényezőjét.

A kaszkód fokozat katódkörében levő ellenállás változtatásával az anódáram (és rácsfeszültség) értéke változtatható, igy lehetőség nyilik a rácsáram és meredekség egyidejü változtatásán keresztül a zajszint csökkentésére.

A nagy zajfeszültséget mutató szénréteg ellenállás helyett az első cső anódkörében fémréteg ellenállást alkalmaztunk.

A töltésérzékenység biztositása. A töltésérzékenységet negativ kapacitiv visszacsatolással biztositjuk. Az elvi kapcsolás az 1. ábrán látható.



1. ábra. A töltesérzékeny erősités elvi megoldása.

A detektorból a nehéz töltött részecske hatására Q töltés jut az erősitő bemenetére. Ez a töltés a C_{BE}-t és C-t feltölti. A C_{BE} tartalmazza a detektor, a vezetékek és az első cső hideg rácskapacitását. Ha k-val jelöljük az erősitési tényezőt (a vissza nem csatolt rendszerre), u-val a bemeneti, U-val a kimeneti feszültséget, nyilván fennállnak a következő egyenletek:

$$U = -k u, \qquad Q_2 = C u(1 + k),$$

$$Q_1 = C_{BE} u, \qquad Q = Q_1 + Q_2.$$

Innen átrendezéssel:

$$Q = C_{BE} u + C u(1 + k),$$

$$|U| = k u = \frac{Q}{C} \frac{1}{\frac{C_{BE}}{C k} + \frac{1 + k}{k}}$$

Ha $C k \gg C_{BE}$ és $k \gg 1$,

$$|U| \approx \frac{Q}{C},$$

azaz a kimeneti feszültség a detektorban ionizációval létrehozott töltésmennyiséggel egyenesen, a visszacsatoló kapacitással forditva arányos és független a detektor kapacitástól.

A visszacsatoló kapacitást azonban nem célszerü tul nagyra választani, mert ez az előbbiek szerint a rendszer zaját növeli.

A stabilitás biztositása. A rendszer stabil müködését az erőteljes negativ visszacsatolás első közelitésben biztositja. Tekintettel azonban a nagy stabilitási követelményekre, a nyilt kör erősitési tényezőjének konstans értéken való tartása is szükséges, ezért az anód- és fütőfeszültségeket külön stabilizáltuk, továbbá a kritikus helyeken fémréteg ellenállásokat és mindenütt jó minőségü, felül méretezett alkatrészeket használtunk fel.

A kis kimenő impedancia biztositása. Az előerősitőtől megkövetelt kis kimenő impedanciát katódkövető végfokozat alkalmazásával valósitottuk meg.

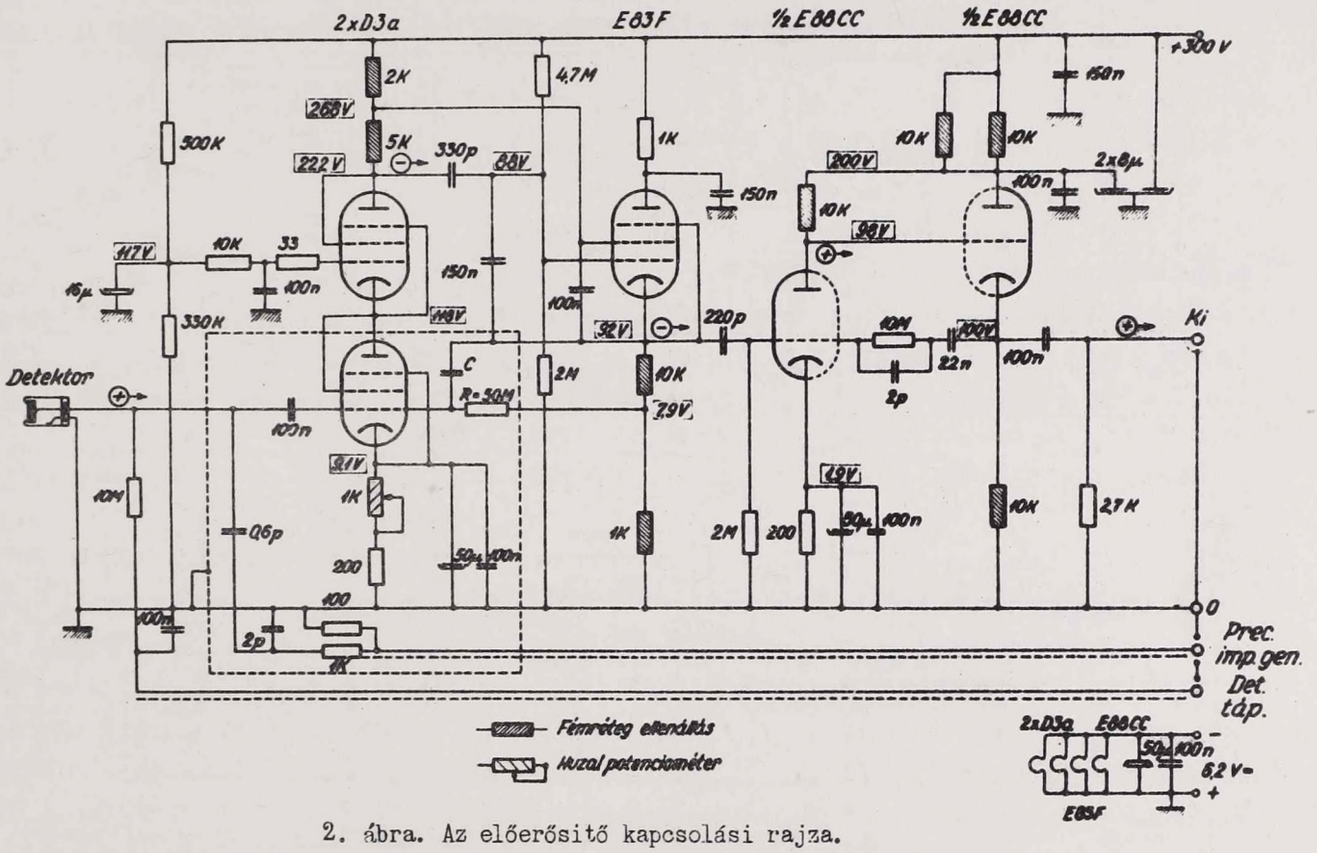
III. Az előerősitő leirása

Az előerősitő épitésénél a *Chase, Higinbotham* és *Miller* által ajánlott megoldásból [5] indultunk ki, de kizárólag európai csöveket használtunk fel. A kapcsolási rajz a 2. ábrán látható.

A bemenő kaszkód fokozat után egy E83F csöves visszacsatoló kör következik. E fokozat katódterhelése ellenére egy pentóda erősitési tényezőjével rendelkezik, mivel a segédrácsa és a kaszkód anódterhelésének megcsapolása 0,1 µF-al le van kötve az E83F katódpontjára. A rács-katód pontot összekötő 0,15 µF megszünteti a rendszer esetleges gerjedését és javitja a jelalakot. Az E88CC kettőstriódávak épitett visszacsatolt erősitő egység egyuttal impedanciaillesztésre is szolgál.

A minimális differenciáló és maximális integráló időállandókat a főerősitőben helyeztük el. Az előerősitő csatoló differenciáló időállandóit a minimálisnál lényegesen nagyobbra, néhányszor 10^{-4} sec rendüre választottuk az alakhü átvitel és alacsony alálövés érdekében.

Az előerősitőt egy hengeralaku, elektromágnesesen árnyékolt csőben helyeztük el, amelynek a detektor felé eső frontlapját csőkigyón áramló vizzel hüteni lehet, ha ez a félvezető detektor záró irányu áramának a csökkentése szempontjából szükséges. A szellőző nyilásokat a végfokozat közelében helyeztük el.



2. ábra. Az előerősitő kapcsolási rajza.

Az előerősitő erősitési tényezője hozzávetőleg 90 (C = 4 pF visszacsatoló kapacitásnál). Az átvitel felső frekvenciahatárára 3 MHz adódott lépcsős jel alaktorzulásának vizsgálata alapján.

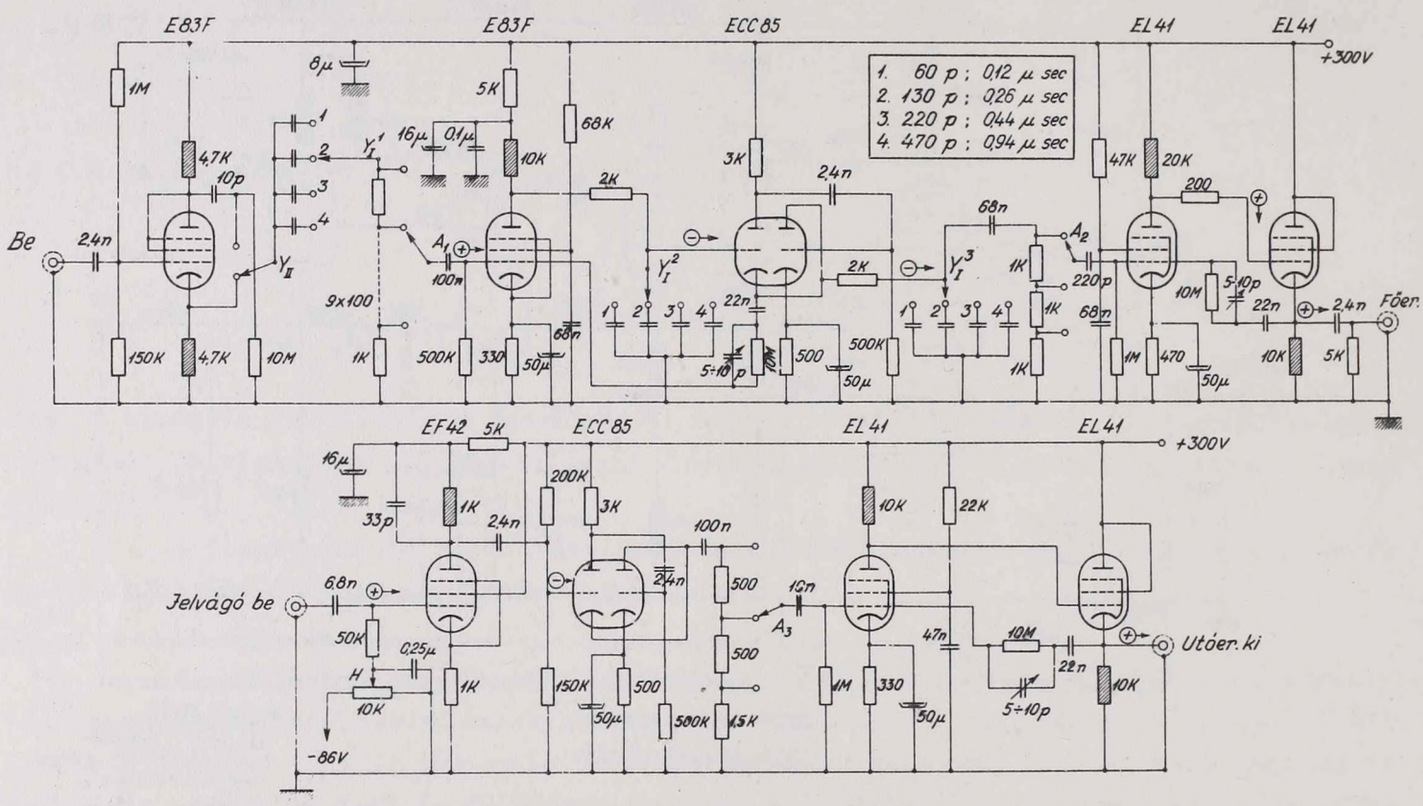
IV. F ő e r ő s i t ő

A főerősitő feladata az, hogy az előerősitőből jövő jeleket tovább erősitse és megfelelő jelalak formálással optimális jel/zaj viszonyt biztositson. A jelalak kialakitásánál természetesen az is fontos, hogy a berendezés következő egységei az adott jelalaknál kifogástalanul müködjenek és lehetőleg nagy számolási sebesség legyen elér-

hető. Mivel az erősitő rendszer zajszintjét lényegében ugy is az előerősitő szabja meg, a főerősitőnek csupán az első fokozatánál kell törekedni alacsony zajszint elérésére. Fontos követelmény még a stabilitás és lehetőség szerint a linearitás.

A tervezésnél elsőrendü szempontnak az optimális energiafeloldás elérését tekintettük.

A főerősitő kapcsolási rajza a 3. ábrán látható. A főerősitő 2 x 2 csöves visszacsatolt egységből áll és pozitiv bemenő impulzusokra müködik az előerősitőhöz való illesztés miatt. A bemeneti E83F csövet jelfordító kapcsolásban csak α-γ koincidencia mérésnél a koincidencia egység ellenőrzésére használjuk. Az átviteli frekvencia tartományt egy $T_1 = RC$ minimális differenciáló és két $T_2 = RC$ maximális integráló kör szabja meg. Az időállandók értéke egyenlő, mivel optimális jel/zaj viszony várhatóan igy érhető el [6]. A többi csatoló időállandó nagyságrendekkel nagyobb, igy az impulzus alálövés kielégitően kicsi. Y_I-gyel a minimális differenciáló és maximális integráló időállandók négy különböző értékre szinkron állithatók és igy lehetőség nyilik az adott esetben, legjobb, vagy legalább is közel legjobb jel/zaj viszony elérésére.



3. ábra. A főerősitő, jelvágó és utóerősitő kapcsolási rajza.

Az erősitési tényező értéke az A_1 és A_2 szabályozó segitségével 20 - 140 értékek között állitható ($T_1 = T_2 = 0,5$ μsec-nál). Az erősitő torzitás mentesen 120 V-os kimenő jelekig vezérelhető ki és e tartományon belül linearitása is kielégitő.

Az egységet +300 V stabilizált egyenfeszültséggel és 6,2 V-os egyenáramu fütéssel müködtetjük.

V. Jelvágó és utóerősitő

Az amplitudó analizátorok csak meghatározott impulzusnagyság intervallumban képesek a jeleket nagyság szerint osztályozni és leszámolni. Hogy a rendelkezésre álló

tartományt minél jobban kihasználjuk és kellő felbontásu energia analizist végezhessünk a rendelkezésre álló csatorna szélességekkel, célszerü a főerősitő után a jelekből egy jól meghatározott részt levágni és csak a maradékot erősiteni fel az impulzus analizátor által befogott tartományra.

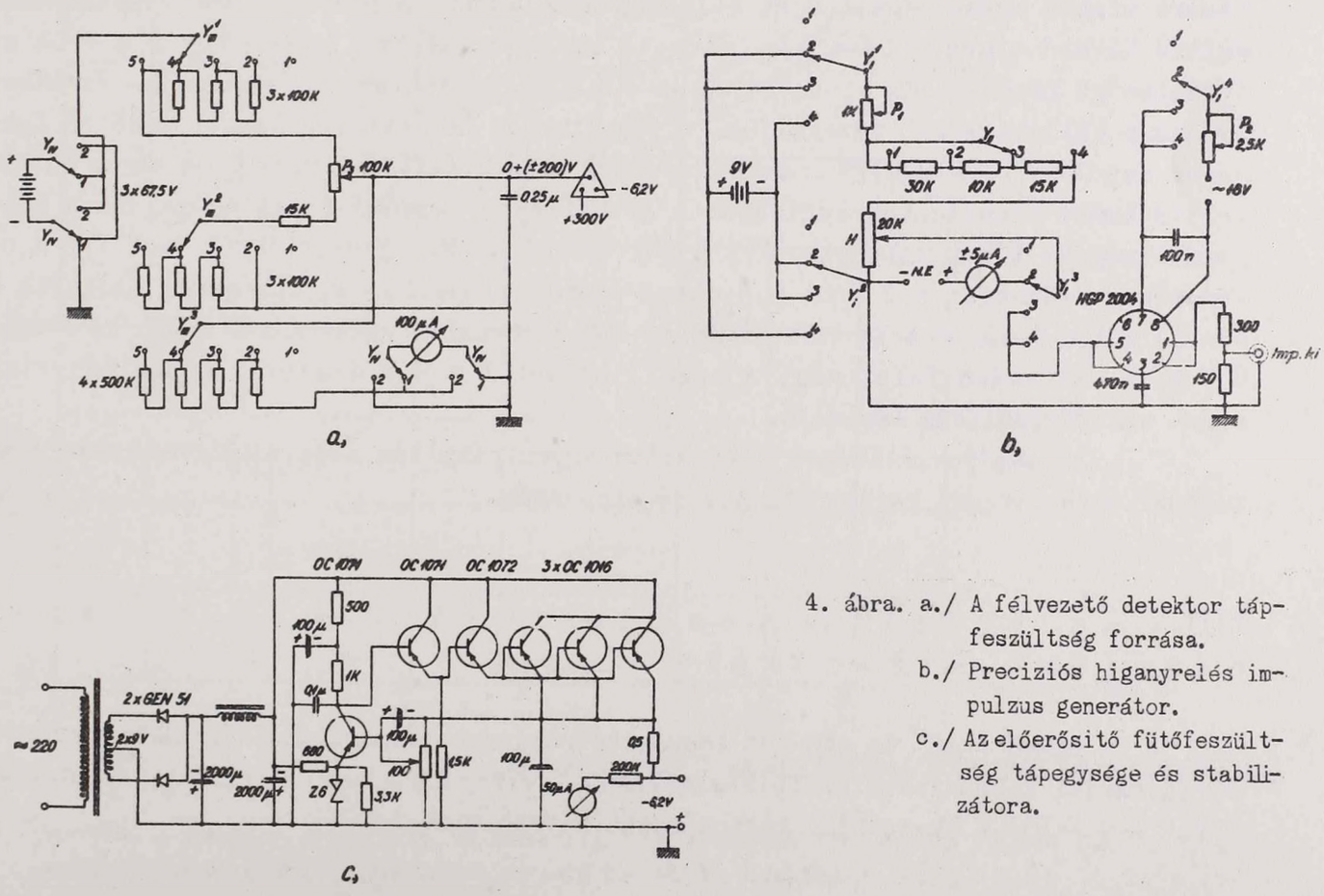
Először záróirányban előfeszitett dióda jelvágót épitettünk. E vágásmódszer hátránya, hogy a vágásszint alatti jelek kapacitiv áthatása még félvezető tüsdiódák esetén is jelentős lehet és az áthatás tökéletes kompenzálása nehéz. Rácselőfeszitéses vágóknál, ha a jelet az anódról visszük tovább, ez a nehézség nem jelentkezik, a kivánt lineáris átvitel pedig negativ visszacsatolással közelitően biztositható.

Utóerősitőként normál szélessávu erősitő fokozat használható, különösebb tervezési szempontot csak a nagy stabilitási igény jelent.

A jelvágó és utóerősitő kapcsolási rajza a 3. ábrán látható. Vágóként rácselőfeszitett pentódát használtunk, a vágásszint a helipoton állitható. A kivánt linearitást a katód visszacsatolás biztositja. A White-katódkövető kapcsolás az ECC85 csőnél impedancia illesztés célját szolgálja. Az utóerősitő a főerősitő kimenő fokozatával azonos rendszerü visszacsatolt kör. Az utóerősitő erősitési tényezője az A_3 szabályozóval három fokozatban állitható, maximális értéke 30.

VI. Hitelesitő preciziós impulzus-generátor és tápfeszültség források

Detektor tápfeszültség forrás. Az n-p átmenetü rétegdiódák magspektroszkópiai energia spektrométerként való alkalmazásához azok záró irányu előfeszitésére van szükség. A detektorok tipusától függően a szükséges zárófeszültség 10 és több 100 V között változhat, ugyanakkor az előerősitőhöz való illesztés szerint a polaritás pozi-



4. ábra. a./ A félvezető detektor tápfeszültség forrása.
b./ Preciziós higanyrelés impulzus generátor.
c./ Az előerősitő fütőfeszültség tápegysége és stabilizátora.

tiv vagy negativ lehet. E lehetőségek figyelembevételével épitett detektor tápegység kapcsolási rajza a 4.a. ábrán látható. Y_{IV} a polaritást váltja, Y_{III} és P_3 pedig a feszültség durva ill. finom beállitására szolgál.

Preciziós higanyrelés impulzus-generátor. Stabil egyenfeszültséget higanyrelével szaggatva gyakorlatilag szórásmentesnek vehető meredek impulzusokat kaphatunk. Ezeket az impulzusokat olyan alakuakra formáljuk, mint a detektorról vett jelek, majd az előerősitő bemenetére visszük. A detektor és impulzusgenerátor jelei az erősitőrendszeren azonos módon futnak át, s a szaggatott egyenfeszültséget állitó helipot skálabeosztása részecske energiára hitelesithető. E mérésmódszer alkalmazásának sok előnye van. Egyrészt adott detektor esetén az impulzus-generátor skálát csak egy-két esetben kell hitelesiteni ismert energiáju töltött részecskékkel, a későbbiekben bármikor könnyen adhatunk tetszőleges részecskeenergiának megfelelő preciziós jeleket a rendszerre. Másrészt az elektronikus egységek linearitásával szemben igy jóval kisebbek a követelmények, mert az ismeretlen energiacsucs meghatározása a preciziósan ismert impulzus-generátor jelek segitségével történik. Végül: az impulzus-generátorral az erősitő rendszer stabilitása mérés közben is könnyen ellenőrizhető.

Fontos követelmény, hogy az egyenfeszültséget beállitó helipot linearitása nagyon jó (az eltérés <1 %) vagy ohmikus hitelesitési görbéje ismert legyen.

A generátor kapcsolási rajza a 4.b. ábrán látható (100 ohm hullámellenállásu kábelhez illesztett kimenőkörrel). Y_I-el a generátor normál elemes hitelesitésre, pozitiv és negativ kijövő jelekre állitható valamint kikapcsolható; Y_{II}-vel durván, a H helipottal pedig finoman szabályozhatjuk a kivánt impulzus nagyságát.

Az előerősitő fütőfeszültség tápegysége és stabilizátora. Az előerősitő fütésére stabil egyenfeszültséget célszerü alkalmazni. A stabilizátor visszacsatolt emitter követő tipusu. Lásd 4.c. ábra. A referenciafeszültséget egy 6,4 V-os stabil feszültségü Zener-dióda biztositja. Az OC1071 tranzisztort a referencia- és kimenőfeszültség különbségével vezéreljük. A tranzisztor kollektorán kapott vezérlő feszültséget egy OC1071 és OC1072 tranzisztorokból álló erősitővel visszük a három db. OC1016 teljesitmény tranzisztor bázisára. A stabilizátor kimenő feszültsége, ha a hálózati feszültség 30 %-kal változik, 1,3 %-kal tér el a névleges értéktől (6,6 V). A csövek fütéséhez szükséges 6,2 V-ot 0,5 ohmos előtétellenállás segitségével állitjuk be. A stabilizátor 0-tól 2 A-ig terhelhető és 200 % terhelés változásnak a kimenő feszültség 0,5 %-os változása felel meg. A stabilizátort 2 x 9 V diódával egyenirányitott és szürt váltófeszültség táplálja.

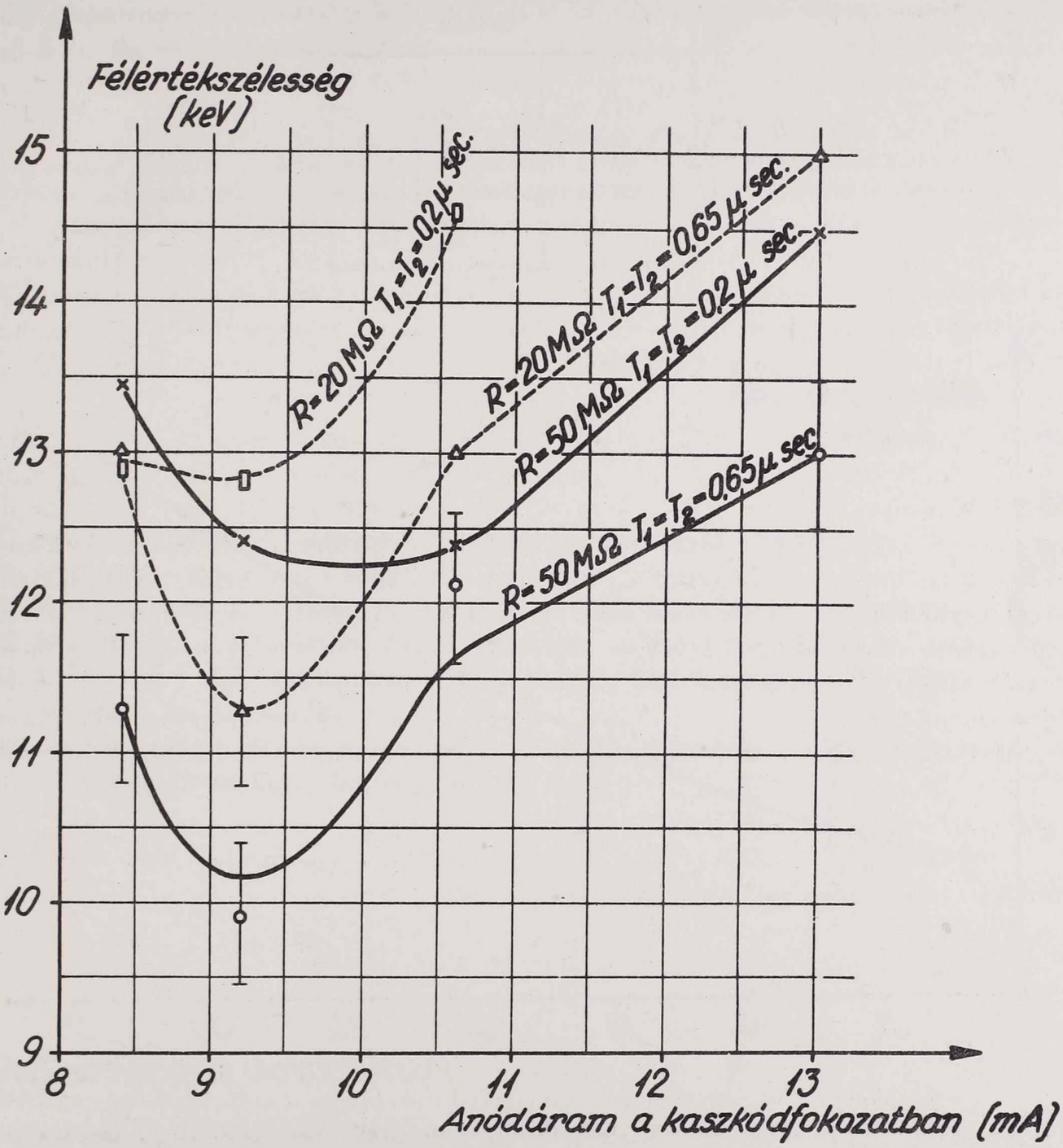
Az anódfeszültséget kétoldalas egyenirányitás után elektronikusan stabilizáltuk. A kapcsolási rajzot itt nem részletezzük.

VIII. Az erősitő rendszer jellemző tulajdonságainak vizsgálata

Linearitás. Az elő- és főerősitő rendszer linearitását impulzus-generátor és differenciál diszkriminátor felhasználásával vizsgáltuk meg. A linearitástól való eltérés a 0 - 100 V kimenő jel tartományban kisebb mint 1 %.

Energiafeloldás. Mint korábban emlitettük, a rendszer épitésénél és beállitásánál optimális energiafeloldásra és ennek megfelelően a detektor és erősitő rendszernél minimális zajszint elérésére törekedtünk.

A cél érdekében megvizsgáltuk, hogy hogyan változik a rendszer zaja a kaszkód fokozat anódáramának függvényében. Az anódáram változásával a csövek meredeksége és a vezérlő rács árama változik és ennek megfelelően változik az egyes zajösszetevők nagysága is. A mérést higanyrelés preciziós impulzus-generátor monoenergetikus jeleinek felhasználásával végeztük, amely jelek a rendszer kimenetén a zajkomponensek hatása miatt kisebb-nagyobb energiaintervallumra szétkenődve jelentkeznek. E szétkenődésre jellemző csucs félértékszélességet a bejövő töltött részecske energiaegységében fejeztük ki ugy, hogy előzőleg a higanyrelés generátort ThC és C' α-részecskékkel hitelesitettük.

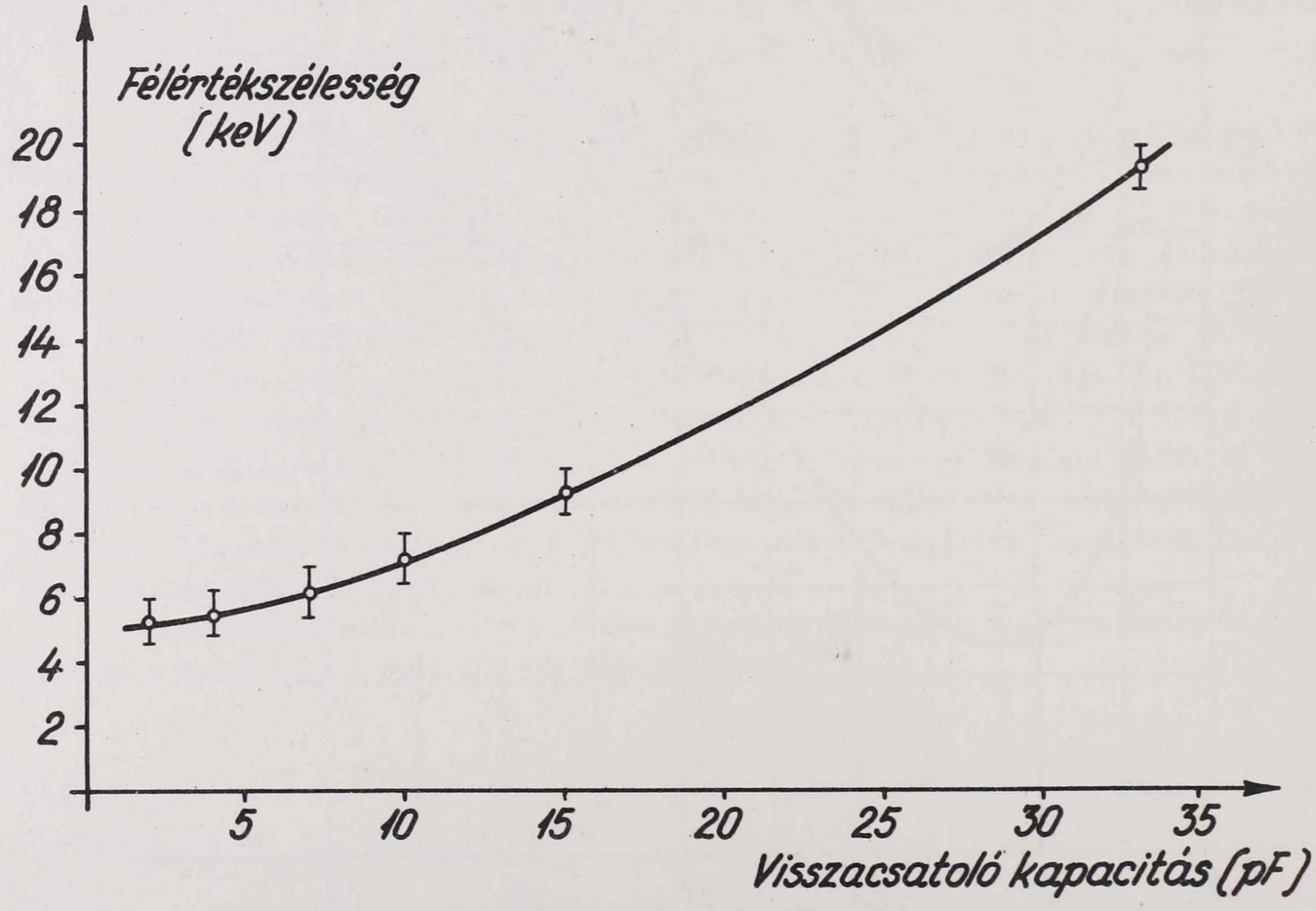


5. ábra. A detektor és erősitő rendszer zaj félértékszélessége, mint a kaszkód fokozat anódáram, az alakformáló időállandók és az R ellenállás függvénye.

A detektor plusz erősitő rendszerre a zajszélesség függését a kaszkód fokozat anódáramától az 5. ábra tünteti fel. Az ábra mutatja, hogy legkisebb félértékszélességet 9,2 mA anódáramnál értük el $R = 50 M\Omega$ ellenállás, $T_1 = T_2 = 0,65$ µsec minimális differenciáló ill. maximális integráló időállandó mellett 17°-os vizzel való hütés esetén. E méréseket $C = 4$ pF visszacsatoló kapacitás alkalmazásával végeztük ugy, hogy az (1)-es jelü D3a volt a kaszkód fokozat alsó csöve.

A méréseket megismételtük a kaszkód alsó részébe bepróbált további három D3a pentódával is. A kapott minimális zajszélességek a detektor plusz erősitő rendszerre az egyes csövek esetében a következők voltak:

D3a jele	Minimális zaj félértékszélesség (keV)
(1)	9,8
(2)	10,7
(3)	11,2
(4)	10,7



6. ábra. Az erősitő rendszer zaj félértékszélessége, mint a visszacsatoló C kapacitás függvénye.

Ha a detektor körüli 17 C°-os vizhütést elhagyjuk, 24 C° szobahőmérsékleten az eddigiekben elért legjobb 9,8 keV-es vonalszélesség 13 keV-re romlott.

A zajszélességet megvizsgáltuk az előerősitő C visszacsatoló kapacitásának függvényében is. Minél nagyobb a visszacsatoló C kapacitás, a töltésérzékeny erősités elve annál inkább érvényesül, de a félértékszélesség romlik. A méréseket a detektor kikötése után végeztük, azaz csak az erősitő rendszer zaját mértük. A kaszkód fokozat anódárama 9,2 mA (optimális munkapont), $T_1 = T_2 = 0,65$ μsec, a hütőviz hőmérséklete pedig 17 C° volt a mérés során. A kaszkód fokozat alsó csövéül az (1)-es jelü D3a-t használtuk. A nyert eredmény a 6. ábrán látható.

Töltésérzékenység. Az előerősitő töltésérzékenységének vizsgálata céljából a félvezető detektorral párhuzamosan kötöttünk 7 pF kapacitást és mértük, mennyivel változik meg a ThC α-jel nagysága a kapacitástöbblet hatására a főerősitő kimenetén. Zéró visszacsatoló kapacitás esetén 16 %, 4 pF visszacsatoló kapacitásnál pedig csak 3,5 % jelnagyság változást kaptunk.

Köszönettel tartozunk *Károlyi Gyula* fizikus, *Bakóczy Mihály*, *Csuka Imre* és *Nagy József* mérnök kollégáknak, valamint a *Toka Gyula* művezető vezetésével dolgozó elektronikus és mechanikai műhely dolgozóinak a berendezések épitésénél ill. az analizáló rendszer bemérésénél nyujtott értékes segitségükért.

Irodalom

[1] *Fényes T.:* ATOMKI Közlemények, *3*/1961/43. Összefoglaló közlemény.
[2] *Fényes T. - Mahunka I.:* Magy. Fiz. Folyóirat, *10*/1962/21.
[3] *Biró J. - Deme S. - Fehér I. - Puskás L.:* KFKI Közlemények, *10*/1962/241.
[4] *E. Fairstein - M. Tsukuda:* IRE Transactions on Nucl. Sci. NS-9, No. 4/1962/63.
[5] *R.L. Chase - W.A. Higinbotham - G.L. Miller:* IRE Transactions on Nucl. Sci. NS-8 No. 1/1961/147.
[6] *A.B. Gillespie:* Signal Noise and Resolution in Nuclear Counter Amplifiers, Pergamon Press Ltd., London, 1953. p. 63.

ABSZOLUT GEOLÓGIAI KORMEGHATÁROZÁSI MÓDSZEREK HIBASZÁMITÁSA I.

A RUBIDIUM-STRONCIUM MÓDSZER HIBASZÁMITÁSA

Kovách Ádám

Az abszolut kormeghatározási módszerek hibaszámitási problémáinak feldolgozása során a Gauss-féle hibaterjedési törvény alapján összefüggést vezetünk le a Rb-Sr kormeghatározási módszer hibája, valamint a mérés során fellépő mérési hibák (Rb, Sr mennyiségi meghatározásának hibái, izotóparányok mérési hibái) között. Tekintetbe vesszük a bomlási állandó pontatlanságából származó hibát is. Az eredő hiba értéke a 3. ábra diagrammjából közvetlenül leolvasható.

B e v e z e t é s

Az egy lépésben történő, elágazásmentes radioaktiv bomlás során az anyaelemből t idő alatt keletkező bomlástermék mennyisége a következőképpen adható meg a radioaktiv bomlás exponenciális alaptörvényének felhasználásával:

$$N_l(t) = N_a(t)\,[exp\ (\lambda t) - 1] \qquad /1/$$

ahol $N_l(t)$ a vizsgált geológiai objektum kialakulása óta felhalmozódott leányelem atomjainak száma, $N_a(t)$ az anyaelem ugyanekkor jelenlevő atomjainak száma, λ az anyanuklid bomlási állandója. Az /1/ kifejezés egyszerü átalakitásokkal a következő alakra hozható:

$$t = \frac{1}{\lambda} ln\ \left(\frac{N_l(t)}{N_a(t)} + 1\right) \qquad /2/$$

Az anyaelem és a vizsgált ásványi rendszer kialakulása óta keletkezett bomlástermék koncentrációinak ismeretében tehát a mért koncentrációarányok kialakitásához szükséges idő, tehát az ásvány abszolut geológiai kora kiszámitható.

Ahhoz, hogy a mért atomi koncentrációarányból számitott életkor a vizsgált objektum valódi korát szolgáltassa, szükséges feltételeznünk, hogy az objektumban talált leányelem teljes mennyisége radiogén, továbbá, hogy a vizsgált objektumban az anyaelem és bomlástermékének koncentrációviszonya csak a radioaktiv bomlás következté-

ben változik meg. Kétségtelen, hogy e feltevések meglehetősen sulyos megkötést jelentenek, és a természetben előforduló viszonyokat sokszor meg sem közelitik, éppen ezért az ilyen módszerrel számitott életkorok értékeit minden esetben erős kritika alá kell vetnünk. E szemponttól függetlenül azonban igen jelentős kérdés annak reális tisztázása, milyen mértékben tükröződnek az eljárás mérési hibái a nyert életkor értékének hibájában, továbbá, hogy az életkor értékének megállapitása során felhasznált állandók értékei milyen mértékben teszik eleve bizonytalanná a nyert életkor értékeket.

Az egyes kormeghatározási módszerek exakt hibaszámitásával foglalkozó irodalom meglehetősen hiányos. Az urán-ólom, valamint a tórium-ólom kormeghatározási módszerhez Черныше [1] ad meg hibaszámitáshoz alkalmas kifejezéseket, mig a rubidium-stroncium módszer hibaszámitásával *Fairbairn* [2] foglalkozik, ez utóbbi közlemény azonban nehezen hozzáférhető.

Az emlitettek alapján célul tüztük ki az egyes kormeghatározási módszerek hibaszámitási problémáinak részletes feldolgozását, továbbá az egyes módszereknél gyakorlatilag alkalmazható, exakt hibabecslési módszerek megadását. E közleményben elsőnek a rubidium-stroncium kormeghatározási módszer hibaszámitásával foglalkozunk.

A z a l k a l m a z o t t h i b a s z á m i t á s a l a p e l v e i

A Rb^{87} β-bomlását felhasználó kormeghatározási módszernél - célszerüségi okokból - a Sr^{87}, illetve Rb^{87} atomi koncentráció helyett a Sr^{86} nem radiogén stronciumizotóp gyakoriságára vonatkoztatott relativ koncentrációk értékeit használjuk fel, hogy a tömegspektrométeres mérés eredményei a kormeghatározásnál közvetlenül hasznosithatók legyenek. Ha a radiogén Sr^{87} nuklid koncentrációját a szokásos módon Sr^{87*}-al jelöljük, a /2/ kifejezés tehát a következőképpen módosul:

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \left(\frac{Sr^{87*}/Sr^{86}}{Rb^{87}/Sr^{86}} + 1 \right) \qquad /3/$$

A $Sr^{87*}/Sr^{86} = A$ és $Rb^{87}/Sr^{86} = B$ jelöléseket bevezetve a Gauss-féle hibaterjedési összefüggés szerint az abszolut geológiai életkor hibájának négyzete a következőképpen adható meg:

$$(\Delta t)^2 = \left(\frac{\partial t}{\partial \lambda} \Delta\lambda\right)^2 + \left(\frac{\partial t}{\partial A} \Delta A\right)^2 + \left(\frac{\partial t}{\partial B} \Delta B\right)^2 \qquad /4/$$

Az egyes parciális deriváltak kiszámitása, valamint egyszerü átalakitások után a /4/ kifejezés a következő alakra hozható:

$$(\Delta t)^2 = \left(t \frac{\Delta \lambda}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{1}{\lambda} \cdot \frac{A}{A+B}\right)^2 \left[\left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\Delta B}{B}\right)^2\right] \qquad /5/$$

Az /1/ alapösszefüggés felhasználásával kimutatható, hogy $A/(A+B) = 1 - \exp(-\lambda t)$,

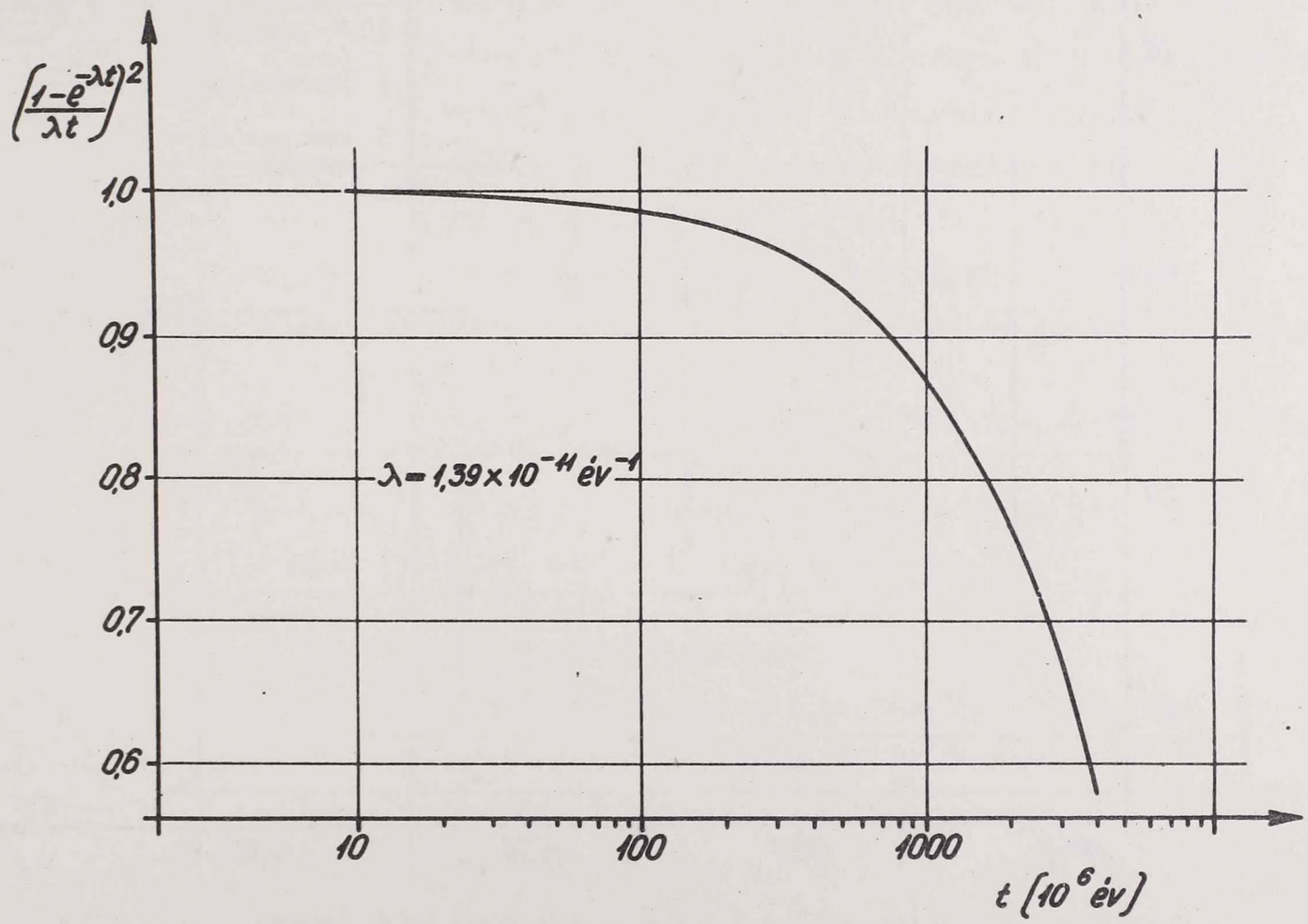
és igy végeredményben a nyert életkor relativ hibája a következőképpen adható meg:

$$\frac{\Delta t}{t} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda}\right)^2 + \left[\frac{1 - exp\ (-\lambda t)}{\lambda t}\right]^2 \left[\left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\Delta B}{B}\right)^2\right]} \qquad /6/$$

Az 1. ábrán feltüntettük az $\{[1 - exp\ (-\lambda t)]/\lambda t\}^2$ mennyiséget az abszolut életkor függvényében. Látható, hogy e tényező értéke még magas életkorok esetében is csak kevéssé tér el az egységtől, az eltérés egy milliárd éves életkor esetén is mindössze 12,3 %. Erre való tekintettel e tényező elhagyható, annál is inkább, mert ezáltal a kapott hiba értéke nem csökken. Enpek megfelelően tehát a /6/ kifejezés a következő egyszerü alakot ölti:

$$\frac{\Delta t}{t} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\Delta B}{B}\right)^2} \qquad /7/$$

A következőkben a /7/ kifejezésben előforduló relativ hibák részletes megbecslésével kivánunk foglalkozni.



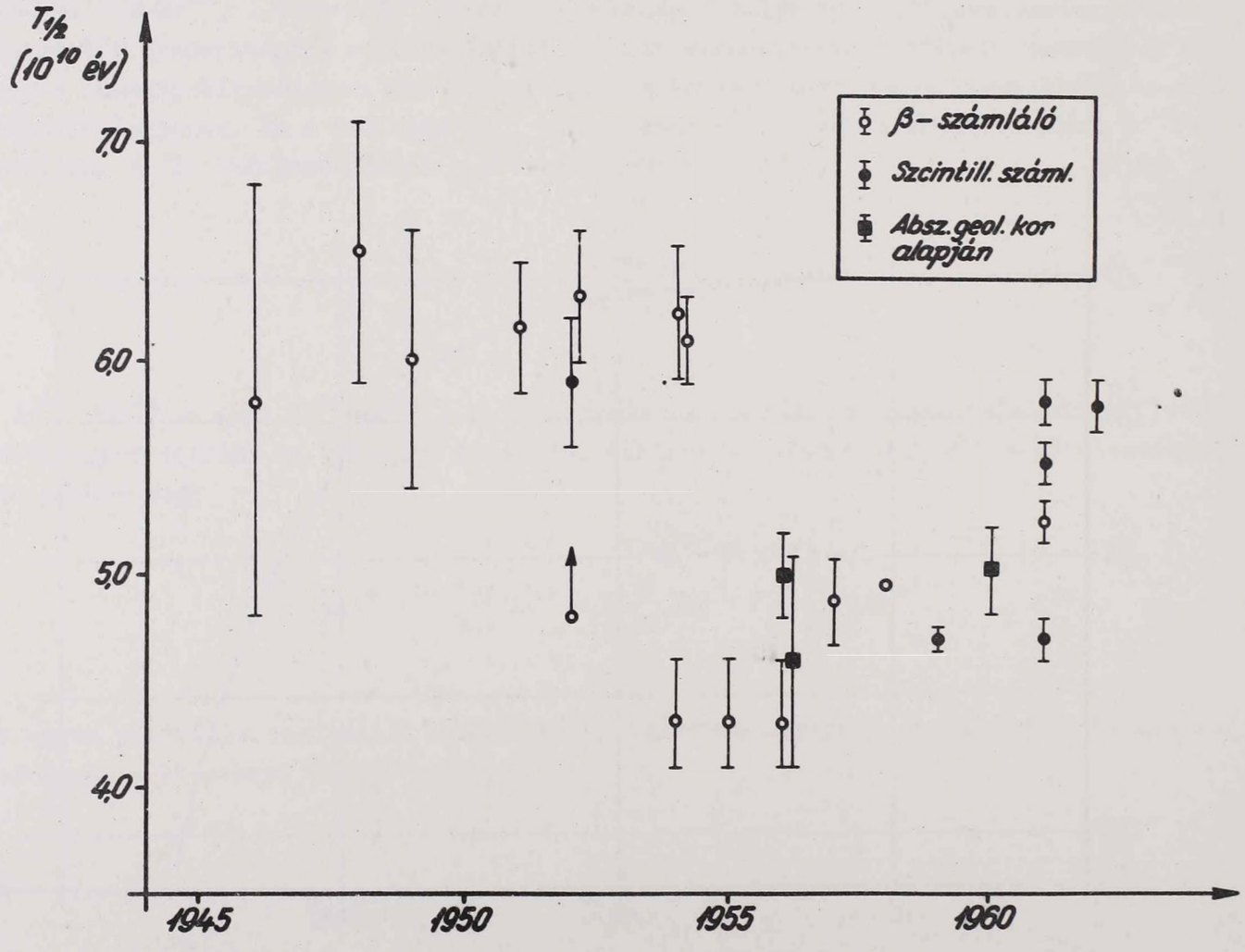
1. ábra. Az $\{[1 - exp\ (-\lambda t)]/\lambda t\}^2$ mennyiség az életkor függvényében.

A Rb^{87} bomlási állandójának relativ hibája

A Rb^{87} bomlási állandójának meghatározásával az irodalomban számos közlemény foglalkozik. A felezési idő, illetőleg a bomlási állandó értékének meghatározására lényegében két módszer kinálkozik. Az egyik módszer a /2/ kifejezést használja fel, amennyiben ismert abszolut koru geológiai képződmények felhasználásával a geológiai kor értékéből határozza meg a bomlási állandó értékét. A másik módszer a rubidium specifikus aktivitásának mérése utján következtet a bomlás állandó értékére. Az ilyen jellegü meghatározások eleinte beta-számlálócsővel, ujabban szcintillációs módszerrel történtek.

Az 1. táblázatban összefoglaltuk a rubidium-87 felezési idejére nyert adatokat az irodalmi közlés sorrendjében, feltüntetve a megadott hibahatárokat is.

A könnyebb összehasonlithatóság kedvéért a 2. ábrán feltüntettük az 1945, év után végzett meghatározások eredményeit, melyek átlagértéke $5{,}35 \cdot 10^{10}$ év. Bár az egyes szerzők gyakran igen alacsony hibákat adnak meg, a különböző meghatározások eredményei a megadott hibahatárokat meghaladó mértékben térnek el egymástól. Mindez arra mutat rá, hogy a Rb^{87} bomlási állandója ma sem ismert kielégitő pontossággal. Meg kivánjuk jegyezni, hogy más módszerekkel végzett geológiai kormeghatározások alapján az $5 \cdot 10^{10}$ év felezési idő valószinüsithető (lásd az 1. táblázatban *Aldrich* et al./1956/



2. ábra. A Rb^{87} felezési idejére nézve az 1945. utáni irodalomban található értékek a közlés időpontjának megfelelő rendben.

1. Táblázat

Irodalmi adatok a Rb^{87} felezési idejére vonatkozóan

10^{10} T 1/2 és egységekben	Mérési módszer	Irodalom
7,5	geol	*Hahn, O. - Rothenbach, M.:* Phys. Z., *20*/1919/194.
12,0	β-száml.	*Mühlhoff, W.:* Ann. Phys., *1*/1930/205.
4,4	ködkamra	*Orban, G.:* Sb. d. Akad. Wiss. Wien, Math.-Nat. Kl. /IIa/ *140*/1931/121.
6,3	geol	*Strassmann, F. - Walling, E.:* Ber. dent. Chem. Ges., *71*/1938/1B, 1.
7,5	geol	*Chaudhury, P.H.:* Proc. Nat. Inst. Sei. India, *8*/1942/45.
5,8 ± 1,0	β-száml.	*Eklund, S.:* Ark. Mat. Ast. Fys.. *33A*/1946/60.
6,5 ± 0,6	β-száml.	*Haxel, O. - Houtermans, F.G. - Kemmerich, M.:* Phys. Rev., *74*/1948/1886.
6,0 ± 0,6	β-száml.	*Kemmerich, M.:* Z. Phys., *126*/1949/399.
6,15 ± 0,3	β-száml.	*Curran, S.C. - Dixon, D. - Wilson, H.W.:* Phys. Rev., *84*/1951/151., és Phil. Mag., *43*/1952/82.
5,9 ± 0,3	szcint.	*Lewis, G.M.:* Phil. Mag., *43*/1952/1070.
6,29 ± 0,3	β-száml.	*McGregor, M.H. - Wiedenbeck, M.L.:* Phys. Rev., *86*/1952/420.
4,8	β-száml.	*Geese-Bänisch, I. - Huster, E. - Walcher, W.:* Naturwiss., *38*/1952/379.
$4,3^{+0,3}_{-0,2}$	β-száml.	*Geese-Bänisch, I. - Huster, E.:* Naturwiss., *41*/1954/495.
6,23 ± 0,3	β-száml.	*McGregor, M.H. - Wiedenbeck, M.L.:* Phys. Rev., *94*/1954/138.
6,1 ± 0,2	β-száml.	*Flinta, J. - Eklund, E.:* Ark. Fys., 7/1954/401.
$4,3^{+0,3}_{-0,2}$	β-száml.	*Geese-Bänisch, I.:* Z. Phys., *142*/1955/565.
$4,3^{+0,3}_{-0,2}$	β-száml.	*Huster, E.:* Nucl. Proc. in Geol. Settings, NAS-NRC Publ. No. 400, Washington /1956/ p. 195.
5,0 ± 0,2	geol	*Aldrich, L.T.* - et sl: Bull. Am. Phys. Soc., *1*/1956/31, és Phys. Rev., *103*/1956/1045.
4,6 ± 0,5	geol	*Fritze, K. - Strassmann, F.:* Z. Naturforsch., *11a*/1956/277.
4,88 ± 0,2	β-száml.	*Libby, W.F.:* Anal. Chem., *29*/1957/1566.
4,95	β-száml.	*Huster, E. - Rausch:* lásd *Aldrich, L.T. - Wetheri, G.W.:* Ann. Rev. Nucl. Sci., *8*/1958/257.
4,7 ± 0,05	szcint.	*Flynn, K.F. - Glendenin, L.E.:* Phys. Rev., *116*/1959/744.
5,02 ± 0,2	geol.	*Овчинникова, Г.В.:* Геохимия, No. 5, /1960/392.
5,82 ± 0,1	szcint.	*Egelkraut, K. - Leutz, H.:* Z. Phys., *161*/1961/13.
4,7 ± 0,1	szcint.	*Glendenin, L.E.:* Ann. N.Y. Acad. Sci., *91*/1961/166.
5,53 ± 0,1	szcint.	*Beard, G.B. - Kelly, W.H.:* Nucl. Phys., *28*/1961/570.
5,25 ± 0,1	β-száml.	*McNair, A. - Wilson, H.W.:* Phil. Mag., *64*/1961/563.
5,8 ± 0,12	Szcint.	*Leutz, H. - Wenninger, H. - Ziegler, K.:* Z. Phys., *169*/1962/409.

valamint *Овчинникова* /1960/ eredményeit) míg fizikai módszerek ennél magasabb értéket valószínüsitenek. A gyakorlatban a $T\ 1/2 = 5 \cdot 10^{10}$ év és az ennek megfelelő $\lambda = 1,39 \cdot 10^{-11}$ év $^{-1}$ bomlási állandó érték jól hasznositható.

A bomlási állandó legvalószinübb értékének problémájától függetlenül azonban az 1. táblázat valamint a 2. ábra alapján arra lehet következtetni, hogy a Rb^{87} felezési ideje értékében mintegy $\pm 0,2 \cdot 10^{10}$ év bizonytalanság feltételezhető. A bomlási állandó relativ hibájában ez mintegy 4 %-os bizonytalanságot eredményez, a továbbiakban tehát a bomlási állandó relativ hibájára nézve a $\Delta\lambda/\lambda = 0,04$ értéket fogadjuk el.

A Sr^{87*}/Sr^{86} arány hibája

Az, hogy a /3/ kifejezésben a kormeghatározás során hasznositott mennyiségeket a Sr^{86} izotóp gyakoriságára vonatkoztatjuk, annál is indokoltabb, mert a rubidiumot számottevő mértékben tartalmazó ásványok általában nem-radiogén stronciumot is tartalmaznak. A nem-radiogén Sr^{87} mennyiségére történő korrekció viszont a Sr^{87}/Sr^{86} arányon igen egyszerüen végrehajtható.

Jelöljük C-vel a tömegspektrométerrel mért átlagos Sr^{87}/Sr^{86} arányt. ΔC-vel jelöljük a tömegspektrométerrel mért C érték középhibáját:

$$\Delta C = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n} (C_i - C)^2}{n(n-1)}} \qquad /8/$$

A $Sr^{87*}/Sr^{86} = A$ mennyiséget megkapjuk, ha a mért C értékből levonjuk a nem-radiogén stronciumra jellemző C_0 izotóparányt. Ennek értéke mutat ugyan csekély mértékü életkorfüggést is [3], [4], [5], azonban nem követünk el nagy hibát, ha értékét állandónak tekintjük. Nem tul idős (kambrium utáni) kőzetek esetén értékét 0,712-nek vehetjük.

A nem-radiogén Sr^{87}/Sr^{86} arányra egyes szerzők a következő értékeket adják meg:

2. táblázat

Nem-radiogén Sr^{87}/Sr^{86} gyakoriságarány értéke

Sr^{87}/Sr^{86}	Minta	Irodalom
0,712	reagens Sr	*Nier, A.O.:* Phys. Rev., *54*/1938/275.
0,714	reagens Sr	*White, J.R. - Cameron, A.E.:* Phys. Rev., *74*/1948/991.
0,711	reagens Sr	*Aldrich, L.T.:* Phys. Rev., *89*/1953/631.
0,714	reagens Sr	*Акишин, М.А.:* Ж. Физ. Хим., *30*/1956/1384.
0,712	tengerviz	*Anderson, P.J. - et al.:* USAEC Report NYO-3937, p. 62. /1957/
0,712	reagens Sr	*Pinson, W.H.:* USAEC Report, NYO-3937, p. 75. /1957/

A táblázat adatai alapján indokolt, hogy a $(Sr^{87}/Sr^{86})_o$ arány hibájának figyelembevételétől eltekintsünk. Az elmondottaknak megfelelően tehát $A = C - C_o$, és ebből következően $\Delta A = \Delta C$; ahol ΔC a tömegspektrométerrel mért Sr^{87}/Sr^{86} arány középérték-középhibája. A relativ hibákat tekintve

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{\Delta C}{C - C_o} \qquad /9/$$

A Rb^{87}/Sr^{86} arány relativ hibája

A $B = [Rb^{87}]/[Sr^{86}]$ arány meghatározható a Rb és Sr koncentrációjának, valamint a két elem izotópösszetételének mérése utján:

$$B = \frac{[Rb^{87}]}{[Sr^{86}]} = \frac{Rb}{Sr} \cdot \frac{P}{Q} \qquad /10/$$

ahol Rb, Sr a rubidium, illetve stroncium elemek koncentrációját jelölik, P és Q a Rb^{87}, illetve Sr^{86} százalékos előfordulását adják meg a Rb, illetve Sr teljes mennyiségéhez képest.

Tekintettel arra, hogy a P mennyiség értéke ismert és állandó [6], a B mennyiség hibája az Rb, Sr koncentrációk és a Q izotópgyakoriság hibáinak értékéből tevődik össze:

$$\left(\frac{\Delta B}{B}\right)^2 = \left(\frac{\Delta Rb}{Rb}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Sr}{Sr}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Q}{Q}\right)^2 \qquad /11/$$

A /11/ kifejezésben szereplő értékek közül $\Delta Rb/Rb$ és $\Delta Sr/Sr$ mérési hibákat jelölnek. Értéküket az alkalmazott analitikai módszertől függ: izotópnigitással végzett meghatározások esetén értéküket néhány százalék, spektrálanalitikai módszerek alkalmazása esetén mintegy 20 százalék körüli érték lehet. A továbbiakban a $\Delta Rb/Rb$ és $\Delta Sr/Sr$ relativ hibákat egyenlőeknek tételezzük fel.

A Sr^{86} relativ gyakorisága nem tekinthető állandónak, mivel ez függvénye a radiogén Sr^{87*} mennyiségének is. Ha a Sr^{84}, Sr^{86}, Sr^{87}, Sr^{88} izotópok relativ gyakoriságait rendre U, Q, V, W mennyiségekkel jelöljük, akkor $U + Q + V + W = I$. A Sr^{86} gyakoriságával való osztás, majd átrendezés után a következő összefüggés nyerhető a Sr^{86} gyakorisága, valamint az egyes stronciumizotópok gyakoriságarányai között:

$$Q = \frac{1}{\frac{U}{Q} + 1 + \frac{V}{Q} + \frac{W}{Q}} \qquad /12/$$

A /12/ kifejezésben U/Q; W/Q ismert értékek, állandók, mert értéküket a radiogén Sr^{87} mennyisége nem befolyásolja, ugyanakkor a V/Q hányados a tömegspektrométeren mért $C = Sr^{87}/Sr^{86}$ aránnyal azonos. Ha bevezetjük a $D = U/Q + W/Q + 1$ jelölést, ugy a /12/ összefüggésnek megfelelően

$$Q = \frac{1}{D + C} \qquad \text{és} \qquad \frac{\Delta Q}{Q} = \frac{\Delta C}{D + C} \qquad /13/$$

továbbá a /13/ kifejezés felhasználásával a /11/ hiba alakja a következőképpen módosul:

$$\left(\frac{\Delta B}{B}\right)^2 = \left(\frac{\Delta Rb}{Rb}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Sr}{Sr}\right)^2 + \left(\frac{\Delta C}{D + C}\right)^2 \qquad /14/$$

A r u b i d i u m - s t r o n c i u m m ó d s z e r m é r é s i h i b á j a

Irjuk fel most már a /7/ kifejezés alapján, a /9/ és /14/ hibák felhasználásával az abszolut geológiai életkor relativ hibáját:

$$\frac{\Delta t}{t} = \sqrt{0,0016 + \left(\frac{\Delta C}{D + C_o}\right)^2 + \left(\frac{\Delta C}{D + C}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Rb}{Rb}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Sr}{Sr}\right)^2} \qquad /15/$$

A ΔC mérési hibát tartalmazó tagok, felhasználva a $C - C_o = A$ összefüggést, valamint beyezetve a $D_o = D + C_o$ helyettesitést, összevonhatók a következő módon:

$$\left(\frac{\Delta C}{C - C_o}\right)^2 + \left(\frac{\Delta C}{D + C}\right)^2 = \left(\frac{\Delta C}{A}\right)^2 \left[1 + \left(\frac{A}{A + D_o}\right)^2\right] \qquad /16/$$

A /16/ kifejezést /15/-be helyettesitve, továbbá tekintetbe véve, hogy a Sr és Rb mennyiségének relativ mérési hibái azonosoknak vehetők, megkapjuk a hibabecsléshez használt végleges kifejezést:

$$\frac{\Delta t}{t} = \sqrt{0,0016 + \left(\frac{\Delta C}{A}\right)^2 \left[1 + \left(\frac{A}{A + D_o}\right)^2\right] + 2\left(-\frac{\Delta Rb}{Rb}\right)^2} \qquad /17/$$

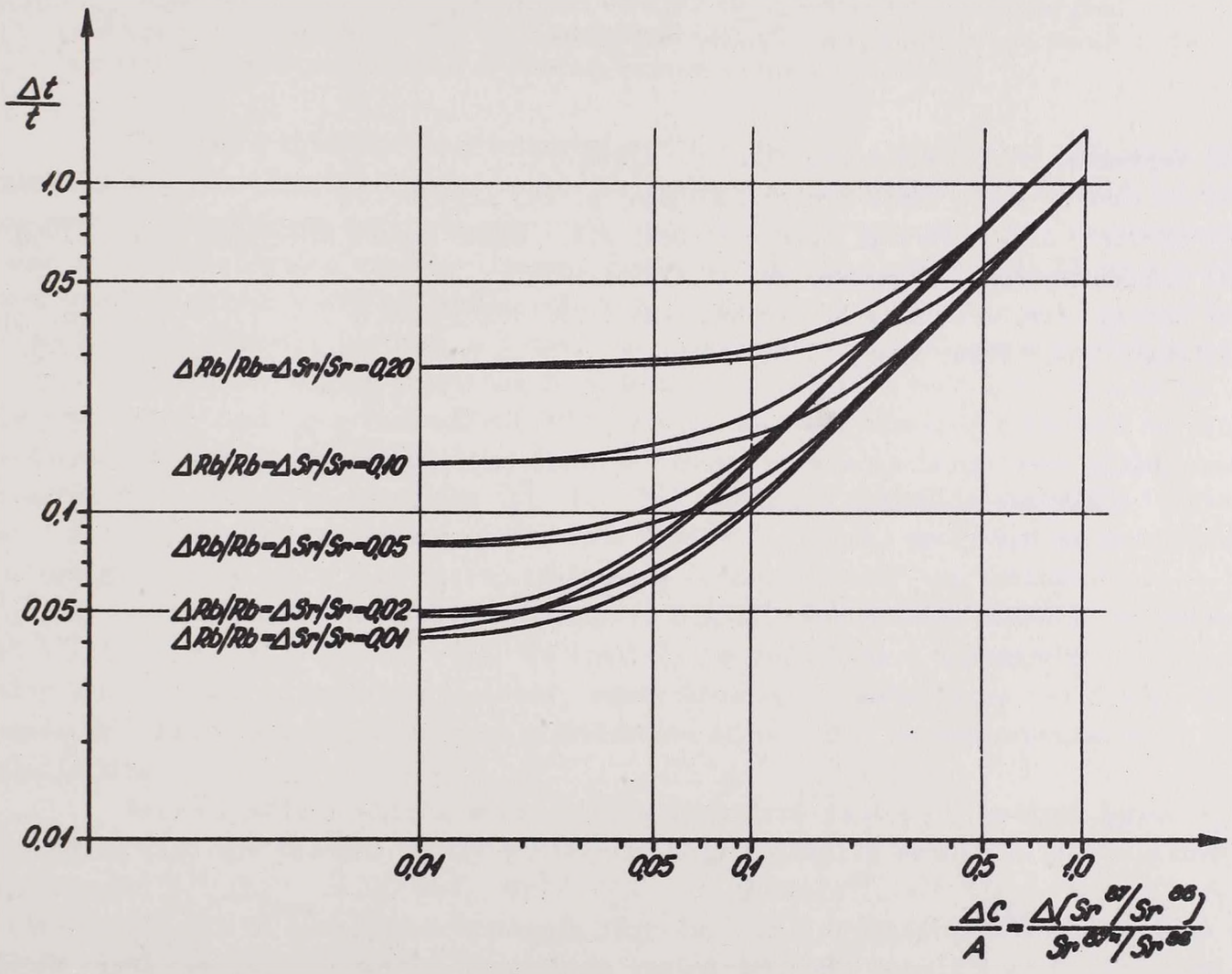
A D_o mennyiség ismert, mert ez a Sr^{86} izotóp gyakoriságának reciprok értéke radiogén stronciumot nem tartalmazó stroncium esetében. A nem-radiogén stronciumon végzett meghatározások tanusága szerint értéke kb. 10-nek vehető, amiből következik, hogy végeredményben az abszolut kor relativ hibájának két határesetét különböztethetjük meg. Ha $A \ll D_o$, tehát a minta kevés radiogén stronciumot tartalmaz, a relativ hibát a

$$\frac{\Delta t}{t} = \sqrt{0,0016 + \left(\frac{\Delta C}{A}\right)^2 + 2\left(\frac{\Delta Rb}{Rb}\right)^2} \qquad /18a/$$

kifejezés adja meg. Amennyiben a minta igen sok radiogén stronciumot tartalmaz, tehát $A \gg D_0$ a hibát a

$$\frac{\Delta t}{t} = \sqrt{0,0016 + 2\left(\frac{\Delta C}{A}\right)^2 + 2\left(\frac{\Delta Rb}{Rb}\right)^2} \qquad /18b/$$

kifejezés szolgáltatja. E látszólagos ellentmondás megértéséhez vegyük tekintetbe, hogy igen sok radiogén stroncium esetén a járulékos hibát a Sr^{88} előfordulási gyakoriságának növekvő pontatlansága hozza magával, függetlenül attól, hogy a radiogén stroncium mennyiségének növelésével a $\Delta C/A$ hiba értéke általában erősen csökken.



3. ábra. A rubidium-stroncium kormeghatározási módszer relativ hibája a $\Delta(Sr^{87}/Sr^{86})/(Sr^{87*}/Sr^{86})$ mennyiség függvényében, a /18a/ és /18b/ összefüggések alapján. Paraméterként a Rb és Sr koncentrációja meghatározásának hibája szerepel. Az azonos paraméterértékekhez tartozó görbék a hiba minimális és maximális értékét adják meg, a valódi hiba e határok között a Sr^{87*}/Sr^{86} mennyiség értéke szerint változik.

A 3. ábrán a /18a/ és /18b/ kifejezésekkel megadott - minimális és maximális - relativ hibákat tüntettük fel az $A = Sr^{87*}/Sr^{86}$ mennyiség függvényében, paraméterként választva a $\Delta Rb/Rb = \Delta Sr/Sr$ mérési hibák értékét. E paraméter-értékek gyanánt - mint tipikus értékeket - az 1, 2, 5, 10, 20 % értékeket választottuk. Izotóphigitással történő analizis esetén az 1, 2, esetleg 5 %-hoz tartozó görbék; spektrálanalitikai meghatározások felhasználása esetén a 10 % és 20 % értékekhez tartozó görbék használhatók.

Annak eldöntése, hogy a valódi hiba a két határgörbe közötti terület melyik részére esik, az $A = Sr^{87*}/Sr^{86}$ arány értéke alapján történhet. Tájékozódásul szolgálhatnak a következő félkvantitativ megállapitások:

a./ Amennyiben a Sr^{87*}/Sr^{86} arány $A < 3$, az alsó határgörbék által szolgáltatott relativ hibaértékek adják a kormeghatározás relativ hibáját.

b./ Ha $10 < A < 20$, ugy jó közelitéssel a két határgörbe által szolgáltatott érték számtani közepe szolgáltatja a megfelelő hibát.

c./ $A > 50$ esetén a felső határgörbék által megadott hiba értéke fogadható el az abszolut életkor relativ hibája gyanánt.

Irodalom

[1] *Черныщев, Н.В.*: Геохимия, No. 1. /1962/73.

[2] *Fairbairn, H.W.*: USAEC Report NYO-3936, p. 29. /1956/

[3] *Cornier, R.F. - Herzog, L.F. - Pinson, W.H.*: USAEC Report NYO-3936, p. 43. /1956/

[4] *Жуколюков, Ю.А.*: Геохимия, No. 11. /1961/1023.

[5] *Hurley, P.M.* - et al.: J. Geophys. Res., *67*/1962/5315.

[6] *Nier, A.O.*: Phys. Rev., *79*/1951/450.

TRANSZMISSZIÓS GÖRBÉK FOLYTONOS SPEKTRUMU β-SUGÁRZÁSOKRA

*Berényi Dénes - Vertse Tamás**

Szcintillációs β-spektrométerrel felvettük a %-os transzmissziós görbéket a S^{35} ($E_{\beta_{max}}$ = 167 keV), a Tl^{204} ($E_{\beta_{max}}$ = 760 keV) és a P^{32} ($E_{\beta_{max}}$ = 1711 keV) folytonos β-sugárzására Al abszorbensek esetében és a görbék egyes pontjain (azaz meghatározott abszorbens vastagságoknál) megvizsgáltuk az áthaladt sugárzás spektrális eloszlását.

Nemcsak a különböző magfizikai vizsgálatokban, de a magfizikai módszerek alkalmazásainál más tudományokban is megtörténik, hogy a vizsgálatokban szereplő folytonos energia eloszlásu β-sugárzás vékonyabb vagy vastagabb anyagrétegen (absorbensen) halad keresztül. Legtöbb esetben ilyenkor fontos annak figyelembevétele, hogy a β-részek számában milyen mérvü csökkenést okozott az absorbens jelenléte, sőt sok esetben felmerülhet az a kérdés is, hogy a β-spektrum alakjában milyen változást eredményezett.

Ismeretes, hogy a folytonos β-sugarak abszorpciójára vonatkozó exponenciális törvényszerüség csak igen durva közelitést jelent, amelytől lényeges eltérések is előfordulnak. A gyakorlat számára igen hasznos lenne, ha a monoenergetikus elektronok transzmissziós görbéihez hasonlóan (pl. [1 - 3]) különböző maximális energiáju folytonos β-sugárzásokra is rendelkezésre állnának olyan diagrammok, amelyeken az abszorbens vastagság függvényében a %-os áteresztőképesség (transzmisszió) van feltüntetve.

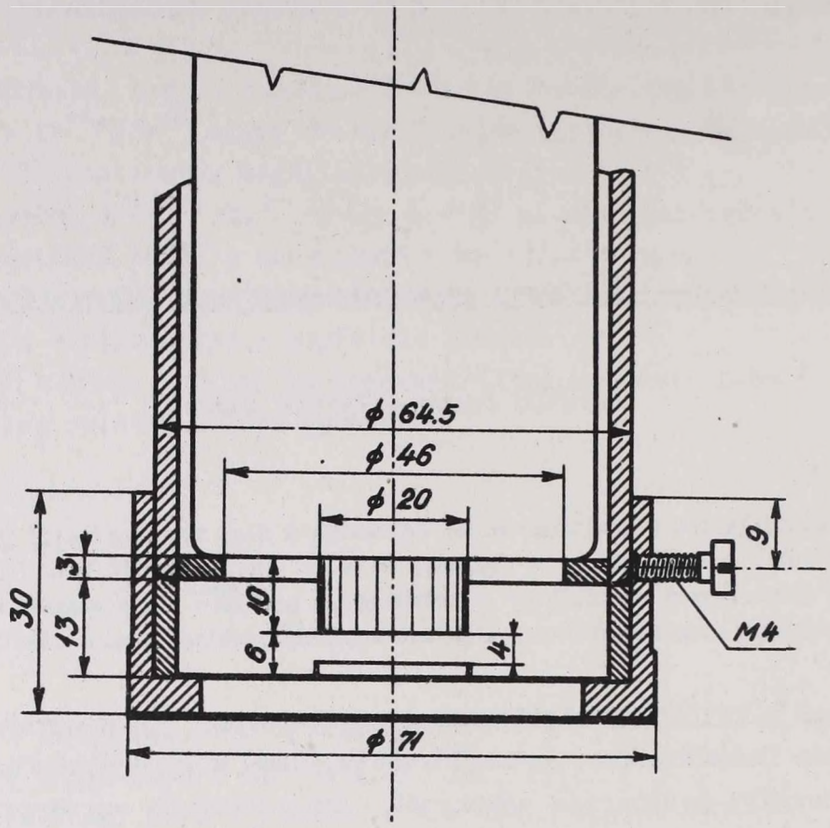
Az irodalomban csak elszórtan, egyes β-spektrumokra lehet abszorpciós görbéket találni (pl. Ca^{45} [4], P^{32} [5]) és ezekkel kapcsolatosan - tudomásunk szerint - sehol sem közöltek olyan vizsgálatokat, amelyekben egyes abszorbens vastagságoknál megnézték volna a β-spektrum energia eloszlásának módosulását az abszorbensen való áthaladás után.

Ezért kiválasztottunk három tiszta β-sugárzó izotópot, amelyek közül egy viszonylag kis, egy közepes és egy viszonylag nagy maximális energiáju β-spektrummal rendelkezik: S^{35} ($E_{\beta_{max}}$ = 167 keV), Tl^{204} ($E_{\beta_{max}}$ = 760 keV)**, P^{32} ($E_{\beta_{max}}$ = 1711 keV). Ezekre vettük fel Al abszorbens vastagság függvényében a transzmissziós görbéket és a görbék egyes pontjain (bizonyos abszorbens vastagságoknál) megvizsgáltuk az abszorbensen áthaladó β-sugárzás spektrális eloszlását.

* Szakkörös hallgató az ATOMKI-ben

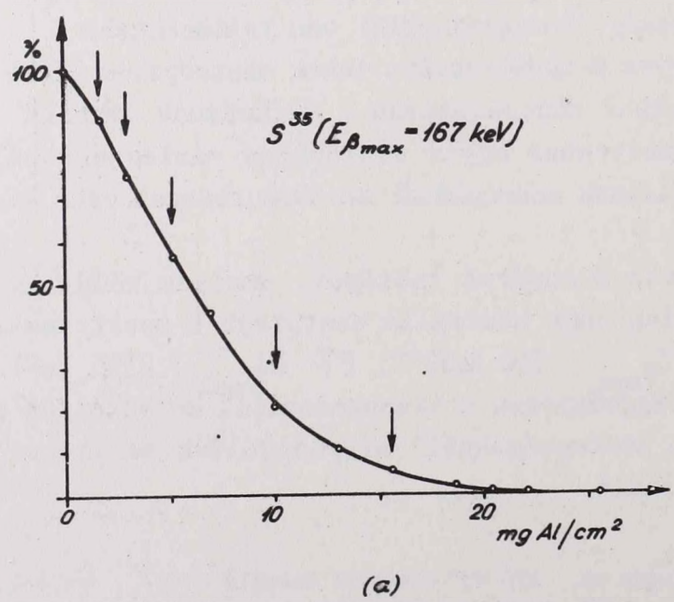
** A Tl^{204} bomlásában 2,6 %-ban előfordul elektronbefogás is, 376 keV átmeneti energiával [6]. A mi jelenlegi szempontunk szerint azonban a Tl^{204} tiszta β-sugárzónak tekinthető.

A mérésekhez egy egycsatornás szcintillációs β-spektrométert használtunk [7], cseh gyártmányu (VUPEF, Prága) plasztik foszforral (20 mm Ø; 10 mm magas). A berendezés feloldóképessége ~25 % volt a Cs^{137} 624 keV-os konverziós vonalára. A szcintillátor és a forrás elhelyezkedését az 1. ábra mutatja. A forrás és a kristály fel-

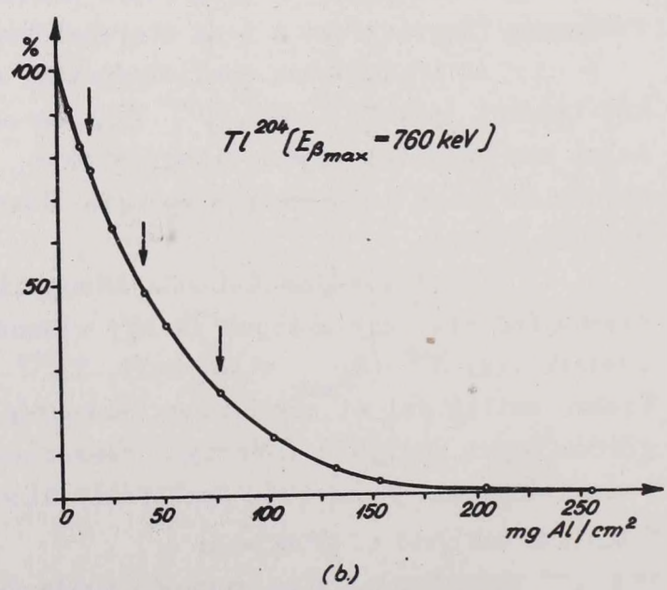


1. ábra. A szcintillátor és a forrás elhelyezkedése.

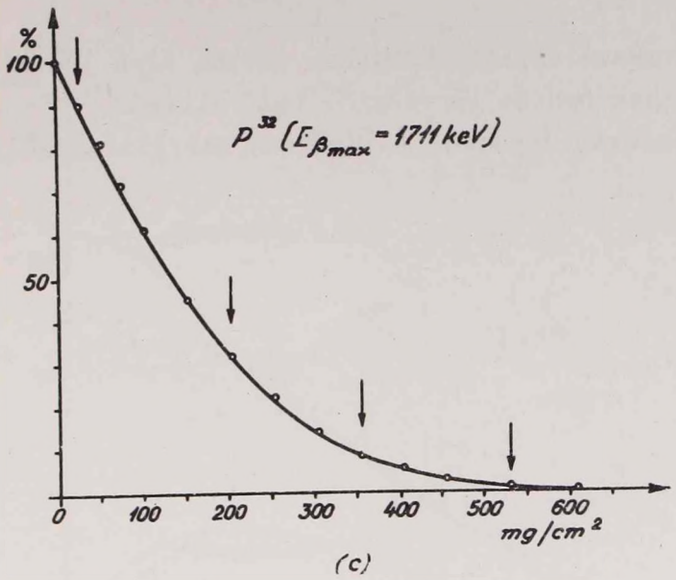
szine között kb. 6 mm levegőréteg volt (~0,7 mg/cm² felületi sürüség), ami 20 keV-os elektronok hatótávolságának felel meg. Méréseinkben ettől eltekintettünk, a különböző Al abszorbensekkel összehasonlitva az abszorbens nélkül mért impulzusszámot 100 %-nak vettük.



(a)

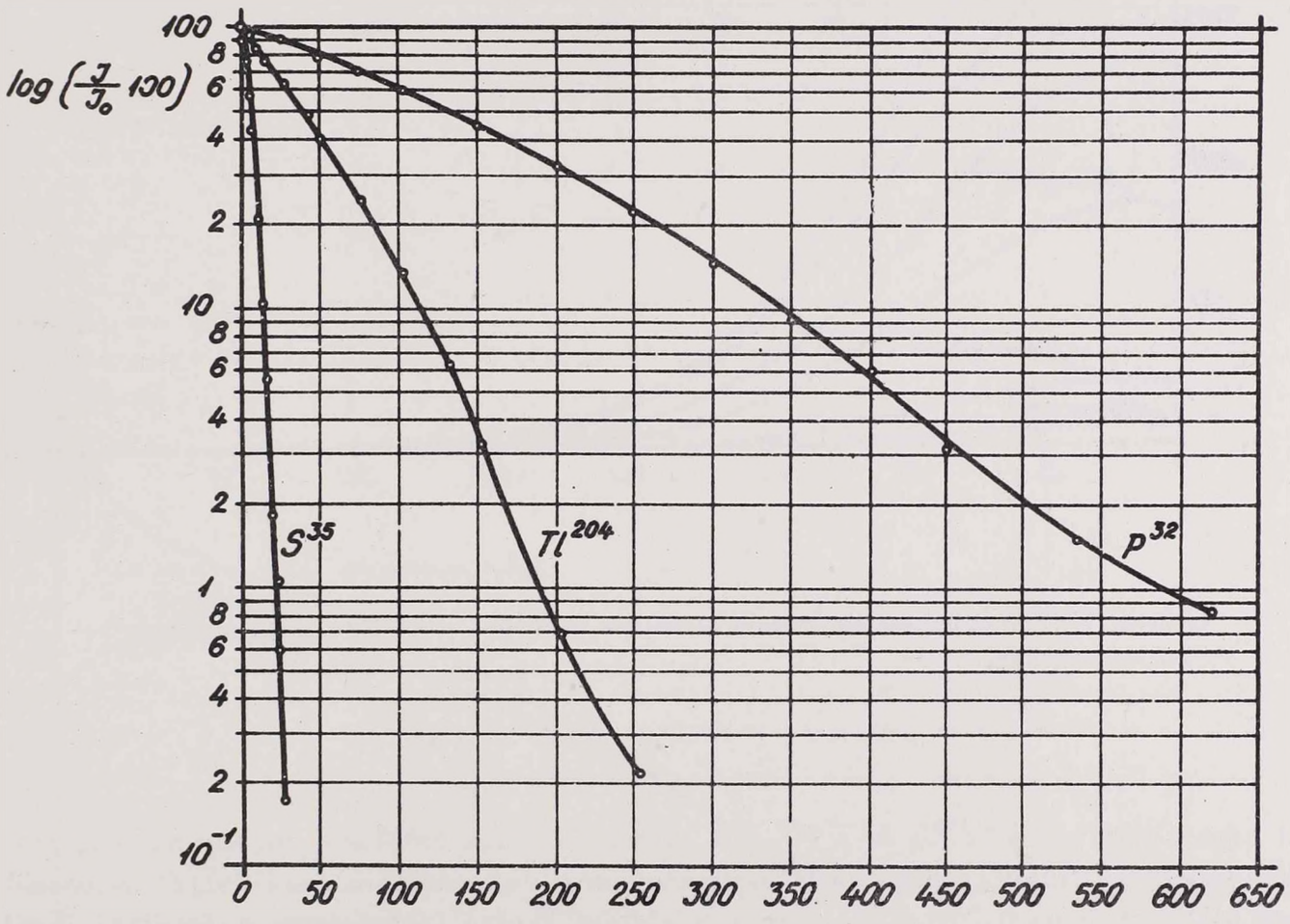


(b)



2. ábra. Transzmissziós görbék a S^{35} (*a*), Tl^{204} (*b*) és P^{32} (*c*) folytonos β-sugárzására. A nyilak jelzik, hogy milyen abszorbens vastagságoknál vizsgáltuk meg az áthaladt sugárzás spektrális eloszlását (lásd 4., 5. és 6. ábra).

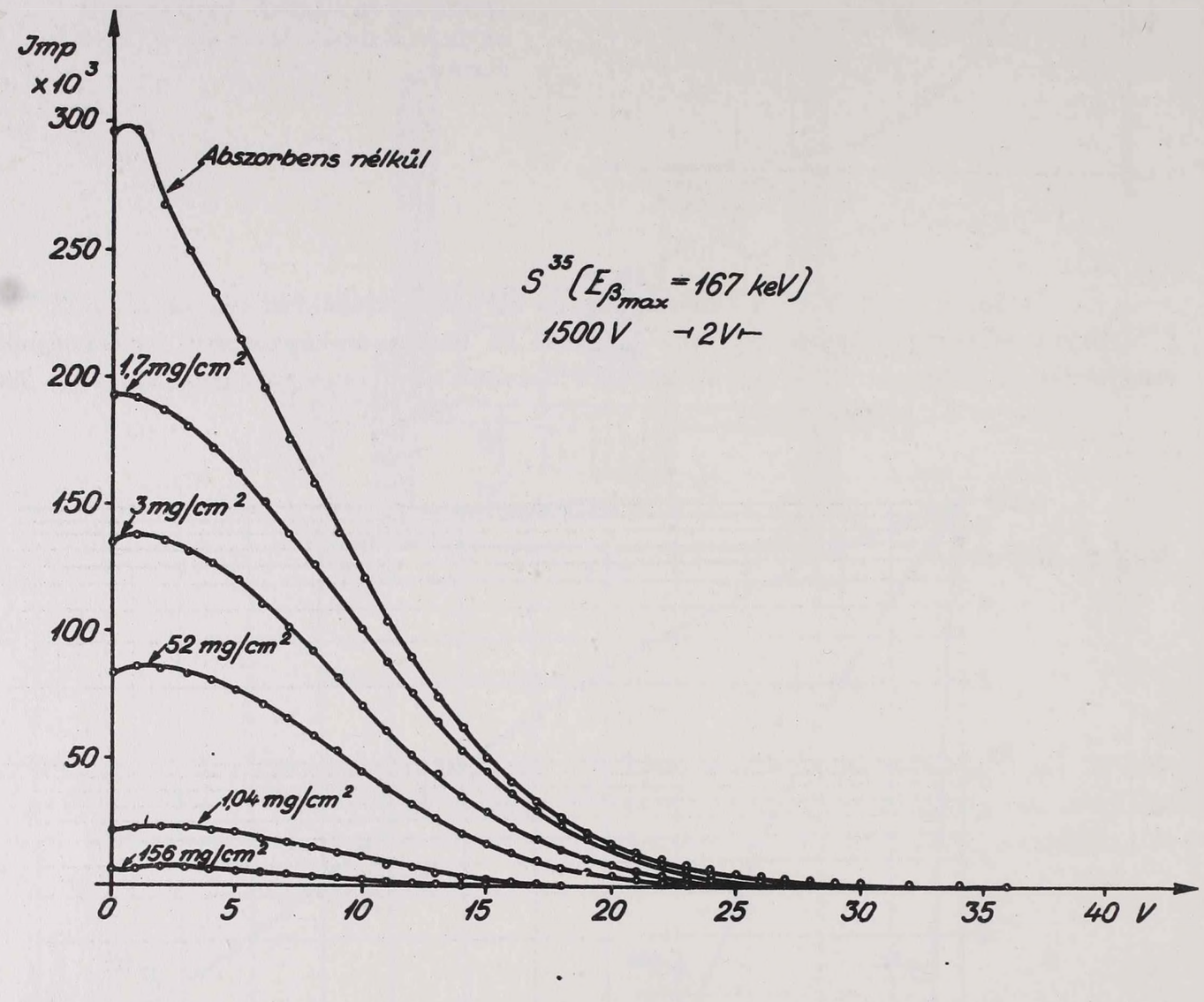
A 2a, b és c ábrán a transzmissziós görbéket tüntettük fel az S^{35}, Tl^{204} és P^{32} folytonos β-sugárzására. Nyillal jelöltük be azokat az abszorbens vastagságokat, amelyeknél az áthaladt sugárzás spektrális összetételét is megvizsgáltuk. A 3. ábrán



3. ábra. A 2. ábrán látható transzmissziós görbék féllogaritmikus léptékben ábrázolva.

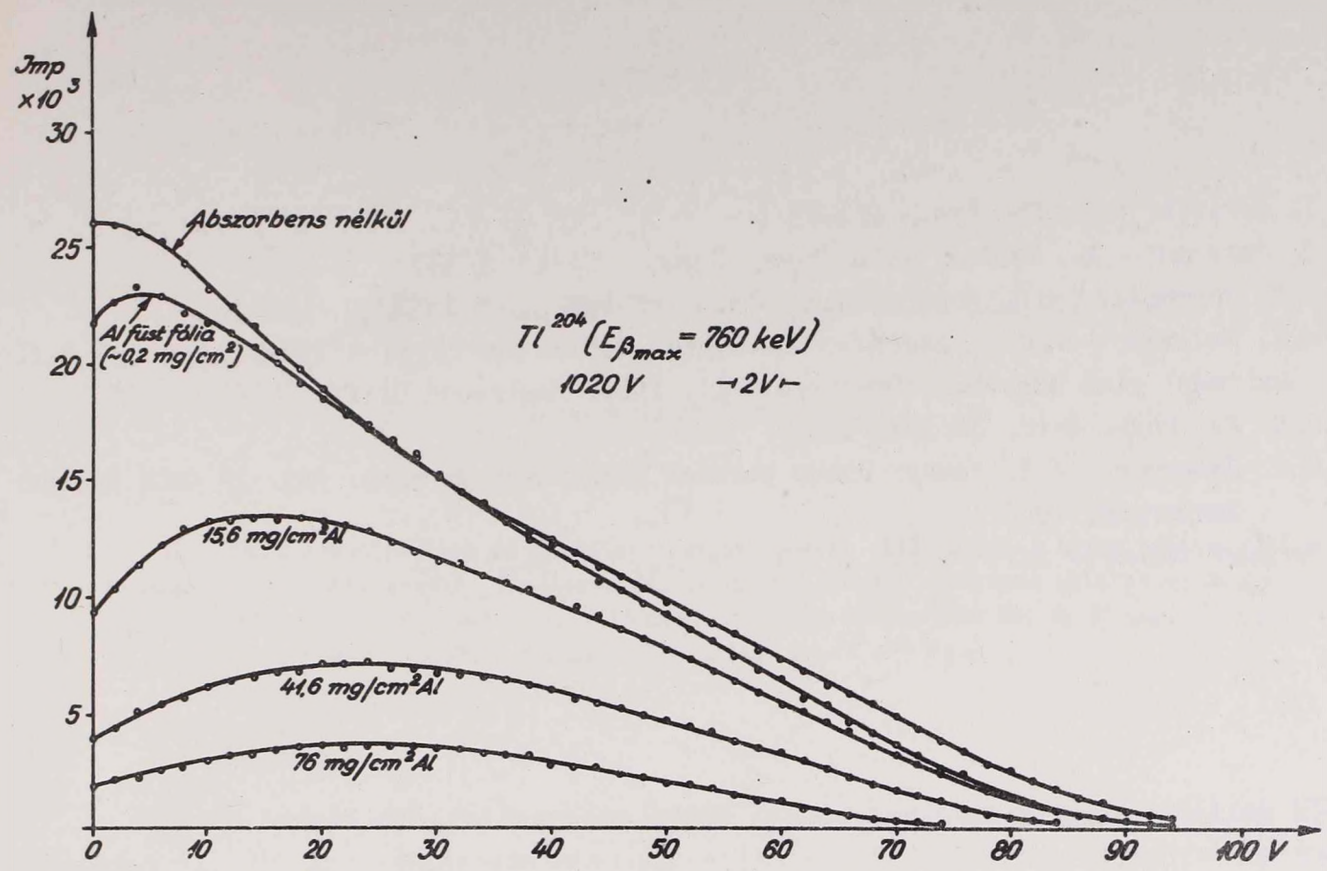
logaritmikus léptékben is feltüntettük a transzmissziós görbéket. Ezeken igen jól látható az egyenestől, azaz az exponenciális abszorpciós törvénytől való eltérés.

A 4., 5. és 6. ábrán az abszorbenseken áthaladt β-sugárzás energia eloszlá-

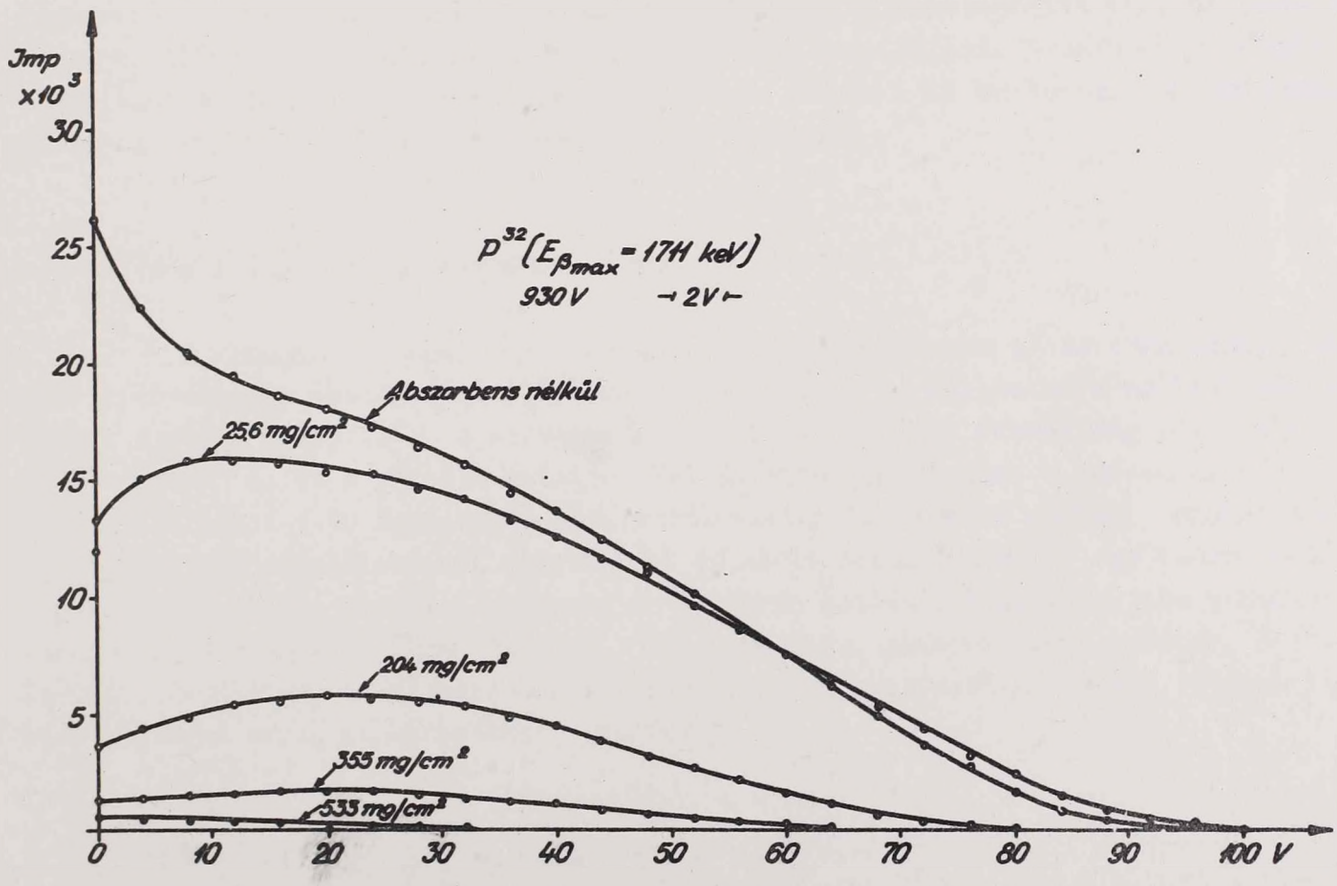


4. ábra. A S^{35} β-sugárzásának energia eloszlása különböző vastagságu Al abszorbensen való áthaladás után.

sát tüntettük fel. A Tl^{204} és a P^{32}-nél láthatunk olyan eseteket, amikor az abszorbens ráhelyezésével felvett spektrum a magasabb energiatartományban felülmulja az abszorbens nélkül felvettet. Ez a jelenség a β-bomlást kisérő fékezési sugárzás által kiváltott szekunder elektronok fellépésével magyarázható. Igy érthető meg az is, hogy egészen kis abszorbens vastagságoknál (Al füst fólia) a transzmisszióban kis mértékü (~1 %) növekedés is felléphet, amint azt észleltük.



5. ábra. A Tl^{204} β-sugárzásának energia eloszlása különböző vastagságu Al abszorbenseken való áthaladása után.



6. ábra. A P^{32} β-sugárzásának energia eloszlása különböző vastagságu Al abszorbenseken való áthaladás után.

Irodalom

[1] *I. Carlvik:* Ark. för Fys., *6*/1953/1.

[2] *D. Berényi - M. Osvay:* Acta Phys. Hung., *15*/1963/357.

[3] *J.S. Marshall - A.G. Ward:* Canad. Journ. of Res., *15A*/1937/39.

[4] *A.K. Solomon - L.E. Glendenin:* A Nuclear Radiation Physics (*R.E. Lapp* and *H.L. Andrews*) című könyvben (Prentice Hall, Inc., Englewood Cliff, 1959) p. 175.

[5] *C.S. Wu:* Phys. Rev., *59*/1941/481.

[6] *Б.С. Джелепов - Л.К. Пекер:* Схемы распада радиоактивных ядер. Изд. АН СССР, Москва-Ленинград, 1958.

[7] *Berényi Dénes - Biró Béla:* ATOMKI Közl., *4*/1962/183.

IZOBUTÁN + ARGON GÁZKEVERÉKKEL TÖLTÖTT GM SZÁMLÁLÓK VIZSGÁLATA

*D. Molnár Erzsébet**

Összehasonlitottuk az izobután + argon illetve etilalkohol + argon töltésü GM számlálók karakterisztikáit, élettartamát, feloldási idejét. Lényeges eltérés az élettartamban adódott; az izobután + argon töltésü számlálók élettartama kb. 4.10^8 imp., mig az etilalkohol + argon töltésü számlálók élettartama kb. 7.10^7 imp.

Bevezetés

A GM számlálók kifejlesztése során számos sokatomu gázt használtak kioltó ágensként [1, 2]. Az általánosan használt etilalkohol kioltógázt egyre jobban kiszoritják az alacsony szénatom számu paraffinok, amelyek a GM számlálók szempontjából előnyösebb tulajdonságokkal rendelkeznek [3 - 6]. *Dr. Szalay Sándor* professzor javaslatára ezért kioltógázként izobutánt alkalmaztunk, s megvizsgáltuk az izobután + argon gázkeverékkel töltött számlálók néhány tulajdonságát. Összehasonlitottuk az izobután + + argon, illetve az etilalkohol + argon töltésü számlálókat. A méréseket aluminium-végablakos számlálócsövekkel végeztük, melyek katódja 60 mm hosszu, 25 mm átmérőjü vörösréz henger, anódja 0,1 mm átmérőjü wolframhuzal.

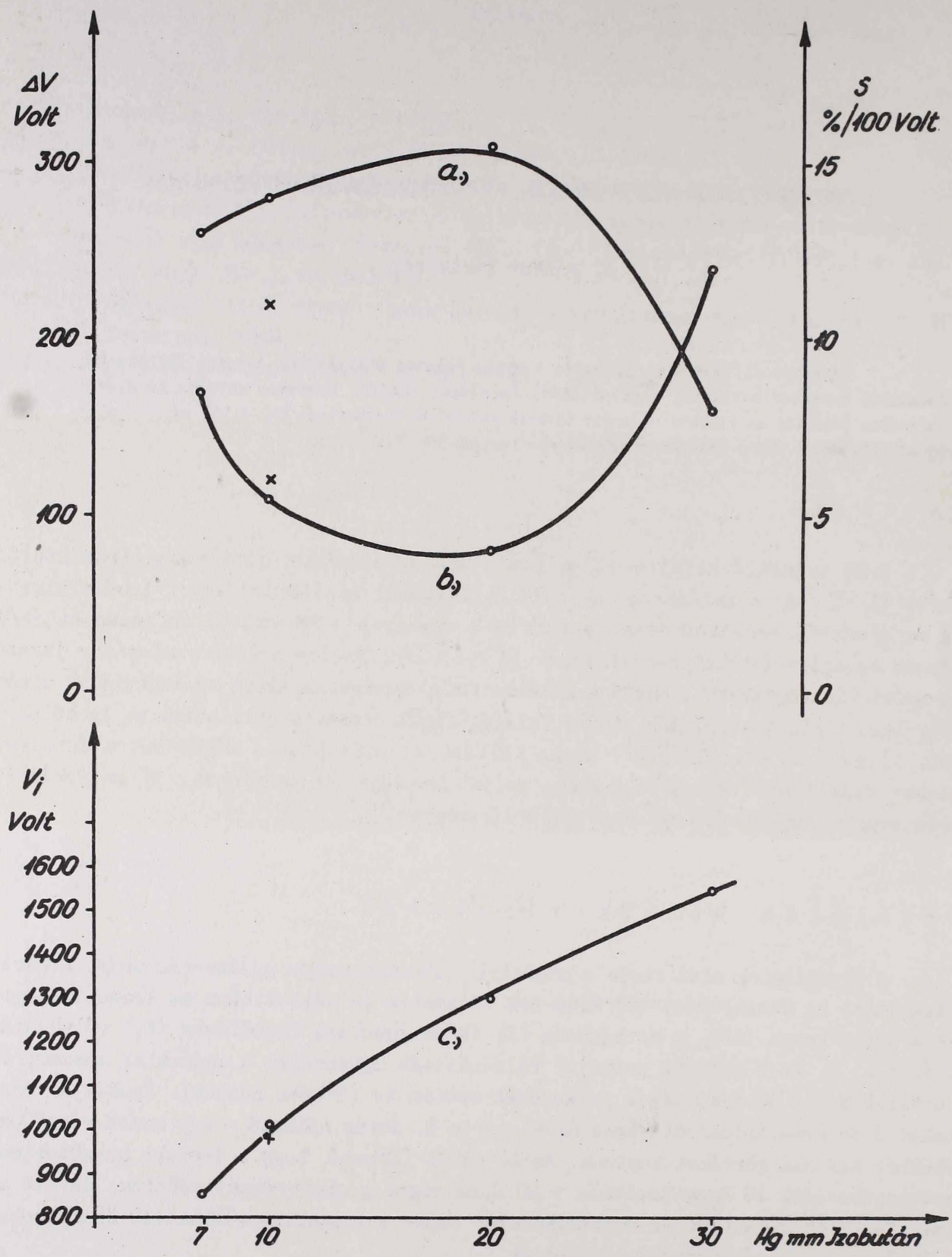
A számlálók karakterisztikái

A vizsgálatok első része a megfelelő izotubán-argon gázkeverék arány kimérésére irányult. Az összny omást 100 Hgmm-nek választva és változtatva az izobután-argon arányt a plátó hossz (ΔV), a meredekség (S) és az indulási feszültség (V_i) változását az 1. ábra *a*, *b*, és *c* görbéje mutatja. Feltüntettük ugyanennek a csőnek az adatait 10 Hgmm etilalkohol + 90 Hgmm argon gázkeverék esetén is (fekete pontok). Ezeket a vizsgálatokat 8 db számlálócsővel végeztük el és az 1. ábrán látható - egy csőre vonatkozó - görbékhez hasonló görbéket kaptunk. Az 1. ábrán látható, hogy a legjobb karakterisztikus tulajdonságok 20 Hgmm izobután + 80 Hgmm argon gázkeveréknél adódtak, de itt az indulási feszültség lényegesen megemelkedett. Ezért a további méréseket 10 Hgmm izobután + 90 Hgmm argon gázkeverékkel végeztük.

A számlálók élettartama

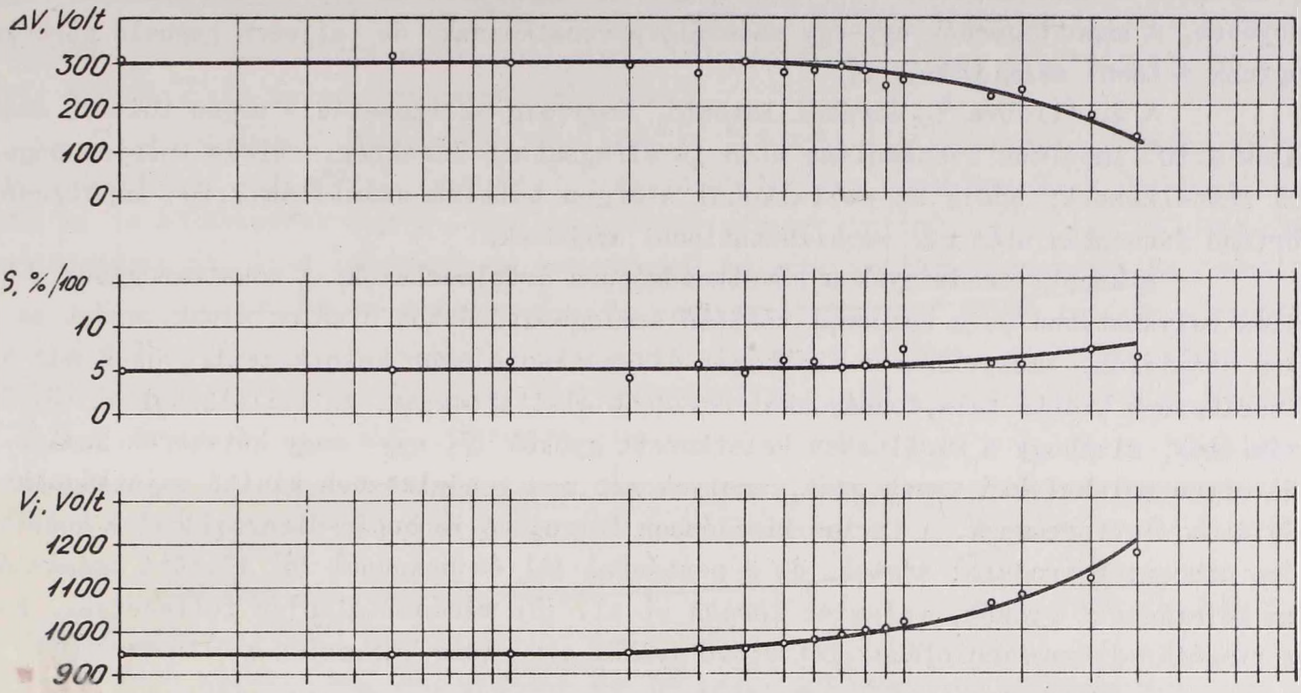
Egy számlálócső élettartamát azzal az általa észlelt integrális impulzusszámmal szokás megadni, melynek leszámolása után még nem változik meg lényegesen a

* Az ATOMKI volt munkatársa.

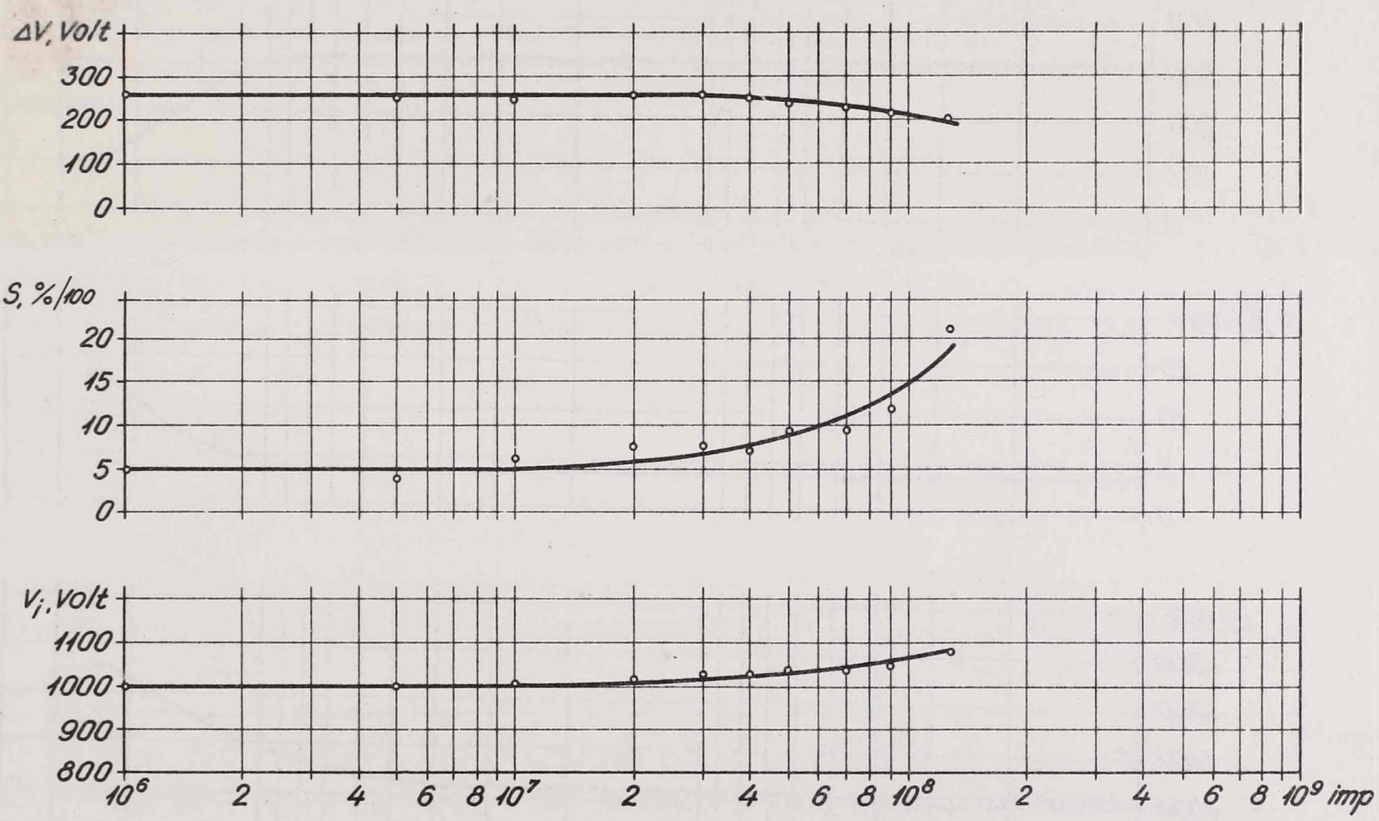


1. ábra. Izobután + argon gázkeverékkel töltött GM számláló indulási feszültségének (*a*), plató hosszának (*b*), meredekségének (*c*) változása a hőmérséklet függvényében.

számlálócső karakterisztikája. Méréseket végeztünk az izobután + argon és etilalkohol + argon gázkeverékkel töltött számlálók élettartamára vonatkozóan. A vizsgálatokat 4 - 4 db számlálócsővel végeztük el. A számlálók fárasztását a plató közepén és



2. ábra. Etilalkohol + argon gázkeverékkel töltött GM számláló indulási feszültségének (*a*), plató hosszának (*b*), meredekségének (*c*) változása a hőmérséklet függvényében.

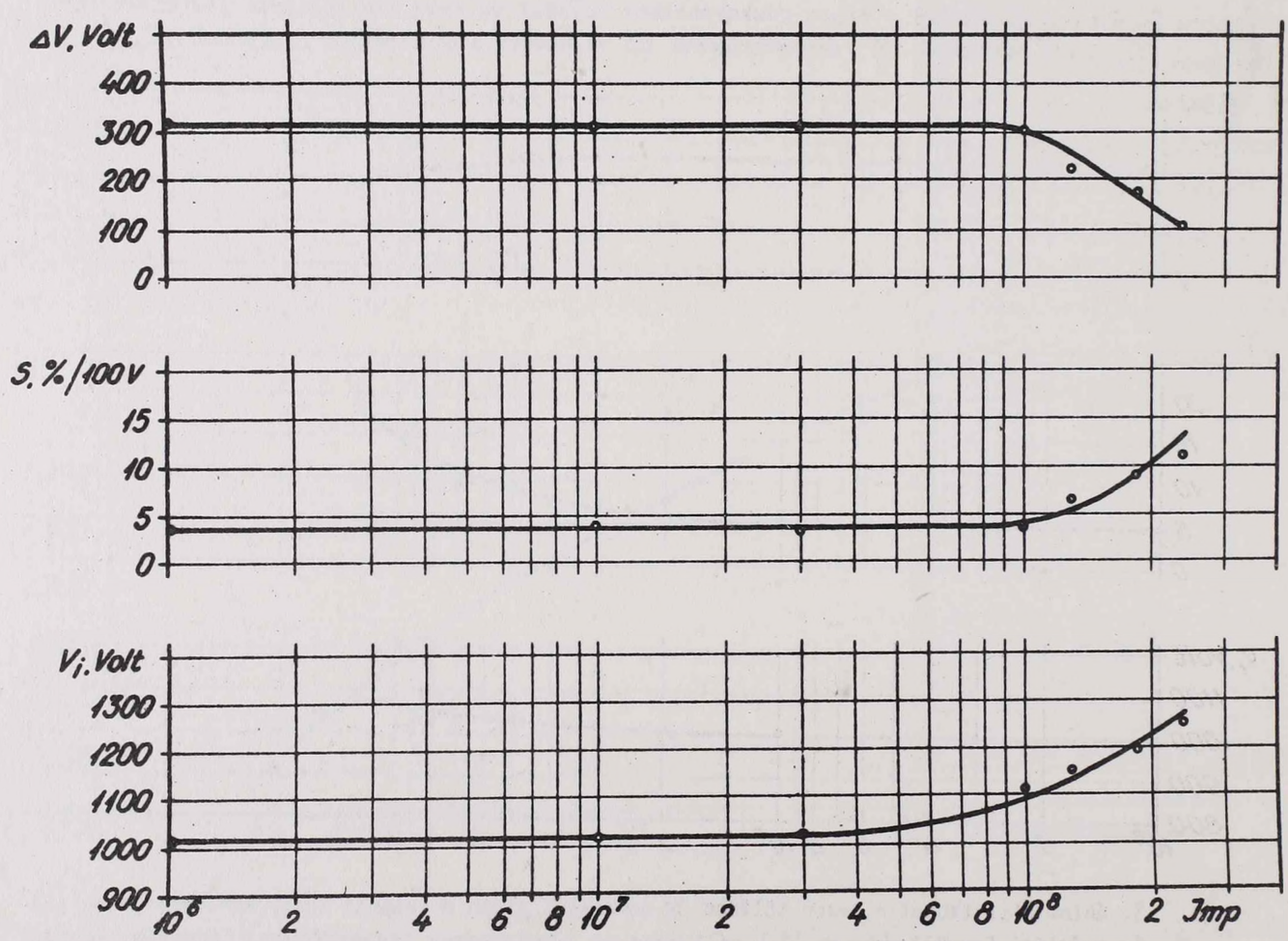


3. ábra. Etilalkohol + argon töltésü GM számlálók plató hosszának (ΔV), meredekségének (S) és indulási feszültségének (V_i) változása az impulzusszám függvényében. Fárasztás közben pihentettük a számlálót.

$3 \cdot 10^4$ imp/min. beütésszámmal végeztük ugy, hogy az egyes fárasztási fázisok között kb. 18 órát pihentettük a számlálókat. A 2. illetve a 3. ábrán tüntettük fel az izobután + argon gázkeverékekkel töltött számlálók plátó hosszának (ΔV), meredekségének(S) és indulási feszültségének (V_i) változását az impulzusszám (N) logaritmusának függvényében. A kapott görbék egy-egy számlálóra vonatkoznak, de teljesen hasonló görbéket kaptunk a többi számlálónál is.

A 2. illetve 3. ábrából látható, hogy mig az izobután + argon töltésü számlálók 4.10^8 impulzus leszámolása után is elfogadható karakterisztikus tulajdonságokkal rendelkeznek, addig az etilalkohol + argon töltésü számlálók 7.10^7 impulzussal történő fárasztás után már megbizhatatlanul müködnek.

A kapott eredmények a következőképpen értelmezhetők: A sokatomu gázok a kisülés folyamatában és a katódnál történő semlegesitődéskor disszociálnak, ezért az olyan számlálók, amelyekben a kioltógáz disszociációjakor keletkezett gyökök már nem rendelkeznek kioltó tulajdonságokkal rövidebb élettartamuak. Az etilalkohollal töltött számlálók, minthogy a kisülésben keletkezett gyökök [7] egy- vagy kétszeres bomlás után olyan molakulákká esnek szét, amelyek már nem rendelkeznek kioltó sajátságokkal, rövidebb élettartamuak. A lavina kisülésben létrejövő izobután-disszociációra vonatkozóan nincsenek irodalmi adatok, de a pentánnal [4] és hexannal [6] töltött számlálókban keletkezett gyökök, valamint *Keenan* et al. [8] mérései alapján feltehetjük, hogy az izobután disszociációjakor létrejövő gyökök egy része többszöri kioltásra képes.



4. ábra. Izobután + argon töltésü GM számlálók plátó hosszának (ΔV), meredekségének (S) és indulási feszültségének (V_i) változása az impulzusszám függvényében. Fárasztás közben nem pihentettük a számlálókat.

Az izobután + argon gázkeverékkel töltött számlálók fárasztását - 4.10^4 imp/min. beütésszámmal - folytonos üzemben is elvégeztük. A 4. ábrán tüntettük fel az egyik pihentetés nélkül fárasztott számláló karakterisztikus adatait.

A 2. illetve 4. ábra összehasonlitásából látható, hogy nem folytonos üzemben nagyobb a számlálók élettartama, ami annak tulajdonitható, hogy a kisülésben keletkezett gyökök közül egyesek regenerálódhatnak.

A paraffinokkal töltött számlálók korlátozott élettartamához a disszociáción tulmenően az is hozzájárul, hogy a kisülésben telitetlen szénhidrogének (ethylén, acethylén) is keletkeznek [4, 9], amelyek polimerizációra hajlamosak, s igy az elektródákat megtámadják. Ez a lehetőség az izobutánnal töltött számlálók esetében is fennáll.

Annak valószinü értelmezésére, hogy az izobután + argon töltésü számlálók élettartamát a fenti okok melyike, milyen mértékben korlátozza, szükséges lenne a kioltógáz pontos tömegspektrometriai és gázkromatográfiás analizise a fárasztás folyamán.

Feloldási idő

Megmértük az izobután + argon és etilalkohol + argon töltésü GM számlálók feloldási idejét ATOMKI tipusu impulzusszámlálóval. A méréseket az ugynevezett arányos források módszerével [10], a plató közepén, 1000 imp/sec beütésszámmal végeztük el. Az izobután + argon töltésü számlálók feloldási idejére átlagosan 150 ± 10 μsec, az etilalkohol + argon töltésü számlálók feloldási idejére pedig 170 ± 10 μsec adódott. A GM csövek igy mért feloldási ideje felső határnak tekinthető, mivel a használt impulzusszámláló feloldási ideje szintén 10^{-4} sec nagyságrendü.

Összefoglalóul megállapithatjuk, hogy az izobután + argon töltésü számlálók előnyös tulajdonságokkal rendelkeznek az etilalkohol + argon töltésü számlálókkal szemben; kb. egy nagyságrenddel nagyobb az élettartamuk, valamint a számlálók karakterisztikus tulajdonságai nagyobb hőmérséklet-stabilitással rendelkeznek [11].

Irodalom

[1] *S.A. Korff:* Electron and Nuclear Counters, D. Van Nostrand Company, New York /1955/147.

[2] *A. Trost:* Z. f. Phys., *105*/1937/399.

[3] *W. Espe:* Werhstoffhunde der Hochvacuum Technik, Berlin *B III.* /1961/513.

[4] *K.H. Oertel - I. Büttner - Ch. Weissmantel:* Kernenergie, *3*/1960/422.

[5] *D. Blanc - J. Cabe:* J. Phys. Radiu., *21. S.* 7.92 A /1960/

[6] *I. Zlatovszki - H. Wincel:* Kernenergie, *3*/1960/870.

[7] *C.S. Cummings - W. Bleakney:* Phys. Rev., *58*/1940/787.

[8] *V.I. Keenan - R.L. Lincoln - H. Rogers:* J. Am. Chem. Soc., *79*/1957/5125.

[9] *E.C. Farreer - S.C. Brown:* Phys. Rev., *74*/1948/902.

[10] *Ujhelyi Cs.:* Magy. Fiz. Folyóirat, (közlés alatt)

[11] *D. Molnár E. - Novák D.:* ATOMKI Közl., *5*/1963/ 99

IZBUTÁN + ARGON TÖLTÉSÜ VÉGABLAKOS GM SZÁMLÁLÓK MÜKÖDÉSÉNEK VIZSGÁLATA A +20° C ÉS -110° C KÖZÖTTI HŐMÉRSÉKLETTARTOMÁNYBAN

D. Molnár Erzsébet - Novák Dezső

Mértük az izobután + argon gázkeverékkel töltött végablakos számlálók müködésének hőmérséklet függését a +20° C és -110° C hőmérséklettartományban. Az indulási feszültség szobahőmérséklet és -90° C között kismértékben, ez alatt rohamosan csökkent. A plató hossza -90° C körül kissé magasabb, mint szobahőmérsékleten, ez alatt pedig csökken. A meredekség -107° C alatt rohamosan nő. A számlálócsövek -100° C-ig számlálásra alkalmasak. Felmelegités után visszanyerik eredeti karakterisztikájukat.

A szokásos gázkeverékekkel (argon + etilalkohol, argon + etilbromid, argon + + petroléter, stb.) töltött GM csövek müködésének hőmérséklet függését számos szerző vizsgálta [1-7]. Tapasztalatuk szerint a számlálók müködésében mindaddig nem állt be lényeges változás, amig a kioltógáz parciális nyomásának megfelelő kondenzációs hőfokot el nem érték, azaz a kapott eredmények a kioltógáz parciális kondenzációjával magyarázhatók. Az alacsony hőmérsékleten használt GM számlálókat tehát olyan kioltógázzal kell tölteni, amelynek az adott töltő nyomásnál a kondenzációs hőmérséklete alacsonyabb a müködési hőmérsékletnél.

A szokásos alkohol-argon töltésü számlálók 0° C alatt nem használhatók. Ezért célszerünek látszott - *dr. Szalay Sándor* professzor javaslata alapján - megvizsgálni a [8]-as közleményben ismertetett izobután+argon töltésü számlálók viselkedését alacsony hőmérsékleteken. Az izobután telitett gőznyomás-hőmérséklet összefüggéséből (1. táblázat) várható volt, hogy ezek a számlálók igen alacsony hőmérsékleten is müködőképesek lesznek.

A méréseknél használt aluminium végablakos GM csövek katódja 60 mm hosszu és 25 mm Ø-ü vörösréz-henger, anódja pedig 43 mm hosszu és 0,1 mm Ø-ü wolframhuzal volt. A számláló töltése 10 Hgmm izobután + 90 Hgmm argon, illetve 10 Hgmm etilalkohol + 90 Hgmm argon volt. A vizsgálatokat 8 db izobután + argon, illetve összehasonlitás céljából, 3 db etilalkohol + argon töltésü számlálóval végeztük el.

A számlálók lehütése egy az ATOMKI-ben készült kriosztátban [10] történt, párologtatott cseppfolyós nitrogén gőzének segitségével. Ennek hőmérsékletét termisztoros érzékelő elemü tirátronos szabályozó kör állitotta be a kivánt értékre. A GM cső hőmérsékletét kis méretü platina-ellenállás hőmérővel regisztráltuk. Egy-egy karakterisztika felvétele közben a hőfok ingadozás kb $\pm 0,1°$ C volt.

1. Táblazat

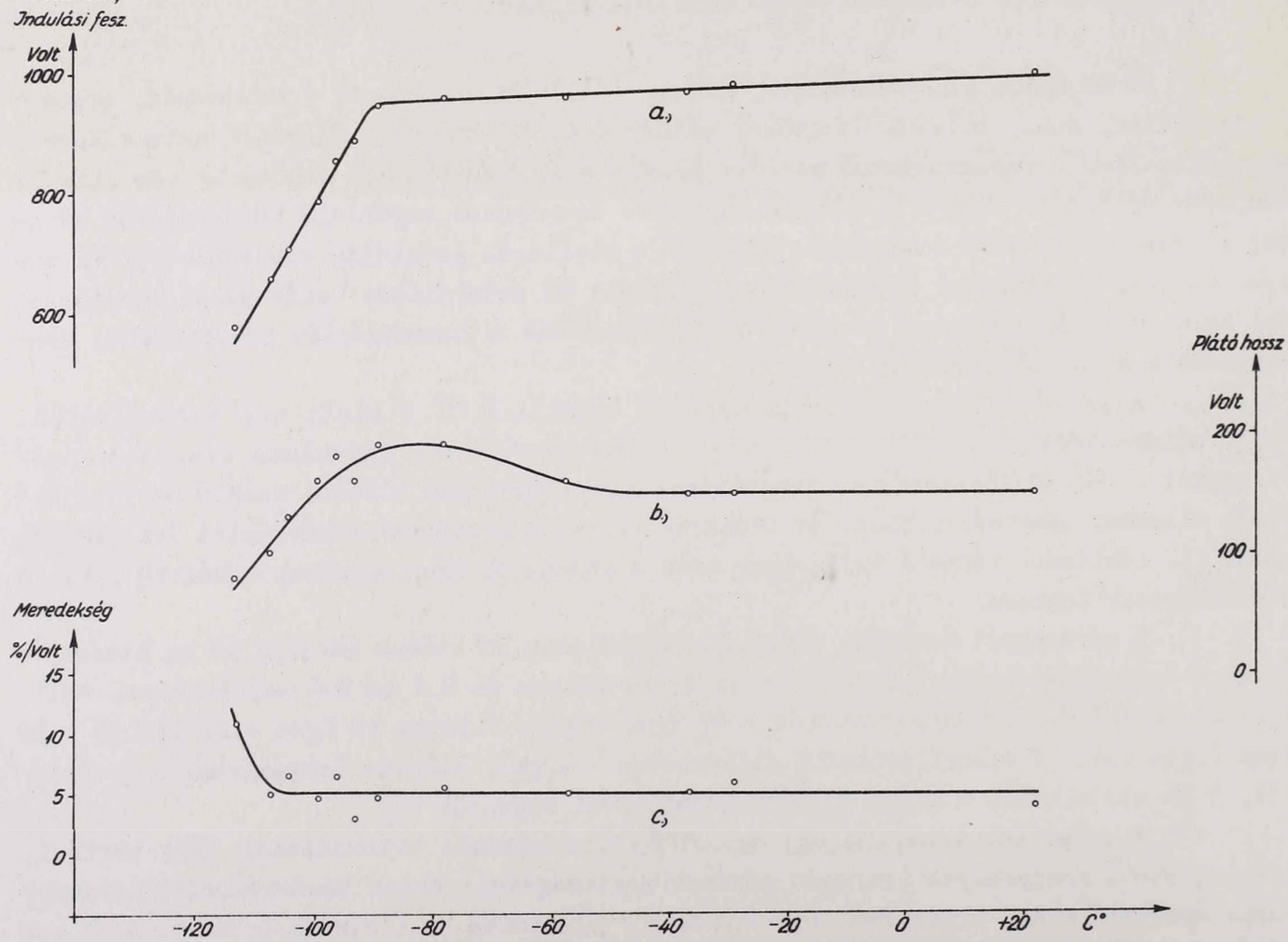
Az izobután és etilalkohol telitett gőznyomásának hőmérséklet függése [8].

Telitett gőznyomás Hgmm	Hőmérséklet C°	
	Izobután	Etilalkohol
760	-13	78
100	-62	35
10	-93	-2,7
1		-30

Egy izobután + argon töltésü csőre vonatkozóan az 1. ábrán tüntettük fel az indulási feszültség (*a.* görbe), a plátóhossz (*b.* görbe) és meredekség (*c.* görbe) hőmérséklet függését. Az egyik alkohol töltésü számláló megfelelő adatait a 2. ábrán rajzoltuk fel. A többi számlálókra hasonló eredményeket kaptunk.

Az 1. ábrából látható, hogy az izobután + argon töltésü számlálóknál:

a./ az indulási feszültség szobahőmérséklet és -90° C közötti tartományban kismérvü egyenletes csökkenést mutat, -90° C alatt az indulási feszültség rohamosan csökken;



1. ábra. Izobután + argon töltésü GM számlálók plátó hosszának (*a.*), meredekségének (*b.*) és indulási feszültségének (*c.*) változása az izobután parciális nyomásának függvényében. Összesnyomás 100 Hgmm. Fekete pontok: ugyanennek a számlálónak az adatai 10 Hgmm etilalkohol + 90 Hgmm argon esetén.

b./ A plató hossza a -90° C körüli hőmérsékleteken valamivel nagyobb mint a szobahőmérsékleten, -90° C alatt a plató hossza csökken;

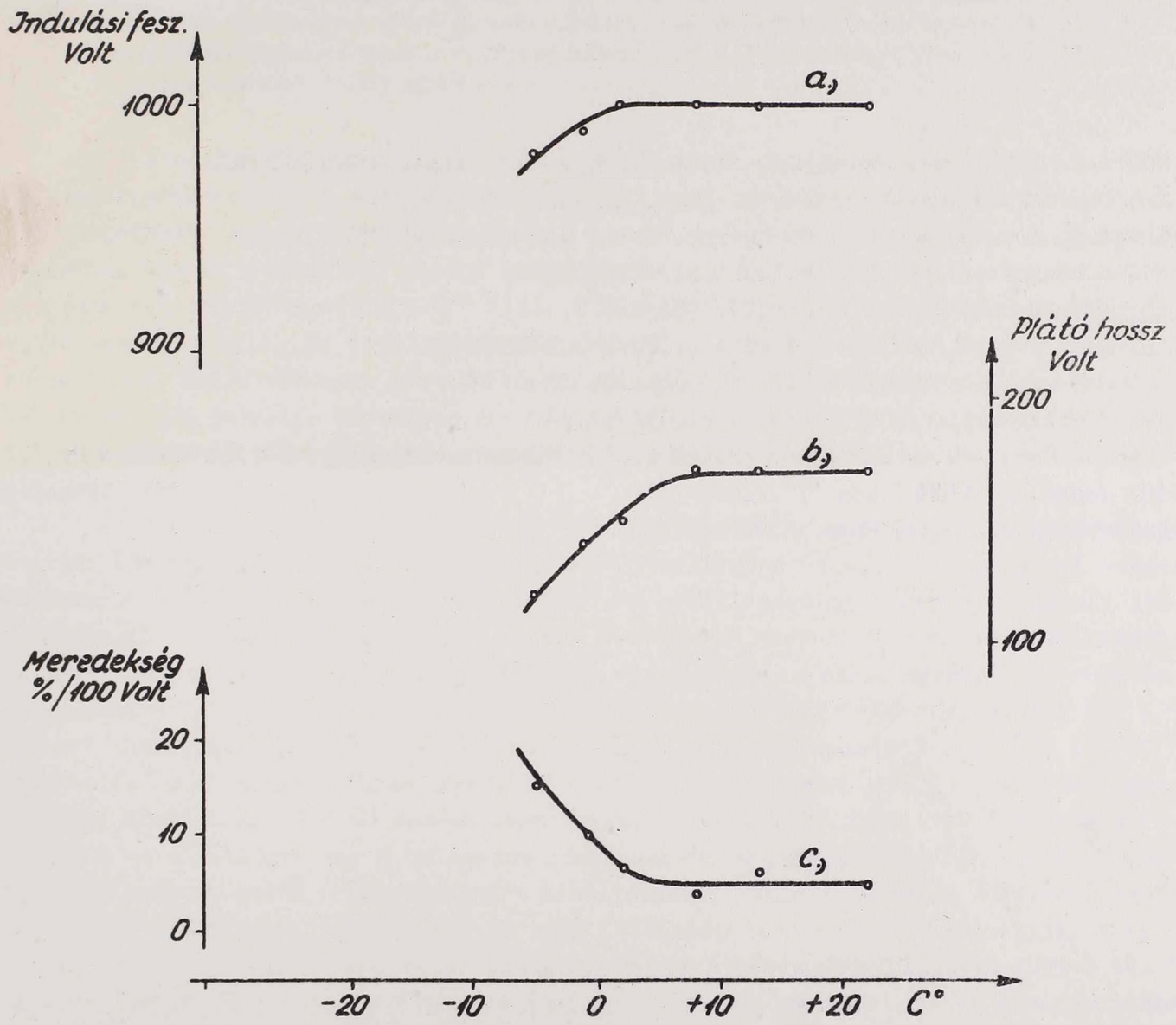
c./ a meredekség kb -107° C-ig a mérési hibán belül állandó, ezután pedig rohamosan nő;

d./ a számláló -100° C alatt számlálásra alkalmatlanná válik.

Felmelegítés után a számlálók a mérési hibán belül visszanyerték eredeti karakterisztikájukat.

A 2. ábrából látható, hogy az etilalkohol-argon töltésű számlálók már 0° C körül megbizhatatlanul működnek és kb -5° C táján karakterisztikájuk teljesen eltünik. Az erre vonatkozó irodalmi adatokkal méréseink durván megegyeznek. Pontosabb egyezés az egyes szerzők mérései között sem található, ami valószinüleg a kioltógázként használt etilalkohol különböző szennyezettségének tulajdonitható.

Az a./ - d./ pontokban összefoglalt eredmények jól értelmezhetők az irodalomból ismert feltételezésekkel. -90° C alatt az indulási feszültség rohamos lecsökkenése az izobután lekondenzálódása miatt következik be.



2. ábra. Izobután + argon töltésü GM számlálók plátó hosszának (ΔV), meredekségének (S) és indulási feszültségének (V_i) változása az impulzusszám függvényében. Párasztás közben pihentettük a számlálót.

A plató hosszának a kondenzáció feletti hőmérsékleteken való megnövekedése az irodalom szerint a kioltógáz megnövekedett adszorpciójának köszönhető. Az adszorpció a katód felületét előnyösen változtatja meg, ugy, hogy csökkenti a szekunder elektronok által okozott álszámlálásokat [6, 11]. -100° C alatt a kioltó molekulák száma a kondenzáció miatt annyira lecsökken, hogy több argon-ion érheti el a katódot és ez megnöveli az álszámlálásokat; ezáltal leromlik a karakterisztika.

A gyakorlatban alacsony hőmérsékleteken halogénes számlálókat alkalmaznak, amelyek kb -50° C-ig müködnek. Az izobután+argon gázkeverékkel töltött számlálók, - bár vannak tulajdonságaik amelyek rosszabbak a halogénes számlálókéinál, - a hőmérséklet függés szempontjából felülmulják azokat.

Irodalom

[1] *S.A. Korff - W. Spatz - N. Hilberry:* Rev. Sci. Inst., *13*/1942/127.

[2] *O. Parkash - L. Kapur:* Proc. Phys. Soc., *63*/1950/457.

[3] *W.R. Loosmore - D. Taylor:* Proc. Phys. Soc., *63B*/1950/728.

[4] *O. Stanisz:* Acta Phys. Polon., *11*/1951/140.

[5] *H.I. Mader:* Z. f. Phys., *137*/1954/216.

[6] *S.P. Puri - P.S. Gill:* Indian J. Phys., *30*/1956/62.

[7] *Gebauer, H.:* Kerntechnik, *3*/1961/84. No. 2.

[8] *D. Molnár E.:* ATOMKI Közl., *5*/1963/ 93

[9] *J. D' Ans, - E. Lax:* Taschenbuch für Chemiker und Physiker, Berlin 1949. 870, 871.

[10] *Novák D.:* ATOMKI Közl., *4*/1962/113.

[11] *Trost, A.:* Z. f. Phys., *105*/1937/399.

SZÉNFILMEK VASTAGSÁGÁNAK MEGHATÁROZÁSA OPTIKAI SŰRŰSÉGMÉRÉS ALAPJÁN

Somorjai Endre

Bradley módszere alapján párologtatott szénfilmek vastagsága és optikai sürüsége (D) között teljesen lineáris összefüggést találtunk más szerzőkkel ellentétben. A felvett összefüggés segitségével gyors és pontos C-fólia vastagságmérést lehet végezni. Az abszorpciós koefficiens értéke: $\alpha = 1,552 \times 10^5/cm$. A párologtatás térbeli eloszlása (~65°-os nyilásszögü kupon belül) egyenletesnek tekinthető.

A carbon filmek használata elég széleskörü. Fontosabb alkalmazási területe az elektronmikroszkópia, ahol mint mintatartót, vagy replikát használják. A magfizikában targetként, valamint öntartó lévén - targethátlapként alkalmazzák. A gyorsitók targetkamrájában a rendkivül gondos kifagyasztás esetétől eltekintve a vákuumszivattyu olajgőzeinek jelenléte miatt a C^{12} (ill. C^{13}) magon létrejövő reakciókkal rendszerint ugyis számolni kell. Ez teszi gyakran célszerüvé a carbon filmek targettartóként használatát. Kellő vékonyra készithető, igy a különböző reakciók során kilépő részecskék energiáját jelentős mértékben nem változtatja meg, valamint a szögeloszlás mérést is lehetővé teszi. Használatosak a szénfilmek, mint stripping-fóliák is a tandem-gyorsitóknál [1].

A carbon filmeket *Bradley* [2] leirása alapján vákuumpárologtatással készitettük. Lényege: két összenyomott, kihegyezett grafitrudon vákuumban nagy áramot vezetve keresztül, az érintkezési hely felizzik. s a grafit párologni kezd. A használt grafitrudak (RW.I. extra; Ringsdorf - Werke) átmérője 6 mm volt. Az egyik grafitrudat, melynek végét 2 mm átmérőjüre hegyeztük ki, rögzitettük, s ehhez nyomtuk két rugó segitségével az 1 mm-esre hegyezett mozgó grafitrudat. A megfelelő rugónyomást 1 - 1,5 kgs-nak találtuk. A kamrában párologtatás alatt uralkodó nyomás $2 \cdot 10^{-5}$ - $1 \cdot 10^{-5}$ Hgmm volt. Az alkalmazott áramerősség 80 - 100 A. A párologtatások 3 - 5 sec-os impulzusokkal történtek, 30 - 60 sec-os szünetekkel. A széncsucs felett 10 ill. más méréseknél 8 cm távolságra egy 8 cm sugaru gömbsüveget (metszetkör átmérő: 12 cm) rögzitettünk, melynek belső felületén nyert elhelyezést 7 db 20 x 20 mm-es mikroszkópfedőlemez (VEB Glasswerke Ilmenau Th.). A gömb felületén lévő lyukak biztositják, hogy a kapott szénréteg minden lemezen pontosan egy 20 mm átmérőjü körfelületet foglal el. 7 db lemez egyidejü párologtatásakor a grafitcsucsot a gömbszelet gömbi középpontjába tettük (a négyzetes távolságtörvény miatt). 10 cm-es párologtatási távolság esetén csak egy, a gömbszelet közepén lévő üveglemezre párologtattunk.

A fentiekben emlitett alkalmazási területekből nyilvánvaló, hogy a carbon filmek használatakor egyik legfontosabb követelmény vastagságuk kielégitő pontosságu

ismerete, valamint gyors és könnyü mérése. Ennek érdekében felvettük a vastagság (t) és az optikai sürüség (D) közötti összefüggést leiró görbét. Ugyanis, ha a mikroszkóp fedőlemez szabadon maradt részén áthaladt fény intenzitása I_o, a bepárologtatott részen áthaladt fény intenzitása I, akkor az optikai sürüség definició szerint:

$$D = \log^{10} (I_o/I) \qquad /1/$$

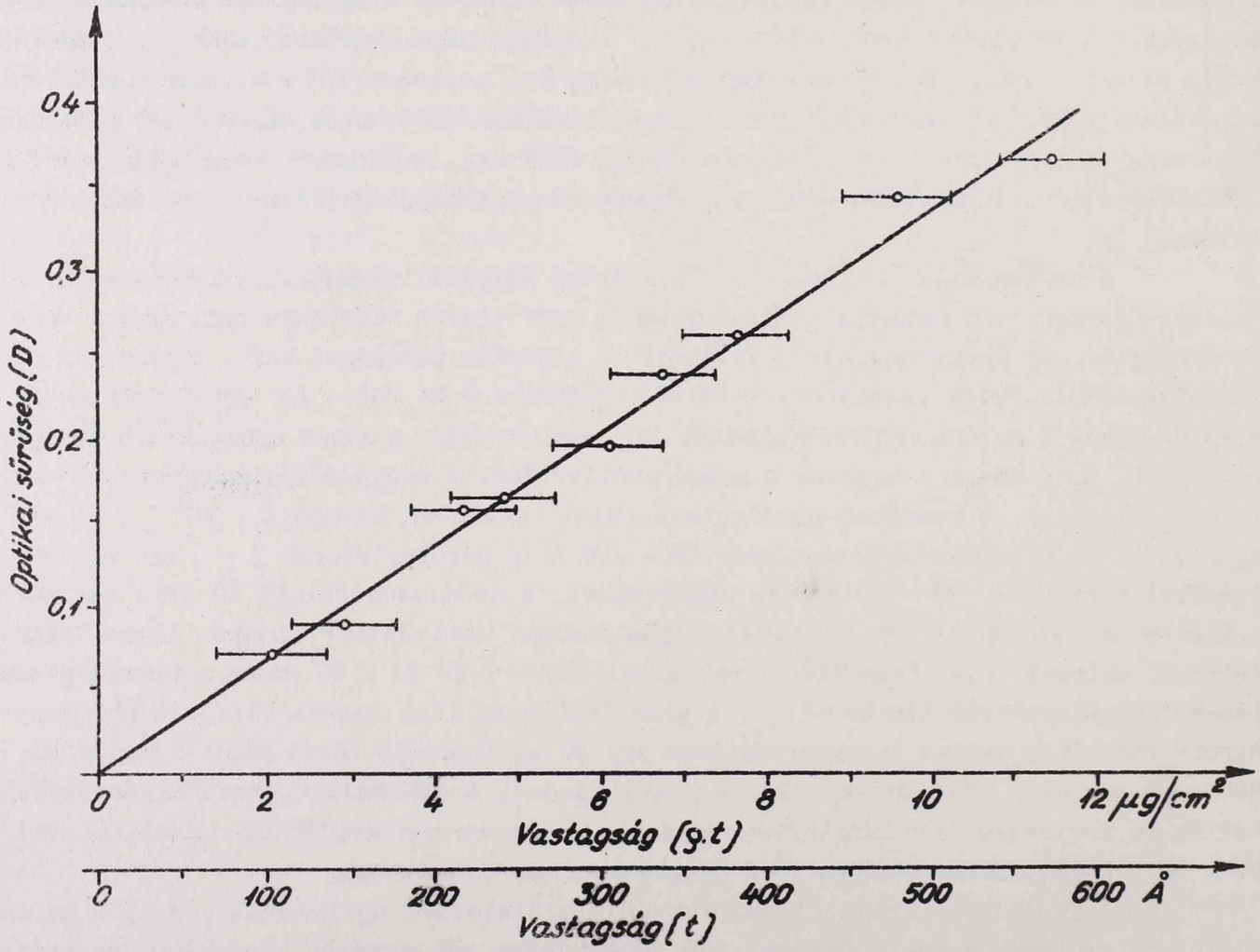
Viszont

$$I = I_o \cdot e^{-\alpha t},$$

ahol α a carbonréteg abszorpciós koefficiense, t a réteg vastagsága. Helyettesités után

$$D = \frac{\alpha \cdot t}{2,303} \qquad /2/$$

A $\rho \cdot t$ mennyiség (ρ a szénsürüség) függvényében ábrázolva a D értékeket, az 1. ábrán látható görbét kaptuk.

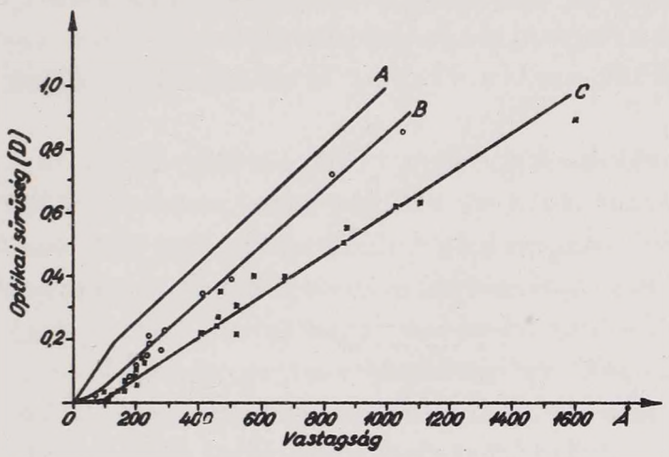


1. ábra. Az optikai sürüség a vastagság függvényében méréseink szerint.

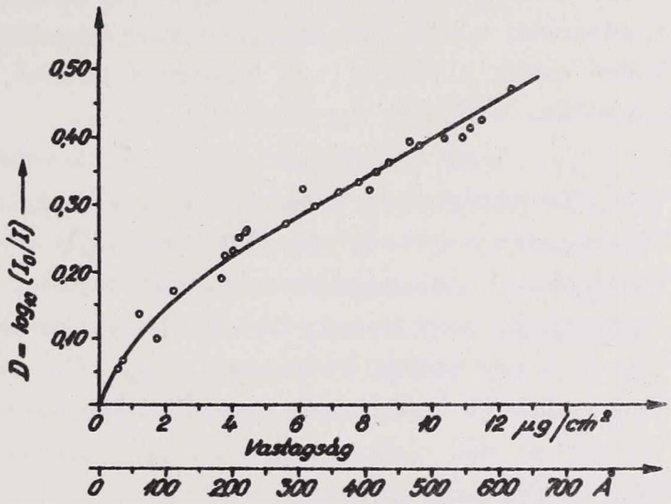
Az optikai sürüség mérésénél használt változó vastagságu filmsorozat esetén a párologtatás 10 cm-ről történt. A növekvő vastagságu rétegeket egyetlen fedőlemezre, egymás után vittük fel. A lemezke sulyát az egyes párologtatások előtt és ezt követően Sartorius MPR-5 mikromérleggel megmértük, ebből a felület ismeretében a $\rho \cdot t$ mennyiséget $\mu g/cm^2$ egységekben kaptuk. Az ábra abszcisszáját Å egységben is felvettük más szerzők optikai módszerrel mért eredményeivel való összevetés érdekében. Az átszámitást $\rho = 2{,}0\ g/cm^3$ értékkel végeztük *Cosslett* [3] munkája alapján. Az optikai sürüséget Zeiss-féle gyorsfotométerrel (G III. tipus) mértük.

Egy adott rétegvastagság esetén a D értéket 15 mérés átlagolása utján nyertük, igy ennek hibája minden esetben 0,2 %-nál kisebbnek adódott, amit az 1. ábrán feltüntetni sem tudtunk. Egy méréssorozaton belül mért intenzitásértékek közti max eltérés 2 %. A sulymérés hibája ±2 µg. Az ebből adódó hiba mellett a területmérés pontatlanságából eredő hiba teljesen elhanyagolható. Igy minden egyes pontra $\Delta(\rho \cdot t) = \pm 0{,}63\ \mu g/cm^2$.

Az 1. ábrán felvett mérési pontok hibahatáron belül egy egyenes mentén fekszenek a /2/ egyenletnek megfelelően, más szerzőknél viszont a kis vastagságok tartományában ettől eltérés mutatkozik. *Agar* [4] szerint a függvény az origóhoz közel lefelé konkáv (lásd 2. ábra *A*-görbe), ugyanerre az eredményre jutott *De* és *Sarkar* [5] is (lásd 3. ábra) mig *Cosslett* [3] felfelé konkáv görbét kapott (lásd 2. ábra *C*-görbe),



2. ábra. Az optikai sürüség a vastagság függvényében *Agar* (*A* görbe), *Agar* filmeit ujból mérve *Cosslett* (*B* görbe), ill. *Cosslett* (*C* görbe) szerint. Mindhárom esetben a vastagság mérése interferometrikusan történt.



3. ábra. *De* és *Sarkar* sulyméréssel kapott optikai sürüség - vastagság görbéje.

és a görbe nonlinearitását az alacsony vastagság tartományban az amorf szénbe ágyazódó grafitlapocskák egyenetlen eloszlásával magyarázta. A görbék egyenes szakaszainak menete sem egyezik meg a különböző mérések esetén, melyre már *Cosslett* is felhivta a figyelmet. Igy mérésünkből az abszorpciós koefficiens értéke $\alpha = 1{,}552 \cdot 10^5/cm$, mig *Calbick* [6] eredménye $3 \cdot 10^5$, *Agaré* $2{,}15 \cdot 10^5$, *Cosslettél* $1{,}35 \cdot 10^5$, *De* és *Sarkaré* pedig $1{,}322 \cdot 10^5$. Valószinünek látszik *Cosslett* állitása, mely szerint a görbék különböző lefutását nem a mérés hibái, hanem a párologtatás körülményei szabják meg, ezért minden párologtató berendezésre szükséges a görbét egyszer felvenni, mely a későbbiek során hitelesitő görbeként használható.

A 2. ábra *A* és *B* görbéjét azonos mintasorozaton bizonyos időkülönbséggel végzett mérésekkel vették fel. Az eltérés magyarázatára *Cosslett* feltételezte, hogy

öregedés következtében esetleg változhat a függvény menete. Ennek a feltételezésnek az ellenőrzése céljából a 6,5 hónappal előbb készült filmek optikai sürüségét ismét megmértük és azt tapasztaltuk, hogy a 2. ábra alapján (*A* ill. *B* görbe) várható eredménnyel ellentétben az igy felvett függvény a régi fölött halad. Ez azt jelenti, hogy vagy a vastagság nőtt, vagy a szénréteg optikai tulajdonsága változott meg. Mivel az első feltételezés irreális, azt kell mondanunk, hogy a filmek optikai sürüsége nőtt meg (esetleg a réteg valamilyen átrendeződése által). Szükséges azonban megjegyezni, hogy a görbe helyzetének változása nem jelentős, mert az eltérés 2 %, vagy ennél valamivel nagyobb, tehát a későbbi mérési pontok az egy méréssorozaton belüli - már emlitett - maximális 2 %-os eltérés határára, vagy azon valamivel kivülre esnek, az eltérés iránya azonban minden esetben azonos.

Megvizsgáltuk - 8 cm-es párologtatási távolság és 7 db lemez egyidejü párologtatása mellett - a széncsucsból 65°-os kupszögbe kilépő részecskék irányfüggését. Az egyes lemezeken mért áteresztőképességek közt - a mérési hibahatárból kiemelkedő - eltérést nem tapasztaltunk.

Megemlitjük még, hogy - tekintettel a targethátlapkénti alkalmazásra - a vastagabb filmeknek (~40 - 50 $\mu g/cm^2$) az üvegről történő levétele érdekében megvizsgáltuk milyen "alapot" célszerü használni. Párologtatás előtt az üvegre rávitt leheletvékony glicerinrétegről a szénfilmet nagyon könnyen és károsodás nélkül tudtuk vizfelületre usztatni. A cukoroldat használata is jó, bár elmarad a glicerin mögött, elsősorban a higitás kritikus mértéke miatt. Nagy higitás esetén ugyanis a film nehezen uszik a vizre, egy bizonyos kisebb érték esetén viszont apró cukorkristályok képződése a filmet egyenetlenné teszi.

A mérési adatok alapján azt mondhatjuk, hogy az optikai sürüség utján történő vastagságmérés esetén - a bepárologtatandó felület mellett elhelyezett mérő üveglapocska segitségével - kb. 60 - 70 $\mu g/cm^2$ vastagságig tudunk mérni, nagyobb vastagságoknál több mérőlemez egymás utáni behelyezésére van szükség. Meg kell azonban jegyeznünk, hogy vastagabb szénfóliát a szilárdság növelése érdekében az esetek nagy részében ugy szokás késziteni, hogy több vékonyabb réteget helyezünk egymásra, s igy a fent emlitett korlátozás nem nehezíti meg a módszer szélesebbkörü alkalmazását. A leirt mérési mód előnye a gyorsaság, valamint a meglévő hitelesitési görbe alapján várható kielégitő pontosság.

Köszönettel tartozom *Dr. Szalay Sándor* professzor urnak, aki felhivta figyelmemet a széntargetek problémájára. Továbbá ezuton fejezem ki köszönetemet *Dr. Rákosi Miklósné* tudományos munkatársnak (Kossuth L. Tudományegyetem Szerves Kémiai Tanszék) a mérések során nyujtott értékes segitségéért.

Irodalom

[1] *N. Sarma:* Nuclear Instruments, *2*/1958/361.
[2] *D.E. Bradley:* Brit. J. Appl. Phys., *5*/1954/65.
[3] *A. Cosslett - V.E. Cosslett:* Brit. J. Appl. Phys., *8*/1957/374.
[4] *A.W. Agar:* Brit. J. Appl. Phys., *8*/1957/35.
[5] *M.L. De - N.H. Sarkar:* Naturwiss., *49*/1962/55.
[6] *C.J. Calbick:* J. Appl. Phys., *27*/1956/1389.

KISÉRLETEK J-131-NEK VIZES ILDATOKBÓL TŐZEGPREPARÁTUMMAL TÖRTÉNŐ MEGKÖTÉSÉRE

A. Kostyrko

A Magyar Tudományos Akadémia debreceni Atommag Kutató Intézetében vendégkutatóként, rövidebb időn át kisérleteket végeztem radioaktiv jód izotópnak tőzegpreparátumon történő megkötésére vonatkozóan. A kisérletek azt mutatták, hogy $AgNO_3$-al ill. $AgNO_3$-al és KJ-dal impregnált tőzegpreparátum jól visszatartja vizes oldatból a radioaktiv jódot, amellyel szemben az $AgNO_3$-tal nem kezelt tőzegkészitmény nem mutat megkötőképességet.

A tőzeg kation megkötőképessége már régen ismeretes, éppen ezen sajátsága miatt alkalmas lehet kation szennyezéseket tartalmazó folyadékok tisztitására. Az Atommag Kutató Intézetben évek óta kiterjedt vizsgálatok folynak [1 - 3] a tőzeg kation-megkötőképességével kapcsolatban, sőt ezekhez hasonlóan Belgiumban is végeztek kisérleteket lignitekkel [4]. A debreceni intézet eredményeire támaszkodva mondhatjuk, hogy a tőzegek nagy ion-megkötőképessége humuszsav tartalmuknak tulajdonitható. A tőzeg kb. 50 %-ban humuszsavakból áll és tisztitásakor olyan folyamatokat [2] alkalmaznak, amelyek során humuszsavakban dusul fel.

Az elmult években egyre több kisérletet végeztek a tőzegnek mint egyik legolcsóbb ioncserélőnek alkalmazásával radioaktiv szennyezések hatástalanitásának problémájával kapcsolatban. A Lengyel Tudományos Akadémia Atommag Kutató Intézetének dozimetriai osztályán is vizsgálatok folynak a tőzeg szorpciós tulajdonságainak kihasználására vonatkozóan, hogy uránhasadási termékeket tartalmazó vizek radioaktivitása gyors módszerrel megállapitható legyen. *Szalay* és munkatársainak [2] vizsgálatai azt mutatják, hogy a tőzegpreparátumok nem kötik meg a hasadási termékek között viszonylag nagy mennyiségben előforduló jódizotópokat. Ezért ebben a dolgozatban olyan vizsgálatot akarunk ismertetni, melyek célja J^- anionok megkötési lehetőségeinek vizsgálata, speciálisan előkezelt tőzegpreparátumon.

A k i s é r l e t e l v e

1./ *Nehezen oldódó csapadékok képzése*

Az ioncserélő ionaktiv csoportjaival azonos töltésü ionok megkötésére egyik lehetőség az ioncserélő belső oldatában nehezen oldódó csapadékok képzése. (Pl. anion-

oknak kationit által történő megkötése.) A lejátszódó folyamat:

$$\overline{A} + B \rightleftharpoons \overline{B} + A$$

(ahol A és B az ioncserélő ionaktiv csoportjaihoz képest ellentétes ionok, mig a /-/ jelek azt mutatják, hogy az adott ion az ionit belső oldalában van jelen.)

Az egyensuly eltolható balra, ha a reakciótermékek nehezen oldható csapadékok. Az ilyen folyamat, mivel nem befolyásolja az egyensulyi együtthatót, kedvezően hat az A ellenionoknak az oldatból történő kinyerésére. Ez a Le Chatelier-féle elvből következik.

2./ *Az izotópcsere folyamata*

Ezt a folyamatot egyenlet alakban a következőképpen szemléltetjük:

$$AgJ + J^{x} \rightleftharpoons AgJ^{x} + J$$

vagyis az inaktiv AgJ csapadék inaktiv jodid anionjai aktiv jóddal cserélődnek ki.

A gyakorlatban ezt a módszert alkalmazzák radioaktiv jódnak vizeletben és esővizben történő kimutatására [5]. Az első pontban leirtak pedig a tengerviz ihatóvá tételénél, ill. tengeri mentőakcióknál találnak gyakorlati alkalmazásra [6].

A kisérlet leirása

A kisérletek célja az volt, hogy megállapitsuk, lehetséges-e és a fentebb emlitett két módszer közül melyikkel, tőzegpreparátumnak radioaktiv jód megkötésére történő felhasználása. Ebből a célból elkészitettünk két standard tőzeg-ionit oszlopot. A debreceni intézetben a tőzegen való szorpció vizsgálati metodikájának megfelelően az oszlop méretei a következők voltak:

átmérő:	8	mm
magasság:	170	mm
a tőzeg mennyisége:	0,75	g.

Az I. oszlopot 10 ml 0,01 n $AgNO_3$-oldattal átmosva Ag^+ ionokkal impregnáltuk, majd desztvizes mosással eltávolitottuk az Ag ionok fölöslegét.

A II. oszlopot szintén 10 ml 0,01 n $AgNO_3$-tal impregnáltuk, desztvizzel leöblitettük és ezután 10 ml ugyancsak 0,01 n KJ-dal mostuk át. A felesleges jódid ionoktól vizes mosással mentesitettük.

Az igy előkészitett tőzegpreparátumokon azonos (egyenként 0,05 μC) mennyiségü 5 ml térfogatra higitott J-131-et engedtünk át, ezután pedig 50 ml bideszt. vizzel átmostuk az oszlopokat. Az oszlopokról szedett eluátumokat kb. $p_H \approx 8$-ig lugositottuk 0,01 n Na_2CO_3-al, vizfürdőn bepárolva koncentráltuk, majd mérőcsészékbe vittük át és szárazra pároltuk.

Az igy előkészitett preparátumok aktivitását GM-csöves mérőberendezéssel mértük. Vonatkoztatási pontként egy 0,05 μC J-131 preparátum szolgált, amelyet az izotópoldatnak mérőedénykébe való bepárlása által nyertünk.

Eredmények

1./ A tapasztalat szerint az I. oszlopban (amelyet csak Ag^{++} ionokkal telitettünk) a beadott aktivitásnak csak 32 %-a kötődött meg.

2./ A II. oszlopban viszont (amelyben a tőzegpreparátum az ionaktiv AgJ-ot tartotta megkötve), a feladott aktivitásnak 98 %-a kötődött meg.

3./ Az oszlop hosszmentében kivülről aktivitás mérést végezve megállapitottuk, hogy az oszlop felső 3-4 cm. magasságu rétegében maradt az aktivitás.

Következtetés

Bizonyitást nyert, hogy mind az izotópcsere, mind a nehezen oldódó csapadékok képzésének módszere alkalmas a radioaktiv jódnak tőzeg-preparátumon történő megkötésére.

Bár az izotópcsere folyamata jobb eredményt adott, tekintettel az AgJ instabilitására, esetleg ez a módszer a gyakorlati alkalmazás számára rosszabb lehetőségeket nyujt.

Célszerü a folyamat alaposabb vizsgálata, az optimális p_H-érték, hőmérséklet és koncentráció értékek kikeresésére.

Végül ezuton is köszönetemet tolmácsolom *Szalay Sándor* professzor urnak az MTA Atommag Kutató Intézete igazgatójának azért, hogy az itt részletezett tájékoztató jellegü kisérleteket intézetében, felügyelete mellett elvégezhettem.

Irodalom

[1] *Szalay S.:* MTA Mat. Fiz. Oszt. Közl., *4*/1954/377.
[2] *Szalay S. - Szilágyi M.:* MTA Mat. Fiz. Oszt. Közl., *11*/1961/47.
[3] *A. Szalay, - M. Szilágyi:* Acta Phys. Hung., *13*/1961/421.
[4] *R. Winkler - E. Leibnitz:* Kernenergie, *10/11*/1960/.
[5] *Z. Jaworowski:* Nucleonica, *5*/1960/81.
[6] *F. Helferich:* Ionenaustauscher, Verlag Chemie GMBH Weinheim, 1959.

ALACSONY ENERGIÁJU (NÉHÁNY MeV-ES) C^{12} + p MAGREAKCIÓK

(Összefoglaló közlemény)

Angeli István

Szén - céltárgynak protonokkal történő bombázása során fellépő magreakciók vizsgálata a mesterséges részecskegyorsitók kidolgozása után hamarosan megindult. Ez elsősorban a következő praktikus tényezőknek köszönhető:

a./ a $Z = 6$ megtöltés már néhány száz keV-os protonok számára is megengedi a magba való behatolást;

b./ a természetes szénben a C^{12} izotóp jelentékeny százalékban (98,89 %) fordul elő.

c./ szén-céltárgy (target) elkészitése viszonylag egyszerü feladat, a szénréteg a bombázó nyalábbal szemben is elég ellenálló.

Az egyre terjedelmesebbé váló összefoglaló munkák [1-7, 53], azt mutatják, hogy ennek a reakciónak a tanulmányozása több szempontból is érdekes. Tekintsük ugyanis a C^{12} + p reakció kimenő csatornáit (kb. 4 MeV bombázó protonenergiáig).

(A) : $C^{12} + p \longrightarrow N^{13*} \longrightarrow C^{12} + p$ (rugalmas protonszórás)

(B) : $C^{12} + p \longrightarrow N^{13*} \longrightarrow N^{13} + \gamma$ (sugárzásos protonbefogás)

$(N^{13} \longrightarrow C^{13} + \beta^{+})$

(C) : $C^{12} + p \longrightarrow (N^{13*}) \longrightarrow N^{13*} + \gamma$ (befogásos rugalmatlan protonszórás)

$\downarrow$

$C^{12} + p'$

1./ Az (A) és (B) reakciócsatornák az N^{13} közbenső mag gerjesztett állapotaira adnak felvilágositást.

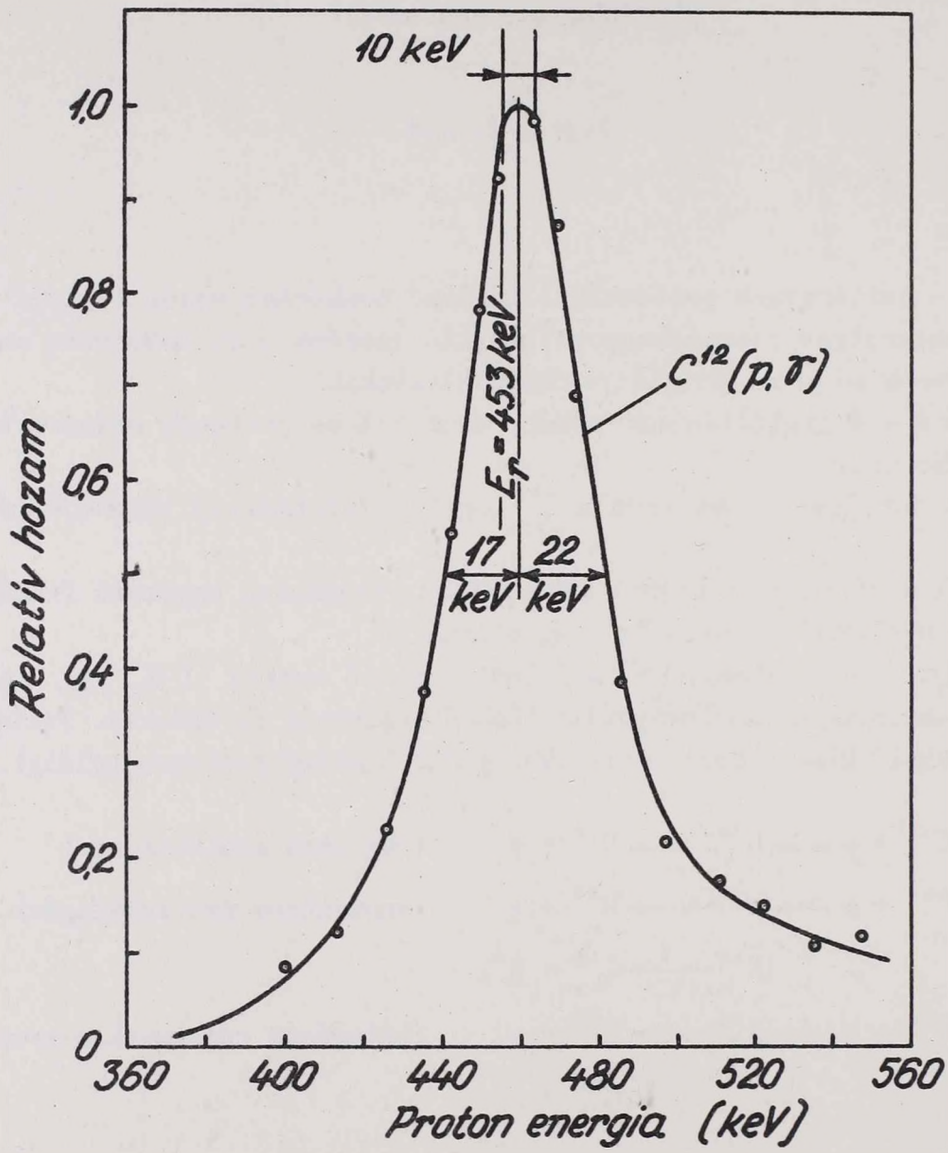
2./ A (B) csatorna (kis protonenergiánál) asztrofizikai szempontból érdemel figyelmet: ez ugyanis az un. "Bethe-ciklus" első lépése.

3./ A (C) csatorna érdekessége abban áll, hogy itt először egy elektromágneses átmenet történik és ezt követi a protonkibocsátás.

A rendelkezésre álló irodalmi anyagot a most felsorolt szempontok szerint csoportositottuk.

Az N^{13} atommag gerjesztett állapotaira vonatkozó C^{12} + p vizsgálatok

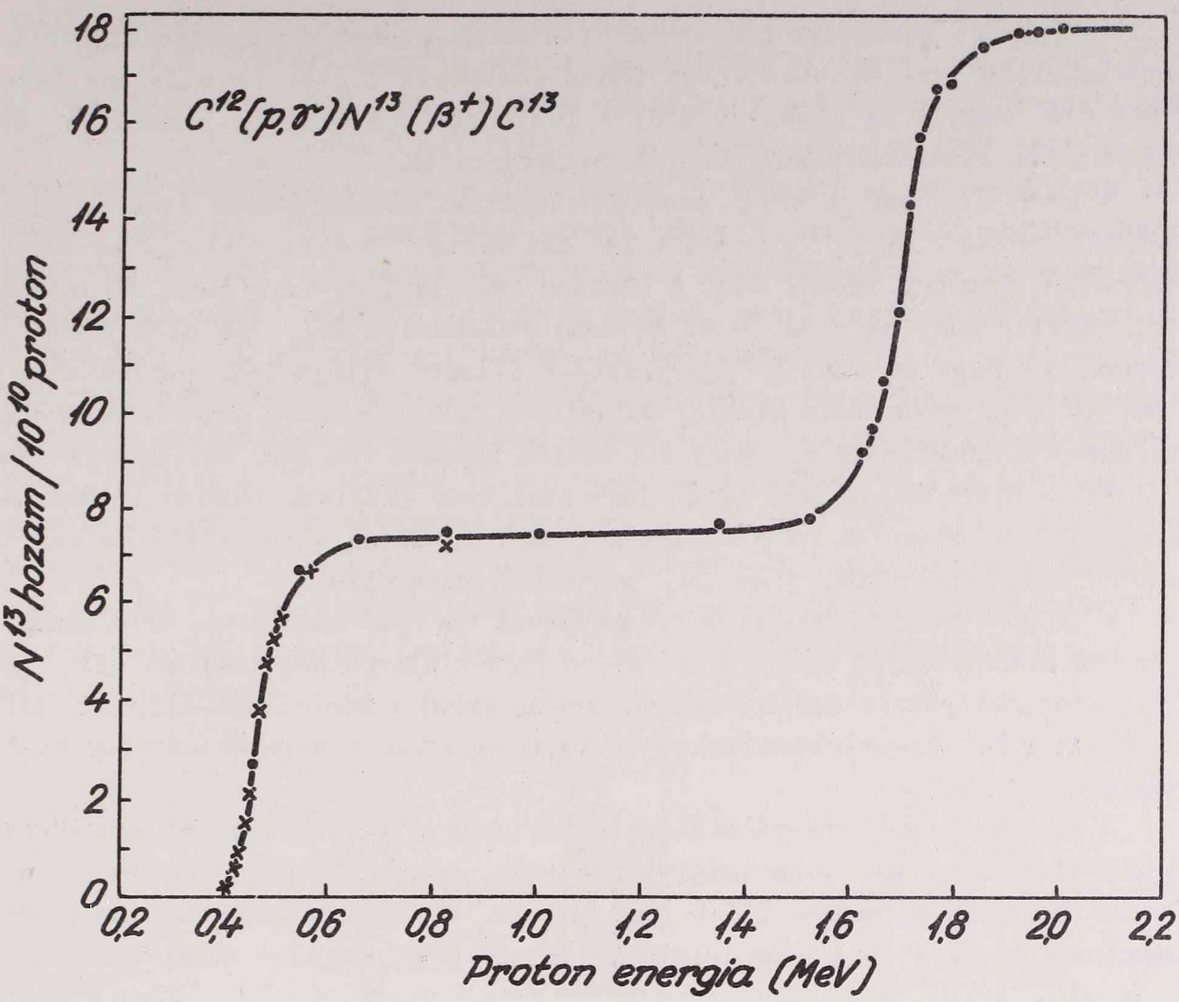
Az N^{13} alacsonyenergiáju gerjesztett állapotok energiájának és nivószélességének megállapitása először a (B) reakció segitségével történt olymódon, hogy mérték a protonbombázásnak kitett szén-céltárgy pozitron-aktivitását - vagy a prompt γ-sugárzást - mint a beeső protonenergia függvényét [8-11, 16, 17, 20]. Az igy felvett (p,γ) gerjesztési függvények (1. és 2. ábra) azt mutatták, hogy az E_p = 0 - 2 MeV energia-intervallumban két rezonancia van, kb. E_p = 0,46 MeV és 1,7 MeV bombázó energiánál, amelyek az N^{13} magnak 2,4 MeV-es és 3,5 MeV-es nivóinak felenek meg.



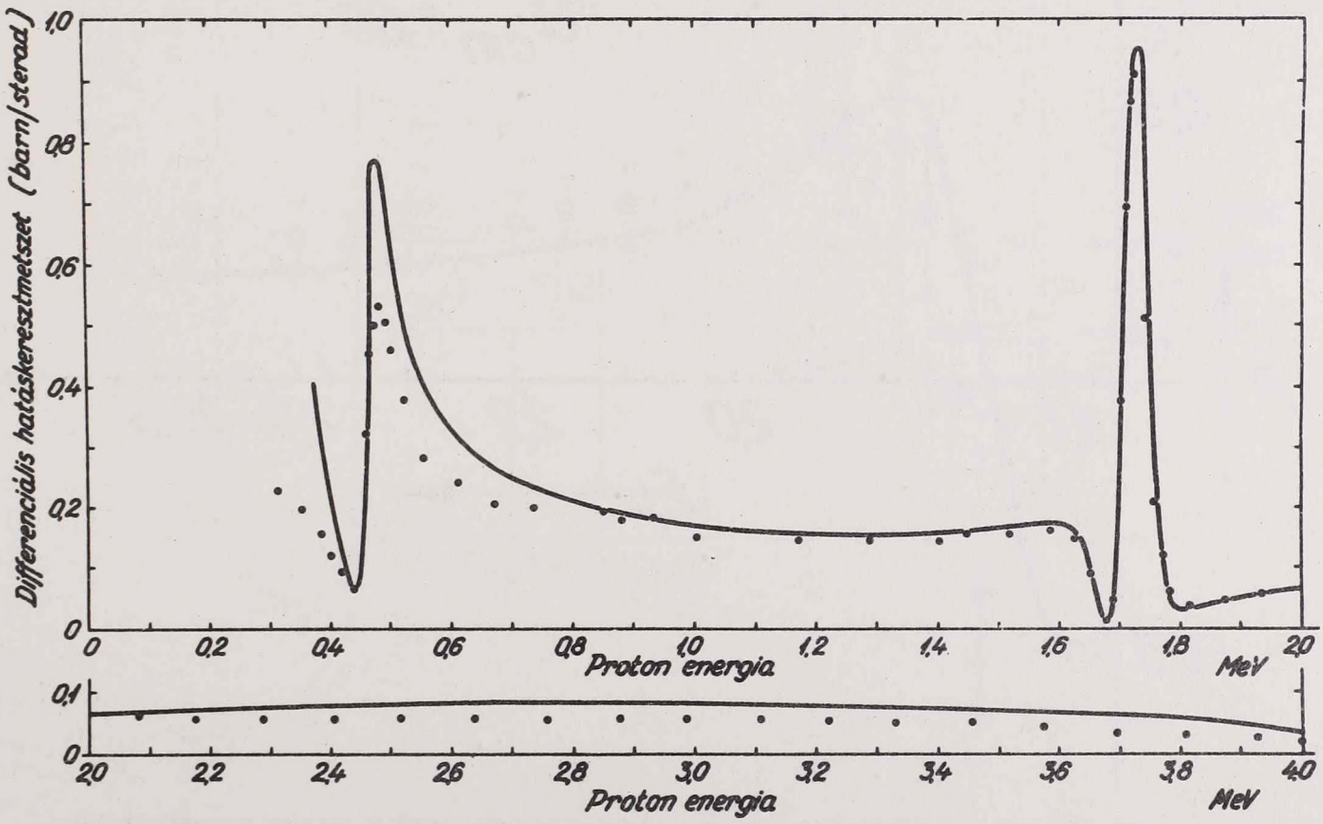
1. ábra. A $C^{12}(p,\gamma)N^{13}$ magreakció vékony céltárgyon felvett gerjesztési függvénye [9].

A (p,γ) tipusu mérések által nyujtott legpontosabb paraméterértékek az első rezonanciára: E_p^{rez} = 456,8 ± 0,5 keV; Γ = 39,5 ± 1,0 keV; σ_p^{rez} = 1,3 . 10^{-28} cm^2 = = 0,13 mb.

A 0,46 MeV-es energiáju protonok hatására szén céltárgyból kilépő prompt γ-sugárzás energiaeloszlásának szcintillációs kristály és sokcsatornás impulzusanalizátor segitségével történt vizsgálata [25] azt mutatta, hogy a γ-spektrumban egyetlen vonal mutatkozik, E_γ = 2,4 MeV energiával; az megfelel az eddigiek alapján a felállitott nivósémának.



2. ábra. A $C^{12}(p,\gamma)N^{13}$ magreakció vastag céltárgyon felvett gerjesztési függvénye [16].



3. ábra. A $C^{12}(p,p)C^{12}$ rugalmas szórási folyamat differenciális hatáskeresztmetszetének energiafüggése 164°-nál [15]. A pontok a mérési eredményeket ábrázolják; a kihuzott vonal: számitott görbe.

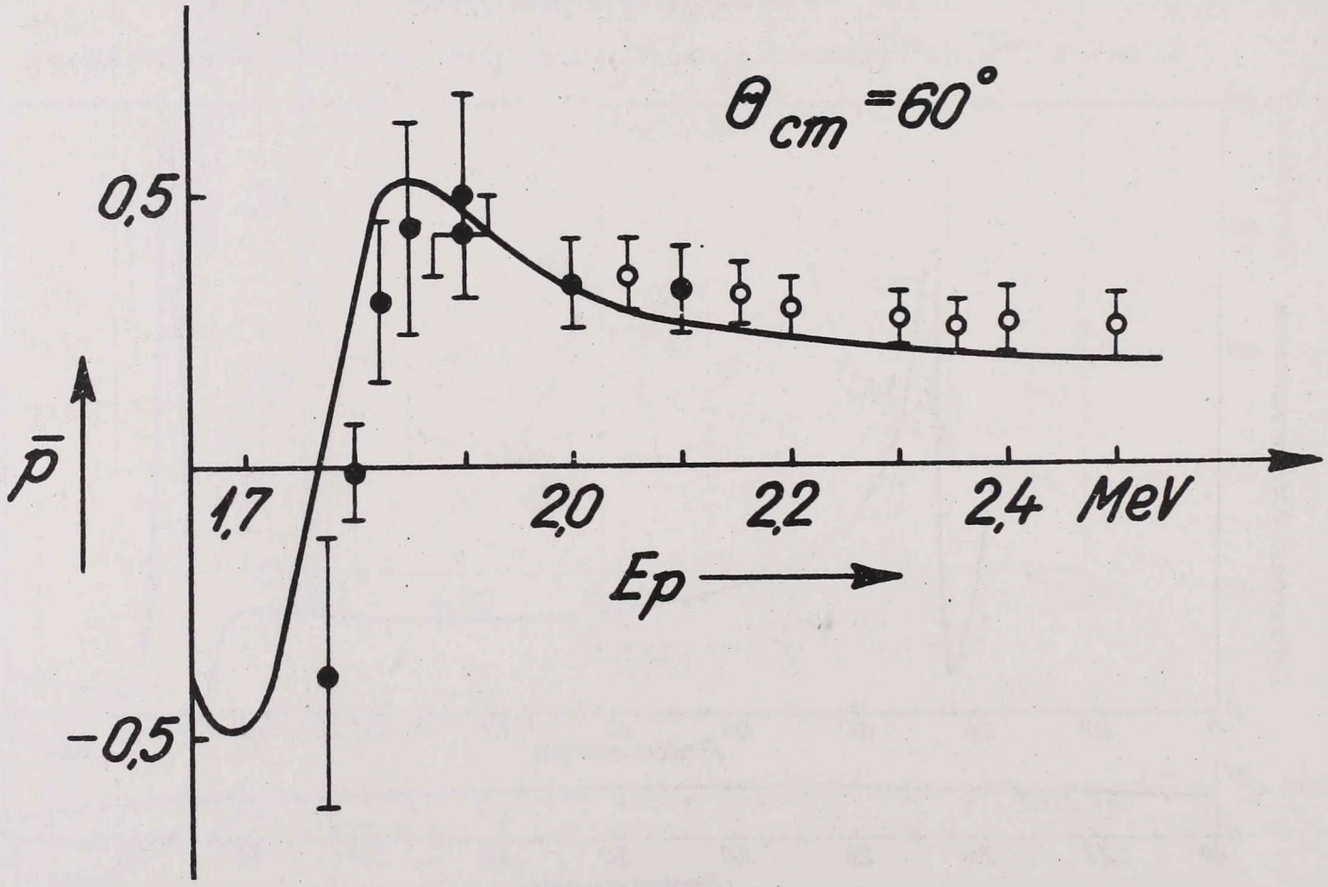
Az 1,7 MeV energiáju protonbombázás során kilépő γ-sugárzás szögeloszlásának vizsgálata [13] azt mutatta, hogy abban cos θ-nak 1., 3. és magasabb hatványai nem lépnek fel, vagyis az eloszlás $W(\theta) = 1 + a.\cos^2\theta$ képlettel irható le, ahol az "a" értékét három különböző energiánál is meghatározták.

A (p,γ) folyamatok utján kapott eredmények ellenőrzésére és kiegészitésére vizsgálat alá vették a (p,p) folyamatot is: azt mérték, hogyan változik az adott szög alatt szóródott protonok száma, mint a bombázó energia függvénye [14]. Eredményül (3. ábra) azt kapták, hogy az első (0,46 MeV-es) rezonancia helye és alakja megfelel a várakozásnak, és hogy az első N^{13} gerjesztett állapot spinje 1/2, paritása +, [15]. Az 1,7 MeV-es (p,p) rezonancia alakja, valamint a feltünően nagy nem-rezonáns intenzitás arra engedett következtetni, hogy itt kettős nivóról van szó, kb. 0,05 MeV energia különbséggel. A kiértékelés [15] során (egy szellemes grafikus módszer felhasználásával) valóban igazolódott is ez a feltevés; ebből egyuttal következett az is, hogy a megfelelő N^{13} nivó is kettős, 3/2- ill. 5/2+ nivójellemzőkkel.

A (p,γ) tipusu vizsgálatok eredményével történő összevetés arra utalt, hogy a γ-átmenetek elsősorban az alsó, 3,51 MeV-es (3/2-) állapotból indulnak ki.

A további részletesebb rugalmas protonszórási kisérletek [18, 19, 24] megerősitették ezeket a következtetéseket és hozzájárultak a nivóparaméterek pontosabb megállapitásához.

A "kettős nivó" vizsgálatát célozták azok a kisérletek is, amelyekben C^{12} magokon szóródott protonok polarizációját mérték, mint a bemenő protonenergia függvényét. Analizátornak ugyancsak C^{12}-t [26] ill. He^4-et [27] alkalmaztak. Az eredményül kapott aszimmetria nagyjából megegyezett a [18] és [19] adatai - tehát az előbb emli-



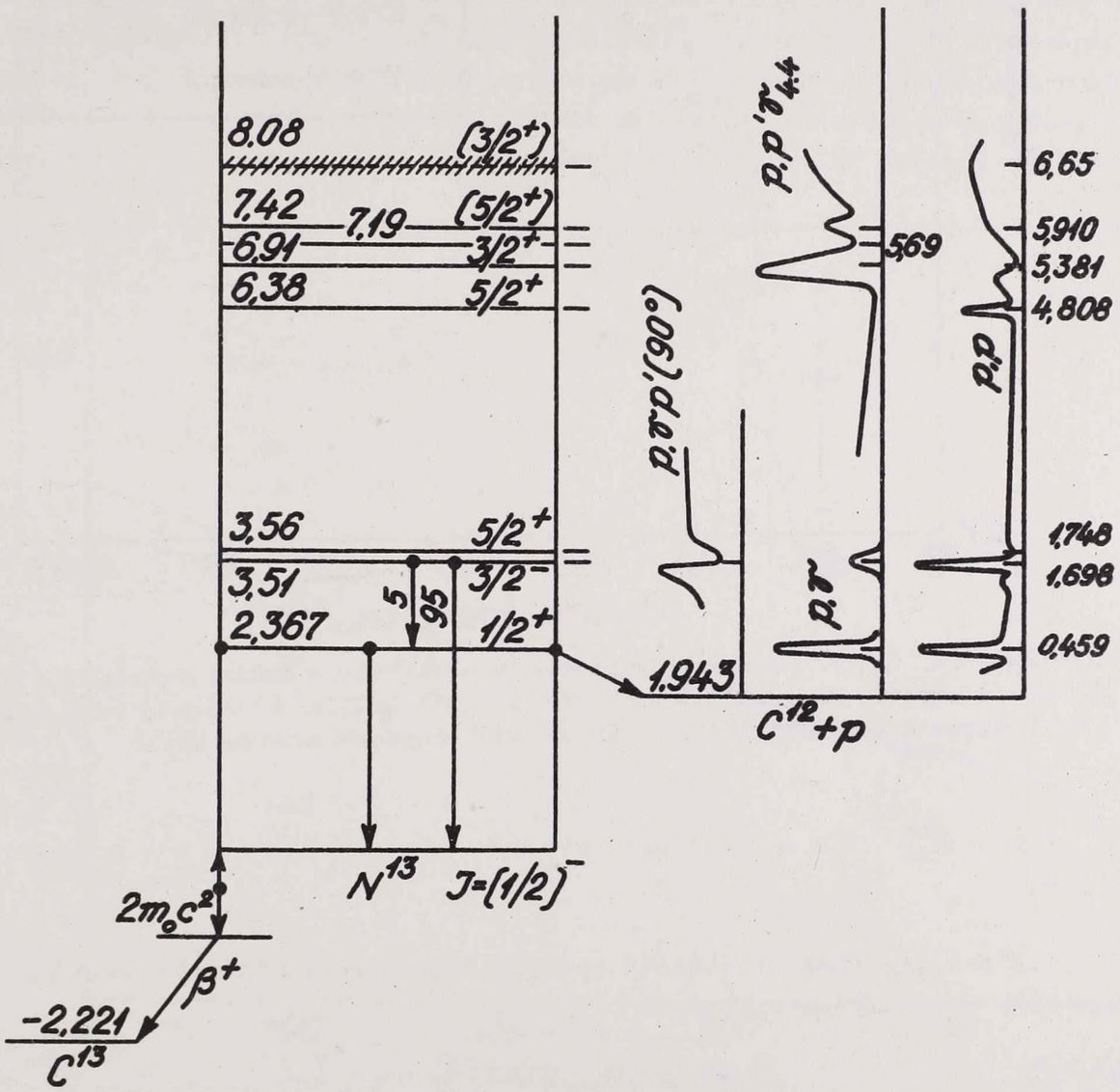
4. ábra. C^{12} magokon szóródott protonok polarizációs foka, mint a bombázó energia függvénye. A kihuzott vonal: számitott görbe [27].

tett kettősnivó paraméterek - alapján számolt energiafüggéssel (4. ábra).

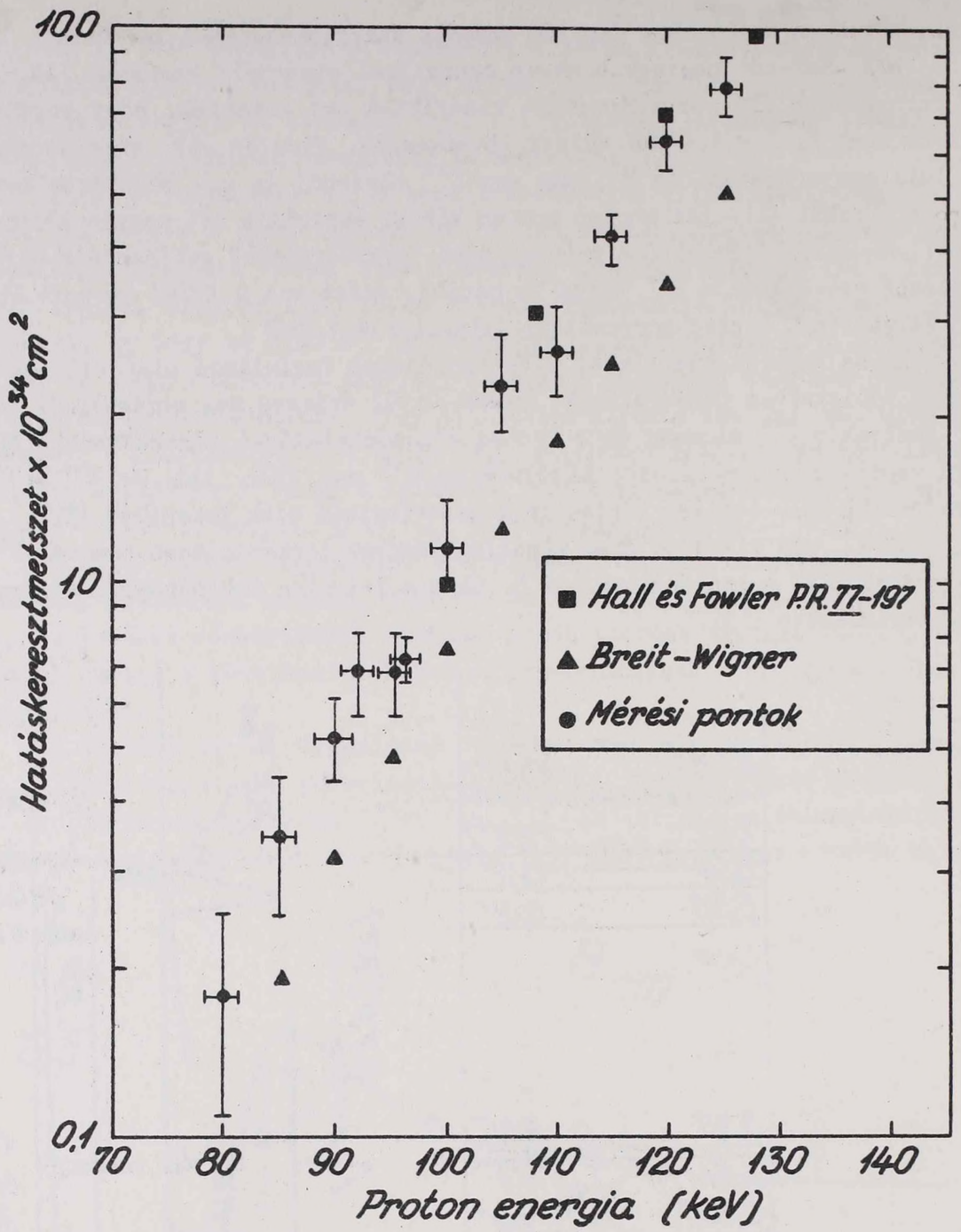
A 2 MeV-nél nagyobb bombázó energiával elvégzett rugalmas [12, 14, 15, 18, 21] és rugalmatlan [23] protonszórási kisérletek azt mutatták, hogy további gerjesztett nivók csak E_p^{rez} = 4,9 MeV felett következnek. *Bleuler* [22] szerint ez a következőkben leli magyarázatát: az N^{13} mag egy C^{12} törzsből és egy körülötte keringő-lazán kötött - protonból áll. (Az utolsó proton kötési energiája itt nagyon kicsi, mindössze 1,94 MeV!) Az első három nivó a proton, mint "egyrészecske" gerjesztése során jön létre, magasabb energiánál a C^{12} törzs is gerjed, ezért van a felső csoport kb. 4 MeV-el az alsó felett (a C^{12} első gerjesztett állapota: 4,4 MeV).

Egyes konkrét kisérletek kiértékelésével foglalkozó elméleti jellegü munkákat már az eddigiekben felsoroltunk. Ezeken kivül érdemes még megemliteni néhány olyan cikket, amelyek a C^{12} atommag és a proton kölcsönhatásával foglalkoznak [28, 29], nivósémára vonatkozó számitásokat közölnek az N^{13} mag [30], ill. az N^{13} - C^{13} izobárpár esetére [31-36], esetleg terjedelmes összefoglaló cikk keretében [37].

Az N^{13} mag nivósémájának megállapitásához természetesen nemcsak C^{12} + p, hanem más reakciók is hozzájárultak. Az 5. ábra a jelenleg legpontosabbnak tartott nivóadatokat tartalmazza [53].



5. ábra. Az N^{13} atommag nivósémája és a megfelelő C^{12} + p reakciók sematikus gerjesztési görbéi [53].



6. ábra. A $C^{12}(p,\gamma)N^{13}$ magreakció hatáskeresztmetszete, mint a bombázó protonenergia függvénye. A négyszög jelek más szerzők mérési pontjait jelölik, a háromszög-jelek pedig a Breit-Wigner formula alapján történt extrapoláció eredményét mutatják [45].

A C^{12} + p N^{13} reakció, mint a Bethe-ciklus első tagja

A csillagokban lejátszódó energiatermelő folyamatok kutatásában lényeges szerepe volt az un. Bethe-ciklusnak:

$$C^{12} + p \longrightarrow N^{13}$$

$$N^{13} \longrightarrow C^{13} + \beta^+$$

$$C^{13} + p \longrightarrow N^{14}$$

$$N^{14} + p \longrightarrow O^{15}$$

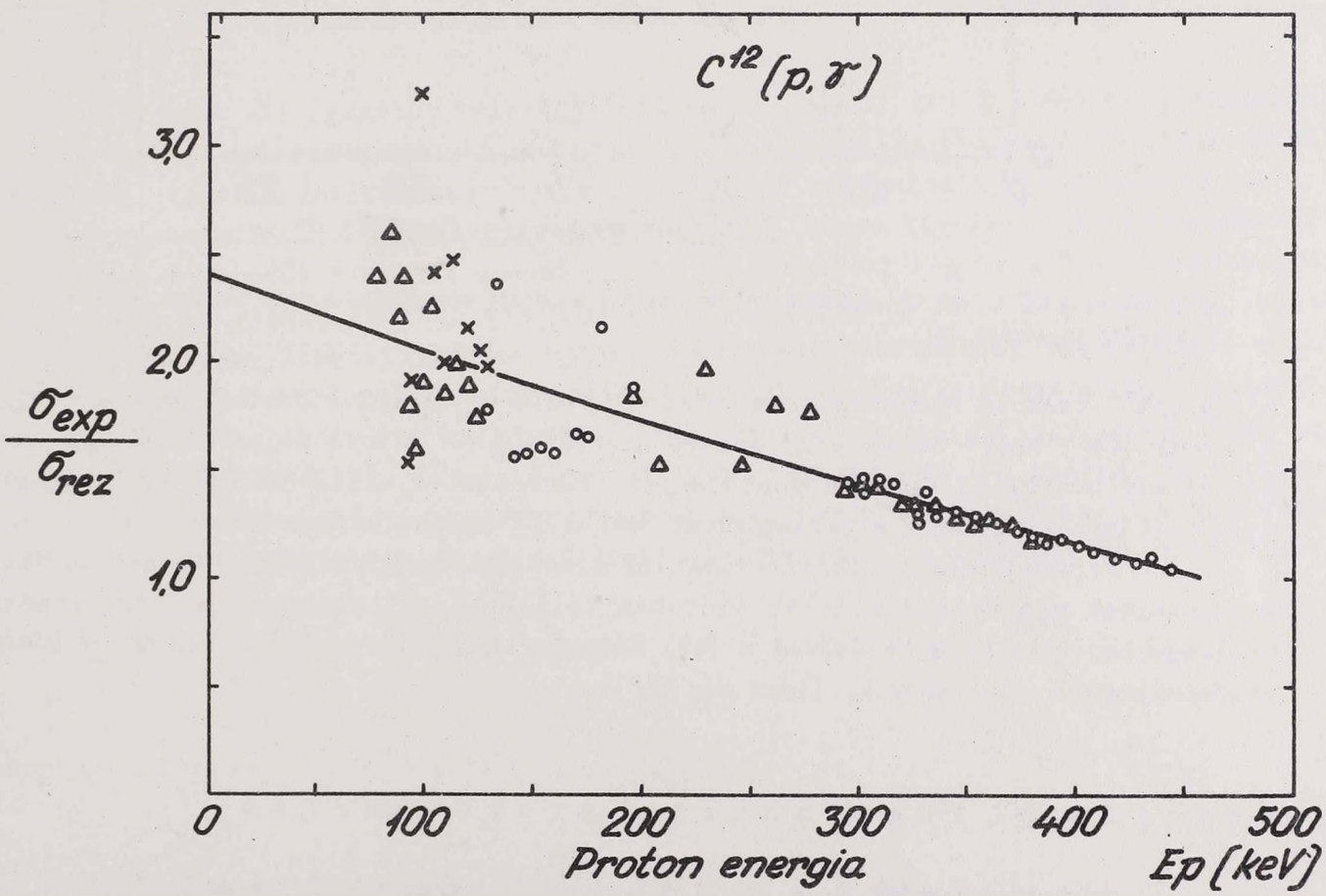
$$O^{15} \longrightarrow N^{15} + \beta^{+}$$

$$N^{15} + p \longrightarrow C^{12} + He^{4}$$

Látható, hogy négy proton befogása és két pozitron emissziója után ujra a C^{12} mag marad vissza, vagyis lényegében a négy protonból lett egy α-rész; a felszabaduló energia egy részét a β^{+}-okkal együtt emittálódó neutrinók elviszik, más része azonban a csillag "fütésére" forditódik.

Asztrofizikai szempontból különösen fontosnak látszott tehát a $C^{12} + p \rightarrow N^{13}$ reakció hatáskeresztmetszetének meghatározása olyan protonenergiáknál, amellyel a Napban levő H-magok rendelkeznek; ez kb. 25-30 keV-nek felel meg. Kis energiáknál azonban a töltött részecske hatáskeresztmetszetek rohamosan csökkennek, a mérés egyre nehezebb lesz, mert igen nagyáramu pl. 50 mA! [45] berendezésekre van szükség. A 30 keV-os tartományba eddig még nem is sikerült lehatolni, az elvégzett mérések esetében [38-46] az alsó határ 80 keV volt (6. ábra).

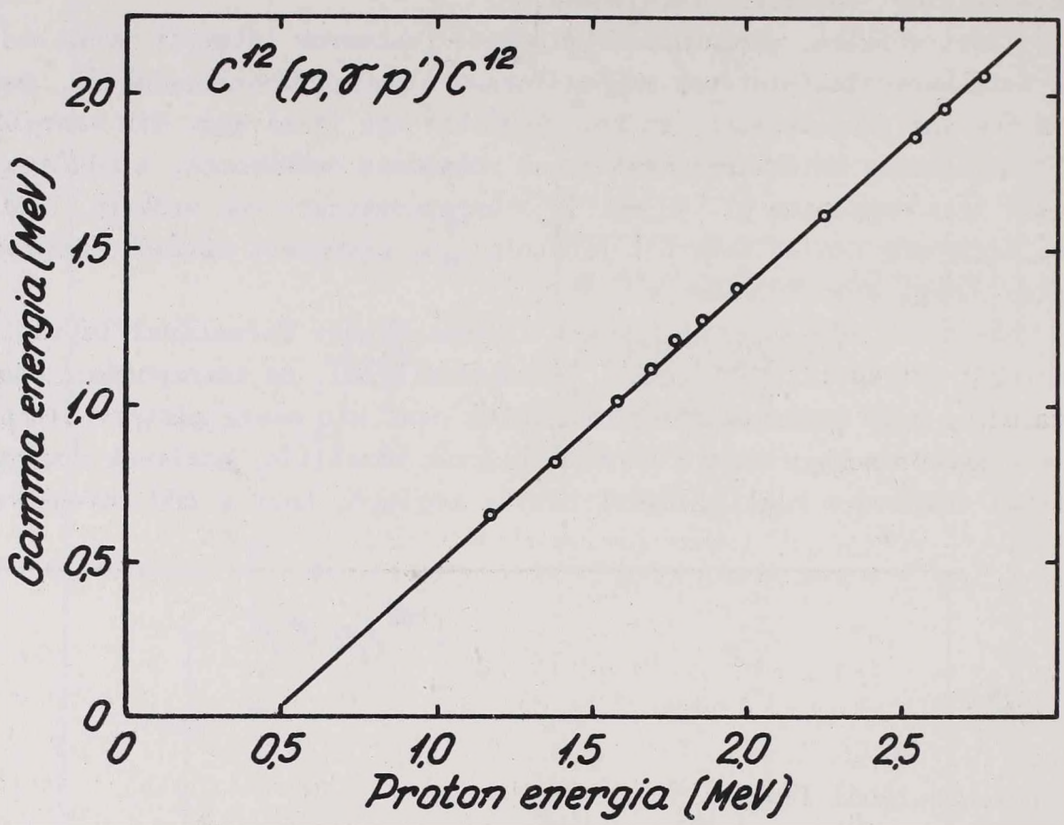
Szokás a mérési eredményeket a Breit-Wigner formulával leirható 460 keV-es rezonanciából extrapolált értékekkel összehasonlitani. Az extrapoláció megbizhatóságát korlátozza az, hogy a rezonancia-paraméterek csak kis energiaintervallumban tekinthetők állandóknak, és hogy maga a formula is csak közelités, amelynek érvényessége a rezonanciától távolodva romlik. Ezért nem is meglepő, hogy a 100 keV-nél mért értékek



7. ábra. A $C^{12}(p,\gamma)N^{13}$ reakció mért hatáskeresztmetszetének és az első (460 keV-os) rezonanciából extrapolált hatáskeresztmetszetének aránya a bombázó protonenergia függvényében [46].

$\sigma_{exp} \approx 10^{-34}$ cm^2 [38, 45] nem egyeznek meg a rezonancia-extrapoláció eredményével, ($\sigma_{rez} \approx 0,4 \cdot 10^{-34}$), hanem annál kb. 2-3-szor nagyobbak: $\sigma_{exp}/\sigma_{rez} \approx 2$, [46] (7. ábra).

A hatáskeresztmetszetnek a Bethe számításaiban használt $1,2 \cdot 10^{-36}$ cm^2-nél kb. 2 nagyságrenddel nagyobb tapasztalati értéke azt jelenti [47], hogy a Nap belsejének hőmérséklete alacsonyabb, mint előzőleg feltételezték. Ez egyuttal azt is mutatja, hogy a Bethe-ciklus szerepe a Nap esetében nem olyan jelentős, mint korábban gondolták; általános csillagfizikai szempontból azonban a kérdés mégsem érdektelen. Mivel a



8. ábra. A $C^{12}(p,\gamma p')C^{12}$ folyamatból származó γ-sugárzás energiája, mint a bombázó proton-energia függvénye [51].

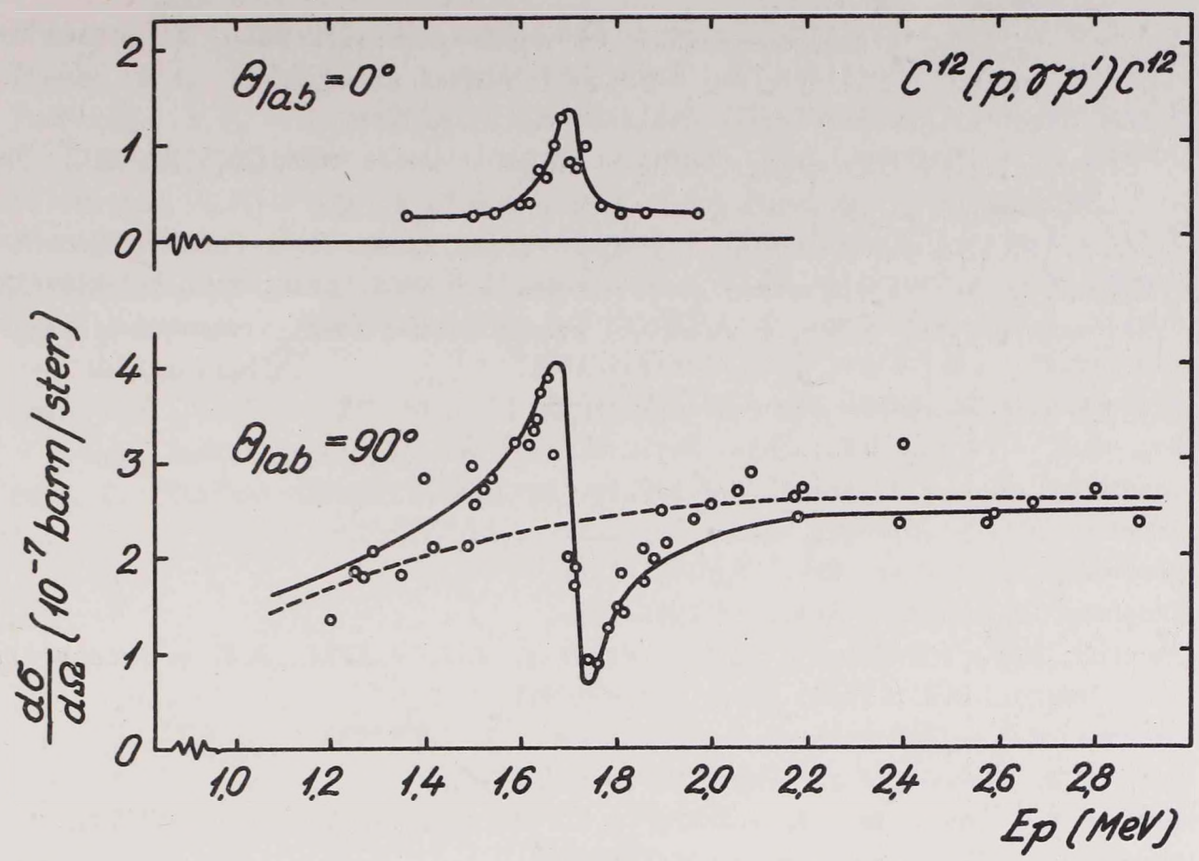
$C^{13}(p,\gamma)N^{14}$ reakció hatáskeresztmetszete E_p = 100 keV körül kb. tizszerese a $C^{12}(p,\gamma)N^{13}$-énak [44], ezért természetes izotópösszetételü (C^{13}: 1,11 %) szén-céltárgy esetében ez már ronthatja a mérés pontosságát. Természetes, ill. 39 % C^{12}-t tartalmazó szén-céltárgy párhuzamos alkalmazásával [46] a C^{13} hatása korrekcióba vehető.

Termonukleáris stellár-reakciók alacsony energiánál felvett hatáskeresztmetszeteinek elméleti analizise [48]-ban található; általánosabban: az elemeknek csillagokban való keletkezésével a [49] összefoglaló cikk foglalkozik. Ehhez bőséges irodalomjegyzék csatlakozik, (lásd még [55]).

Befogásos rugalmatlan protonszórás

Szén-céltárgynak E_p = 1 - 3 MeV-os protonokkal történt bombázása alkalmával olyan γ-átmenetet figyeltek meg [50, 51], amelynek energiája az (8. ábra)

$$E_\gamma = 0,9 \cdot (E_p - 0,46) \text{ MeV}$$



9. ábra. A $C^{12}(p,\gamma p')C^{12}$ folyamat gerjesztési függvénye a beeső protonnyalábhoz képest 0°-ra ill. 90°-ra kibocsátott γ-sugárzásra vonatkozólag [51].

képlettel volt kifejezhető; vele egyidejüleg nem lépett fel 2,4 MeV-os γ-sugárzás, amely az N^{13*} (első gerjesztett állapot)$\longrightarrow N^{13}$ (alapállapot) átmenetre utalt volna. A 90°-nál felvett gerjesztési függvény (9. ábra) azt mutatta, hogy nemcsak az 1,7 MeV-es rezonanciánál lép fel jelentős intenzitás, hanem távolabbi energiaértékeknél is. Ezért a kutatók a kapott eredményt ugy értelmezték, hogy a C^{12} + p rendszerből nem alakul ki minden esetben egy meghatározott állapotu N^{13*} közbenső mag, hanem esetleg csak egy átmeneti rendszer (jelöljük a két lehetőséget összefoglaló módon igy: (N^{13*})); ezekből γ-kibocsátás utján kialakul az első gerjesztett N^{13*} állapot, majd ez C^{12} + p rendszerre esik szét. A folyamat tehát kettős: ugy indul, mint egy sugárzásos protonbefogás és ugy végződik, mint egy rugalmatlan szórás; az elektromágneses átmenet megelőzi a részecskeemissziót. További, részletesebb vizsgálatok [52] is azt bizonyitották, hogy a feltevés helyes volt, a folyamat igy megy végbe.

Irodalom

[1] *Livingston, M.S. - Bethe, H.A.:* Revs. Mod. Phys., *9*/1937/245.
[2] *Hornyak, W.F. - Lauritsen, T.:* Revs. Mod. Phys., *20*/1948/191.
[3] *Hornyak, W.F. - Lauritsen, T. - Morrison, P. - Fowler, W.A.:* Revs. Mod. Phys., *22*/1950/291.

[4] *Ajzenberg, F. - Lauritsen, T.:* Revs. Mod. Phys., *24*/1952/321.
[5] *Ajzenberg, F. - Lauritsen, T.:* Revs. Mod. Phys., *27*/1955/77.
[6] *Ajzenberg, F. - Lauritsen, T.:* Nucl. Phys., *11*/1959/1.
[7] *Jarmie, N. - Seagrave, J.D.:* "Charged Particle Cross Sections", LA-2014, Physics /1956/.
[8] *Fowler, W.A. - Lauritsen, C.C. - Lauritsen, T.:* Phys. Rev., *73*/1948/181.
[9] *Fowler, W.A. - Lauritsen, C.C. - Lauritsen, T.:* Revs. Mod. Phys., *20*/1948/236.
[10] *Fowler, W.A. - Lauritsen, C.C.:* Phys. Rev., *76*/1949/314.
[11] *Van Patter, D.M.:* Phys. Rev., *76*/1949/1264.
[12] *Whitehead, W.D.:* Phys. Rev., *79*/1950/1022.
[13] *Day, R.B. - Perry, J.E.:* Phys. Rev., *81*/1951/662.
[14] *Goldhaber, G. - Williamson, R.M.:* Phys. Rev., *82*/1951/495.
[15] *Jackson, H.L. - Galonsky, A.H.:* Phys. Rev., *84*/1951/401.
[16] *Seagrave, J.D.:* Phys. Rev., *84*/1951/1219.
[17] *Seagrave, J.D.:* Phys. Rev., *85*/1952/197.
[18] *Jackson, H.L. - Galonsky, A.I. - Eppling, F.J. - Hill, R.W. - Goldberg, E. - Cameron, J.R.:* Phys. Rev., *89*/1953/365.
[19] *Jackson, H.L. - Galonsky, A.I.:* Phys. Rev., *89*/1953/370.
[20] *Hunt, S.E. - Jones, W.M.:* Phys. Rev., *89*/1953/1283.
[21] *Martin, M. - Schneider, H. - Sempert, M.:* Helv. Phys. Acta, *26*/1953/595.
[22] *Bleuler, K.:* Helv. Phys. Acta, *26*/1953/597.
[23] *Maeder, D. - Martin, M. - Müller, R. - Schneider, H.:* Helv. Phys. Acta, *27*/1954/166.
[24] *Milne, E.A.:* Phys. Rev., *93*/1954/762.
[25] *Chick, D.R. - Evans, W.W. - Hancock, D.A. - Hunt, S.A. - Pope, R.A.:* Proc. Phys. Soc., *69A*/1956/624.
[26] *Гавриловский, Б.В. - Головня, В.Я. - Каранджев, К.В. - Ключарев, А.П. - Манько В.И.:* Докл. Акад. Наук СССР, *111*/1956/59.
[27] *Сорокин, П.В. - Таранов, А.Я.:* Докл. Акад. Наук СССР, *111*/1956/82.
[28] *Christy, R.F. - Latter, R.:* Revs. Mod. Phys., *20*/1948/185.
[29] *Thomas, R.G.:* Phys. Rev., *81*/1951/661.
[30] *Haig, F.R.:* Nucl. Phys., *7*/1958/429.
[31] *Ehrman, J.B.:* Phys. Rev., *81*/1951/412.
[32] *Thomas, R.G.:* Phys. Rev., *88*/1952/1109.
[33] *Lane, A.M.:* Phys. Rev., *92*/1953/839.
[34] *Lane, A.M. - Radicati, L.A.:* Proc. Phys. Soc., *67A*/1954/167.
[35] *Lane, A.M.:* Proc. Phys. Soc., *68A*/1955/197.
[36] *Skyrme, T.H.R.:* Proc. Rehovoth Conf., 1957. Nuclear Structure /1958/.
[37] *Inglis, D.R.:* Revs. Mod. Phys., *25*/1953/390.
[38] *Fowler, W.A. - Hall, R.N.:* Phys. Rev., *74*/1948/1558.
[39] *Woodbury, E.J. - Hall, R.N. - Fowler, W.A.:* Phys. Rev., *75*/1949/1462.
[40] *Bailey, C.L. - Stratton, W.R.:* Phys. Rev., *77*/1950/194.
[41] *Hall, R.N. - Fowler, W.A.:* Phys. Rev., *77*/1950/197.
[42] *Deineko, A.S. - Taranov, A.Ja. - Val'ter, A.K.:* Soviet Physics, JETP, *5*/1957/201.
[43] *Дейнеко, А.С. - Таранов, А.Я. - Вальтер, А.К.:* Ж.Э.Т.Ф., *32*/1957/251.
[44] *Lamb, W.A.S. - Hester, R.E.:* Bull. Amer. Phys. Soc., *2*/1957/181, E8.
[45] *Lamb, W.A.S. - Hester, R.E.:* Phys. Rev., *107*/1957/550.
[46] *Hebbard, D.F. - Volg, J.L.:* Nucl. Phys., *21*/1960/652.

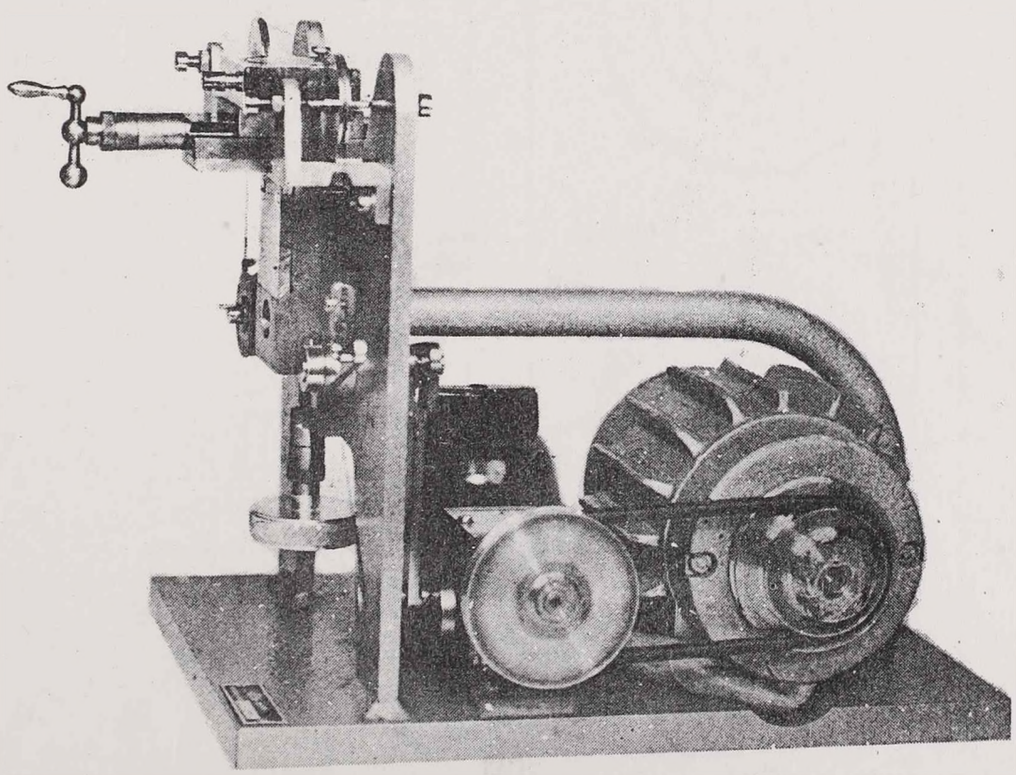
[47] *O' Reilly, J. - Christy, R.F.:* Phys. Rev., *74*/1948/1559.
[48] *Fowler, W.A.:* Phys. Rev., *81*/1951/655,
[49] *Burbridge, E.M. - Burbridge, G.M. - Fowler, W.A. - Hoyle, F.:* Revs. Mod. Phys., *29*/1957/547.
[50] *Tollestrup, A.V. - Day, R.B. - Woodbury, H.H.:* Phys. Rev., *85*/1952/760.
[51] *Woodbury, H.H. - Tollestrup, A.V. - Day, R.B.:* Phys. Rev., *93*/1954/1311.
[52] *Heiberg, S.A. - James, D.B. - Alexander, T.K.:* Can. Journ. Phys., *33*/1955/34.
[53] *Landolt-Börnstein:* Neue Serie, Gruppe I., Band. 1., 40., 41., Springer Verlag. Berlin /1961/.
[54] *Endt, P.M. - Demeur, M.:* "Nuclear Reactions, I." 263, North-Holland Publishing Co., Amsterdam /1959/.
[55] *Pócs, L.:* Fizikai Szemle, *9*/1961/25, 50, 84.

KRISTÁLYVÁGÓ KÉSZÜLÉK

Szalay Sándor - Schadek János

Fémes sziliciumnak, kemény kristályoknak, kvarclapoknak és más nagy keménységü anyagoknak laboratóriumi alkalmazása esetén ezekből meghatározott méretü és alaku darabkák szükségesek. A legtöbb ilyen anyag meglehetősen drága és emellett a megmunkálásra igen kényes. A megmunkálásnál keletkező hő és nyomások hatására, azok fizikai tulajdonságai is könnyen megváltozhatnak, ami az anyagok felhasználásánál károsan jelentkezik. Fontos szempont még az is, hogy ezen drága anyagok feldarabolása, minimális vágási veszteséggel és nagy méretpontossággal történjen.

A fentiekben elmondott szempontok betartásával szerkesztettünk intézetünkben egy kristályvágó készüléket, amelynél a darabolást, ide-oda mozgó vékony fémhuzalra rátapadó carborundum, vagy gyémántporral végezzük.



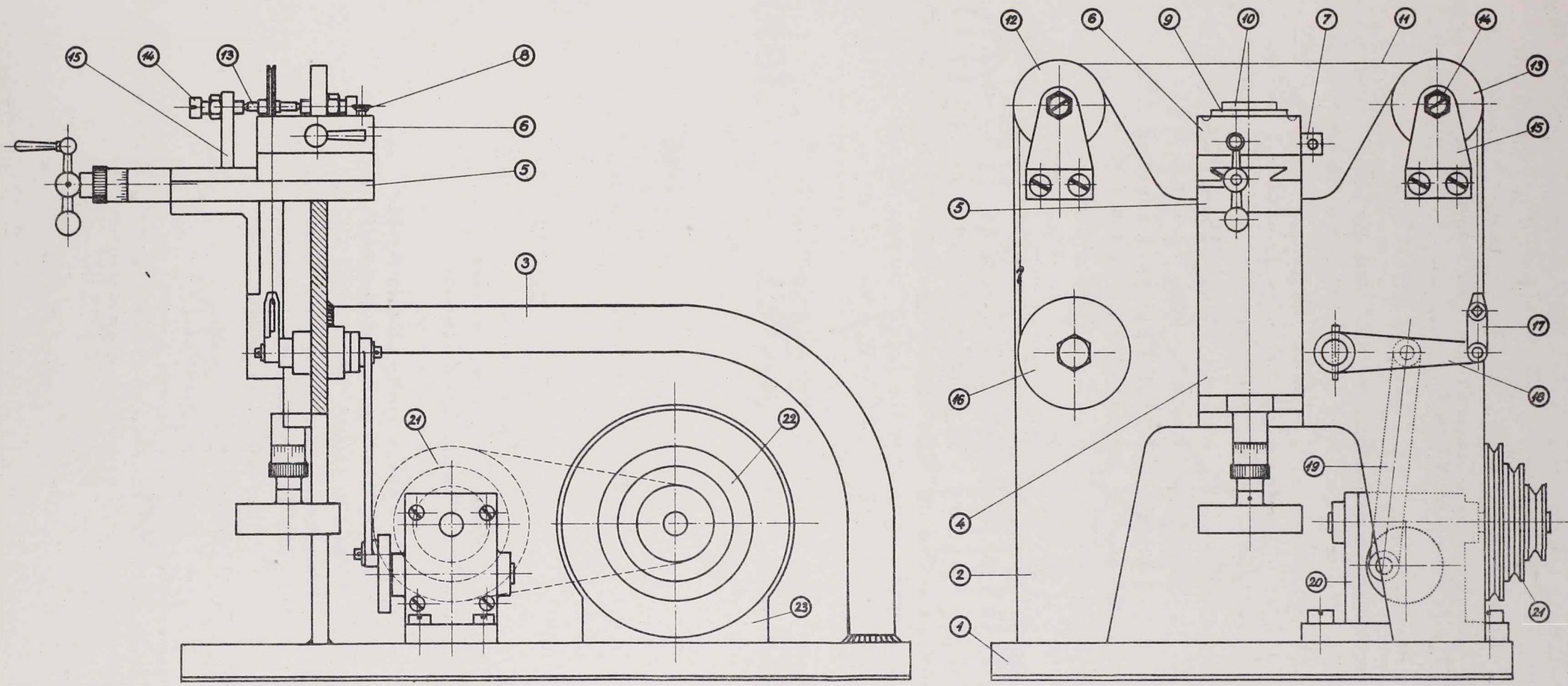
1. ábra. A készülék fényképe.

Az elvágandó anyagot egy minden irányban állitható (6) szupport asztalkára kell felfogni, célszerüen felragasztani. Ezen asztalka (4) szupporttal függőlegesen fel és le, az (5) szupporttal oldalirányban előre és hátra, mig a (8) jelü kis gomb lenyomása után pontosan 90°-al elfordítható. A szupportok mozgatása mikrométer beosztással ellátott csavarorsókkal történik, igy azok 0,1 mm-es pontossággal állithatók. Ezen háromirányu elmozditás segitségével a vágandó darabot a vágószálhoz viszonyitva, bármilyen irányban, pontosan állithatjuk.

A vágószál 0,2 - 0,4 mm vastagságu fémdrót, célszerü a lágy vörösréz, mert erre az élt képező csiszoló anyag jól tapad és beágyazódik. A vágószál az asztalka felett (12) és (13) jelü ékhornyu tárcsákon van átvezetve. A tárcsák tücsapágyazásuak, és helyzetüket pontosan tartják, igy a vágószál beállitott iránya nem változik. A vágószál egyik vége, órarugóval előfeszitett dob (16) pereméhez kapcsolódik, a másik vége pedig szoritócsavarral egy himbakarhoz van kapcsolva. Ez a himbakar meghajtását egy változtatható fordulatszámu kis forgattyus mechanizmusról (21) kapja. A vágás ugy történik, hogy a szupport asztalkára erősitett és megfelelően beállitott tárgyat a (6) jelü mikrométer csavar lassu forgatásával a vágószálhoz közelitjük. A vágószál feszességét a vágandó anyag természetének megfelelő mértékre a (16) jelü kis dobban lévő órarugó megfelelő előfeszitésével szabályozzuk.

Az olajjal, vagy vizzel emulgeált carborundum vagy gyémántport egy kis fecskendő, vagy pálcika segitségével adagoljuk. A feles lecsurgó mennyiség, az asztalka felületén körbefutó kis csatornába gyülik össze, ahonnan az ismét felhasználható. A készüléket egy beépitett 200 Watt. teljesitményü motor hajtja, végtelenitett gumiékszij segitségével.

Próbaként először kvarc lemezkék kivágásával kisérleteztünk, igen szép sikerrel. Egy 20 mm hosszu és 2 mm vastag lapocska vágása 0,3 vastag vörösréz vágószál segitségével gyémántporral 8 óra alatt készült el.



2. ábra. A készülék szerkezeti rajza.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommag Kutató Intézete
D e b r e c e n .
A kiadásért és szerkesztésért felelős
Szalay Sándor az Intézet igazgatója.
Készült az Intézet "*Zetaprinton*" tipusu
sokszorositó gépén "*Rotaprint*" eljárással.
Foto és nyomdatechnikai kivitelező
Vencellei István.

Példányszám: 300
1962/5

Atomki Közlemények

V. kötet 1963. 3-4. szám

M.T.A.
ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE
DEBRECEN
1963. december

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK-et az MTA Atommag Kutató Intézete /ATOMKI/ adja ki. A szerkesztésért és kiadásért felelős: *dr. Szalay Sándor* egyetemi tanár, az MTA lev. tagja, az intézet igazgatója. Szerkeszti a Szerkesztő Bizottság. Tagjai: *dr. Szalay Sándor* elnök, *Koltay Edéné* titkár, *dr. Berényi Dénes, dr. Csikai Gyula, Medveczky László.*

A lap anyagához hozzájárul a Debreceni Kossuth Lajos Tudományegyetem Kisérleti Fizikai Intézete, valamint Alkalmazott Fizikai Intézete is, amely intézetek szoros együttmüködésben vannak az ATOMKI-vel. Kéziratot elvben külső szerzőktől is elfogadunk, ha az a lap célkitüzéseinek megfelel.

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK feladatát a következőkben látjuk:

1. Lehetőleg hü képet ad az ATOMKI munkásságáról, tevékenységéről, fejlődéséről. Az ATOMKI tudományos eredményei közül csak azokat hozza részletesebben, amelyek más helyen, akadémiai, nemzetközi vagy egyéb folyóiratban nem jelentek meg. Az utóbbiakról csak felsorolást, esetleg rövid ismertetést, kivonatot hoz.

Más folyóiratokban megjelent közleményeinkhez egyes esetekben hozunk itt kiegészitő közleményt, ha az alkalmazott kutatási módszer eredetisége folytán külön leközlésre érdemes, és helyszüke miatt a nagyobb folyóiratokban a részletes leirás célszerütlen lett volna.

2. Elősegiti különösen a fiatal hazai atomkutatók tudományos ismereteinek bővülését azzal, hogy az atommagfizika egyes területeiről összefoglaló, ismertető közleményeket hoz magyar nyelven.

3. Elősegiti a világon folyó atommagkutatás eredményeinek hazai békés alkalmazását más tudományok és az ipar területén olyan összefoglaló, ismeretterjesztő közlemények utján, amelyek bár tudományosan nem eredetiek, de e téren hazánkban - magyar nyelven - hézagpótló szerepet töltenek be.

Idetartozónak tekintjük az izotópok különböző alkalmazásait a tudományokban, az iparban, stb., valamint az atomkorszak bekövetkeztével kapcsolatban felmerülő szükségleteket, problémákat az oktatásban, és igy tovább.

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek, intézményeknek cserepéldányképpen vagy kérésükre dijtalanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére 1-1 számot vagy különlenyomatot szivesen küldünk. Ilyen irányu kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányitani /ATOMKI, Debrecen, Bem-tér 18/c. Levélcim: Debrecen 1. Pf. 51. Táviratcim: ATOMKI, Debrecen/.

A T O M K I K Ö Z L E M É N Y E K

kötet. 1963. 3-4. szám.

TARTALOMJEGYZÉK

ÓMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK Oldal

NÉMETH JUDIT: Páratlan szuperfolyékony fermionrendszer alapállapota konstans kinetikus energia esetén 129

ANGELI ISTVÁN: Geometriai eredetü energiaszórás számitása gerjesztési függvény felvételéhez alkalmazott besugárzó kamra esetében 135

NAGY JÁNOS: A Penning ionforrásból kilépő ionsugár összetétele és energiaspektruma 143

SZILÁGYI MÁRIA: Vizsgálatok bomlástermékeikkel egyensulyban lévő, rövid felezési idejü radioaktiv izotópok szorpciójára humuszpreparátumon 157

DEDE KÁLMÁN - NOVÁK DEZSŐ: Vizsgálatok polarizált targetekkel és polarizált nyalábokkal (Összefoglaló közlemény) 163

BERÉNYI DÉNES: Intézetünk magspektroszkópiában elért eredményeinek nemzetközi visszhangja (Összefoglaló közlemény) 185

ELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBÓL

BAKÓCZY MIHÁLY: Elliptikus hengerfelületek készitése 193

BAKÓCZY MIHÁLY: Gömbfelület készitése marógépen 195

CSÁNKY LAJOS: 15 csatornás időanalizátor 197

PÁRATLAN SZUPERFOLYÉKONY FERMIONRENDSZER ALAPÁLLAPOTA KONSTANS KINETIKUS ENERGIA ESETÉN

Németh Judit

1. Bevezetés

Az utóbbi években, mióta a szupervezetés jelenségét sikerült a párkölcsönhatással megmagyarázni [1], igen sokan foglalkoztak szuperfolyékony rendszerek energiájának a meghatározásával. A kapott eredmények azonban nem elég pontosak a használt Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) módszer közelitő volta miatt. *Thirring* és munkatársai egzaktul kiszámitották párosszámu fermion szuperfolyékony rendszerének energiáját egy leegyszerüsitett, konstans kinetikus energiáju modell esetén [2], ami lehetővé tette a BCS közelités hibájának meghatározását. A kvantitativ számitások azért vonatkoztak mindig páros rendszerekre, mert a BCS módszer hibája körülbelül ugyanolyan nagyságrendü, mint páros és páratlan rendszerek energiájának a különbsége. Ennek dacára fontos, hogy foglalkozzunk páratlan számu fermion esetével is, ugyanis csak ezek segitségével tudjuk meghatározni páros és páratlan magok kötési energiájának a különbségét, illetve nivósürüségük viszonyát. Első lépésként itt egy leegyszerüsitett modellt vizsgáltunk, amelyben a részecskék kinetikus energiája állandó, azután térünk át az általános eset tárgyalására.

2. Páratlan rendszerek alapenergiájának egzakt meghatározása

Legyen a vizsgált rendszerben Ω számu párállapot és $N = 2n+1$ számu részecske. A páratlan rendszer alapállapotu sajátfüggvénye olyan tagokból épül fel, amelyek n db. párkeltő operator és egy db. egyrészecskekeltő operátor szorzatai:

$$\psi = \sum_k \alpha_k \, a^+_{i_1+} \, a^+_{i_1-} \, a^+_{i_2} \, a^+_{i_2-} \, \ldots\ldots \, a^+_{i_n+} \, a^+_{i_n-} \, a^+_{i_{n+1}} \mid 0 > , \qquad /2,1/$$

ahol k az $i_1, i_2 \ldots\ldots i_{n+1}$ összes lehetséges kombinációit tartalmazza. Ilyen tag nyilván $\binom{\Omega}{n}$. $(\Omega - n)$ db. van, a normálási együttható tehát

$$\alpha_k = \pm \left[\binom{\Omega}{n} (\Omega - n) \right]^{-1/2} . \qquad /2,2/$$

Legyen modellünk Hamilton-operátora a következő

$$H = \sum_k \epsilon (a^+_{k+} a_{k+} + a^+_{k-} a_{k-}) - V \Sigma\Sigma A a^+_{k+} a^+_{k-} a_{k'-} a_{k'+} , \qquad /2,3/$$

ahol ϵ a konstans kinetikus energia és V a párkölcsönhatás matrixeleme. Az energia a következő lesz:

$$E = \langle \psi | H | \psi \rangle .$$

Az $a^+_{k+} a_{k+} + a^+_{k-} a_{k-}$ operátor $2\binom{\Omega-1}{n-1}(\Omega - n) + \binom{\Omega-1}{n}$ esetben ad zérustól különböző járadékot, az a_{k-}, a_{k+}, páreltüntető operátor pedig a ψ-ben szereplő $\binom{\Omega}{n}(\Omega-n)$ tag közül $\binom{\Omega-1}{n-1}(\Omega-n)$ esetben ad zérustól különböző járulékot. Ezekre kell alkalmazni az $a^+_{k+} a^+_{k-}$ párkeltő operátort és összegezni k-ra és k'-re. Végeredményben az energia:

$$E = \frac{\epsilon\Omega\left[2\binom{\Omega-1}{n-1}(\Omega-n) + \binom{\Omega-1}{n}\right]}{\binom{\Omega}{n}(\Omega-1)} - \frac{V\Omega\binom{\Omega-1}{n-1}(\Omega-n)}{\binom{\Omega}{n}(\Omega-n)} \sum_k (\alpha_{k_1} + \ldots\ldots + \alpha_{k_{\Omega-n}}) \alpha_k \; ; \qquad /2,4/$$

ahol a k összegezés megint az összes permutációkra vonatkozik. Alapállapotban nyilván minden α_k egyforma és igy az alapállapot energiája

$$E = \epsilon(2n+1) - Vn(\Omega-n) = \epsilon N - \frac{V(N-1)}{2} \left[\Omega - 1 - \frac{N-1}{2} + 1\right] . \qquad /2,5/$$

Az alapállapot energia nemcsak átlagérték, hanem egzakt energiasajátérték is.

Ha összehasonlitjuk /2,5/-t a páros rendszer egzakt energiasajátértékével, látható, hogy eltérés a potenciális energiában van, mégpedig $N \longrightarrow N-1$ és $\Omega \longrightarrow \Omega-1$ helyettesitést kell végeznünk. Ez fizikailag könnyen érthető, ugyanis a páratlan részecske és az általa betöltött állapot nem vesz részt a párkölcsönhatásban.

3. Páratlan rendszer energiájának meghatározása a BCS módszerrel és a BCS módszer hibája konstans kinetikus energia esetén

Egy páratlan rendszer BCS tipusu alapállapot hullámfüggvénye a következő /3/:

$$\psi = \sum_k r_k \, a^+_{k+} \prod_{k \neq k'} (u_{k'} + v_{k'} \, a^+_{k',+} + a^+_{k',-}) \mid 0 > \qquad /3,1/$$

ahol $\Sigma r_k^2 = 1$ és $u_k^2 + v_k^2 = 1$. Meghatározva ezzel a hullámfüggvénnyel az energiát:

$$E = \Sigma 2\epsilon_k v_k^2 (1-r_k^2) + \Sigma \epsilon_k r_k^2 - V\Sigma\Sigma u_k v_k u_{k'} v_{k'} (1-2r_{k'}^2) + V\Sigma u_k^2 v_k^2 (1-2r_k^2) - V\Sigma v_k^2 (1-r_k^2), \qquad /3,2/$$

vagy ϵ = konstans esetén

$$E = \epsilon N - Vu^2 v^2 \Omega^2 (1-2r^2) + V\Omega v^2 u^2 (1-2r^2) - V\Omega v^2 (1-r^2)$$

adódik. Utóbbi esetben $\Sigma r^2 = 1$ miatt $r^2 = 1/\Omega$ és $\Sigma 2v^2(1-r^2) + 1 = N$ miatt $v^2 = \frac{N-1}{2(\Omega-1)}$, így az energia:

$$E = \epsilon N - \frac{V(N-1)}{2} \left[\Omega - 1 - \frac{N-1}{2} + \frac{N-1}{2(\Omega-1)}\right] .$$

látható, hogy ez az utolsó tagban eltér az egzakt értéktől. Az eltérés a BCS közelités hibája. Korrigálhatjuk ezt az eredményt konstans kinetikus energia esetén, ha az energia kifejezéshez hozzáadjuk a $-V/4 \, (\Delta N)^2$ tagot. Itt

$$(\Delta N)^2 = \langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2 = -4\Sigma v_k^2 v_{k'}^2 r_k^2 r_{k'}^2 - 4\Sigma v_k^4 (1-2r_k^2) + 4\Sigma v_k^2 (1-r_k^2) ,$$

így a korrigált energia

$$E' = E - \frac{V}{4} (\Delta N)^2 = \Sigma 2\epsilon v_k^2 (1-r_k^2) + \Sigma \epsilon_k r_k^2 - V\Sigma\Sigma u_k v_k u_{k'} v_{k'} (1-2r_{k'}^2) - V\Sigma v_k^2 + V\Sigma\Sigma v_k^2 v_{k'}^2 r_k^2 r_{k'}^2 .$$

Konstans kinetikus energia esetén ez

$$E' = \epsilon N - \frac{V(N-1)}{2} \left[\Omega - 1 - \frac{N-1}{2} + 1\right] .$$

A korrekció révén megkaptuk az egzakt energia értéket. Mivel feltehetőleg ez az energia általános esetben is jobb eredményt ad, a következőkben ezzel a módositott energiakifejezéssel dolgozunk.

4. Páratlan rendszer alapenergiájának a meghatározása általános esetben módositott BCS közelitéssel

Az általános /3,3/ energiaképletből indulunk ki, ezt kell variálnunk r_k^2 és v_k^2 függvényében, figyelembe véve a következő mellékfeltételeket:

$$\Sigma\, r_k^2 = 1 \qquad /4,1/$$

$$\Sigma 2v_k^2(1-r_k^2) + 1 = N \qquad /4,2/$$

A variálás után kapott egyenletek

$$2(\epsilon_k-\lambda)(1-r_k^2) - \frac{V(1-2v_k^2)}{u_k v_k}\,\Sigma u_{k'} v_{k'} (1 - r_k^2 - r_{k'}^2) - V + 2Vr_k^2\Sigma v_{k'}^2 r_{k'}^2 = 0 ,$$

$$-2(\epsilon_k-\lambda)v_k^2 + (\epsilon_k-\lambda) + 2Vu_k v_k \Sigma u_{k'} v_{k'} + 2Vv_k^2 \Sigma v_{k'}^2 r_{k'}^2 - \delta = 0$$

ahol λ és δ a mellékfeltételek Lagrange multiplikátorai. Bevezetve a következő jelöléseket

$$V\Sigma v_k^2 = \theta , \qquad /4,3/$$

$$V\Sigma u_k v_k = \Delta , \qquad /4,4/$$

$$V\Sigma u_k v_k (1-r_k^2) = \Gamma , \qquad /4,5/$$

$$B = \lambda + \delta - A ,$$

$$A = \lambda + \theta - \frac{N-1}{2} V ,$$

$$X = \epsilon - A$$

az egyenletek megoldása a következő lesz:

$$v_k^2 = \frac{1}{2}\left[1 - \frac{BX_k \mp \Delta\sqrt{\Delta^2+X_k^2-B^2}}{\Delta^2+X_k^2}\right] , \qquad /4,6/$$

$$1-r_k^2 = \frac{(\theta-\frac{V}{2}N)(\mp B\Delta - X_k\sqrt{\Delta^2+X_k^2-B^2}) + (\Gamma-\Delta)(\pm BX_k - \Delta\sqrt{\Delta^2+X_k^2-B^2})}{(X_k^2+\Delta^2)\sqrt{\Delta^2+X_k^2-B^2}} .$$

Öt meghatározandó kifejezésünk van: A, B, Δ, Γ, θ, ezek értéke /4,1/-/4,5/-ből kapható meg. Behelyettesitve /4,6/ és /4,7/-t a következő egyenleteket kapjuk:

$$\Omega-1 = \Sigma \frac{(\theta-\frac{V}{2}N)(\mp B\Delta-X_k\sqrt{\Delta^2+X_k^2-B^2}) + (\Gamma-\Delta)(\pm BX_k-\Delta\sqrt{\Delta^2+X_k^2-B^2})}{(\Delta^2+X_k^2)\sqrt{\Delta^2+X_k^2-B^2}}, \qquad /4,1a/$$

$$\Omega-n = \Sigma \frac{(BX_k\mp\Delta\sqrt{\Delta^2+X_k^2-B^2})[(\theta-\frac{V}{2}N)(\mp B\Delta-X_k\sqrt{\Delta^2+X_k^2-B^2}) + (\Gamma-\Delta)(\pm BX_k-\Delta\sqrt{\Delta^2+X_k^2-B^2})]}{(X_k^2+\Delta^2)^2\sqrt{\Delta^2+X_k^2-B^2}},$$

$$/4,2a/$$

$$\Omega-\frac{2\theta}{V} = \Sigma \frac{BX_k\pm\Delta\sqrt{\Delta^2+X_k^2-B^2}}{\Delta^2+X_k^2}, \qquad /4,3a/$$

$$\Delta = \frac{V}{2}\Sigma \frac{B\Delta\pm X_k\sqrt{\Delta^2+X_k^2-B^2}}{\Delta^2+X_k^2}, \qquad /4,4a/$$

$$\Gamma = \frac{V}{2}\Sigma \frac{(B\Delta\pm X_k\sqrt{\Delta^2+X_k^2-B^2})[(\theta-\frac{V}{2}N)(\mp B\Delta-X_k\sqrt{\Delta^2+X_k^2-B^2}) + (\Gamma-\Delta)(\pm BX_k-\Delta\sqrt{\Delta^2+X_k^2-B^2})]}{(X_k^2+\Delta^2)^2\sqrt{\Delta^2+X_k^2-B^2}}.$$

Ha ezeket az egyenleteket megoldjuk $\epsilon=$ konstans esetre, a következő értékeket nyerjük

$$B = \frac{V\Omega}{2},$$

$$X = \frac{V}{2}\frac{\Omega}{\Omega-1}\frac{\Omega-N}{\Omega-1},$$

$$\Delta = \frac{V\Omega}{2(\Omega-1)}\sqrt{2(N-1)(\Omega-1)-(N-1)^2},$$

$$\theta = \frac{V}{2}\frac{\Omega}{\Omega-1}\frac{N-1}{\Omega-1},$$

$$\Gamma = \frac{V\,\Omega}{2}\sqrt{2(N-1)(\Omega-1) - (N-1)^2} \quad ,$$

$$h = \frac{1}{2}\frac{N-1}{\Omega-1}$$

$$r^2 = \frac{1}{\Omega}$$

és az energiára visszanyerjük a /3,4/ kifejezést. Általános esetben meg kell oldani a /4,1a/ - /4,5a/ egyenleteket és a kapott értékeket be kell helyettesiteni /3,3/-ba. Természetesen ez nem egyszerü feladat az egyenletek transzcendens volta miatt és csak közelitő feltevések mellett végezhető el, azonban elvileg nincs semmi probléma, és adott kölcsönhatási matrixelem, energiahatárértékek és részecskeszám ismeretében meghatározható páros és páratlan magok energiakülönbsége.

Irodalom

[1] *I. BARDEEN - L.N. COOPER - I.R. SCHRIEFFER;* Phys. Rev., *108*, 1175 /1959/.
[2] *K. BAUMANN - G. EDER - R. SEXL - W. THIRRING;* Ann. of Phys., *16*, 14 /1961/.
[3] *J. NÉMETH;* Acta Phys. Hung., (megjelenés alatt).

GEOMETRIAI EREDETŰ ENERGIASZÓRÁS SZÁMITÁSA GERJESZTÉSI FÜGGVÉNY FELVÉTELÉHEZ ALKALMAZOTT BESUGÁRZÓ KAMRA ESETÉBEN

Angeli István

Véges kiterjedésü részecskeforrás által kibocsátott monoenergetikus nyaláb gázban történő lefékezés után már inhomogén energiaeloszlást mutat. A geometriai eredetü inhomogenitás - bizonyos feltételek teljesülése esetén - egyszerü, közelitő kifejezéssel irható le.

1./ Po α-részecskéi hatására könnyü atommagokon végbemenő reakciók gerjesztési függvényének vizsgálatára [1], [2] az Intézetben a következő besugárzó kamra használatos: a bombázó α-részeket $\rho_0 = 0,15$ cm sugaru Pt-Ir korongra desztillált [3] Po-preparátum szolgáltatja, amely az $R_0 = 5,0$ cm görbületi sugaru, gömbsüveg alaku, $r_0 = 1,6$ cm sugaru céltárgy görbületi középpontjában helyezkedik el, igy a forrásból kiinduló azonos energiáju α-részek a céltárgy minden pontjához nagyjából ugyanakkora utat tesznek meg. A kamrában uralkodó gáznyomás változtatásával tehát egyszerüen változtatható a bombázó α-energia.

A Po-preparátum véges kiterjedése miatt azonban fellép egy bizonyos energiainhomogenitás, mert a forrás különböző pontjaiból a céltárgynak egy adott pontjába jutó α-részek általában nem pontosan R_0, hanem ettől különböző R utat tesznek meg, és ezért a gázban az átlagos $\bar{E}$-től eltérő E energiára fékeződnek le. Milyen mértékben romlik az "uthossz-inhomogenitás" miatt az α-energia homogenitása? A következőkben erre a kérdésre akarunk választ adni. (Bár a kérdést a fent emlitett mérések kiértékelése vetette fel, látni fogjuk, hogy az eredmény szélesebb körben is alkalmazható.)

A feladat megoldásának érdekében először a tényleges R uthosszat, ill. az $R_0 - R \equiv \Delta R$ utkülönbséget fejezzük ki olyan mennyiségekkel, amelyeknek eloszlása plauzibilis fizikai feltevések alapján meghatározható, majd ezekből következtetünk R eloszlására és igy az E bombázó α-energia eloszlására is.

Az A - A tengely körül forgásszimmetrikus besugárzási geometriát az 1. ábrán láthatjuk (függőleges metszet és felülnézet). Jelölések:

R : az α-részecske által megtett valóságos uthossz (P_1-től P_2-ig)

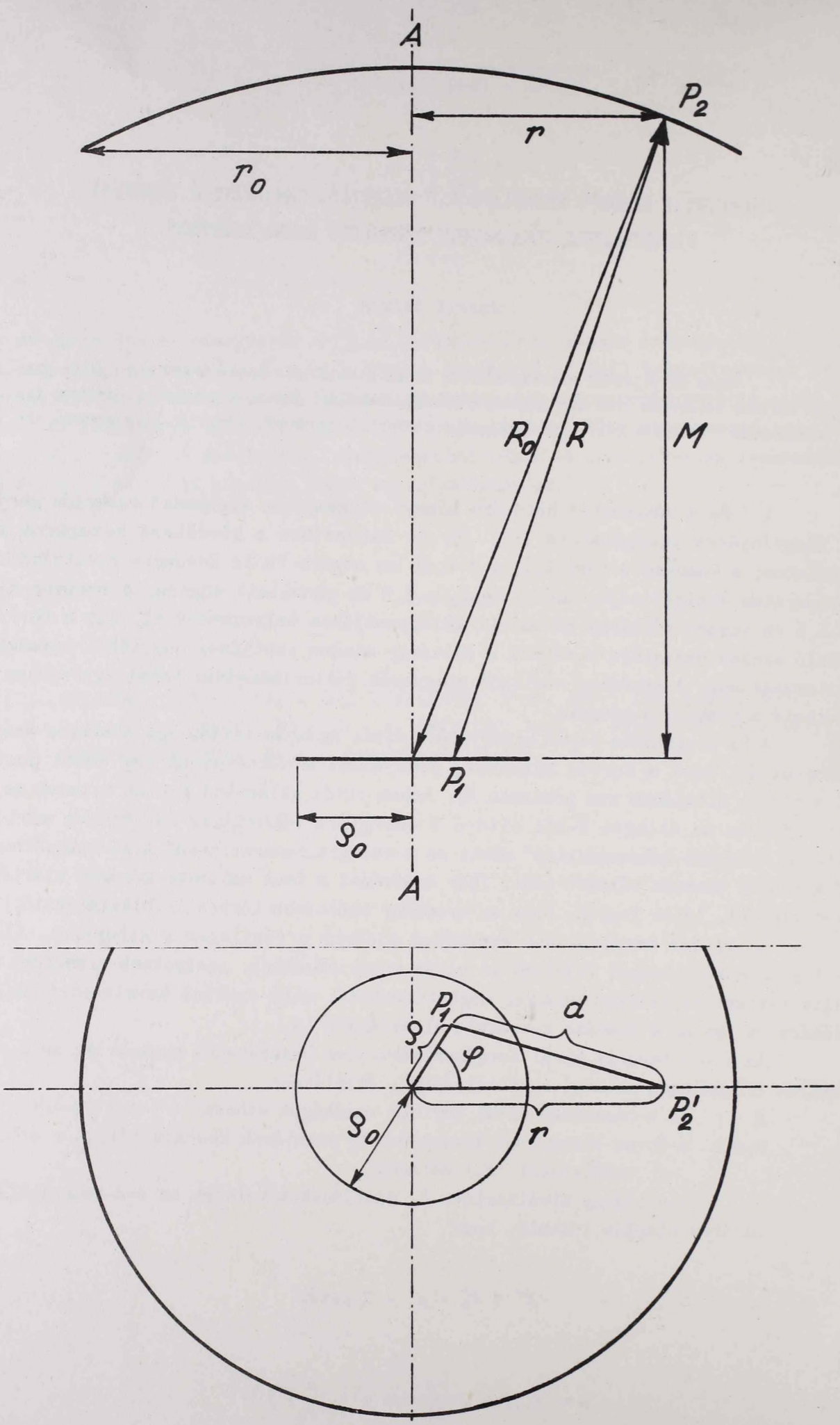
ρ, φ : a Po-os korong egy kiszemelt P_1 pontjának koordinátái; a φ szög a P_2 vetületétől (P_2') mérendő;

r : a céltárgy kiválasztott P_2 pontjának távolsága az A-A tengelytől.

Az ábra alapján látható, hogy

$$R^2 = R_0^2 + \rho^2 - 2r\rho\cos\varphi$$

$$R = R_0 \left[1 - 2\frac{r\rho}{R_0^2}\cos\varphi + \left(\frac{\rho}{R_0}\right)^2\right]^{1/2}$$



1. ábra. Besugárzási geometria (függőleges metszet és felülnézet).

Ha figyelembe vesszük a kisérleti eszközök méretei alapján, hogy

$$R_o >> r_o >> \rho_o ,$$

akkor

$$R \sim R_o - \frac{1}{R_o} r\rho\cos\varphi + \frac{1}{2}\frac{\rho^2}{R_o} ,$$

vagyis

$$\Delta R \equiv R_o - R \sim \frac{1}{R_o} r\rho(\cos\varphi - \frac{1}{2}\frac{\rho}{r}) . \qquad /1/$$

2./ Feladatul tüzzük ki az $R_o\Delta R$ valószinüségi változó eloszlásának meghatározását, ugyanis az egyes α-energiaértékek fellépésének valószinüsége a megfelelő ΔR utkülönbségek előfordulásának valószinüségével egyenlő.

Mindenekelőtt az r, ρ, φ független valószinüségi változók sürüségfüggvényeit határozzuk meg két - fizikai szempontból indokolt - feltevés alapján:

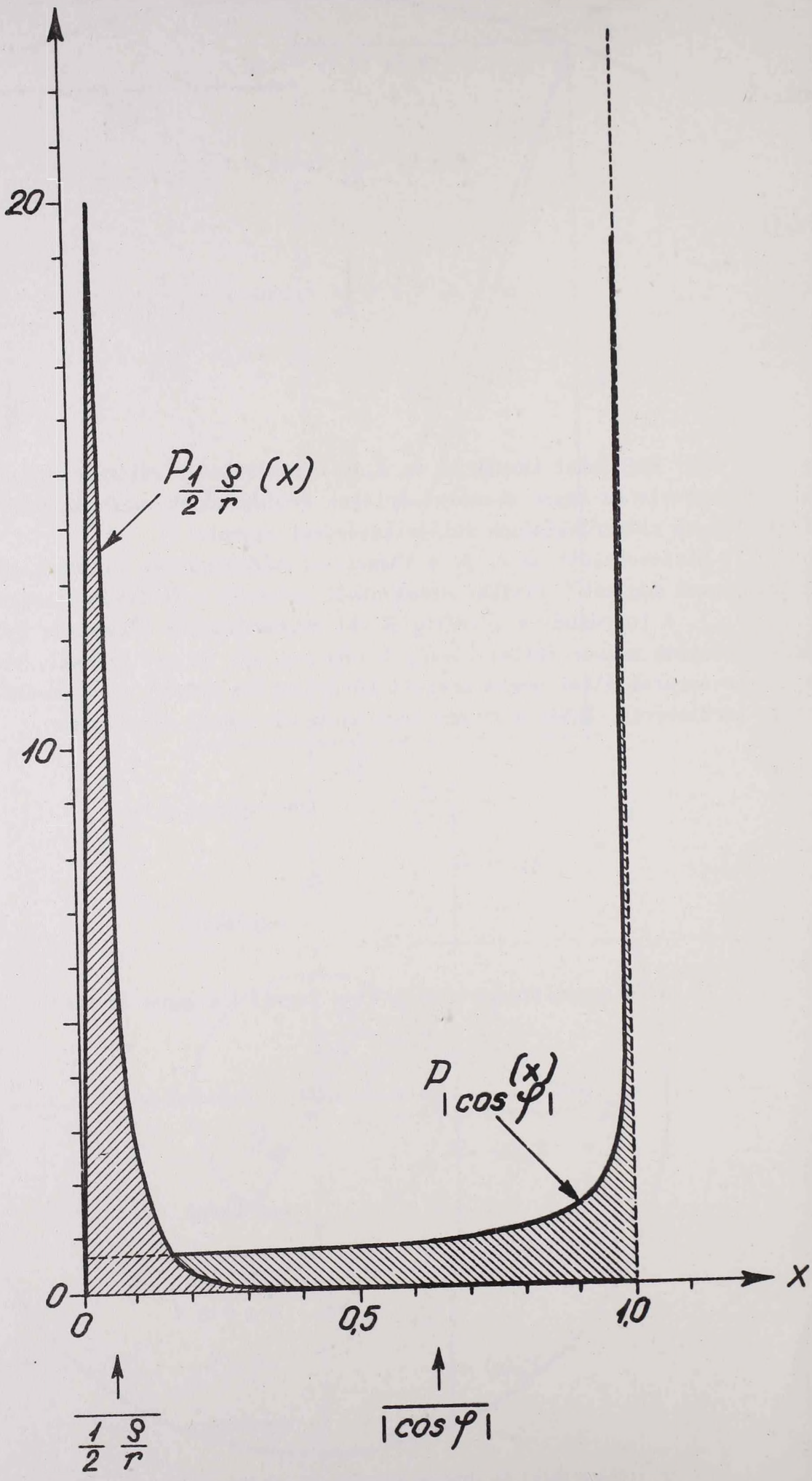
I. A forrásból a céltárgy által meghatározott kupszögön belül az α-részek minden irányban azonos valószinüséggel indulnak ki. Ez azt jelenti, hogy a céltárgy r és $r + dr$ sugarak által meghatározott körgyürüjébe érkező α-részecskék száma arányos e rész területével. Tehát a dr-ben magasabbrendü tagtól eltekintve:

$$P_r(r) = \begin{cases} \frac{2}{r_o^2} r , & \text{ha} \quad 0 \le r \le r_o \\ 0 , & \text{egyébként} \end{cases} \qquad /2/$$

II. A Po egyenletesen oszlik el a forrás korongon és ezért

$$P_\rho(\rho) = \begin{cases} \frac{2}{\rho_o^2} \rho , & \text{ha} \quad 0 \le \rho \le \rho_o \\ 0 , & \text{egyébként} \end{cases} \qquad /3/$$

$$P_\varphi(\varphi) = \begin{cases} \frac{1}{\pi} , & \text{ha} \quad 0 \le \varphi \le \pi \\ 0 , & \text{egyébként} \end{cases} \qquad /4/$$



2. ábra. $|\cos\varphi|$ és $\frac{1}{2}\frac{\rho}{r}$ eloszlásának sürüségfüggvénye.

/4/ alapján [4]

$$P_{\cos\varphi}(x) = \begin{cases} \frac{1}{\pi}\frac{1}{\sqrt{1-x^2}}, & \text{ha} \quad -1 \le x \le 1 \\ \\ 0, & \text{egyébként} \end{cases} \qquad /5/$$

illetve (2. ábra)

$$P_{|\cos\varphi|}(x) = \begin{cases} \frac{2}{\pi}\frac{1}{\sqrt{1-x^2}}, & \text{ha} \quad 0 \le x \le 1 \\ \\ 0, & \text{egyébként} \end{cases} \qquad /6/$$

Mivel r és ρ független valószinüségi változók, azért a $\frac{\rho}{r}$ valószinüségi változó sürüségfüggvénye [5]:

$$\frac{P_\rho}{r}(z) = \int_0^\infty rP_r(r)\,P_\rho(zr)\,dr = \begin{cases} (\frac{r_o}{\rho_o})^2 z, & \text{ha} \quad 0 \le z \le \frac{\rho_o}{r_o} \\ \\ (\frac{\rho_o}{r_o})^2 \frac{1}{z^3}, & \text{ha} \quad z > \frac{\rho_o}{r_o} \end{cases}$$

nnek megfelelően (2. ábra)

$$\frac{P_{\frac{1}{2}\frac{\rho}{r}}}{}(z) = \begin{cases} 4(\frac{r_o}{\rho_o})^2 z, & \text{ha} \quad 0 \le z \le \frac{1}{2}\frac{\rho_o}{r_o} \\ \\ \frac{1}{4}(\frac{\rho_o}{r_o})^2 \frac{1}{z^3}, & \text{ha} \quad z > \frac{1}{2}\frac{\rho_o}{r_o} \end{cases} \qquad /7/$$

Figyelembe véve, hogy $r_o = 1,6$; $\rho_o = 0,15$, határozzuk meg annak valószinüségét, hogy $\frac{1}{2}\frac{\rho}{r} < \frac{\rho_o}{r_o}$, illetve $|\cos\varphi| > \frac{\rho_o}{r_o}$. /6/ és /7/ alapján

$$P(|\cos\varphi| > \frac{\rho_o}{r_o}) = \int_{\frac{\rho_o}{r_o}}^{1} P_{|\cos\varphi|}(x)\,dx \sim 0,906,$$

illetve

$$P\left(\frac{1}{2}\frac{\rho}{r} < \frac{\rho_0}{r_0}\right) = \int_0^{\frac{\rho_0}{r_0}} P_{\frac{1}{2}\frac{\rho}{r}}(z)\,dz \sim 0,876.$$

Az eredményünkből látható, hogy a $|\cos\varphi|$ értékek zöme nagyobb, mig az $\frac{1}{2}\frac{\rho}{r}$ értékek zöme kisebb $\frac{\rho_0}{r_0} \sim 0,094$-nél, ezért a $\cos\varphi$ értékéhez képest az $\frac{1}{2}\frac{\rho}{r}$ értékeket elhanyagolhatjuk. Ennek alapján /1/-ből

$$R_0 \Delta R \sim r\rho\cos\varphi$$

Az $r\rho\cos\varphi$ valószinüségi változó sürüségfüggvényét két lépésben határozzuk meg:

a./ Mivel r és ρ független, nem negativ valószinüségi változók, azért szorzatuk sürüségfüggvénye [5]:

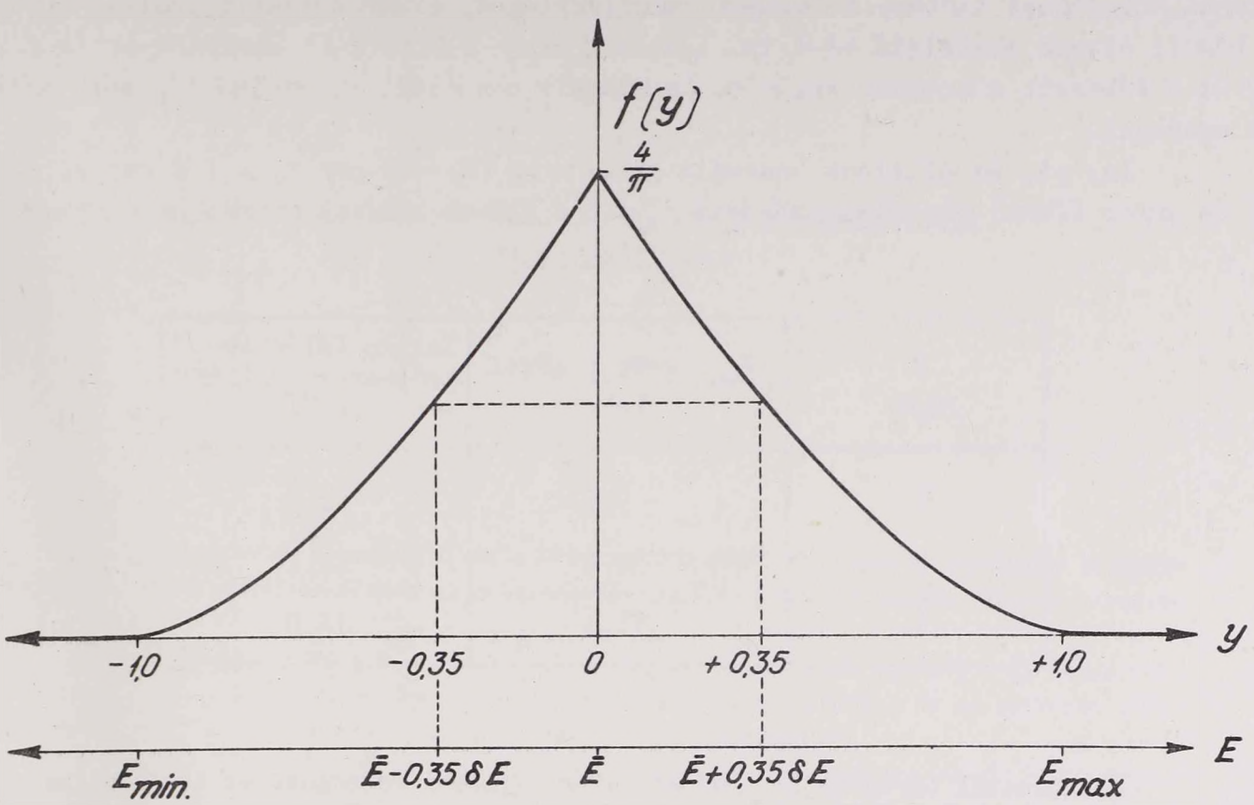
$$P_{r\rho}(z) = \int_0^{\infty} P_r(r)\,P_\rho\left(\frac{z}{r}\right)\frac{dr}{r} = \begin{cases} \left(\frac{2}{z_0}\right)^2 z \ln\frac{z_0}{z}, & \text{ha} \quad 0 \le z \le z_0 \\ 0, & \text{egyébként} \end{cases}$$

$$(z_0 = r_0\rho_0)$$

b./ Továbbá $(r\rho)$ és $\cos\varphi$ független valószinüségi változók és $\rho r \ge 0$, tehát $r\rho\cos\varphi$ sürüségfüggvénye:

$$P_{r\rho\cos\varphi}(u) = \int_0^{\infty} P_{r\rho}(z)\,P_{\cos\varphi}\left(\frac{u}{z}\right)\frac{dz}{z} =$$

$$= \begin{cases} \frac{1}{z_0^2}\frac{4}{\pi}\left(\sqrt{z_0^2 - u^2} - |u| \arccos\left|\frac{u}{z_0}\right|\right), & \text{ha} \quad -z \le u \le z_0 \\ 0, & \text{egyébként} \end{cases}$$



3. ábra. A sugárforrás véges kiterjedése miatt fellépő inhomogén energiaeloszlás sürüségfüggvénye. $\bar{E}$: átlagos energia; $2\delta E \equiv E_{max} - E_{min}$: a legkisebb és legnagyobb energiaérték különbsége. Az.eloszlás teljes félértékszélessége kb. $0,7 . \delta E$.

3./ Az $y \equiv \frac{u}{z_0}$ jelölést bevezetve látható, hogy az

$$f/y/ = \frac{4}{\pi}\left(\sqrt{1 - y^2} - |y| \arccos |y|\right)$$

függvény (3. ábra) a maximális érték felét kb. $y = \pm 0,35$-nél veszi fel. Mivel az $y = \frac{1}{z_0} r\rho\cos\varphi$ mennyiség már közvetlenül a ΔR utkülönbséggel arányos, ezért $f/y/$ egyuttal már az energiaeloszlás sürüségfüggvénye is, ahol $y = 0$-nak az R_0 távolságot megtett részecskék $\bar{E}$ energiája, $y = \pm 1$-nek pedig az előforduló legnagyobb ($E_{max} = \bar{E} + \delta E$) ill. legkisebb ($E_{min} = \bar{E} - \delta E$) energia felel meg. A teljes félértékszélesség: $0,7 . \delta E$. (Itt $\delta E \equiv max\ \Delta E$ és $\Delta E \equiv E - \bar{E}$.)

Az $f/y/$ alakját az $R_0 >> r_0 >> \rho_0$ geometriai, valamint az I., és II., fizikai feltételek határozzák meg, függetlenül R_0, r_0, ρ_0 konkrét értékeitől, a fékező gáz anyagi minőségétől és nyomásától és a fékezett (töltött) részecske fajtájától és energiájától. Ezek a mennyiségek csak azt szabják meg, hogy $y = 0$-hoz milyen $\bar{E}$ és $y = \pm 1$-hez milyen $\bar{E} \pm \delta E$ tartozik, vagyis az abszcisszatengelynek energiára történő skálázását.

Az $y = 1$-hez tartozó maximális $\Delta R \equiv \delta R$ egyszerüen megkapható, ha megadjuk a "geometriai" adatokat, R_0, r_0 és ρ_0 értékét:

$$\delta R \equiv max(\Delta l) = max\left(\frac{r\rho\cos\varphi}{R_0}\right) = \frac{r_0\rho_0}{R_0}$$

Amikor tehát az irodalomban, (pl. [6]) található görbék alapján meghatározzuk az R_0 átlagos uthosszhoz tartozó $\bar{E}$ átlagos energiaértéket, ekkor ugyanott leolvashatjuk az R_0 körüli δR-nek megfelelő δE-t is. Látható, hogy a "fizikai" körülmények (a fékező gáz és a fékezett részecske minősége és adatai) csak itt, az utolsó lépésben játszanak szerepet.

Így pl. az általunk használt geometria ($R_0 = 5$ cm; $r_0 = 1,6$ cm; $\rho_0 = 0,15$ cm) és argon fékező gáz alkalmazásával $E_\alpha = 5,3$ MeV-os kezdeti energiáju α-részekre:

E /MeV/	$E_{max} - E_{min} = 2\delta E$ /keV/	Teljes félértékszélesség: $0,7 \cdot \delta E$ /keV/
5	7,7	2,7
4	31,6	11,1
3	51,4	18,0

Köszönettel tartozom *Dr. Balogh Tibor* egyetemi docensnek az értékes diszkusszióért.

Irodalom

[1] *CSONGOR É.*; Kandidátusi értekezés /1959/. Magy. Fiz. Folyóirat, *8*, 357 /1960/.
[2] *ANGELI I.*; Doktori disszertáció /1961/. Közlés alatt.
[3] *SZALAY S.*; Z. f. Phys., *112*, 29 /1939/.
[4] *RÉNYI, A.*; Valószinüségszámitás, 209, Tankönyvkiadó, Bp. 1954.
[5] *RÉNYI, A.*; Valószinüségszámitás, 233, Tankönyvkiadó, Bp. 1954.
[6] *LANDOLT-BÖRNSTEIN*; I. Band. 5, Teil. 317, Springer, 1952.

A PENNING IONFORRÁSBÓL KILÉPŐ IONSUGÁR ÖSSZETÉTELE ÉS ENERGIASPEKTRUMA

Nagy János

A dolgozatban összefoglaltam a Penning-kisülésben alkalmazott különböző hidegkatódokkal, ill. a katód felületén az áramsürüség-eloszlás meghatározására végzett méréseimet.

Az ionsugár főként H_2^+ ionokból áll, nagyobb nyomásoknál viszont a H_3^+ ionok vannak tulsulyban. A H_1^+ ionok mindössze ~10 %-ban vannak az ionáramban, de az anódáram növelésével 50 %-os protonösszetétel is elérhető volt impulzusüzemben.

Az ionok átlagenergiája mindig kisebb az anódfeszültség értékénél. Az energiaspektrum szélesebb az anódfeszültség 10 %-nál. A nagy energiaszórást a kisülésben fellépő zajjelek, az ion- és elektronrezgések és a katódtérben bekövetkező ionizációk okozzák.

Magfizikai részecskegyorsitókban (neutrongenerátorok, tankgenerátorok, ciklotronok) az utóbbi évek során sok esetben alkalmazták a Penning-féle ionforrást [1], melyet állandó üzemben stabil müködés, minimális elektromos- és gázfogyasztás és hosszu élettartam jellemez [2-7] széles nyomástartományban. Ezen kivül a Penning-kisülés felhasználható olyan alacsony nyomáson dolgozó ionforrás épitésére is, mely szivattyu nélküli, lezárt gyorsitócsővel müködtethető [1, 15]. Impulzus üzeme egyszerüen megoldható, s igy vele 10 - 300 mA-es ionáramcsucsok érhetők el [8, 10-14] 90 % körüli proton (deuteron) összetétel mellett, de jelentős az ugyanugy nyerhető többszörös ionfény is [9, 10].

Az utóbbi évek során a vele kapcsolatban megnövekedett érdeklődés oka nemcsak a magfizikai gyorsitókban lehetséges sokoldalu felhasználása, hanem a Penning-kisüléssel dolgozó iongetter szivattyuk gyors kifejlesztése, valamint ionrakéta hajtóműben való esetleges alkalmazhatósága is. Az ATOMKI-ban az eddig eredményesen alkalmazott nagyfrekvenciás ionforrások mellett főleg az impulzus üzemben és alacsony nyomásokon már emlitett előnyök, valamint nagy nyomásállósága tették indokolttá a vele kapcsolatos vizsgálatokat.

m é r ő b e r e n d e z é s

A Penning-ionforrás - mint ismeretes - izzókatód nélkül önálló kisüléssel működik. A katódok között fenntartott plazmából mind a mágneses tér irányában, mind

arra merőlegesen történhet az ionok kivonása. A méréseimhez felhasznált Keller-forrásból az alsó katód nyilásán, a transzverzális kivonásuból az anód nyilásán léphetnek át ionok, a nagyvákuumu mérőtérbe.

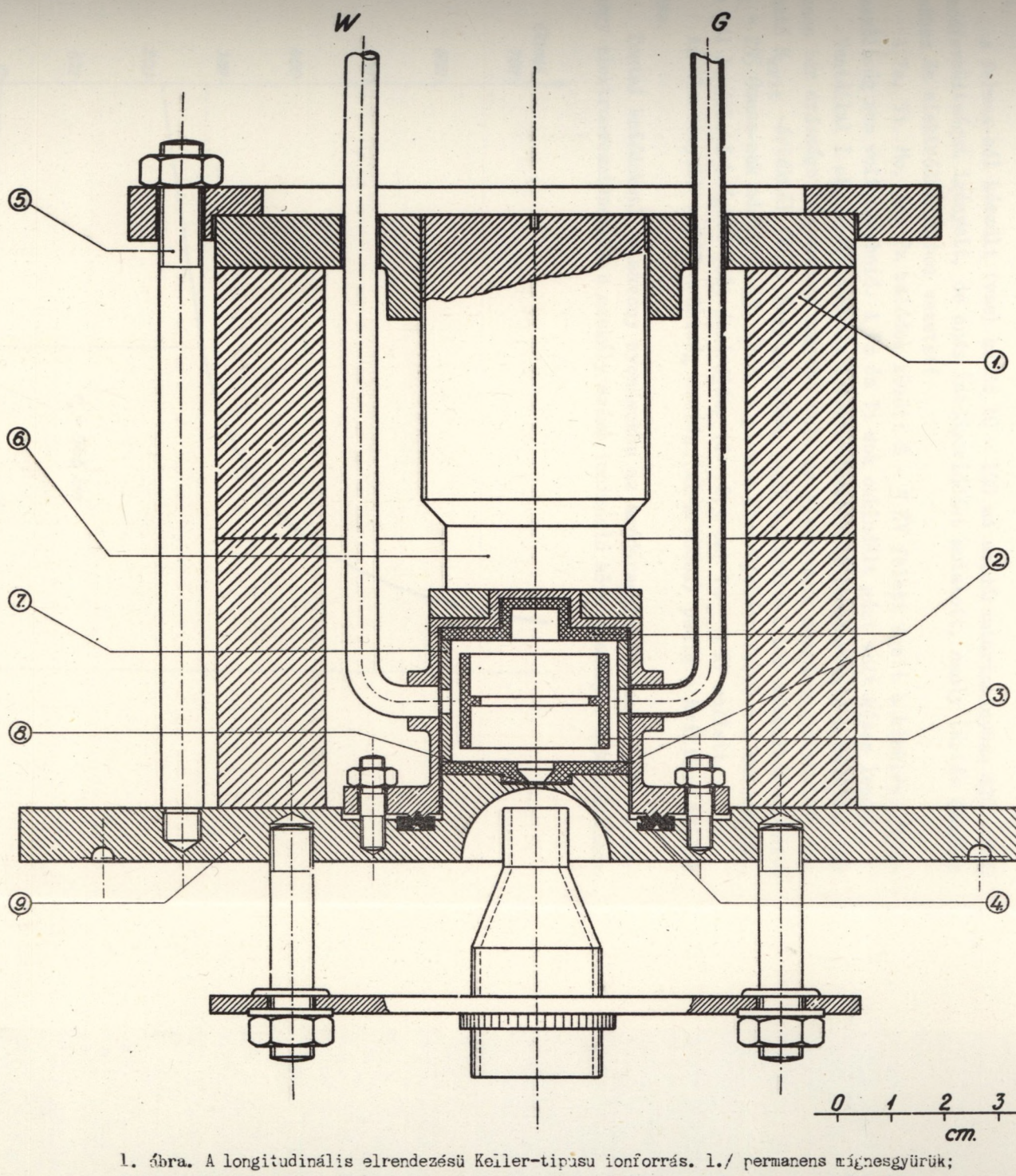
A Keller-tipusu forrás kisülési tere két Alnico V. gyürümágnes (lágyvas) fegyverzetei között van, melyek közepén 1000 Gauss erősségü mágneses tér mérhető (1. ábra). A forrás könnyen szétszedhető, katódjai cserélhetőek. Az anódot szigetelt bevezető tartja. A sárgarézből készült kisülési edény csatlakozó csövei a vákuummérőhöz illetve a gázadagolóhoz vezetnek. Az anódhengert 2 mm-es falvastagságu kvarccs betét szigeteli a katódok potenciálján lévő kisülési edénytől. A lágyvas bázisl - mely egyuttal a permanens mágnes egyik fegyverzete - a csavarmenettel cserélhető a só katódot tartja. Utóbbi közepén 1 mm Ø-jü diafragma van, melyen az ionáram kilép. széttartóan kilépő ionokat a kerámia szigetelőkre rögzitett előfókuszáló elektr párhuzamositja, melyre több 10 KV-os feszültség kapcsolható. A müködő forrás kétf feszültséget igényel: 250 - 500 V-os anódfeszültséget (a kisülés fenntartására) 1 50 mA-es áramerősség mellett (Ta, Ti, Mo, Ni katódok esetén 3 - 5 KV) és 10 - 40 k ot az ionok fókuszálására (0,1 - 1 mA áramerősség mellett). Magnézium és aluminium ka tódokkal az erősen csapdázott igen tiszta vákuumrendszerben a kisülés néhány μHg nyomásu H_2-ben 200, illetve 400 V körüli feszültségen égett. Az alacsony γ-értékü katódok között a tantal volt legmegfelelőbb. Vele 3 KV-tal alacsony nyomásokon (1μHg alatt) is fenntartható volt a kisülés, csekély porlódás és 1 - 2 V-os zajfeszültség jel lemezte. A transzverzális felépitésü ionforrás (2. ábra.) magnézium elektródjai közöt az 1000 Gauss-nyi mágneses teret permanens mágnes tartotta fenn. Az ionok kivonása a anód alatti kivonó szondára adott 100 - 1000 V nagyságrendü feszültséggel történt.

A megelőző kutatások *Penning* uttörő munkáját követően lényegében 1947-be *Lorrain* méréseivel [2] vették kezdetüket. Az első vizsgálatok az ionáram összetételé és növelésére, a mágneses tér adataira, a kisülési kamra geometriai méreteire a katódok anyagára, s később az impulzus üzemre vonatkoztak. A kilépő ionok energiaspektrumával kapcsolatban még semmi vizsgálat nincs, mindössze *Lorrain* végzett becslést erre vonatkozóan. Nincsenek adatok a katód felületén az áramsürüség eloszlásra, sem az ion sugár összetételére vonatkozóan pl. aluminium katódok esetén.

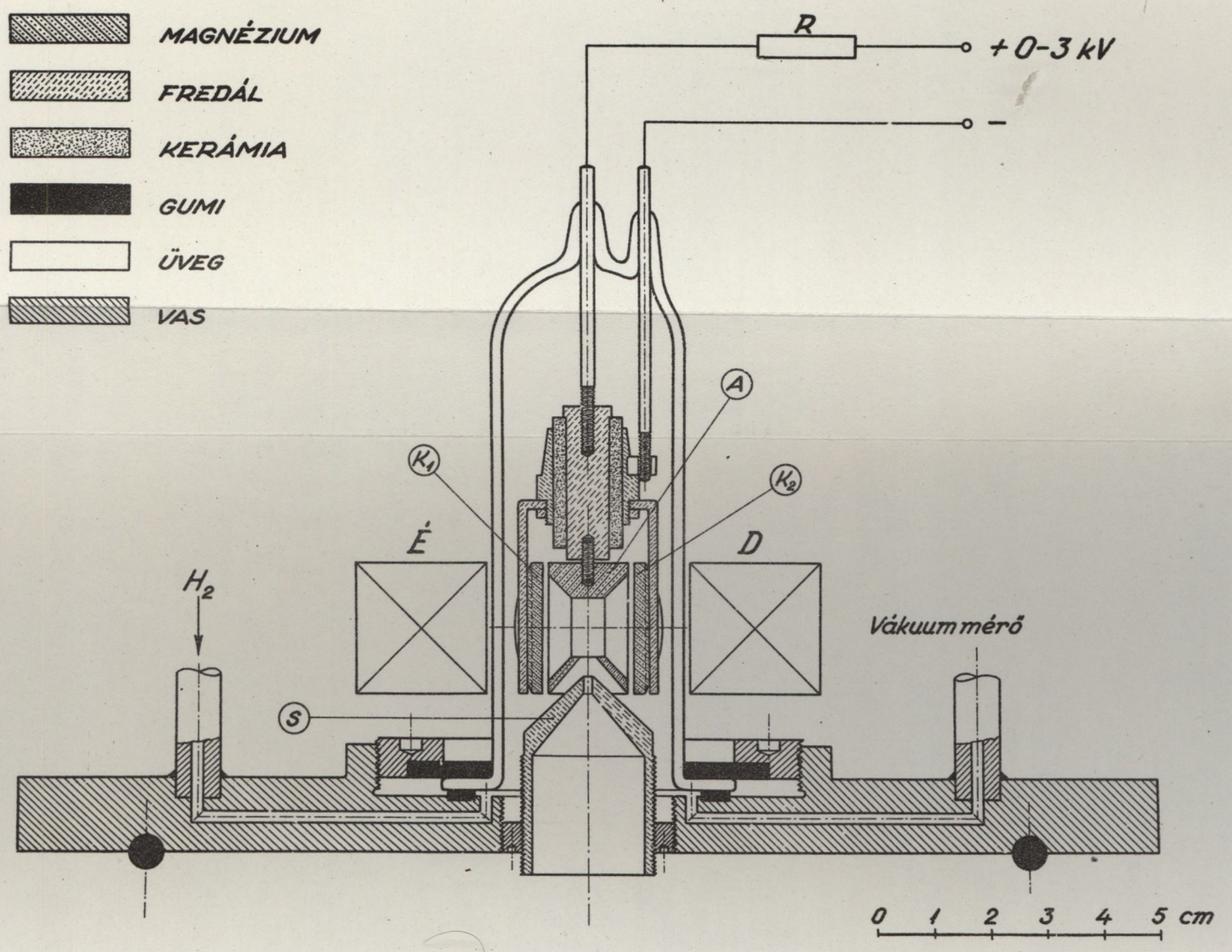
A fenti mérések elvégzéséhez a vákuumrendszert, valamint az ionsugár összetétel vizsgálatokhoz egy kis felbontóképességü (Nier-féle) tömegspektrométert épi tettem össze [16]. Az ionok energiaspektrumának mérésére az intézetben készitett 127° os elektromos energiaszelektort használtam. A nyomás mérése egy H_2-re kalibrált Pira ni-manométerrel történt. A mérőberendezéshez tartozott még egy gázfejlesztő is, mel lehetővé tette a H_2-höz ismert arányu O_2 keverését [17].

A Penning-kisülés tulajdonságaira vonatkoz mérések

A katódként alkalmazott fémeket ionbeütközés hatására fellépő szekunder missziós tulajdonságaik (γ) szerint három csoportba szokás osztani. A Mg, Al és felületén a kialakult oxidréteg, ezeknek a katódoknak kedvező γ-értéket biztosit, a alacsony égési feszültséget eredményez. A Fe és U katódok megtartják alacsony égé feszültségüket tartósabb ionbombázás után is. A harmadik csoportba osztható Ta, N Zn, Cu, C, Mo, stb. (és a fémötvözetek) általában 2 - 3 KV feletti feszültséget ig nyelnek. Utóbbiakhoz hasonlóan viselkednek az Al, Mg és Be oxidrétegük megsérülé után.



1. ábra. A longitudinális elrendezésü Keller-tipusu ionforrás. 1./ permanens mágnesgyürük; 2./ cserélhető hidegkatódok; 3./ anód; 4./ tömités; 5./ leszoritó csavar; 6./ felső lágyvas fegyverzet; 7./ kvarcgyürü; 8./ kilépő nyilás; 9./ lágyvas bázislap; W vákuummérő; G gázbevezetés.



2. ábra. A transzverzális kivonású hidegkatódos ionforrás. K_1 - K_2 = katódok; A = anód; S = kivonószonda; É - D = keresztirányu permanens mágnes (1000 Gauss).

Az első csoportba tartozó katódok tapasztalataim szerint 1 - 2 %-os O_2-vel [17] kevert hidrogénnel 3 - 4 μHg nyomásérték felett külön oxidálás nélkül párszáz V-os anódfeszültséget igényeltek (Mg ~ 200 - 230 V; Al ~ 380 - 400 V; Be ~ 400 - 440 V). 8 - 10 μHg felett az alacsony anódfeszültség stabilan megmaradt, alacsonyabb nyomásértékben viszont az oxidréteg hamar tönkrement, ami után a kisülés 2 - 3 KV feletti égési feszültségen volt csak fenntartható.

Stabil működést tekintve az Al bizonyult a legmegfelelőbbnek az első csoportból.

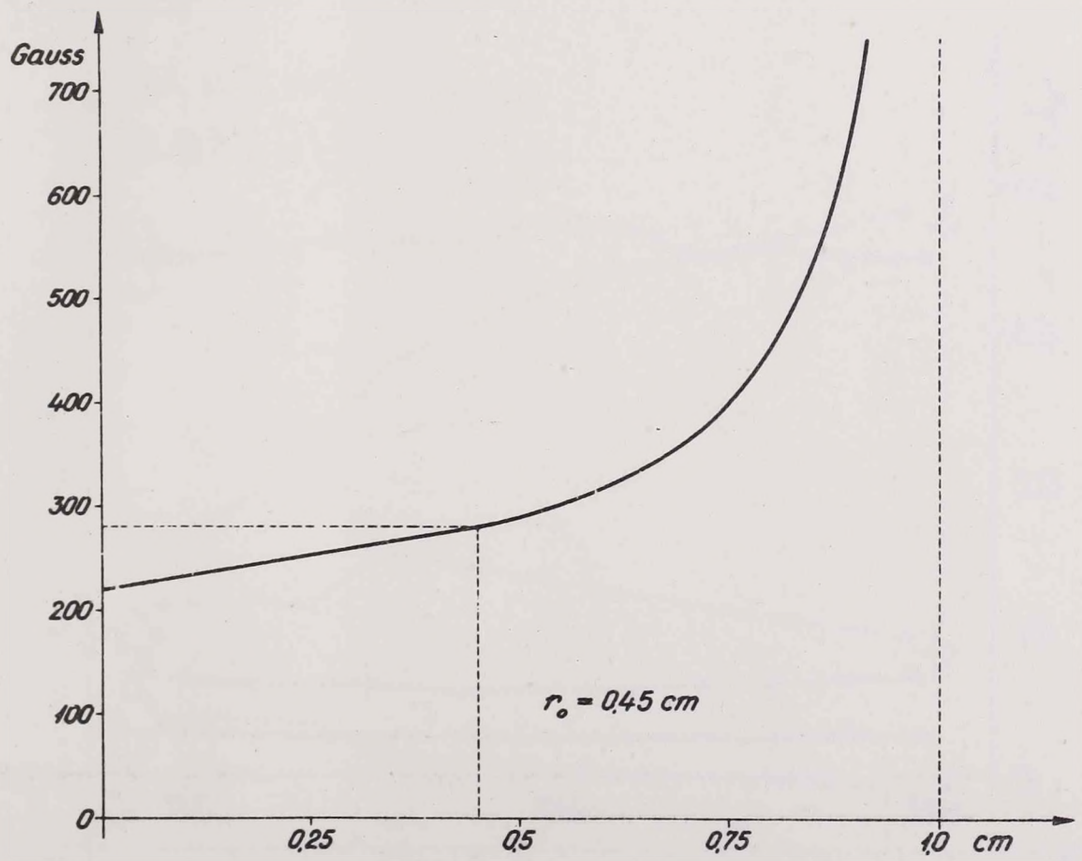
A Fermax-ból készült (vas) katód 10 - 120 mA anódáramtartományban 470 - 520 V-os anódfeszültséget igényelt, de erős katódporlódást mutatott, amely tartós üzemben átütésekhez és elektródzárlathoz vezetett.

A Ta, Ti, Mo, Ag, Pa katódok között 2 - 3 KV felett égett a kisülés. Telitési feszültség nem volt elérhető. A Pa és Ti sok okkludált gázt volt képes leadni.

Tantállal 1 μHg alatt csekély intenzitással volt fenntartható a kisülés, bár a mágneses tér erőssége lényegesen nagyobb volt az elektronok mozgásegyenleteiből definiálható H_{krit} -értéknél [26]. Megjegyezzük, hogy a kisülési tér adataiból számítva a H_{krit} = 285 Gauss-nak adódott, (3. ábra) a plazma átmérőjeként felvéve a katódok felületén jól lemérhető beégett folt átmérőjét, (d = 0,9 cm) Va = 3 KV mellett.

Az alacsonyabb anódfeszültség esetén (Al-katódok) pedig a kritikus térerő 120 Gauss.

Tantal katódokkal alacsony nyomásokon az anódáram lecsökkenése (3 - 4 mA-re) a nagy elektronveszteség és a csekély számu ionizáció következménye. A kis ütközé-



3. ábra. A H_{krit} értéke különböző rádiuszu hengeres plazma esetén 2 cm-es átmérőjü anód-hengerrel.

si valószinüség miatt számos elektron esetleg egy oszcillációs folyamat után energiaveszteség nélkül a szemközti katódba esik anélkül, hogy ionizálna.

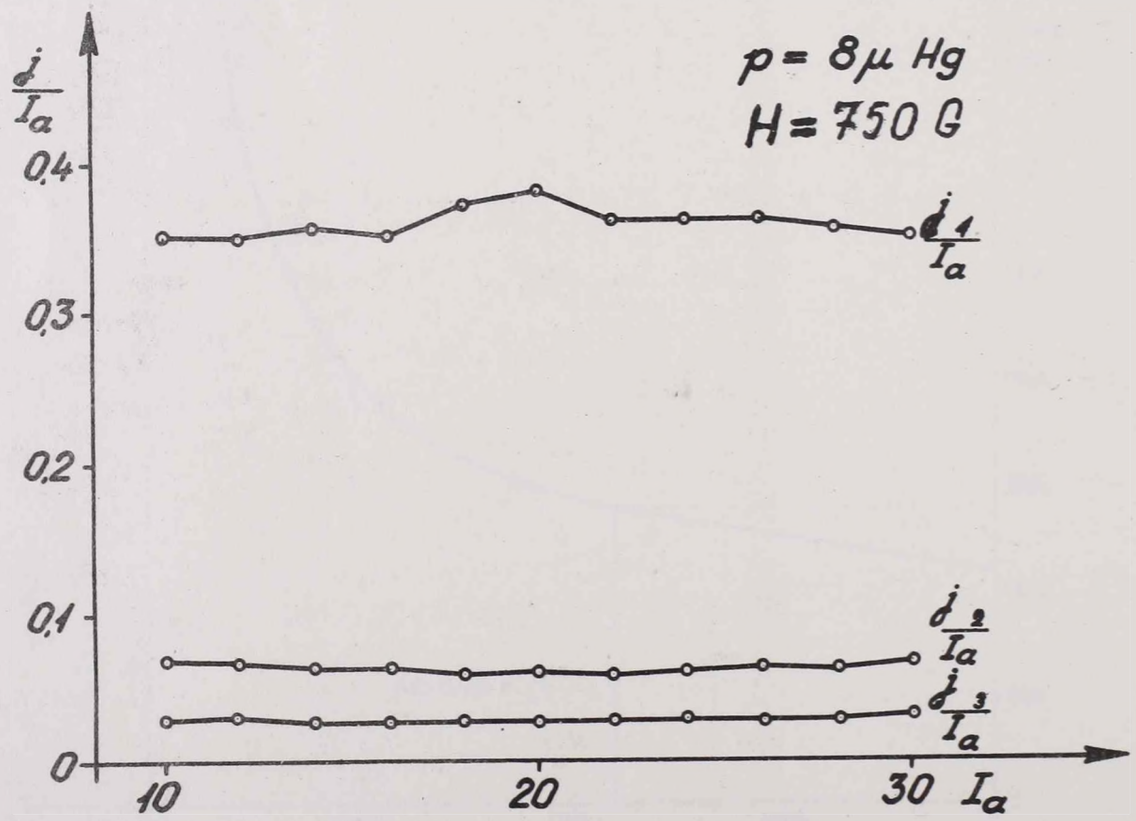
A müködési paraméterek helyes beállitása céljából megvizsgáltam az áramsürüség radiális irányu eloszlását. Ezen méréseknél az alsó katódot három egymástól szigetelt aluminium gyürü alkotta (területeik rendre: 0,9; 1,5 és 2,9 cm^2).

Az egyes elektródokra adódott áramsürüség értékeket az anódáram függvényében a 4. ábra mutatja. A katódfelületre beeső pozitiv ionok áramsürüség-eloszlása megfelel a plazmában a töltéssürüség radiális irányu eloszlásának. A belső körfelületen mért egy nagyságrenddel nagyobb áramsürüség azzal magyarázható, hogy a mágneses tér az elektronok radiális irányu sebességét lecsökkenti, igy a tengelyben az ionizációk száma megnövekszik. A kivonható ionáram szempontjából kedvező, hogy a katódfelületek radiális irányu áramsürüség-eltolódása az anódáram növelésével is megmarad. A kilépő ionáram is közel lineárisan változott az anódáramerősség növelésével.

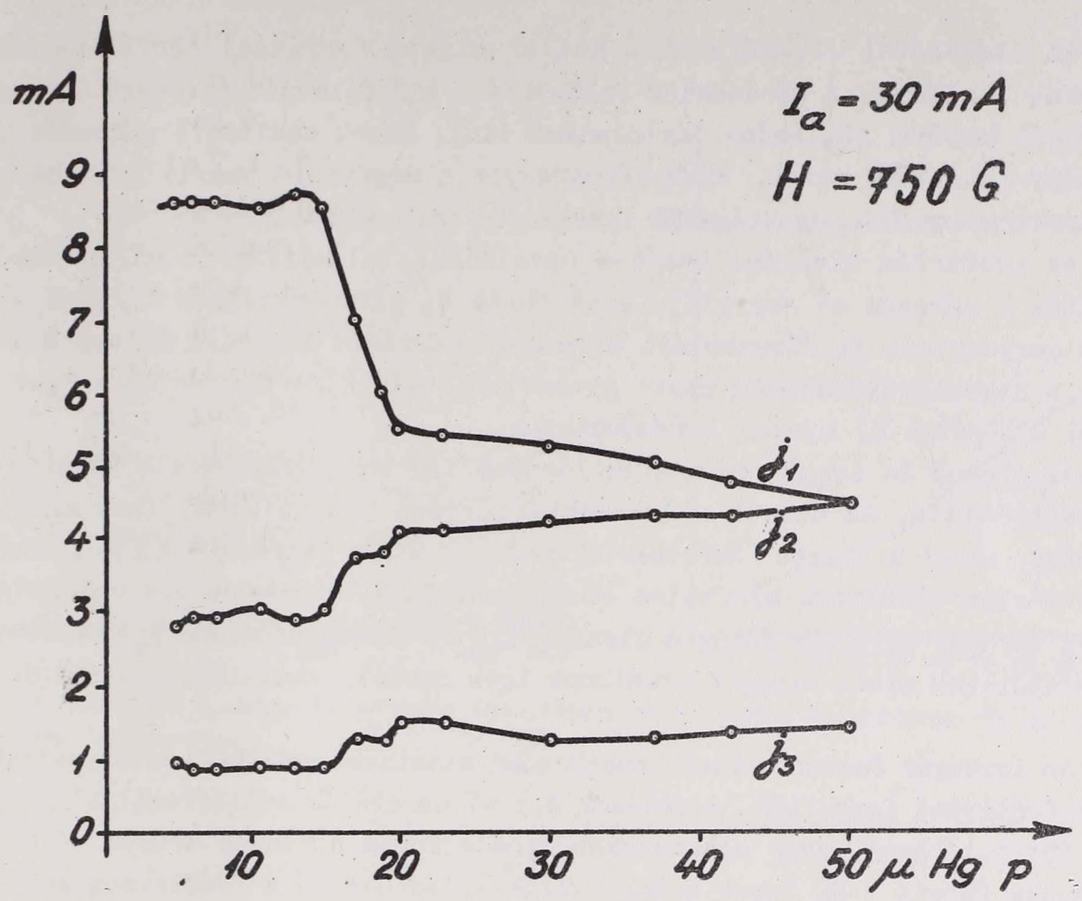
A nyomás növelése kedvezőtlenül változtatta meg az áramsürüség értékét. 15 - 20 μHg felett az elektronok szabad uthossza annyira lecsökken, hogy a gázmolekulákon történő sorozatos ütközések miatt radiálisan is kiszóródnak a plazmából. Ezzel együttjár az ionsürüség tengelymenti lecsökkenése is.

A mágneses tér csökkentése is az áramsürüség kedvezőtlen kiegyenlitődését eredményezte a katódon. Utóbbi esetben nem éles határu hengeres, hanem diffuz plazma tölti be az egész kisülési teret.

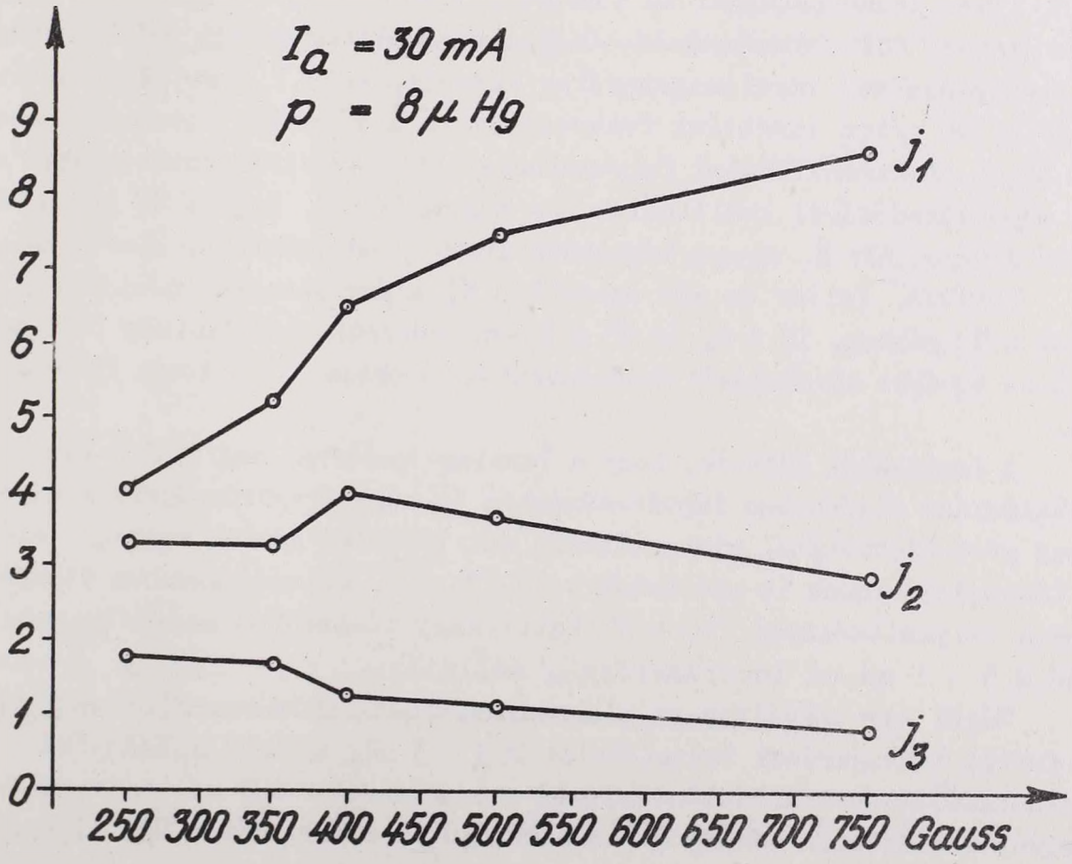
A fentiek alapján a plazmát kis gáznyomáson, alacsony égési feszültségen, minnél erősebb mágneses térben célszerü fenntartani. Igy biztositható a plazma tengelyhez koncentrálása és ezáltal a legkedvezőbb elektromos hatásfok és a maximális ionáram.



4. ábra. Az egységnyi anódáramra eső áramsürüség értéke a három katódgyürün (1 belső, 3 külső gyürü).



5. ábra. Az áramsürüség változása a nyomás függvényében. (j_1 a belső, és j_3 a külső katódfelületen).



6. ábra. Az áramsürüségeloszlás a mágneses tér függvényében (jelölések az 5. ábráéval azonosak).

Az ionsugár összetételére vonatkozó mérések

Az összetétel vizsgálatok a Keller-tipusu forrással történtek aluminium elektródokkal (1. ábra). A mérésekhez felhasznált kis felbontóképességü tömegspektrométer leirását korábbi közlemény tartalmazza [16]. Ennek analizáló mágnesén áthaladt ionok Faraday-kalitkába estek. Ezek részarányát a megfelelő beállitási adatok miatt a kapott spektrumvonalak magasságából lehetséges volt meghatározni.

Az ionforrás kisülési terében oszcilláló, aluminium és magnézium katódok esetén tiztől - párszáz eV energiáju elektronok H_2 gázmolekulákon történő ütközései elsősorban gerjesztett és disszociált atomokat, másrészt ionizált molekulákat hoznak létre, mig a nagyobb nyomásokon egyre gyakoribbá váló $H_2^+ + H_2 \longrightarrow H_3^+ + H_1 + 1,7$ eV [2, 18, 19] ütközések H_3^+ ionokat eredményeznek.

Az atomok és ionok visszaalakulásának tág lehetősége van a Penning-ionforrás fém elektródjain. Az atomok molekulákká történő rekombinációjának azért nagy a valószinüsége, mivel a tiszta fémfelületek rekombinációs tényezője 0,1 - 1 között van. A kisülési térben atomionok közvetlen elektronütközéssel nagyon kis valószinüséggel keletkeznek [2, 18, 19], igy főleg a disszociált H_1 atomok lehetnének atomionok forrásai. A fémfelületek miatt viszont atomionok igen csekély százalékban várhatók az ionsugárban.

Az ionsugár összetételére vonatkozóan aluminium katódok esetén végzett vizsgálataim a fentieket igazolták. A mérések 4,5 KV-os előfókuszálófeszültséggel történtek. A 8. ábrán látható, hogy alacsonyabb nyomásokon a H_2^+ ionok aránya eléri a 75 %-ot, mig 14 μHg felett a H_3^+ ionok aránya válik jelentősebbé a fentieknek megfelelően. H_1^+ ionok csupán kb. 10 %-ban vannak az ionsugárban 20 - 30 mA-es anódáram esetén.

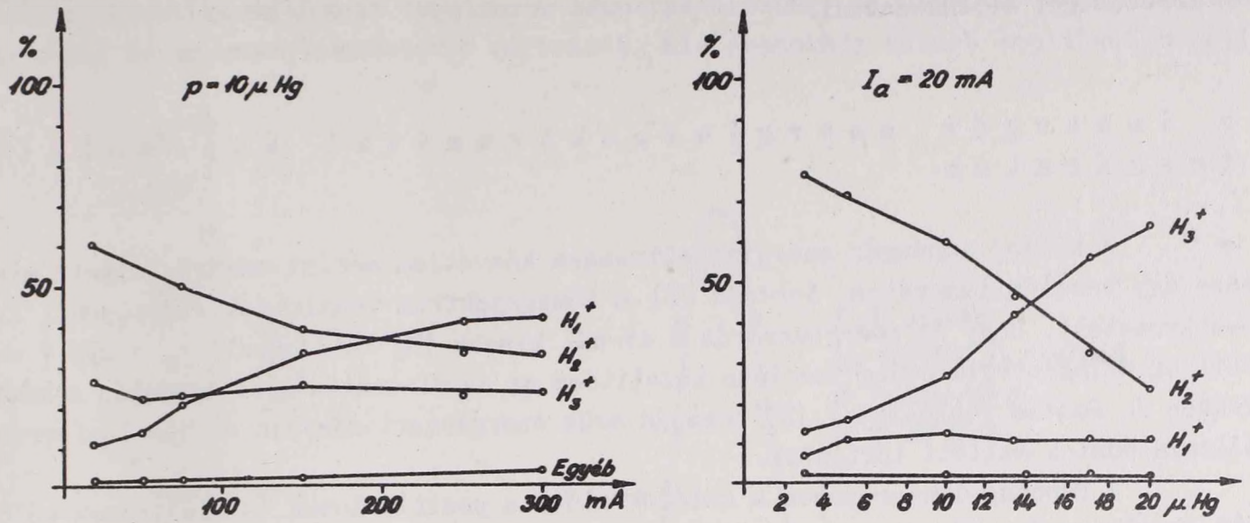
Ez az arány azonban az anódáram 0,3 A-re történt növelésével 40 %-ra volt emelhető. Ilyen áramerősséggel az ionforrás rövid ideig bekapcsolva, ezen tul pedig impulzus üzemben volt müködtethető. Utóbbi vizsgálatokhoz egy multivibrátorokkal vezérelt tirátroncsöves impulzusgenerátor készült, mely 7 A-es impulzusokat adott az anódra 50 - 100 c/sec ismétlési frekvenciával. A H_1^+ arány ezen mérésekben ~50 %-ra javult. Ez az elektronütközési folyamatokkal ill. az elektronsürüségnek a plazmában történt megnövekedésével kvalitative ugy magyarázható, hogy a H_1^+ arány növekedése a nagyszámu disszociált H_1 atomon végbement ujabb elektronütközés következménye [2, 18].

Lorrain, Keller és más szerzők a H_1^+ arány növelése céljából 4 - 10 % O_2-t adagoltak a H_2-gázhoz. 10 % O_2 és 90 % H_2-vel végzett vizsgálataim [17] a H_1^+/H_2^+ arány 5 - 10 %-os további növekedését eredményezték, azonban az O_2 ionok 20 %-os növekedése mellett.

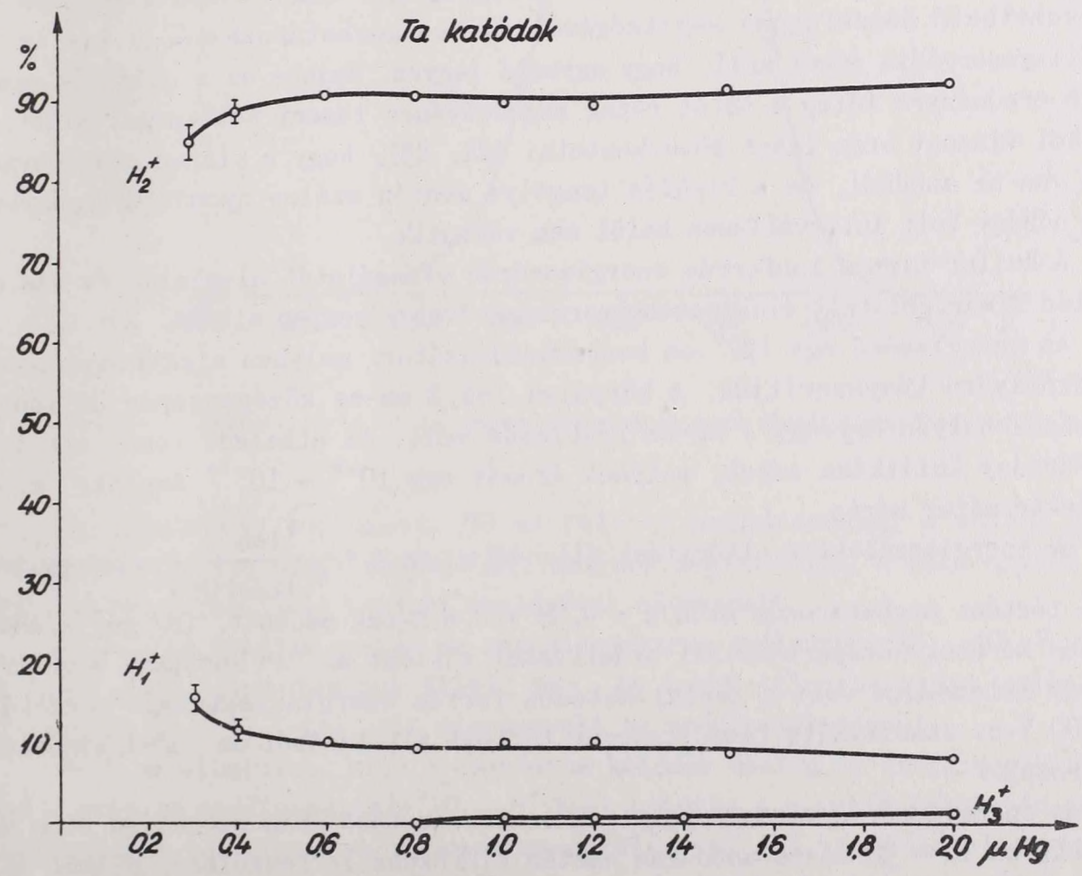
A fentiekből látszik, hogy a Penning-ionforrás magfizikai gyorsitókban történő alkalmazása elsősorban impulzusüzemben és nagy áramerősségeknél előnyös, amikor a kedvező protonösszetétel biztositható, sőt irodalmi adatok szerint jelentős százalékban többszörös ionok is nyerhetők vele [9, 10]. Állandó üzemben viszont minimális elektromos teljesitménnyel (10 ~ 20 Watt) nagy többségben molekulaionok állithatók vele elő. 0,5 - 1 mA-es ionáramerősség mellett.

Végül megvizsgáltam az alacsony müködési nyomáson alkalmazható Ta-katódos Keller-forrás ionsugarának összetételét 0,3 - 3 μHg nyomástartományban. A mérés előfókuszáló-feszültség nélkül közvetlenül a kilépő 30 - 200 μA ionárammal elvégezhető volt, mivel a mindössze néhány mm-es átmérőjü és a tengelyben égő plazmából az ionok keskeny nyalábban csekély szögszórással léptek ki.

Az alacsonyabb gáznyomáson a H_2 és H_2^+ ionok ütközési valószinüségének lecsökkentése miatt a H_2^+ komponens növekedése mellett a H_3^+ lecsökkenése is várható, amit a 9. ábra is mutat.



7. ábra. és 8. ábra. Az ionsugár összetételének változása az anódáram /7/ és a gáznyomás /8/ függvényében.



9. ábra. Alacsony nyomásu Penning-kisülésből kilépő ionsugár összetétele.

A H_1^+ arány növekedése viszont 0,3 μHg nyomás körül két tényezővel indokolható: egyrészt a plazmában megnövekedett számu H_2^+ ionokon bekövetkező ujabb elektronütközéssel, másrészt azzal, hogy alacsony nyomáson az erősen a tengelyhez koncentrálódó elektronköd tértöltése inkább képes a plazmaionokat összetartani, s ezzel a rekombináció lehetőségét lecsökkenteni.

Az ionsugár energiaspektrumával kapcsolatos vizsgálatok

A kilépő ionsugár energiaspektrumára közvetlen mérési adatok helyett mindössze egy becslés ismeretes. *Lorrain* [2] a tömegspektrum vonalainak élességéből arra következtetett, hogy az energiaszórás 2 eV-nál kisebb (Mg katódokkal, V_a = 250 V mellett), az átlagenergia pedig szerinte közelitően az anódfeszültséggel egyenlő. A későbbiekben *J. Backus* vizsgálatai [20] csupán szük energiatartományban és nem ionforrásra jellemző adatok mellett történtek.

A Penning-ionforrásban a katódok előtt a pozitiv ionok és elektronok különböző mozgékonysága következtében sötét réteg alakul ki csakugy, mint más önfenntartó kisülésben [21]. Az ebben fellépő potenciálesés elegendő energiát kell, hogy adjon a plazmából a katódhoz áthaladó pozitiv ionok számára a megfelelő számu szekunder elektron kiváltásához. Az ionforrásban a kisülési tér belsejét jól megfigyelhető hengeres plazma töltötte be, melyet a katódok felől vékony sötét réteg határolt. A kilépő ionok energiája pedig a sötét térben kialakuló katódesés potenciáljának felelhet. Ez a katódfelületi áramsürüség és a sötét réteg vastagságának ismeretében a Poisson-egyenletből levezethető összefüggés segitségével elvben meghatározható, s igy az ionok várható átlagenergiája ezzel kell, hogy egyenlő legyen. Sajnos ez a számitás nem vezet megbizható eredményre főleg a sötét réteg megmérésének ismert nehézségei miatt. Szondamérésekből viszont arra lehet következtetni [22, 23], hogy a plazma alacsonyabb potenciálon van az anódnál, és a kisülés tengelye mentén széles nyomástartományban potenciálja néhány Volt intervallumon belül nem változik.

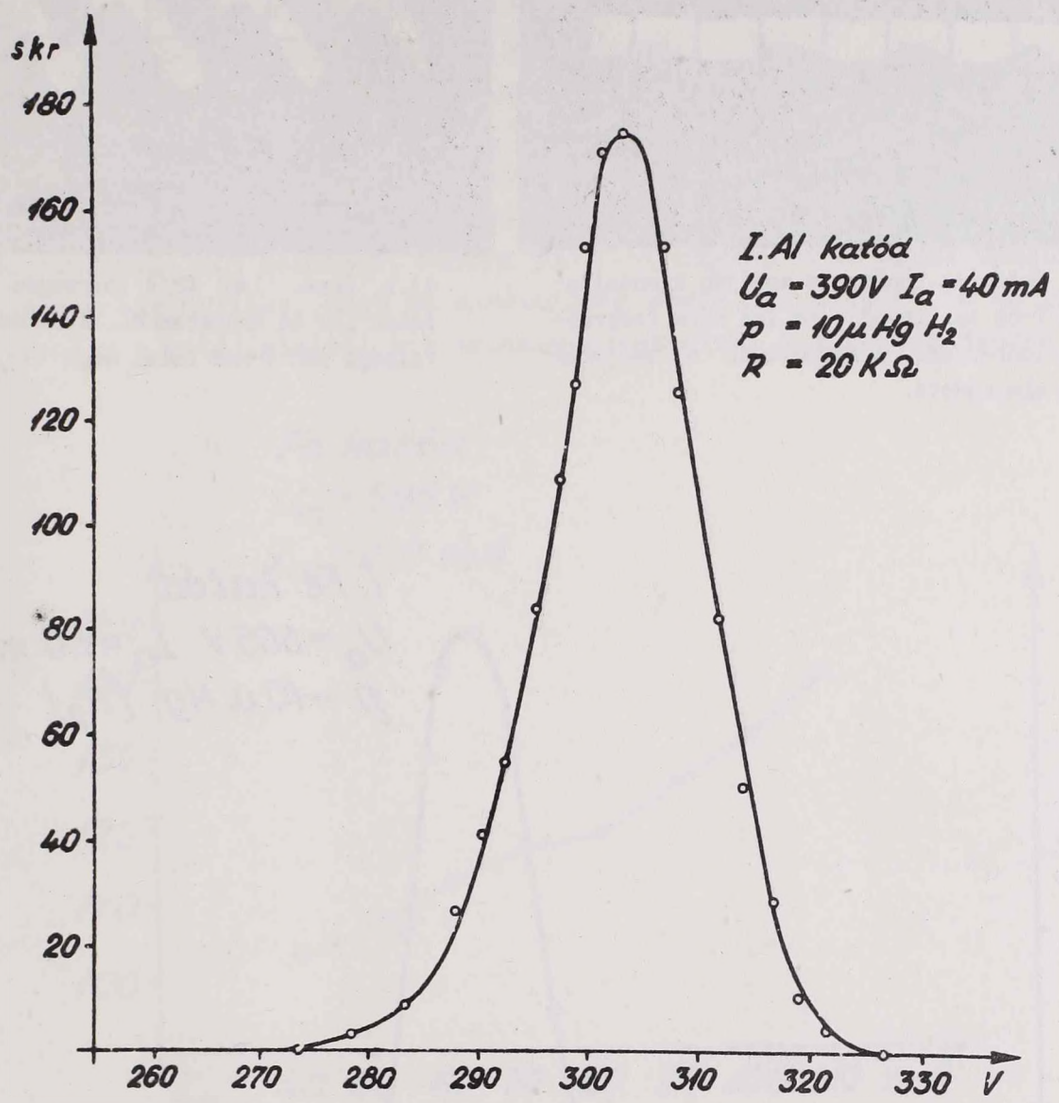
A Keller-tipusu ionforrás energiaszórás vizsgálatát aluminium és más elektródok esetén a már emlitett elektromos energiamérővel végeztem el [24, 25].

Az energiamérő egy 127°-os hengerkondenzátor, melyben elektromos térrel az ionokat körpályára kényszeritjük. A körpálya 196,2 mm-es középsugarán az ionok be- és kilépésének helyén egy-egy 1 mm-es résblende volt. Az áthaladt ionok a kilépőrés után egy Faraday kalitkába estek, melynek áramát egy 10^{-6} - 10^{-14} Amp/skr érzékenységü csőelektrométer mérte.

Az energiaszelektor eltéritési állandója: az $A = \frac{V_{ion}}{V_{eltérito}}$ viszony kétféle módszerrel történt meghatározás után A = 9,58 ± 0,6 %-nak adódott. (Az egyik módszernél az egyes méretek középértékeiből számitással történt az "A" konstans meghatározása. Másrészt lehetséges volt a tantal-katódos forrás energiaspektrumán mérhető éles csucsnak 600 V-os stabilizált feszültséggel történt eltolásából az "A"-t kisérletileg is meghatározni.)

Az energiaszórás vizsgálatokat az ionforrás több órás beégetése után az általában szokásos 10 - 30 mA-es anódáram esetén előfókuszáló feszültség nélkül állandó üzemben végeztem. Az első mérés 390 V-os anódfeszültségnél aluminium katódokkal a várhatónál jóval nagyobb (45 eV-os) energiaszórást eredményezett. Az ionok átlagenergiája a várakozásnak megfelelően az anódfeszültségnél (85 V-tal) alacsonyabb volt.

Az energiaspektrum alakjából az anódáramforrás hullámosságára lehetett volna következtetni. Ez azonban 1 Voltnál kevesebb volt. Az ionforrás anódján viszont megfigyelhető volt egy kb. ±15 V-os sörétzajra emlékeztető jel, melyre néhány volttal nagyobb statisztikusan érkező impulzusok szuperponálódtak. Az anódáram megváltoztatásával a zaj és az energiaszórás is változott. Kis áramokhoz kisebb amplitudóju zajjel

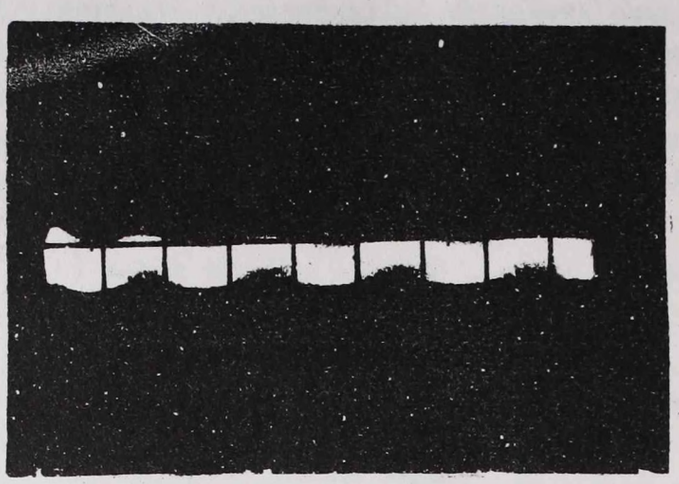


10. ábra. A Keller-féle ionforrás ionsugarának energiaspektruma aluminiumkatódok esetén.

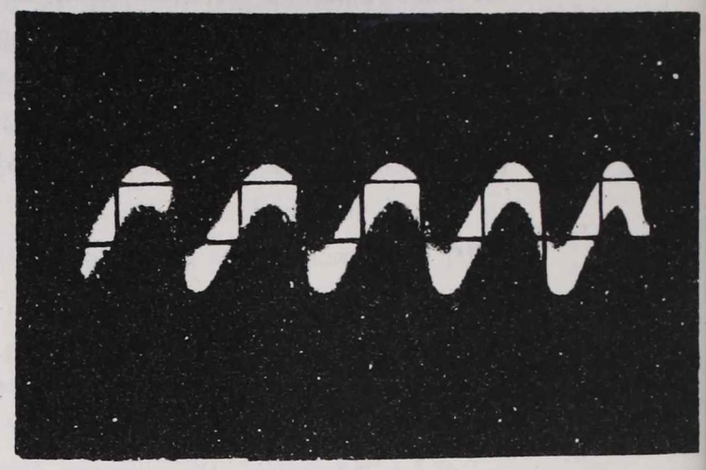
és kisebb energiaszórás tartozott. 50 mA feletti anódáramoknál a zajból 130 - 150 Kc/sec frekvenciáju ionrezgés alakult ki, melynek amplitudója, s vele együtt az energiaszórás értéke az anódáram további emelésével növekedett.

Magnézium katódok esetén az energiaspektrum szélessége 35 - 40 eV volt, félértékszélessége az aluminiumének felelt meg. Az ionok átlagenergiája pedig az anódáramtól függően 40 - 45 V-tal volt alacsonyabb az anódfeszültségnél.

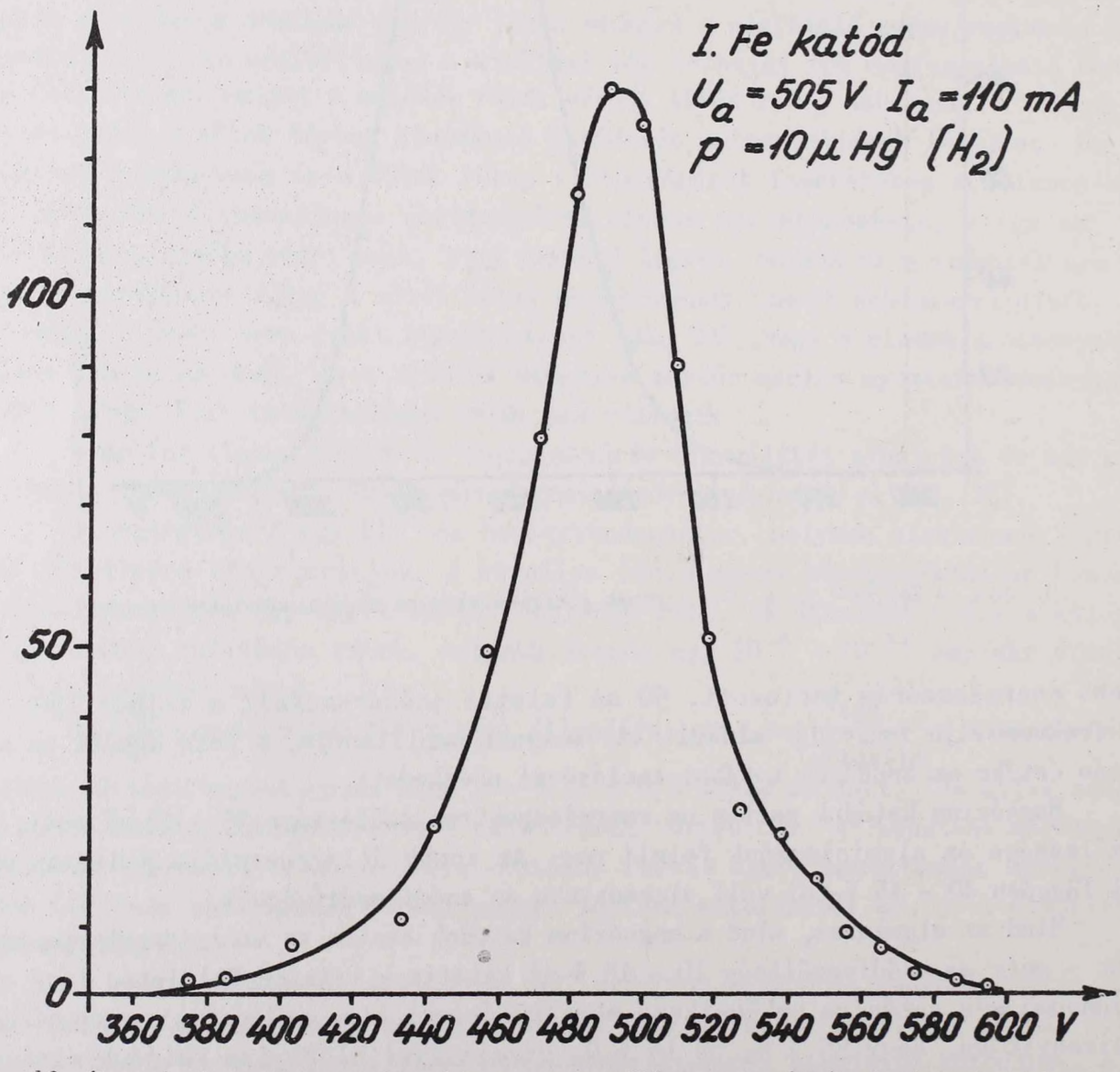
Mind az aluminium, mind a magnézium katódok esetén az energiaspektrum kiszélesedése - mely az anódfeszültség 10 - 15 %-át kitette - a katód felületén lévő oxidréteg ionbombázás hatására bekövetkező megsérülésével ill. átütésével magyarázható. Ennek bizonyitéka, hogy 85 % H_2 és 15 % O_2 gázeleggyel aluminium katódok esetén az energiaspektrum 30 - 32 eV szélességü lett, ami a rétegvastagság, s ezzel az átütőszilárdság növekedésére enged következtetni az oxidálás következtében.



11.a. ábra. Az ionforrás anódján kimutatható 25 V-os amplitudóju és 135 Kc/s frekvenciáju ionrezgés. A katódsugár a zajjelek miatt elmosódott.



11.b. ábra. 140 Kc/s ionrezgés vaskatód esetén 110 mA anódáramnál. A hálózat vonaltávolsága 100 V-nak felel meg.

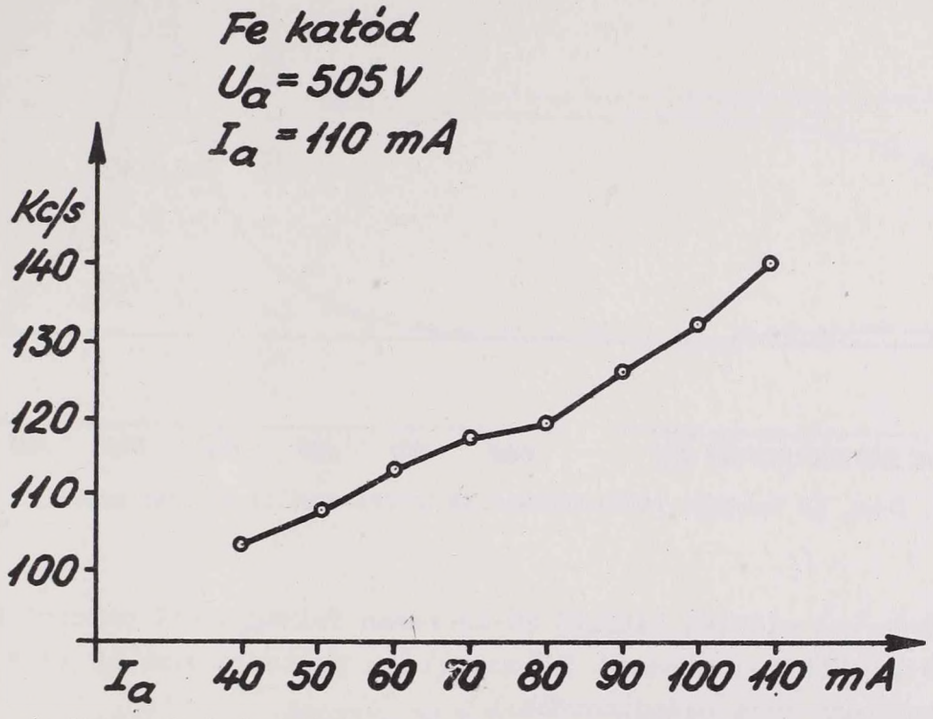


12. ábra. Az ionsugár energiaspektruma az oszcillogrammon (11/b ábra) látható ionrezgés esetén.

Vas katódok esetén (Fermax) már 30 mA-es anódáram felett kimutatható ionrezgés alakult ki, melynek amplitudója és frekvenciája folyamatosan növekedett az anódáram növelésével. A 110 mA-es anódáramnál fellépő ~140 Kc/s frekvenciáju ionrezgés amplitudója pedig meghaladta a 100 V-ot. (p = 10 μHg.) Az energiaspektrum ennek megfelelően kiszélesedett, és az ionok jelentős számban az anód egyenfeszültség értékét meghaladó energiával léptek ki. Ez ugy lehetséges, hogy a rezgés magát a kisülést is kioltotta, és igy a begyujtás pillanatában a magasabb gyujtófeszültségen kilépő ionok energiája haladhatta meg az anódfeszültség értékét.

Az ionforrás tantal katódokkal mindössze néhány Watt energiát vett fel és 4 μHg nyomáson ~200 μA ionáramot adott (V_a = 3 KV). Itt különböző anódfeszültségeknél nyert energiaspektrumokban a főcsoport mellett egy alacsonyabb energiáju, jóval kisebb áramerősségü mellékcsoport is kimutatható volt.

Az ionforrás alá helyezett rácsra 500 V-ot kapcsolva az egész spektrum eltolódott, ami annak bizonyitéka, hogy az alacsonyabb energiáju csoport is az ionforrásból lépett ki. Igy a katódfelületi kis áramsürüségek miatt a katódtér hossza megnöve-

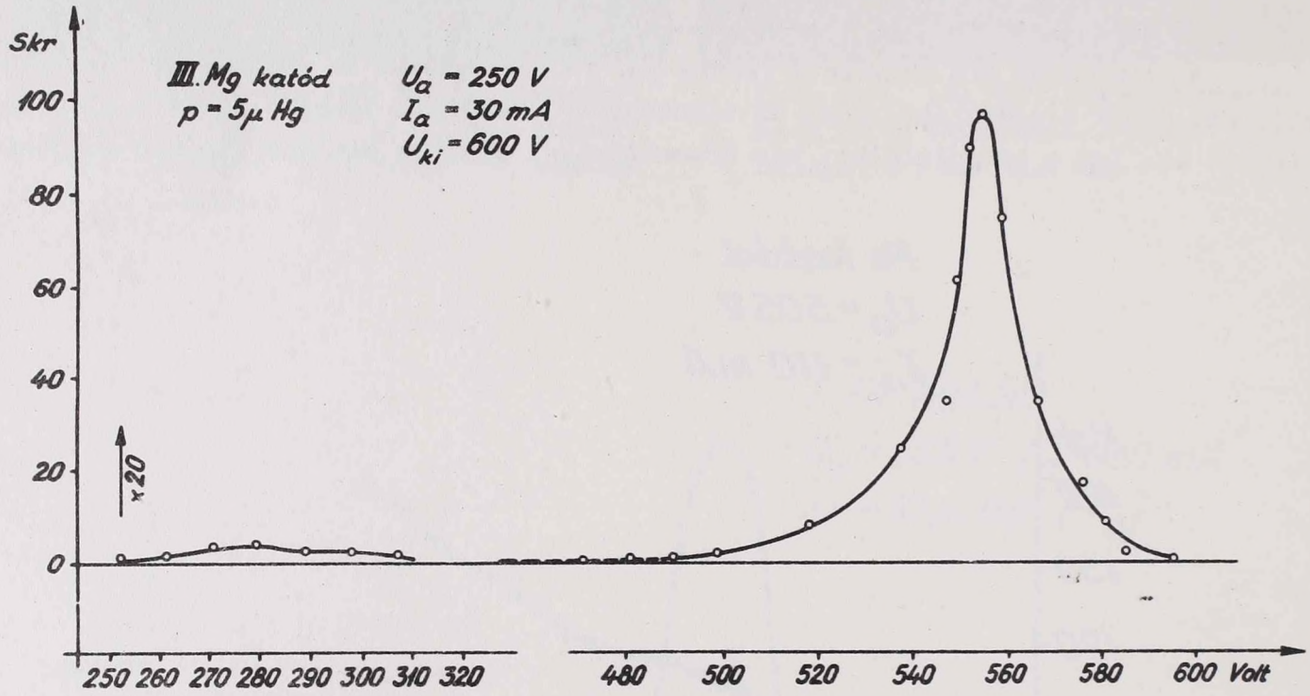


13. ábra. Az ionrezgés frekvenciája az anódáram függvényében Fermax-katódok esetén.

kedett [20] (ez közvetlen is megfigyelhető volt). Az ezen áthaladó és a katódok között oszcilláló elektronok számottevő ionizáló ütközésben vehettek részt, melynek következménye éppen a nagyobb energiaszórásu mellékcsoport keletkezése.

A tantal katódok esetén maximálisan 1 - 2 Voltos amplitudóju zajjel volt kimutatható. Ez nem okozhatta a főcsoport ~100 eV-os energiaszórását. Végül egy 245 Mc/s frekvenciáju rezgést sikerült kimutatni, amelynek amplitudója az áramerősség kismértékü növelésével szintén növekedett. Az amplitudó megmérése nem volt lehetséges, mert nagysága a vezetékek szórt kapacitásával is változott. Ezen nagyfrekvenciás váltófeszültség - mely az ionok energiáját is modulálhatta - az elektronok tengelymenti oszcillációjától származott, amit az adott elektródtávolságok mellett az elektronoszcillációkra vonatkozóan végzett számitásaim is igazolnak. Fenti adatokkal a Poisson-egyenletből levezethető összefüggések felhasználásával a plazmában uralkodó elektronsürüség $7,8.10^8/cm^3$-nek adódott.

A transzverzális elrendezésü ionforrás segitségével (2. ábra.) (- a kivonó elektródot az anóddal együtt a bázislapra kötve -) megvizsgáltam, hogy kivonófeszültség nélkül lépnek-e ki ionok. A Faraday-kalitkához csatolt elektrométer maximális érzékenysége mellett sem közvetlenül, sem az energiaszelektor után ionáram nem volt kimutatható (amint ez a megelőző mérésekből várható is volt). A szondára kapcsolt 600 V-os kihuzófeszültség hatására kilépő ionok energiaspektruma (15. ábra) is azt mutatja, hogy a plazma itt is (40 V-tal) negativabb potenciálon van az anódnál. (Az energiaspektrum 85 eV-ra történt kiszélesedését a kivonóelektród csekély számu átütése okozta.)



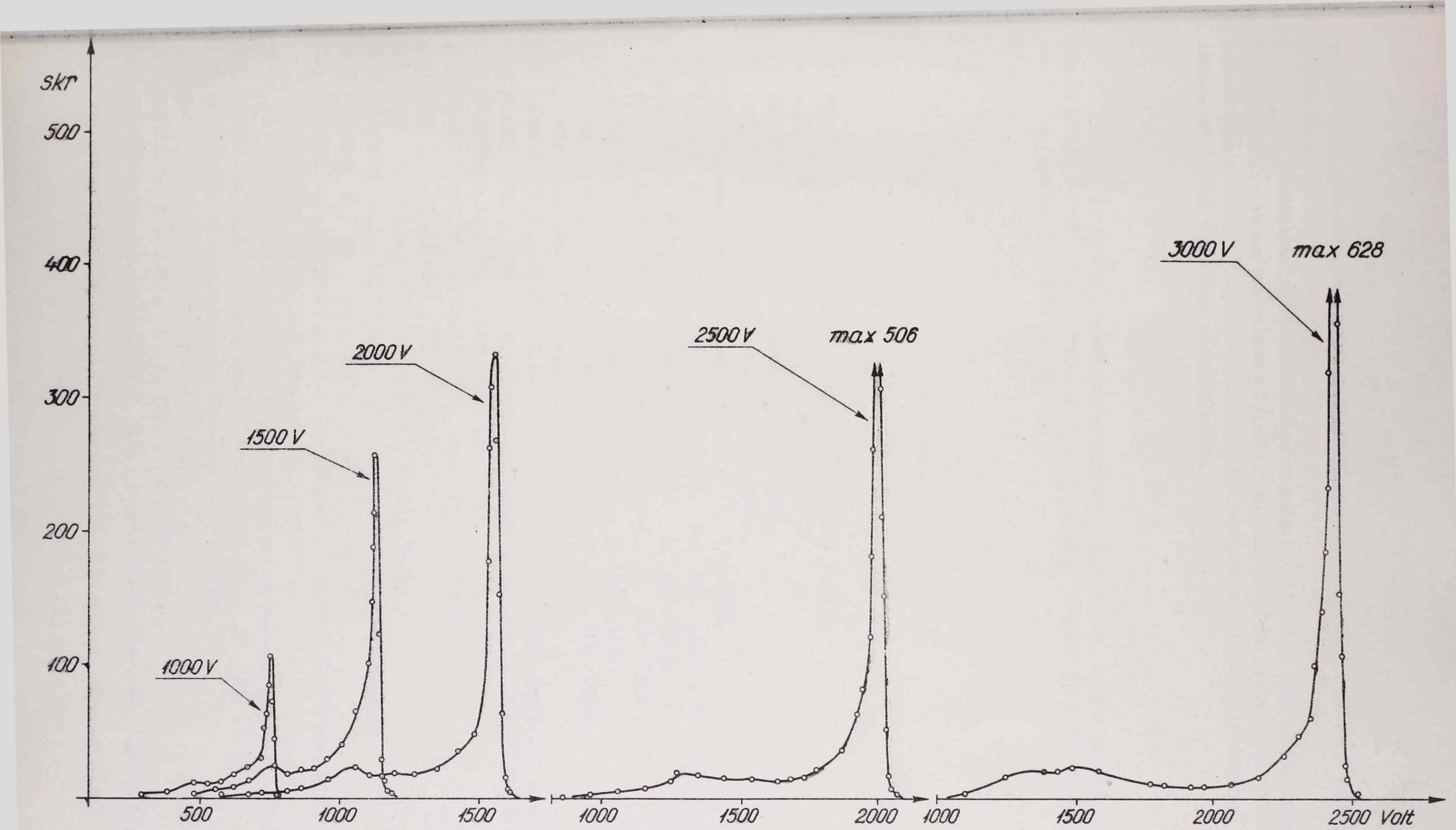
15. ábra. Az ionsugár energiaspektruma transzverzális kivonás esetén.

Az ábra bal oldalán látható 20-szorosan felnagyitott csucsot az ionforrás és a bemeneti rés között keletkezett félenergiáju protonok hozták létre. (Ezek árama rosszabb vákuum miatt volt számottevőbb.)

Mindezen mérések azt mutatják, hogy a Penning-ionforrásból kilépő ionok energiája mindig az anódfeszültség értéke alatt marad. Az átlagenergia mind a gáznyomás, mind az anódfeszültség növelésével növekszik, s mindkét tényező egyben az anódáramot is növeli. Az ionok átlagenergiája tehát annál jobban megközeliti az anódfeszültséget, minél nagyobb az átfolyó anódáram. A nagyobb áramu ill. töltéssürüségü plazma fenntartása elsősorban a γ-értékének növelését követeli meg, s ez nagyobb energiáju ionokat tesz szükségessé [20]. Ezek létrehozása a plazma potenciáljának ill. a katódesés értékének növekedése utján lehetséges.

Az ionok energiaszórása a várható néhány Voltos értéket minden esetben tulhaladta, és általában az anódfeszültség 10 - 15 %-át is elérte. Az energiaszórás okai a katódok felületén keletkező zajjelek (pl. az oxidréteg átütése miatt) elektron- és az ionrezgések, valamint alacsony müködési nyomáson a katódtérben keletkező ionizációk.

Az ionforrás kisülési terét hengeres plazma tölti be, mely (általában) nem éri el az anód felületét és a katódokat sem. A katódok előtt vékony sötét réteg határolja. Ez a plazma azonban egyáltalán nem tekinthető "nyugalomban levőnek", mint ezt



14. ábra. Az energiaspektrum tantál katódok esetén 4 μHg H_2-ben különböző anódfeszültségeknél.

az ionok energiaszórásával kapcsolatosan kimutatott zajjelekből és rezgésekből is következtethetjük.

A méréseket főként az alacsony nyomásokon (1 - 0,1 μHg alatt) fenntartott Penning-kisülés tulajdonságainak vizsgálatával szeretném folytatni. Idevonatkozóan a plazma természetével és főleg az ionsugár összetételével és energiaszórásával kapcsolatban kevés adat ismeretes az irodalomban.

Végül köszönetet mondok *Szalay Sándor* professzornak, az MTA levelező tagjának munkám iránti érdeklődéséért valamint, hogy a mérések elvégzését az MTA Atommag Kutató Intézetében számomra lehetővé tette.

Irodalom

[1] *PENNING, F.M. - MOUBIS, J.H.;* Physica, *4,* 1190 /1937/.
[2] *LORRAIN, P.;* Canad. J. Res., *A 25,* 338 /1947/.
[3] *KELLER, R.;* Helv. Phys. Acta, *22,* 78 /1949/.
[4] *KELLER, R.;* Helv. Phys. Acta, *23,* 627 /1950/.
[5] *VEENSTRA, P.C.* és munkatársai; Physica, *18,* 378 /1952/.
[6] *BARNETT, C.F. - STIER, P.M. - EVANS, G.E.;* Rev. Sci. Instr., *24,* 394 /1953/.
[7] *GOW, D.J. - FOSTER, J.S.;* Rev. Sci. Instr., *24,* 606 /1953/.
[8] *MILLS, C.B. - BARNETT, C.F.;* Rev. Sci. Instr., *25,* 1200 /1954/.
[9] *JONES, R.J. - ZUCKER, A.;* Rev. Sci. Instr., *25,* 562 /1954/.
[10] *ANDERSON, C.E. - EHLERS, K.W.;* Rev. Sci. Instr., *27,* 809 /1956/.
[11] *FLINTA, J. - PAULI, R.;* Nucl. Instr., *2,* 219 /1958/.
[12] *GABOVICS, M.D. - NYEMEC, Ø.F. - FEDORUSZ, Z.P.;* Ukr. Fiz. Zsurn., *3,* 104 /1958/.
[13] *GLAZOV, D.A. - KUZMJAK, M.;* Ionüj Isztocsnik sz polosztnüm katodom Dubna, 1960.
[14] *SVANHEDEN, A.;* Nucl. Instr., *10,* 125 /1961/.
[15] *REIFENSCHWEILER, O.;* Philips Res. Rep., *16,* 401 /1961/.
[16] *NAGY, J.;* ATOMKI Közl., *5,* 25 /1963/.
[17] *NAGY, J.;- GOMBOS, P.;* ATOMKI Közl., *3,* 231 /1961/.
[18] *THONEMANN, P.C.;* Experiments in neutron production 1949. Oxford.
[19] *BLEAKNEY, W.;* Phys. Rev., *35,* 1180 /1930/.
[20] *GUTHRIE, A. - WAKERLING, R.K.;* The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields, N.Y. Mc.Graw-Hill /1949/.
[21] *KAPCOW, N.A.;* Elektrische Vorgänge in Gasen und in Wakuum, Veb. 1955. Berlin.
[22] *REJHRUGYEL, E.M.* és munkatársai; Zsurn. Techn. Fiz., *22,* 1945 /1952/.
[23] *KISTEMAKER, J. - SNIEDER, J.;* Physica, *19,* 94 /1953/.
[24] *ERÖ, J.;* Kandidátusi disszertáció /1955/.
[25] *DEUTSCHER, K. - KAMKE, D.;* Z. Phys., *135,* 380 /1953/.
[26] *SZMIRNICKAJA, G.B. - REJHRUGYEL, E.M.;* Zsurn. Techn. Fiz., *29,* 153 /1959/.

VIZSGÁLATOK BOMLÁSTERMÉKEIKKEL EGYENSULYBAN LÉVŐ, RÖVID FELEZÉSI IDEJŰ RADIOAKTIV IZOTÓPOK SZORPCIÓJÁRA HUMUSZPREPARÁTUMON

Szilágyi Mária

Uj eluálási módszerrel vizsgáltuk meg azonos bomlási családba tartozó, rövid felezési idejü radioaktiv izotópok humuszpreparátumon történő szorpcióját. Az eluensekkel csak meginditjuk az egyes izotópok leoldását, de nem végezzük el teljesen, hanem az eluálás megszüntetése után az oszlop szorpciós zónájának aktivitásváltozását GM csővel mérjük. A szorpciós zóna időbeli aktivitásváltozásából a különböző izotópok eluálási sorrendje megállapitható.

Korábbi munkákban már beszámoltunk arról, hogy a kation természetü radioaktiv anyagok humuszpreparátumon jól szorbeálódnak [1]. A humuszpreparátum tőzegből készithető tisztitási eljárásokkal, amelyek eredményeként egy humuszsavakban dus tőzegkészitményt nyerünk [2], melyet a továbbiakban humuszpreparátum néven emlitünk. A preparátum kationokkal szemben mutatott szorpciós sajátsága a humuszsavak molekulatörzsén lévő karboxil és fenolos hidroxil hatócsoportoknak tulajdonitható [3]. Ezek a csoportok a molekulatörzs aktiv helyeinek tekinthetők, amelyek nem csak magukhoz ragadják, hanem alkalmas körülmények között el is bocsájtják a fémionokat. A fémionok szorpciója a humuszsavmolekula hatócsoportjainak H^+ leadása közben megy végbe, a deszorpciót pedig nagy mennyiségü H^+ felvétele idézheti elő. Minthogy a folyamat résztvevői ionok, u.n. ioncsere - szorpcióról [4] van szó. Belátható tehát, hogy az ioncserélő oszlopokkal végrehajtott kisérletek metodikája humuszpreparátummal töltött oszlopok esetében is jól alkalmazható. Ilyen módon sikeresen végzett kisérleteinket a következő képpen hajtottuk végre:

H^+ alakban lévő, nedves, humuszpreparátummal üvegoszlopot töltöttünk meg. Átfolyatás közben szorbeáltattuk rajta a vizsgálandó radioaktiv izotópokat, amelyek kötődési erősségét eluálással, vizsgáltuk meg. Az eluens pH ill. ionkoncentráció változtatásával különböző eluálási frakciókat lehet nyerni, amelyeket kis mérőcsészikékbe szárazra párolva, aktivitásuk GM csöves méréssel megállapitható. Ezt az eljárást jól tudtuk alkalmazni egy nap vagy ennél hosszabb felezési idejü radioaktiv izotópok vizsgálatánál, mert nem tul rövid bomlási idejük lehetővé tette, a fentebb emlitett több órán át tartó eluálási és mérési folyamat elvégzését. Nem alkalmazható azonban a módszer néhány órás, vagy még kevésbbé néhány perces felezési idejü izotópok szorpciójának vizsgálatára, amelyek olyan rövid időt szabnak meg az eluálási és mérési fo-

lyamatok végrehajtására, hogy ennyi idő még az egyes részletfolyamatok elvégzésére sem elegendő. Ilyen problémák megoldásához tehát metodikát kellett változtatnunk, hogy a hosszadalmas eluálási és bepárlási eljárást kikerülve, az izotópnak az oszlopon belüli elmozdulását kivülről történő GM csöves méréssel ellenőrizhessük.

A feltöltött radioaktiv anyagok a humuszoszlop felső részén szorbeálódnak. Megfelelően nagy energiáju β-sugárzás az üvegcső falán áthatolhat és közvetlenül az üvegcsőhöz állitott GM csővel jól mérhető aktivitást ad. Minthogy ilyen nagyobb energiáju sugárzás rendszerint rövid felezési idejü izotópoktól ered ezt a körülményt a méréskor feltétlenül ki kell használni.

Vizsgálataink tárgya legyen hosszabb felezési idejü anyaelem ($T_{1/2}$ = néhány óra) radioaktiv egyensulyban rövidebb felezési idejü bomlástermékével. Adszorbeáltassuk a preparátumot a humuszoszlopon és az oszlopra merőlegesen állitott GM csővel mérjük az oszlop felső részén az aktivitást (1. ábra.).

A humuszoszlopon adszorbeálódott radioaktiv anyagoktól származó aktivitás megváltoztatását aluálással idézhetjük elő. Nem szükséges azonban korábban alkalmazott metodikával az egyes anyagok eluálását teljes egészükben elvégezni és az eluátumfrakciók aktivitásmérésével kiértékelni, hiszen ezt a rövid felezési idők miatt nem tehetjük meg. Elégséges csupán néhány ml eluenssel meginditani az eluálást, majd megszüntetni az eluátumszedést, GM csővel kivülről mérni a humuszoszlop felső adszorpciós zónájának aktivitásváltozását. A 2. ábra szemlélteti, hogy alkalmasan választott mérési körülmények között, milyen tipusu aktivitásváltozást eredményezhet egy ilyen néhány percig tartó eluálás.

2a. ábra szemlélteti azt az esetet, amikor az alkalmazott eluens nem idéz elő aktivitásváltozást, tehát radioaktiv anyag az oszlopból nem eluálódott.

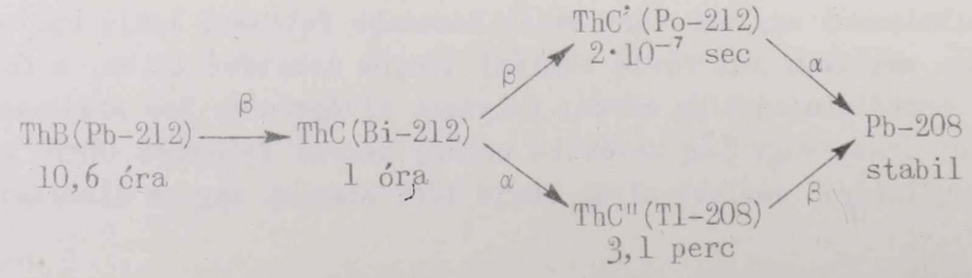
2b. ábra szerinti aktivitásváltozást akkor tapasztalunk, ha egyszerre mindkét anyag lemosódását meginditotta az eluens. Ilyen módon a néhány percig tartó eluálással a radioaktiv egyensuly állapotát nem bontottuk meg, csak az összaktivitásnak egy kis részét távolitottuk el a humuszoszlop felső adszorpciós zónájából.

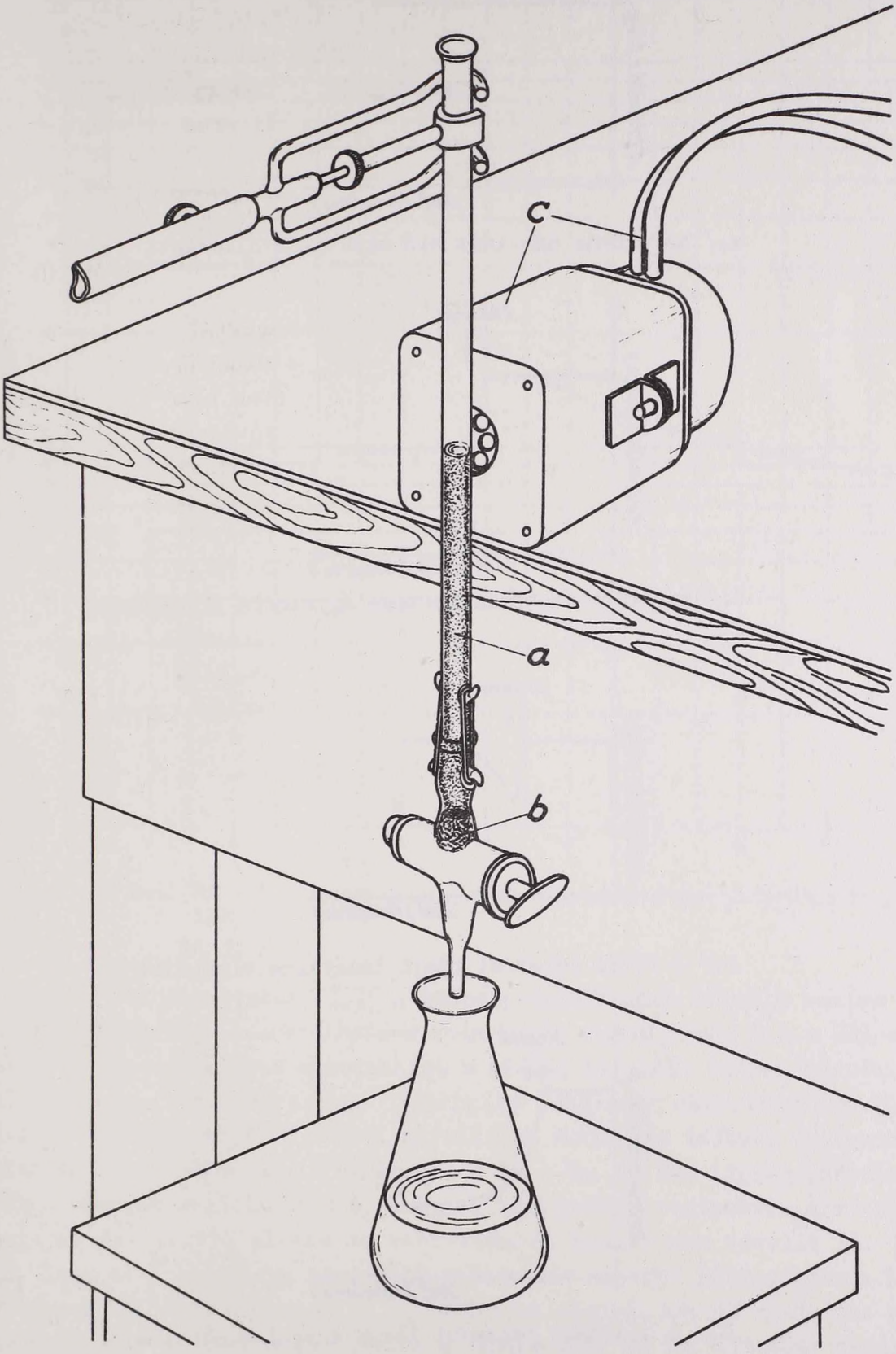
A 2c. ábrával jellemezhető helyzet alakul ki, ha a rövidebb felezési idejü leányelem eluálódik. Minthogy a néhány percig tartó eluálás a rövid felezési idejü leányelemtől származó aktivitás egy részét eltávolitotta a humuszoszlopról, az eluálás megszüntetése után az oszlop felső részén bizonyos időn át felaktiválódás észlelhető mig ismét beáll a radioaktiv egyensuly.

2d. ábrán látható görbét kapunk, ha az eluens a hosszabb felezési idejü anyaelem eluálását inditotta meg. Az eluálás megszüntetése után a feleslegben maradt leányelem rövid időn belül saját felezési idejével lebomlik, mig a humuszoszlop adszorpciós zónája ismét a radioaktiv egyensuly állapotába jut.

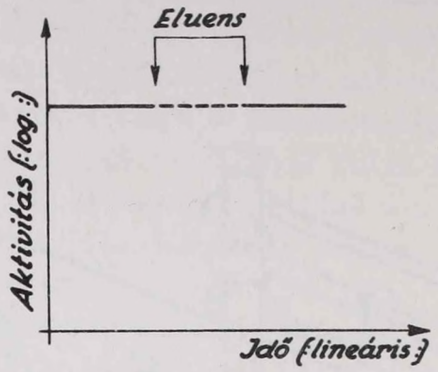
Az összes görbékre vonatkozóan meg kell jegyeznünk, hogy vizszintes vonalaik az abszcisszával párhuzamosak vagy kis lejtésüek lehetnek az anyaelem felezési idejétől függően.

Az itt leirt módszert Hahn-féle emanáló preparátumból nyert ThB + C (Pb-212, Bi-212) humuszpreparátumon történő szorpciójának vizsgálatánál alkalmaztuk. Az izotópelegyben az anyaelem bomlástermékeivel radioaktiv egyensulyban volt:

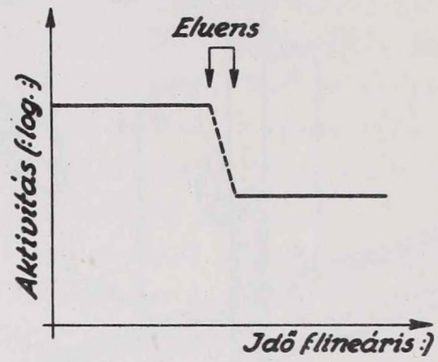




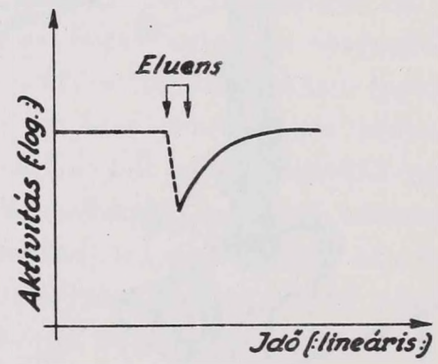
1. ábra. A humuszoszlop és a GM cső kisérleti elrendezésben. a./ humuszoszlop, b./ üveggyapot, c./ GM cső az ólomházzal és az előerősitővel.



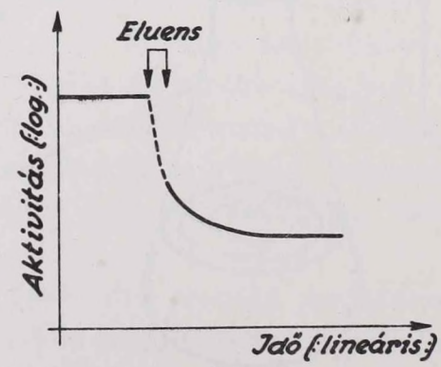
a./ az eluens nem idéz elő aktivitásváltozást;



b./ anyaelem és bomlásterméke egyszerre eluálódnak;

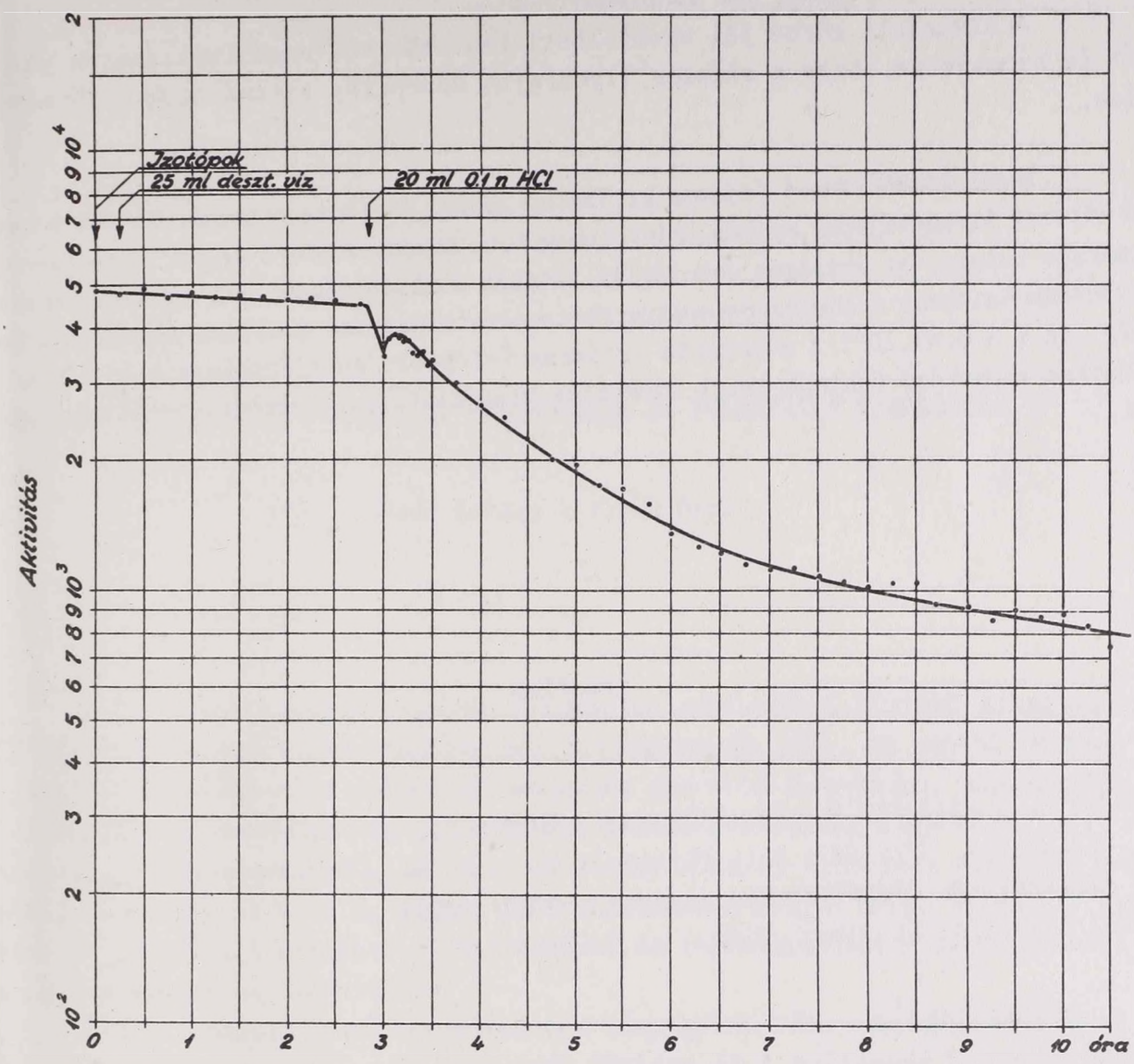


c./ a rövid felezési idejü leányelem eluálódik;



d./ a hosszabb felezési idejü anyaelem eluálódik.

2. ábra. Az ábrák a néhány perces eluálás befejezése után a humuszoszlop felső u.n. szorpciós zónájában végbemenő aktivitásváltozás tipusait szemléltetik.



3. ábra. ThB + C részleges elucióját követően mérhető aktivitásváltozási görbe.

A szorbeáltatást 0,75 g humuszpreparátumból készült oszlop tetején végeztük. Az izotópelegy szorbeáltatása után kevés vizzel, majd 0,1 n HCl-al mostuk át az oszlopot. Egy-egy eluens alkalmazása a görbén bejelölt időben történt és 10 percet vett igénybe. A humuszoszlop szorpciós zónájának aktivitásváltozását az oszlop mellett Al-végablakos GM csővel mértük. Az aktivitás időbeli változását a 3. ábrán mutatjuk be. A görbe egyes szakaszai a 2a., 2c. és 2d. tipusu görbéknek felelnek meg. Ennek alapján megállapitható, hogy az izotópelegy radioaktiv egyensulyban szorbeálódott és deszt. viz eluens az aktivitásból semmit nem távolit el. Ebből nyilvánvaló, hogy az izotópelegy mindegyik radioaktiv anyagot kationalakban tartalmazza. Ezen kationok kötődési erősségét a 0,1 n HCl-es eluciót követő aktivitás méréssel lehet meghatározni. A sósav meginditotta a ThB(Pb-212) és ThC"(Tl-209) eluálódását. Igy az szorbeálódva maradt ThC(Bi-212) az eluálás megszüntetését követően mintegy 15 percen át ujra termeli a ThC"(Tl-208)-t mig maximálisan felaktiválódik, s ettől kezdve bomlik a ThC mig a részben szorbeálódva maradt ThB által megszabott radioaktiv egyensulyt el nem éri. Ilyen módon megállapitható, hogy a ThB(Pb-212) és a ThC"(Tl-208) kevésbé, mig a ThC(Bi-212) jobban szorbeálódik humuszpreparátumon. Ez a jelenség felezési értékeik ismeretében várható volt. ThC"(Po-212)-re vonatkozóan megjegyezzük, hogy

rövid felezési idejére való tekintettel humuszpreparátummal szembeni viselkedése ezzel a kisérleti metodikával nem tanulmányozható.

A kisérleti görbe jól szemlélteti fentebb tett megállapitásaink valószerüségét és bizonyitja, hogy a módszer ilyenfajta szorpciós vizsgálatok elvégzésére alkalmas.

Végül köszönetemet fejezem ki *Szalay Sándor* professzor urnak, az MTA Atommag Kutató Intézet igazgatójának munkám.iránt tanusitott érdeklődéséért és *dr. Toperczer Johanna* tudományos kutató, az Országos Onkológiai Intézet munkatársának, aki ez évben intézetünkben vendégkutatóként a humuszpreparátum Pb-ionokra vonatkozó dusitási tényezőjét határozta meg ($tg\ \varphi \sim 0{,}47.10^{4}$) a szorpciós izoterma felvétele és kiértékelése alapján. Igy az Pb ionokra vonatkozó fentebb leirt szorpciós vizsgálataimat számszerü adattal egészitette ki.

Irodalom

[1] *SZALAY S. - SZILÁGYI M.;* MTA III. Oszt. Közl., *11*, 47 /1961/.
[2] *A. SZALAY - M. SZILÁGYI;* Acta Physica Acad. Sci. Hung., *13*, 421 /1961/.
[3] *R. WINKLER - E. LEIBNITZ;* Kernenergie, *10/11*, /1960/.
[4] *SZALAY S.;* MTA III. Oszt. Közl., *4*, 3 /1954/.

VIZSGÁLATOK POLARIZÁLT TARGETEKKEL ÉS POLARIZÁLT NYALÁBOKKAL

Dede Kálmán - Novák Dezső

Az orientált magok magspektroszkópiai mérésekben történő alkalmazását az ATOMKI Közlemények egy előző számában már áttekintettük [2l]. Az utóbbi években egyre több javaslat hangzott el a polarizált magoknak gyorsitó targetként, magreakciók vizsgálatában való felhasználására. A kisérleti nehézségek sokkal nagyobbak, mint a magspektroszkópiai alkalmazásnál, de az első néhány sikeres kisérleti eredmény már megszületett. Jelenleg is a világ számos laboratóriumában folyik munka orientált gyorsitó targetek és polarizált nyalábok előállitásával és felhasználásával kapcsolatban. Erről kivánunk beszámolni az alábbiakban.

Mivel a magpolarizálási módszerek lényegében véve nem különböznek az előző cikkben [2l] tárgyaltaktól, e helyen csak röviden és a teljesség kedvéért soroljuk fel azokat, figyelembevéve a gyorsitó targeteknél felmerülő különleges szempontokat. Áttekintjük a polarizált nyalábok előállitási módszereit és végül a magfizikai lehetőségeket, különös tekintettel az eddig elvégzett néhány kisérletre.

I. ORIENTÁLT TARGETEK

A. Orientált állapot

Egy I spinü atommag potenciális energiája független a beállás irányától, ha erőtér nem hat rá: a spinek iránya tetszőleges lehet. Helyezzük a magokat például külső mágneses térbe. A spinek $(2I + 1)$-féleképen állhatnak be a térhez képest. Gyenge térben az egyes $m = -I, \ldots\ldots, 0, \ldots\ldots +I$ mágneses kvantumszámmal jellemzett állapotok egyenlő valószinüséggel szerepelnek. Erős térben azonban a különböző beállások közti potenciális energiakülönbség jelentőssé válik és a magok nagyobb része található a kisebb potenciális energiáju állapotokban: a spinek tulnyomórészt valamilyen kitüntetett irányba mutatnak, magorientáció jön létre. Az irányeloszlást nemcsak az erőtér

hanem a hőmérséklet is befolyásolja:

$$\frac{N_{m+1}}{N_m} = a \exp\left(-\frac{E_{m+1} - E_m}{kT}\right) = a \exp\frac{\Delta E}{kT} \qquad /1.1/$$

ahol N_{m+1} ill. N_m az $m+1$ ill. m kvantumszámu és E_{m+1} ill. E_m energiáju állapotban található magok száma, T a hőmérséklet, k a Boltzmann állandó.

Látható, hogy magorientáció csak akkor jöhet létre, ha ΔE nem hanyagolható el kT-hez képest, ellenkező esetben a hőmozgás szétrázza az orientált rendszert.

A termodinamikai egyensulynak megfelelő állapot felépülése erőtér bekapcsolásakor, vagy a bármi módon létrehozott nem-egyensulyi állapot szétrázódása rövidebb-hosszabb folyamat, amelyet egy un. relaxációs idővel tudunk jellemezni. Mágneses tér bekapcsolásakor pl. a mágnesezési energiát kell a magspinek rendszerétől az elektronspinek közvetitésével a kristályrácsnak átadni. Egy anyag relaxációs ideje függ a hőmérséklettől. A relaxációs idő alacsony hőmérsékleten különösen naggyá válik: kristályokban néhányszor 10 perc, sőt óra nagyságrendü is lehet, mig fémekben néhány másodpercet tesz ki.

A jelenleg előállitható erőterek csak alacsony hőmérsékleten teszik lehetővé, hogy orientációt tudjunk létrehozni. Ahhoz, hogy a magorientáció termodinamikai egyensulyban jöjjön létre, kb. 0,1 - 0,01 K° hőmérsékletet kell biztositani, mágneses hütéssel (stacionárius módszerek). A magorientálási módszerek egy másik csoportjánál (nem-stacionárius módszerek) viszont mikrohullámu módszerekkel létesitünk a termodinamikai egyensulytól eltérő állapotot és azt használjuk ki, hogy alacsony hőmérsékleten a nagy relaxációs idő miatt csak lassan cseng le ez az állapot. Tehát vagy lehetőség van arra, hogy a gerjesztett állapotot folyamatosan utána termeljük (dinamikus módszerek) vagy legalább az állapot lecsengése hosszu ideig tart (tranziens módszerek). Ezeknél a módszereknél a cseppfolyós héliummal előállitható 1 K°-os hőmérséklet is megfelelő, ami részben az előállitás szempontjából előnyös, részben azért, mert a kisérleteket nem folyton melegedő közegben kell végezni. (A polarizált targetek előállitásánál csak a stacionárius és dinamikus módszerek jöhetnek számitásba, ezért az alábbiakban a tranziens módszerek ismertetését mellőzzük.) Kivételt képeznek azok az esetek, amikor a magorientációt nem szilárd anyagban, hanem ionsugárban, atomi sugárnyalábban, vagy nagyon ritka gázban végezzük. Ilyenkor a részecskék között kicsi a kölcsönhatás és ezért nem érvényesül a hőmozgás depolarizáló hatása: nem szükséges alacsony hőmérsékleten végezni az orientálást.

Az orientációt a polarizációs fokokkal jellemezhetjük. A polarizációs fokot megkapjuk, ha a magspineknek az erőtér irányába mutató komponenseit átlagoljuk és osztjuk I-vel.

$$f_1 = \frac{\overline{I_z}}{I} \qquad /1.2/$$

Feles spinü részek esetén a polarizációs fok egyszerüen megkapható:

$$f_1 = \frac{i_+ - i_-}{i_+ + i_-} \qquad /1.3/$$

ahol i_+ a térrel paralel és i_- a térrel antiparalel beállásu részek száma.

Ha pedig a spinek antiparalel beállása jön létre, akkor annak jellemzésére célszerü képezni az ugynevezett másodrendü polarizációs fokot:

$$f_2 = \frac{\overline{I_z^2}}{I} \qquad /1.4/$$

Bonyolultabb elrendeződések esetére hasonló módon képezhetők magasabb rendü orientációs fokok.

f_1 és f_2 rendezetlen esetben 0-t, teljesen orientálódott esetben egyet ad. Polarizációról akkor beszélünk, ha $f_1 \neq 0$, $f_2 \neq 0$, beállitásról (alignment) pedig, ha $f_1 = 0$, $f_2 \neq 0$. A polarizáció esete az értékesebb. Gyakorlati jelentősége a legalább 0,1 - 0,2 értékü orientációnak van. Meg kell jegyezni, hogy a feles spinü részek antiparalel beállását nem tekintjük beállitásnak.

A létrejött magorientáció értékének ill. irányának közvetlen mérése egy anyagmintában magrezonancia segitségével történik. A rezonancia jel nagyságát és előjelét az egyensulyi állapot jeléhez hasonlitva megkapjuk a magspineknek az egyes beállások közti eloszlását. Ebből a polarizációs fok számitható. Közvetett mérésre az ad lehetőséget, hogy elméletileg számolható, hogyan függ rádióaktiv magok gamma-sugárzásának szögeloszlása a polarizáció fokától. A gamma anizotrópia mérésével meghatározható a polarizációs fok. Dinamikus polarizációs módszereknél, rendszerint az előbbi, stacionárius polarizálási eljárásnál az utóbbi mérés elvégzése egyszerübb.

B. Az orientálás módszerei

I./ Stacionárius módszerek

a./ Külső mágneses tér módszere ("Brute force method")

Külső mágneses tér az ionok energianivóit felhasitja. Jelenleg néhányszor tizezer oersted erősségü tereket tudunk előállitani. A magnivók felhasadása olyan, hogy ehhez a térerőhöz a mágneses hütéssel létrehozható néhány tized, vagy még inkább néhány század K°-ra való lehütés szükséges, hogy orientációt eredményezzen. A létrejött orientáció polarizálás. Nem szükséges egykristály alkalmazása.

Lehütésnél nehézséget okoz az erős mágneses tér és a lemágnesezéssel, tehát az erős mágneses tér megszüntetésével nyerhető alacsony hőmérséklet egyidejü jelenléte. Ezt közvetett hütéssel lehetne megkerülni. De ekkor a nagy relaxációs idő okoz problémát. Mágneses hütéssel nem lehet órákon át fenntartani a kivánt hőfokot. A lehütött minta előbb melegszik fel, minthogy a kristályrács és a magspinek között beállna a termodinamikai egyensuly. Az anyagok hővezető és hőátadó képessége is rossz alacsony hőmérsékleten.

Bár a módszer elvileg bármely nem zérus spinü atommag orientálására alkalmas a kisérleti nehézségek miatt csak 3 alkalommal használták fel: rézzel, cinkkel végzett maglemágnesezési kisérleteknél, továbbá indium-115-el végrehajtott polarizált neutron szórásnál.

Ennek a módszernek csak akkor lesz nagyobb jövője, ha szupravezető szolenoidokkal sikerül egyszerü módon erős mágneses tereket előállitani és sikerül ujabb hütő

módszerekkel helyettesiteni a mágneses hütést az 1 K° alatti tartományban. Az utóbbi a He^3 kriosztátok elterjedésével várható. A cseppfolyós He^3 gőznyomása kisebb a cseppfolyós He^4-énél. Ezért a segitségével elérhető hőmérsékletek alsó határa nem 1,0 K°, hanem 0,3 K° körül van.

b./ Kristályokon belüli kölcsönhatásokon alapuló módszerek (Hiperfinom szerkezet módszerek)

Paramágneses rezonancia mérésekből kiderült, hogy számos paramágneses kristály belsejében jelentős belső elektromos ill. mágneses terek vannak. A mágneses terek erőssége kb. 1 nagyságrenddel nagyobb a mesterségesen előállitható terekénél: 10^5-10^6 Oe. Több javaslat született ezeknek a tereknek a magorientálásban való felhasználására.

Gorter és Rose módszerénél gyenge külső mágneses térrel (néhány száz Oe) a héjelektronokat orientálják. A polarizált elektronok 0,1 K° körül és alatt polarizálják a magokat. Ezekhez a kisérletekhez legalkalmasabbak a komplex vegyületek, kristályai (timsók). A mintának nem kell szükségképpen egykristálynak lennie. Nincs szükség közvetett hütésre, mivel a komplex paramágneses sók felhasználhatók az adiabatikus lemágnesezésre. Ilyen módon több Co és Mn izotópot és egy Sm izotópot orientáltak.

Bleaney módszere (mágneses hiperfinom szerkezet módszer) azt a tényt használja ki, hogy a paramágneses kristályokban az ionok egymás erős elektromos terében helyezkednek el. Egyes kristályokban ez az elektromos tér valamelyik kristálytengely irányában alakulhat ki, és ekkor orientálja az ionok elektronhéját. Megfelelően alacsony hőmérsékleten az orientálódott elektronok az előző esethez hasonlóan orientálják a magokat. Itt külső térre nincs is szükség, csak a megfelelő belső terü kristály lehütésére, mivel az elektronok orientálódása már néhány tized K°-on létrejön a belső erők hatására. Számos komplex só kristálya alkalmas munkaközeg, de csak egykristály alakjában. A megfelelő tulajdonságu kristályokban más elemek magjai is orientálhatók, ha szennyezésként bevisszük őket. Nincs szükség közvetett hütésre, a kristályok a lemágnesezéshez is felhasználhatók, de hátrány, hogy csak beállitás jön létre. Eddig Mn, Co, Ce, Pr, Nd, Pm, Sm, Ho, Yb izotópokat orientáltak igy.

Pound módszere (elektromos hiperfinom szerkezet módszer) nagy elektromos kvadrupolmomentumu magokra alkalmazható. Ezekre a kristály inhomogén elektromos tere közvetlenül is tud hatni. A kisérleti megvalósitás teljesen olyan mint az előző esetben. Megfelelően nagy kvadrupolmomentumu magok a 150 - 190 tömegszámok között és a periodusos rendszer végén találhatók. Eddig több uránium és neptunium izotóp orientálása sikerült Pound módszerével.

Egyes paramágneses vegyületek (mint pl. a $FeCl_2$, $CoBr_2$, $MnBr_2$, $CuSO_4$, stb.) alacsony hőmérsékleten az antiferromágnesség jelenségét mutatják. Egy, az anyagra jellemző hőfok alatt termikus és mágneses tulajdonságaikban anomáliák lépnek fel. A jelenség magyarázata az, hogy az egymással szomszédos atomok vegyérték elektronjai kicserélődési kölcsönhatás miatt egymással antiparalel orientálódnak. Ez a jelenség is felhasználható magorientálásra. Ugyanis az elektronok rendeződése 0,1 K° alatt a magok rendeződését okozza. Nincs szükség külső térre, sem közvetett hütésre, de csak beállitás jön létre. Az eljárás eddig csak Co és Mn izotópoknál vezetett sikerre.

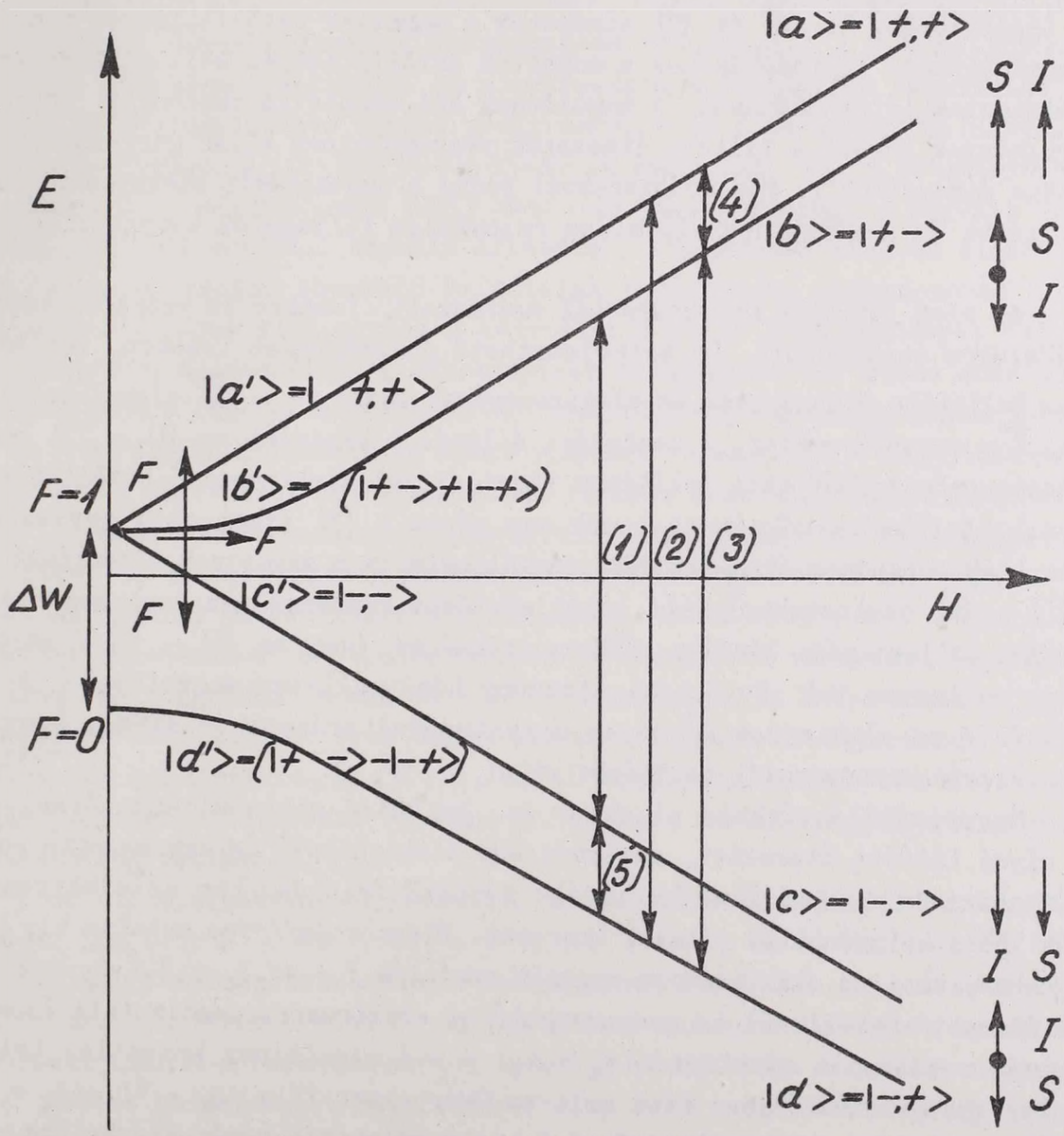
A ferromágneses anyagok arra is alkalmasak, hogy a kis mennyiségben beléjük ötvözött diamágneses atomok magjait polarizálják. Ez olymódon történik, hogy a ferromágneses elektronhéj rendezettségét a vezetési elektronok átveszik és közvetitik az

ötvöző elem magjaihoz. Eddig arany, ón és indium polarizálása sikerült ilyen módon.

Meg kell azonban jegyezni, hogy a felsorolt módszerek polarizált target készitésre speciális esetektől eltekintve csak akkor használhatóak, ha a vizsgálandó izotóp nem tulságosan kicsi százalékban, nemcsak szennyezésként fordul elő. Ugyanis, a gyorsitó ionnyalábja kölcsönhatásba léphet a többi magokkal és az igy keletkező zavaró effektusok elfedhetik a vizsgálandó effektust.

2./ Nem-stacionárius módszerek

A nem-stacionárius módszereknél a konstans mágneses térbe helyezett mintában optikai vagy mikrohullámu besugárzással hozunk létre átmeneteket az egyes spinbeállások között. A spinek eloszlását nem a hőfok csökkentésével, hanem külső térrel változtatjuk meg, külső mikrohullámu térrel "hütjük le" a magspinek rendszerét. A spinek rendszere az elektronspinek közvetitésével hőkontaktusban van a kristályrácscsal. A kristályrácsot viszont ebben az esetben csak olyan hőfokig hütjük le, amelynél egyensulyban magorientáció még nem jöhetne létre, ezért zavaró hatásával számolni kell.



1. ábra. $S = 1/2$, $I = 1/2$ eredő elektron ill. magspinü ion Rabi diagrammja.

Az alábbi megfontolást egyszerüség kedvéért $S = 1/2$ és $I = 1/2$ spinü paramágneses ionra végezzük el. Ilyen ion energianivóinak elhelyezkedését a mágneses tér függvényében az 1. ábra Rabi diagrammja mutatja. Tér nélküli esetben a singlet és triplet nivók közötti energiakülönbség ΔW. A triplet nivó gyenge térben az $m = +1, 0, -1$ kvantumszámu állapotokra hasad fel. Erős tér a Russel-Saunders csatolást megszünteti és a mag ill. elektronspinek külön-külön kvantálódnak a tér irányához képest. Erős térben az $|a\rangle$, $|b\rangle$ ill. $|c\rangle$, $|d\rangle$ nivó az elektronspineknek a térrel paralel ill. antiparalel beállását jelenti. A két elektronnivó közti nagy energiakülönbség már a cseppfolyós hélium hőmérsékletén jelentős eltérést eredményez a betöltöttségben. (A nivók betöltöttsége: $1 + \varepsilon$, ill. $1 - \varepsilon$, ahol $\varepsilon = \mu_e H/kT$; és μ_e = az elektron mágneses momentuma, H = a mágneses térerő, k = a Boltzmann állandó, T = az abszolut hőmérséklet.) A magspinek szempontjából az $|a\rangle$, és $|d\rangle$, ill. a $|b\rangle$, és $|c\rangle$ nivók jelentenek azonos irányu beállást. A magnivók közti betöltöttség-különbség, leszámitva az előző fejezetben tárgyalt eseteket, igen csekély. Külső tér bekapcsolásakor vagy változásakor az uj egyensulynak megfelelő nivóbetöltöttséget a kristályrácsrezgések hatására végbemenő relaxációs folyamatok alakitják ki. Az esetek többségében az (1) és (2) átmeneteknek van a legnagyobb valószinüsége, a (3), (4), (5), átmenetek általában különböző mértékben tiltottak. Ennek megfelelően az (1), (2) folyamatok relaxációs ideje a legrövidebb. Az (1) és (2) átmenetek a magnivók betöltöttségén nem változtatnak. Magpolarizáció létrehozásához a magnivók betöltöttségén kell változtatni, a megfelelő átmenetek létrehozásával. A megoldások két csoportra oszthatók: egyrészt bizonyos körülmények között a tiltott átmenetek végbemehetnek külső gerjesztéssel ("gyors adiabatikus átmenettel"). Más módszereknél pedig a megengedett elektronrezonanciát viszik telitésbe és a magspinek eloszlása relaxációs folyamatok következtében változik meg.

Az első javaslat *Overhauser*tól származott, fémekre és vezetési elektron-magspin rendszerre vonatkozott. De kiterjeszthető paramágneses ionokra, sőt szabad gyökökre is. Feltétele a magspinek és elektronspinek közti, $H = A\vec{S}\vec{I}$ alaku csatolás. ($\vec{S}$ az elektron, $\vec{I}$ a magspin-vektor, A csatolási állandó.) Eszerint az (1) - (2) megengedett elektronspin rezonanciát kell telitésbe vinni (a két elektronnivó betöltöttségét kiegyenliteni). A felső nivókról az ionok egy része a (3) átmenettel gerjesztődik le. Vagyis az elektronspinek átrendeződése megváltoztatja a magspinek eloszlását is. Eközben az (1) - (2) átmenetekkel való legerjesztődés kompenzálása csak megfelelően nagy mikrohullámu teljesitmény kérdése. (Ehhez szükséges, hogy az (1) - (2) átmenet relaxációs ideje ne legyen tul rövid, ami alacsony hőmérsékleten megvalósul.) A létrejött magpolarizáció az elektronok mágneses momentumával arányos és azzal, hogy mennyire tudtuk az elektronrezonanciát telitésbe vinni.

Magorientálás érhető el akkor is, ha külső mikrohullámu térrel telitésbe viszünk olyan tiltott átmenetet, amelyben egy elektronspin és egy magspin együtt fordul. Az átmenet tiltottságának különféle mértékü feloldásában az elektronspinek és magspinek közti kölcsönhatás játszik szerepet. Először *Jeffries* mutatta ki, hogy olyan kristályokban, ahol az elektronspin-magspin csatolás $H = AS_zI_z + B(S_yI_y + S_xI_x)$ alaku, a 3 -as átmenet közvetlenül is gerjeszthető az elektronrezonancia telitésével, sőt a paramágneses rezonancia spektrum $\Delta(S_z + I_z) = 0$ átmeneteinek közvetlen telitése nagyobb polarizációt eredményez, mint amit az Overhauser féle $\Delta S_z = \pm 1$, $\Delta I_z = 0$ átmenetek telitése, majd az azt követő $\Delta(S_z + I_z) = 0$ relaxáció révén elérhetünk. Ugyancsak tiltott átmenet telitésével hoztak létre magorientációt kristályokban *Uebersfeld* e

al. [1] ill. *Abragam* et al. [2]. H_0 állandó és $\nu_e \sim 10^{10}$ c/sec frekvenciáju mikrohullámu mágneses térbe helyezték a mintát. Ezzel egyidőben egy külön tekerccsel vizsgálták a magrezonancia jelet $\nu_n \sim 10^7$ c/sec körüli frekvencián. Az elektronrezonanciának megfelelő H_0 értéknél a magspinek eloszlása a hőfoknak megfelelő volt. Amikor a H_0 mágneses teret elhangolták $H \simeq H_0[1 + \nu_n/\nu_e]$ -re, a magspinek részben polarizálódtak. $H \approx H_0[1 - \nu_n/\nu_e]$ térnél a magpolarizáció hasonló nagyságu, de ellenkező előjelü volt. A polarizáció alacsony, 1 K° körüli hőmérsékleten gyakorlatilag is használható méretüvé válik. Kisérleteikben az együttes átfordulásban résztvevő magok ill. elektronok a kristálynak nem ugyanahhoz az ionjához tartoztak. (Szilárdtest effektus.). *Uebersfeldék* kisérletében pl. a Li^6 magok fordultak együtt a F^{19} ionok elektronjaival. Ennek a ténynek nagy jelentősége van a kristályokban levő kristályviz protonjainak dinamikus polarizációja szempontjából. Különösen alkalmas munkaközeg az ilyen kisérletek számára a $(La, Ce)_2Mg_3(NO_3)_{12}.24H_2O$, amelyben a La ionok egy kis töredékét (1 - 2 %) Ce^{3+} vagy Nd^{3+} ionokkal helyettesitik. A Ce^{3+} ionok ill. a kristályviz protonjai közt fellépő kölcsönhatás a protonok polarizációját segiti elő. Magát a tiltott átmenet módszerét kiterjesztették kristályokban ill. szerves vegyületekben (plasztik anyagokban) levő szabad gyökökre ill. kristályokban levő paramágneses szennyezésekre is.

Végül meg kell emlékezni egy eljárásról, amely erős mágneses anizotrópiát mutató paramágneses kristályokra alkalmazható. Legyen egy cseppfolyós héliumba és homogén H mágneses térbe helyezett paramágneses kristályban a z kristálytengely és H mágneses tér párhuzamos állásánál az elektronspin-kristályrács relaxációs idő rövid, a $g_{\parallel}$ giromágneses együttható értéke pedig nagy. z és H merőleges állásánál a relaxációs idő legyen nagy, $g_{\perp}$ értéke pedig kicsi. A magspinek (pl. a kristályviz protonjainak a spinje és a kristályrács közti csatolás legyen gyenge, a magspin-kristályrács relaxációs idő nagy értékü z bármely állásánál. A magspinek csak az elektronspinekkel legyenek hőkontaktusban. (Hasonló feltételek teljesülése paramágneses kristályokra nem ritkaság.) Kezdjük el forgatni a kristályt z-re és H-ra merőleges tengely körül. z és H párhuzamos állásánál az elektronspinek és mágneses tér közti erős csatolás miatt a kristályrács (és igy a héliumfürdő) hőmérsékletén az elektronspinek polarizálódnak. z és H merőleges állásánál az elektronspinek relaxációja a magspinekkel való kölcsönhatás révén következik be, a magspinek részben orientálódnak. Kimutatható, hogy a forgatás folyamán fokozatosan a magspinek rendszerének nagyfoku polarizációja épül fel. A magspineket az elektronspinek segitségével, mint egy ciklikusan müködő hütőgéppel lehütjük. Az eljárás hatékonysága még fokozható, ha az elektronok orientálását a z és H párhuzamos állásánál mikrohullámu rezonancia módszerrel végezzük. Meg kell jegyezni, hogy a kristály forgatását a mágneses tér forgatásával is helyettesithetjük. Mágneses anizotrópia mérések szerint lehetséges munkaközeg ennek az eljárásnak a számára is a fentiekben már emlitett $La_2Mg_3(NO_3)_{12}.24H_2O$ egykristály, melyben a La ionok néhány százaléka helyére Ce^{3+} ionokat vittünk be. Ezzel a munkaközeggel proton polarizációs kisérleteket folytatnak.

Az előző dinamikus eljárásokkal a következő izotópoknál hoztak létre magpolarizációt: H^1, Li^7, F^{19}, Na^{23}, Si^{29}, C^{13}, As^{76}, Co^{60}, Mn^{56}, Mn^{52}, Sb^{122}. A polarizáció létrejöttét részben rezonancia, részben gamma-sugárzási anizotrópia módszerekkel bizonyitották. A neutron-proton és proton-proton szórási kisérletek szempontjából különösen sokat igér a polarizált proton targetek előállitása dinamikus módszerekkel.

Proton polarizációt több módszerrel sikerült létrehozni. *Borghini* és *Abragam* diphenyl-pikryl-hydrazyl szabad gyökökben a tiltott átmenetek telitése révén az elektronspinekkel csatolásban levő protonok kismérvü kb. 2 %-os polarizációját hozta létre,

12 kOe mágneses térben 60 mW 35 kMz-es mikrohullámu teljesitménnyel [3].

Neutronokkal és gamma-sugarakkal besugárzott polietilénben a keletkező szabad gyökök révén szilárdtest effektussal *Hwang* és *Sanders* [4] 280 c/sec frekvenciával modulált 3,5 kOe mágneses és 9 kMz frekvenciáju mikrohullámu térben $f_1 = 1,2$ %-os, mig *Burget, Petříček* és *Šácha* [9] pedig 2,1 K°-on 19 kOe mágneses és 54 kMc frekvenciáju mikrohullámu térben $f_1 = 1$ %-os protonpolarizációt értek el. $(La,Ce^{3+})_2Mg_3(NO_3)_{12}:24H_2O$ kristályban, 1 mm³-es mintában *Borghini* [5], [6] szilárdtest effektussal $f_1 = 19$ %-os, *Parfjonov, Nyeganov, Luscsikov* és *Taran* [7] pedig kb. 70 mm³-es mintában 0,5 K°-on 3,5 kOe mágneses térben 9 kMc frekvenciáju mikrohullámu sugárzással $f_1 = 8$ %-os protonpolarizációt valósitott meg. Az utóbbi szerzők a forgó kristály módszerével kb. 2 %-os polarizációt tudtak előállitani [8]. Az eddigi legjobb eredmények Berkeleyből származnak: (99 % La, 1 % Nd^{142})$_2Mg_3(NO_3)_{12} \cdot 24H_2O$ kristályban 25 % protonpolarizációt értek el, 1,5 K°-on, 9 kOe mágneses és 34 kMc frekvenciáju mikrohullámu térben 1 köbhüvelyk nagyságu mintában [11]. Majd egy nemrégen megjelent közleményben 49 %-os polarizációról számoltak be, amit 20 kOe erősségü térben hoztak létre [12].

C. Polarizált targetekben fellépő melegedés hatása

Polarizált targeteknél nemcsak a környezetből beáramló hővel kell számolni. A bombázó részek is tekintélyes hőmennyiséget juttatnak a mintába. Az orientálással szemben tehát, a magspektroszkópiai igényekhez képest, többlet követelmény, hogy a minta hőkapacitása nem lehet akármilyen csekély. Különösen nehéz a helyzet a stacionárius módszereknél, egyrészt a kis fajhő értékek miatt, másrészt mert nincs olyan állandó hőmérsékletü folyadékfürdő, ami a folytonos hőfokemelkedésnek gátat vetne.

Az ionnyaláb melegitő hatása önmagában még nem jellemzi a helyzetet. Lényeges, hogy mennyi a létrehozott magreakciók száma. Csak azok a reakciótipusok valósithatók meg, amelyeknél kedvező a $\frac{\text{hasznos esemény}}{\text{erg}}$ hányados. Mindezeket az egyes speciális esetekre külön kell megvizsgálni.

Lássunk néhány számszerü példát is! Mágneses hütéshez és hiperfinom szerkezeten alapuló stacionárius magorientáláshoz egyik leggyakrabban használt paramágneses só a $KCr(SO_4)_2 \cdot 12H_2O$. Ebből egy 1 cm átmérőjü és 5 cm hosszu minta által a 0,05 - 0,10 K° közötti tartományban felvett hő (a továbbiakban "hőfelvétel") 5.10^4 erg. Ugyancsak gyakran használják a következő két komplex timsót: $CoK_2(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ ill. $Co(NH_4)_2 \cdot 6H_2O$ Ezek egy fenti méretü darabjának a hőfelvétele 0,09 és 0,11 K° között 10^4 erg. A mágneses kriosztátokban percenként néhányszor 10 erg hőbeáramlással kell számolni és ehhez járul még a gyorsitók ionnyalábjának melegitő hatása. Az egyes bombázó részek által okozott hőbeáramlást a későbbiekben majd részletesen megvizsgáljuk. Érdekességként megemlithető, hogy *Bleaney* első sikeres magorientálási kisérletében szereplő minta hőfelvétele csak 30 erg volt a 0,05 - 0,10 K° közötti tartományban és az orientáció csak 2 percig állt fenn.

A dinamikus módszereknél sokkal jobb a helyzet, mivel a hőmérséklet a jó hőátadóképességü He-fürdő segitségével állandó értéken tartható. Sajnos ezek a módszerek technikai szempontból még kevésbé kidolgozottak. Egyes esetekben az okoz problémát, hogy a nagy mikrohullámu teljesitmény, ami szükséges jelentősebb polarizációs fo-

kok létrehozásához még a lemágnesezés nélküli, csak cseppfolyós héliummal hütött mintát is tulságosan melegiti.

Az egyes bombázó részek melegitő hatása

Tekintsük át példaként különböző bombázó részek melegitő hatását egy 5 gr tömegü $CoK_2(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ targetben!

G y o r s n e u t r o n o k. Megfontolásainkat a 3 MeV-es és 14 MeV-es neutronokra végezzük el.

5.10^6 neutron/cm^2sec fluxusu 3 MeV-es neutronnyaláb az előbb emlitett $CoK_2(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ targetben az egyes magokkal való rugalmas ütközés következtében percenként 170 erg hőt ad le (a nyaláb gyengülését nem véve figyelembe). (l. táblázat.)

1. Táblázat

Percenkénti hőtermelődés 5 gr $CoK_2(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ targetben, $5 \cdot 10^6$ neutron cm^{-2} sec^{-1} fluxus és 3 MeV neutronenergia esetén, az egyes magokkal létrejövő rugalmas ütközések hatására [22].

Mag	Magok száma a targetben	Hatáskeresztmetszet (barn)	Effektiv terület	Percenként termelt hő erg/min
Co	$6,8 \cdot 10^{21}$	3,5	$2,4 \cdot 10^{-2}$	1,1
K	$13,7 \cdot 10^{21}$	3	$4,1 \cdot 10^{-2}$	2,8
S	$13,7 \cdot 10^{21}$	3	$4,1 \cdot 10^{-2}$	3,5
O	$95,6 \cdot 10^{21}$	1,5	$14,3 \cdot 10^{-2}$	23
H	$82,0 \cdot 10^{21}$	2,3	$18,9 \cdot 10^{-2}$	142

Mint látjuk a legnagyobb hőfejlődést a hidrogén magokkal való ütközés okozza. avitani lehet a helyzeten, ha a kiválasztott mag orientálását sikerül hidrogént nem artalmazó közegben végrehajtani. 3 MeV esetén a (n,α) és (n,p) reakciók hatáskeresztetszete és hőhatása elhanyagolható. A jelen esetben pl. a S^{32} két reakciója adja a egnagyobb hozzájárulást a melegitéshez, 2 - 3 erg/sec-os teljesitménnyel. Végerednyben a 170 erg hőfejlődés következtében 65 percig marad meg a target a 0,09 és 0,11 közötti tartományban és ezalatt az orientáció nem romlik lényegesen. Ha ebben az setben pl. a rugalmatlan ütközések gamma sugarait mérjük, akkor a targettől 5 cm-re évő 4 cm átmérőjü szcintillációs kristályba másodpercenként 200 gamma kvantum érkez. 65 perc alatt ez 8.10^5 hasznos eseményt jelent, ami elfogadható érték.

Nagyobb neutronenergiáknál az ütközések hatáskeresztmetszete csökken, de az y ütközésre eső energia nő. Emiatt pl. 14 MeV-es neutronokra az ütközés miatti hőjlődés a 3 MeV-es esethez képest kb. másfélszeresre emelkedik. A magreakciók hatáseresztmetszete és az egy reakcióra jutó energia egyaránt lényegesen megnő, és hőfej-

lődés szempontjából tulszárnyalja a rugalmas ütközések hatását. Az előző targetben 14 MeV-es neutronok által kiváltott (n,α) és (n,p) folyamatok percenként kb. 300 erg hőt fejlesztenek. Ugyanekkor az egyes mérendő részeffektusok nem erősödnek hasonló arányban, mint az együttes melegitő hatásuk.

Termikus és rezonancia neutronok. A termikus és rezonancia neutronok esetében a (n,γ) és (n,p) reakciók és a rugalmas ütközés miatt fellépő hatás elhanyagolható. A hőfejlődés tulnyomórészt (n,βγ) reakciókból ered. A béta-aktiv magok keltésének hatáskeresztmetszete és a béta-sugarak melegitő hatása nagy (mivel teljes energiájukat a targetben adják le). Mégis igen kényelmesen folytathatók le az orientálási technika mai állása mellett olyan mérések, melyben a keletkező béta-aktiv magok felezési ideje igen nagy. Ekkor ugyanis a fellépő melegedés elenyésző, viszont a termikus és rezonancia neutronok által kiváltott összes vizsgálandó effektus nagy hatáskeresztmetszetü. Jelenleg ilyen vizsgálatok okoznák a legkevesebb technikai nehézséget. Viszont rövid felezési idejü béta-aktiv magok keletkezése esetén a melegedés miatti problémák leküzdhetetlenek. Az egyes magok kérdését tehát külön-külön kell megvizsgálni.

Gamma-sugarak: A nagyenergiáju monokromatikus gamma-nyalábok főleg párkeltéssel melegitenek. Vizsgáljuk pl. $Li^7(p,\gamma)Be^8$ reakcióból eredő 17,6 MeV-es gamma-sugarak hatását. A párkeltés hatáskeresztmetszete 10 barn körül van és igy egy foton átlag szabad uthossza 28 g/cm^2. A 10^5 gamma/cm^{2}sec fluxus esetén csekély, kb. percenként 30 erg hőleadás történik az előzőekben szereplő mintában. A hasznos hatáskeresztmetszet ugyanakkor 0,1 barn, ami az előző Co timsó targetben 70 esemény/sec-ot eredményez. Fém Co-ban ez a szám 7-szeresére növekedne.

Kisenergiáju fékezési sugárzás esetén a létrejövő mérendő események száma annyira kicsi a melegitő hatáshoz képest, hogy ilyen vizsgálatokat jelenleg nem érdemes orientált magokkal végrehajtani. Ilyen jellegü magreakcióknál a hasznos eseményszám/melegedés hányados nagyon kicsi. Fotoreakcióknál az is problémát okoz, hogy a kriosztát anyagában létrejövő magreakciók a vizsgálandó effektust teljesen elfedhetik. A kisérleti technika jelenlegi állásánál ez a tipusu reakció megvalósithatatlan polarizált targetekkel.

Töltött részek melegitő hatása: A töltött részek hatótávolsága rövid. Mind a melegitő hatás mind pedig a mérési szempontok miatt töltött részek esetén csak vékony targetet használhatunk. Erre a célra egyedül a dinamikus módszerek jönnek számitásba. A nehézségek ellenére a kisérleti munkák zöme jelenleg a töltött részekkel polarizált targetben létrehozott magreakciók végrehajtására irányul az eredmények elméleti fontossága miatt.

II. POLARIZÁLT BOMBÁZÓ NYALÁBOK

A. Nukleonnyaláb polarizálása*

Nukleonnyaláb esetén a polarizációs fokot /1.3/ adja. Nyalábpolarizáció létrehozására három alapvető lehetőség van.

* Kényelmi szempontból ideértjük a deuteronnyalábot is, erre természetesen /1.3/ nem érvényes.

1./ Ferromágneses anyaggal való kölcsönhatás (lassu neutronok)

2./ Magreakciók, a rugalmas szórást is beleértve (gyors neutronok és protonok.

3./ Polarizált atomnyalábok ionizálása és gyorsitása (gyors protonok és deuteronok).

I. Ferromágneses anyaggal való kölcsönhatás

Termikus és lassu rezonancia-neutronok de Broglie hullámhossza 10^{-8} cm nagyságrendü, igy az egész ferromágneses atommal léphetnek kölcsönhatásba. Neutron és ferromágneses atom kölcsönhatási potenciálja

$$U = u_1/\vec{r}/ - /\vec{\mu}\vec{B}/,$$

ahol $u_1/\vec{r}/$ a magerők potenciálja, $\vec{\mu}$ a neutron mágneses momentuma, $\vec{B}$ a mágneses indukció. Az effektiv szórási amplitudó innen

$$a_{s\pm} = a_n \pm a_m \qquad /2.1/$$

ahol a_n nukleáris kohorens szórás, a_m a mágneses szórás amplitudója (mely utóbbi B függvénye), az előjel a mágneses tér és a neutronspin viszonylagos irányától függ. A kétféle szórás interferenciaképes, igy a hatáskeresztmetszet /2.1/-ből

$$\sigma_{\pm} = \sigma_0 \pm \sigma_m \qquad /2.2/$$

ahol σ_0 a mágnesezetlen mintán való szóródás hatáskeresztmetszete, σ_m a mágneses és nukleáris szórás interferenciája miatt fellépő tag, + vagy - előjellel a mágneses térrel paralel, ill. antiparalel spinbeállás esetén. A kétféle spinbeállásu nyalábkomponensre vonatkozó szórási hatáskeresztmetszet különböző volta többféle lehetőséget ad polarizált neutronnyaláb előállitására.

a./ Neutronok transzmissziója ferromágneses mintán

i_0 kezdeti intenzitás neutronnyalábot, d vastagságu mágnesezett ferromágneses mintán átbocsátva, a két nyalábkomponens /2.2/ figyelembevételével

$$i_+ = \frac{i_0}{2} e^{-N(\sigma_0+\sigma_m)d}$$

$$i_- = \frac{i_0}{2} e^{-N(\sigma_0-\sigma_m)d}$$

(N a szóró atomok cm^3-kénti száma.)

Innen /1.3/-nak megfelelően a neutronnyaláb polarizációs foka

$$f_n = th N\sigma_m d \approx N\sigma_m d$$

A kapott eredmény telitési mágnesezettségre érvényes. Ettől való kis eltérés is - az egyes domének nem teljesen párhuzamos beállása miatt - jelentős depolarizációt okoz.

A módszer előnye egyszerüsége, hátránya, hogy a rétegvastagság növelésével (ami a polarizációs fok növeléséhez szükséges) csökken a nyaláb intenzitása, nő a gamma- és gyorsneutron-szennyeződés ("keményedés"). Ilyen módszerrel elért legjobb eredmény [13]:

$$d = 6\ cm$$

$$H = 13\ kOe$$

$$f_n = 0,5$$

$$\frac{i_+ + i_-}{i_0} = 10^{-3}$$ (relativ intenzitáscsökkenés)

b./ Neutronok diffrakciója ferromágneses egykristályon

Ez a módszer az előbbi komplementere. A kiszórt neutronok is polarizáltak, sőt itt lehet "válogatni" a különböző szögekben szórt neutronok között. A különböző kristálysikokon történő Bragg-szóráshoz más a_n/a_m viszony tartozik, s van olyan ferromágneses egykristály, melynek valamely sikjára $a_n \approx a_m$. (Pl. Fe_3O_4 (2, 0, 0) sikja, $Fe_{92}Co_8$ ötvözet (1, 1, 1) sikja.) Az effektiv szórási amplitudó itt /2.2/ szerint az egyik nyalábkomponensre ≈ 0, azaz az ennek a szórási siknak megfelelő, a Bragg-formula által meghatározott irányban szórt neutronnyaláb majdnem teljesen polarizált. A nagy polarizációs fok mellett a módszer előnye, hogy monoenergetikus nyalábot ad. Elfogadható intenzitás eléréséhez azonban - a transzmissziós módszerrel ellentétben - egykristály szükséges. Az igy elért legjobb eredmény [14]:

$$i = 2,6 \cdot 10^6\ neutron/sec$$

$$f_n = 0,98 \pm 0,01$$

$$\lambda = 1,37\ \text{Å}$$ (a neutronok de Broglie-hullámhossza)

c./ Teljes visszaverődés ferromágneses tükörről

Nagyon simára polirozott ferromágneses tükörre beeső neutronnyaláb a fényhez hasonlóan teljes visszaverődést szenvedhet. A nyaláb törésmutatója ferromágneses

közegre

$$n_{\pm}^2 = 1 - \frac{\lambda^2 N}{\pi}(a_n \pm a_m), \qquad /2.3/$$

ahol a + vagy - előjel ismét a mágneses tér és a magspin relativ irányától függ. A teljes visszaverődés feltétele: $n_{\pm} < 1$. Ekkor (optikai analógiára) a siktól mért

$$\theta_{c\pm} = 1 - n_{\pm}^2 = \lambda \frac{N}{\pi}(a_n \pm a_m)$$

kritikus szögnél kisebb szög alatt beeső neutron teljes visszaverődést szenved. Két eset lehetséges:

α./ $a_n > a_{m\ max}$ (Ez pl. vasra teljesül: $a_n = 0,96 \cdot 10^{-12}$ cm, $a_{m\ max} = 0,60 \cdot 10^{-12}$ cm.) Ekkor mindkét spinbeállású nyalábkomponensre $\theta_{c+} > \theta_{c-} > 0$ teljesül. Olyan θ szögben beeső monoenergetikus nyalábból tehát, melyre $\theta_{c+} > \theta > \theta_{c-}$, az egyik komponens teljes visszaverődést szenved, a másik nem. A reflexiós együttható a kritikus szög tullépte után gyorsan csökken ($\theta = 2\theta_c$-re ez ~1/30), igy a tekintett feltétel mellett majdnem teljesen polarizált nyalábot kapunk. Nem monoenergetikus beeső nyalábra a kritikus szög energiafüggése miatt csak részleges polarizációt kaphatunk.

β./ $a_n < a_{m\ max}$ (Pl. kobaltra $a_n = 0,28 \cdot 10^{-12}$ cm, $a_{m\ max} = 0,43 \cdot 10^{-13}$ cm.) Ekkor /2.3/ szerint $n_+ < 1$, $n_- > 1$, tehát teljes visszaverődés csak az egyik komponensre jön létre. (Pontosabban az egyik komponensnek a beesési szögtől függő λ_0-nál nagyobb hullámhosszuságu részére.) Ilymódon nem monoenergetikus nyalábból is teljesen polarizált nyalábot lehet kapni.

A módszer alkalmazásához rendkivül sima felület szükséges. (A legkisebb egyenetlenség is már észrevehetően megváltoztathatja az effektiv beesési szöget.) Az elért legjobb eredmény kobalttükörrel [15]

$$i = 10^8 \ n/sec$$

$$f_n = 0,87 \pm 0,07$$

$$\text{nyalábméret} = 5 \cdot 1/4 \ in$$

$$\text{tükörhossz} = 120 \ cm.$$

A nyaláb polarizációjának mérése

Az elért polarizáció mérése történhet a szokásos polarizátor - analizátor módszerrel, azaz mérve a polarizált nyaláb intenzitását egy második, egyirányban, majd ellentetten mágnesezett mintával való kölcsönhatás után. Ferromágneses mintával való polarizálás esetén azonban nehézséget okoz az, hogy ellentetten mágnesezett minták kö-

x. a_n értéke a B mágneses indukciótól függ, $a_{m\ max}$ a telitési mágnesezettséghez tartozó mágneses szórási amplitudó.

zött, a mágneses tér átfordulásának szakaszán a nyaláb nehezen ellenőrizhető mértékben átpolarizálódhat. Ezt el lehet kerülni kétféleképpen.

a./ Az analizátor a polarizátorral csak egyirányban van mágnesezve, de a nyalábot az analizátor és polarizátor közötti szakaszon mágneses rezonancia módszerrel átpolarizáljuk. Az analizátor után kapott intenzitás ugyanannyi, mintha az analizátor és polarizátor ellentetten lett volna mágnesezve.

b./ Az analizátor és polarizátor közé vékony mágnesezetlen vaslemezt helyezve, a nyaláb depolarizálódik. A polarizáció foka ekkor az analizátor utáni, depolarizátorral és anélkül mért intenzitásokból kapható.

Könnyen belátható, hogy az a./ elrendezésnél igaz az

$$\frac{i_{\uparrow\uparrow}}{i_{\uparrow\downarrow}} = \frac{1 + f' f''}{1 - f' f''} \qquad /2.4/$$

összefüggés, ahol $i_{\uparrow\uparrow}$ és $i_{\uparrow\downarrow}$ a paralel, ill. antiparalel polarizátor - analizátor állással kapott intenzitás, f' a mérendő polarizációs fok, f'' az analizátoron átbocsátott polarizálatlan nyaláb polarizációs foka az átbocsátás után.

A b./ esetben

$$\frac{i}{i_d} = 1 + f' f''$$

igaz, ahol $i_{\uparrow\uparrow}$, $f' f''$ jelentése az előbbi, i_d pedig a depolarizátorral kapott intenzitás.

Az intenzitásarányokból tehát mindkét esetben az $f' f''$ szorzat kapható, s f'' ismeretében (ismert tulajdonságu analizátor), vagy $f' = f''$ esetén (egyforma polarizátor és analizátor) az ismeretlen f' kiszámitható.

2. Polarizált nyaláb előállitása rugalmas szórással és magreakciókkal

Az ötvenes évek eleje óta ismeretes, hogy rugalmas és rugalmatlan szórásnál általában polarizáció lép fel. Ezt spin-pálya kölcsönhatással magyarázhatjuk. Hogy a spin-pálya kölcsönhatás polarizációhoz vezet, szemléletesen, klasszikus kép alapján beláthatjuk. Tekintsük ezt az egyszerü esetet, amikor a szóró mag belső impulzusmomentuma zéró. A szóró potenciál ekkor

$$U = u_1(\vec{r}) + u_2(r)\,(\vec{s}, \vec{L}) \qquad /2.5/$$

ahol $\vec{s}$ a bombázó részecske spinje, $\vec{L}$ a pályaimpulzusmomentum. Vonzó potenciált feltételezve, a szóró magtól balra beeső részecske jobbra záródik, pályaimpulzusmomentum-vektora "lefele" mutat. (A továbbiakban "-".) A szórás sikjára merőleges spin-vetülettől függően $\vec{s}.\vec{L}$ pozitiv bagy negativ, s ennek megfelelően az eredő U potenciál /2.5/ szerint nagyobb vagy kisebb. Igy a differenciális hatáskeresztmetszet a két nyalábkomponensre különböző, s polarizáció lép fel.

A θ irányban szórt részecskék polarizációs foka a hatáskeresztmetszetekkel

$$f = \frac{\sigma_+(\theta) - \sigma_-(\theta)}{\sigma_+(\theta) + \sigma_-(\theta)} \qquad /2.6/$$

alakba irható, ahol $\sigma_{\pm}(\theta)$ az $s_z = \pm 1/2$ nyalábkomponens differenciális hatáskeresztmetszete. Szimmetria okokból $\sigma_+(\theta) = \sigma_-(-\theta)$. (A /2.6/ összefüggés akkor érvényes, ha a szórt részecskék spin-átfordulása nem következhet be. Ezt biztositja zéró szórómagspin esetén az erős kölcsönhatásokra érvényes paritásmegmaradás.) A polarizáció fellépését a polarizátor-analizátor elrendezéssel analóg kettős szórással lehet kimutatni. A második szórás anizotrópiát mutat, s a θ és $-\theta$ irányban mért intenzitásból a /2.4/-gyel analóg

$$\frac{i_2(\theta) - i_2(-\theta)}{i_2(\theta) + i_2(-\theta)} = \frac{1 + f' f''}{1 - f' f''}$$

összefüggés alapján számolható a fellépő polarizáció.

Zérótól különböző szóró magspin esetén a szóródó részecske spinátfordulása is bekövetkezhet, ekkor meg kell különböztetni a σ_{++}, σ_{+-}, σ_{-+}, σ_{--} hatáskeresztmetszeteket, s a szórásmátrix elemeit háromszoros szórással lehet meghatározni. (vagy polarizált target alkalmazásával, ld. III. fejezet). A polarizáció létrejöttének mechanizmusa lényegében nem különbözik a tekintett egyszerü esetétől.

Legnagyobb polarizációs fokot protonokra ($f \approx 1$ bizonyos szögekre) He^4 és C^{12}-n, neutronokra ($f \approx 0,5$) O^{16}-on való szórással értek el. Egyébként kiterjedt vizsgálatok folynak jelenleg is szórásnál fellépő polarizációra különböző magok és bombázó energiák esetén egészen a GeV tartományig.

Polarizáció Coulomb-szórásnál is létrejön, ugyancsak spin-pálya kölcsönhatás révén. A Coulomb-térben repülő részecske u.i.

$$\vec{H} = \frac{\vec{v}}{e} x\vec{E}(\vec{r}) = g(\vec{r})\,(\vec{v}x\vec{r}) = \frac{g(\vec{r})}{m}\,\vec{L}$$

mágneses teret "érez". Az ebből származó kölcsönhatási energia

$$-(\vec{\mu}\cdot\vec{H}) = h(\vec{r})\,(\vec{s},\vec{L})$$

igy erre is érvényes a /2.5/-tel kapcsolatos meggondolás. A polarizációs effektus természetesen legnagyobb nehéz magoknál. Csak neutronra használható (protonnál a mágneses Coulomb-szórást az elektromos Coulomb-szórás "elnyomja"), viszont nagy előnye, hogy - a kölcsönhatás spin-pálya tagjának pontos ismerete miett - számitással kalibrálható analizátort ad.

Magreakciókban - a bombázó és kilépő részecske relativ irányától függően - a reakció sikjára merőlegesen polarizált nukleonnyaláb keletkezik, a szóráshoz hasonlóan spin-pálya kölcsönhatás révén. Polarizált nyaláb előállitására alkalmas reakciók (azaz

olyanok, melyeknél mind a polarizáció fok, mind a hatáskeresztmetszet elég nagy) pl. $D(d,p)He^3$, $D(d,p)H^3$ és $Li^7(p,n)Be^7$.

3. Polarizált atomnyaláb ionizálása és gyorsitása

Ciklotronban az ionizálás és gyorsitás erős mágneses térben történik, ahol a magspin térirányu komponense "jó kvantumszám", azaz az elektron és a magspin közötti kölcsönhatás elhanyagolható. Igy, az ionforrásba polarizált magu atomokat juttatva be, a magpolarizáció megmarad ionizálás és gyorsitás közben is. Az atommagok polarizálásának elvét vizsgáljuk meg hidrogén atom esetében. (A viszonyok itt könnyen áttekinthetőek, mivel a magspin és elektronspin egyaránt 1/2.)

H-atom alapállapotának energiaszintjeit az 1. ábra mutatja. Ennek alapján polarizált protonokat elvileg többféle módon kaphatunk.

a./ Az $|a\rangle$ állapot szeparálása inhomogén mágneses térben. (Stern-Gerlach módszerrel). Nehéz megvalósitani gyakorlatilag, mert kicsi az $|a\rangle$ és $|b\rangle$ állapot mágneses momentuma közötti különbség.

b./ Az $|a\rangle$ és $|b\rangle$ állapot együttes szeparálása. Ez az elektron nagy mágneses momentuma miatt könnyebben megvalósitható. Az ionizálást aztán gyenge térben végezve a $|b\rangle$ és $|d\rangle$ állapot betöltöttsége kiegyenlitődik. Igy a protonok 75 %-a *H*-val paralel 25 %-a antiparalel állapotba kerül, azaz $f = 0,5$.

c./ Az $|a\rangle$ és $|b\rangle$ állapot együttes szeparálása, s aztán a $|b\rangle$ állapot radiofrekvenciás átforditása $|d\rangle$-be. Az igy elvileg elérhető polarizációs fok $f = 1$.

A rádiófrekvenciás átforditás történhet az *F. Block* által javasolt "adiabatikus" átmenet módszerével, melyet *Abragam* alkalmazott a jelen feladatra [14]. Ennek lényege a következő: Legyen egy γ giromágneses állandóju anyag $H = H_0 + \Delta H$ mágneses térben. Szuperponáljuk rá a H_0-nak és γ-nak megfelelő rezonanciára hangolt H_1 nagyfrekvenciás teret. A H mágneses térnek $H_0 - \Delta H$-ra történő lassu változtatása - a H_1, H_0, ΔH térerősségek, dH/dt és a rezonanciafrekvencia közötti meghatározott feltételek teljesülése esetén - a mágneses momentumok teljes átfordulásához vezet: felcserélődik a $|b\rangle$ és $|d\rangle$állapot betöltöttsége. Azaz jelen esetben a $|b\rangle$ állapotu atomok az eddig üres $|d\rangle$ állapotba mennek át.

Eztaa módszert *Tirion* és munkatársai valósitották meg [16], $f = 96$ % nyalábpolarizációt érve el protonokra, $f = 26$ %-ot deuteronokra 10^8 részecske/sec intenzitással.

Jelenleg az intenzitás növelése a feladat, amit a molekulák disszociálására szolgáló "atomforrás" tökéletesitésével, ill. az ionizáció hatásfokának növelésével lehet elérni. (A jelenleg használt atomforrások 10^{16} atom/sec intenzitásu nyalábot adnak, ez 10^{12} - 10^{13} atom/cm^3 sürüséget, azaz 10^{-5} Hgmm nagyságrendü nyomást jelent. Az ionizáció hatásfoka ilyen kis nyomás esetében kicsi.) Remény van rá, hogy a polarizált atomsugárból nyert ionnyalábok intenzitása a közeljövőben felülmulja a magreakciókkal, ill. szórással elérhető intenzitásértékeket. A módszer előnye a szórással szemben az is, hogy segitségével elvileg tetszés szerinti energiáju polarizált nyalábot nyerhetünk, mig ott jelentős polarizáció csak meghatározott energiatartományban lép fel.

B. Polarizált γ-sugarak

Polarizált γ-sugarak előállitására két lehetőség van. Monokromatikus, polarizált γ-sugarat lehet kapni néhány magreakcióból. A $H^3(p,\gamma)He^4$ reakció ≈20 MeV-es, sikban teljesen polarizált γ-kat ad, a $F^{19}(p,\alpha\gamma)O^{16}$ reakció 6,91 MeV-es γ-ja 31 %, a 7,14 MeV-es 43 %-ban polarizált.

Fékezési sugárzásból származó γ-nyaláb részlegesen polarizált. Általában depolarizáció lép fel az elektronradiátorban fellépő ütközések miatt, azonban vékony target alkalmazásával - az intenzitás rovására - ez csökkenthető, s részlegesen polarizált γ-sugarak kaphatók.

III. MAGREAKCIÓK POLARIZÁLT NYALÁBBAL ORIENTÁLT TARGETEN

Orientált targetekkel és polarizált nyalábokkal külön-külön is igen értékes vizsgálatokat végeztek. Itt csak az orientált targetekkel *és* polarizált nyalábokkal végzett méréseket, ill. mérési lehetőségeket tekintjük át.

A. Neutron-reakciók

1. Hatáskeresztmetszet mérések

A közbenső mag különböző eredő impulzusmomentummal keletkezhet s az egyes impulzusmomentumu közbenső magok keletkezésére a hatáskeresztmetszet különböző.

Lassu neutron befogás esetén a pályaimpulzusmomentum zérus, ha tehát az eredeti magspin j, a közbenső mag impulzusmomentuma lehet $j' = j \pm 1/2$. A hatáskeresztmetszet pedig f_n nyalábpolarizáció és f_N targetpolarizáció esetén

$$\sigma = \sigma_1(1 + \frac{j}{j+1} f_n f_N) + \sigma_2(1 - f_n f_N), \qquad /3.1/$$

ahol σ_1 a $j = j + 1/2$, σ_2 a $j' = j - 1/2$ állapotu közbenső mag keletkezésének hatáskeresztmetszete polarizálatlan nyaláb és target esetén. Az egyes rezonanciákért σ_1 és σ_2 közül az egyik felelős, azaz ott $\sigma_i \gg \sigma_j$. Polarizált nyalábot és targetet használva a polarizáció relativ irányának ismeretében a hatáskeresztmetszet változásából /3.1/ alapján megállapitható, hogy a közbenső mag melyik spinállapotban keletkezik. Ha pl. $\sigma_1 \gg \sigma_2$ (azaz az adott rezonanciához tartozó közbenső magra $j = j + 1/2$), akkor a polarizálatlan nyaláb és target esetéhez képest a hatáskeresztmetszet nő egyirányu polarizációval, csökken ellentéttel. $\sigma_2 \gg \sigma_1$ esetén forditva.

Ilyen jellegü mérés feltétele, hogy a különböző energiáju rezonanciák közül a vizsgálni kivántat szeparálni lehessen. Ez automatikusan megtörtlnik pl. az $In^{115}(n,\gamma)In^{116}$ reakció 1,458 eV-os rezonanciája esetében, mivel az ehhez tartozó hatáskeresztmetszet sokkal nagyobb a többi rezonanciához tartozónál. Erre vonatkozó mé-

rést először *Dabbs* és munkatársai végeztek 1955-ben [17]. "Brute-force" módszert használva 0,035 K°-on és 11150 Oe térerősséggel 2,1 %-os targetpolarizációt ért el, s Bragg-reflexióval kapott, 79 - 87 %-ban polarizált neutronnyalábot alkalmazva, a kétféle relativ spinirányra 5,5 % aszimmetriát mért, mégpedig nagyobb abszorpciót egyező irányu polarizációval. A közbenső mag spinje tehát $j' = j + 1/2 = 5$. A mérést azóta többen megismételték, hasonló eredménnyel.

Másik lehetőség az egyes rezonanciák szétválasztására a neutronenergia megfelelő megválasztása. Fentebb láttuk, hogy mágneses egykristályon történő Bragg-reflexióval polarizálva a neutronnyalábot, a kapott polarizált nyaláb a reflexiós sikoknak megfelelő monokromatikus komponensekből fog összetevődni. Ez lehetőséget ad a vizsgálni kivánt rezonanciához tartozó neutronenergia kiválasztására. Ezzel a módszerrel sikerült *Marshak*nak 1962-ben a Sm^{149} (n,γ) reakció négy különböző rezonanciához tartozó közbenső magállapot spinjét meghatározni [18]. A targetpolarizálást Rose-Gorter módszerrel érte el. (0,15 K°-on és 10 kOe-ről 2 kOe-re csökkentett mágneses térrel $Sm(C_2H_2SO_4)_3 \cdot 24D_2O$ kristályt alkalmazva targetként, $f_1 = 22$ % polározottságot értek el. A rezonanciáknak megfelelő energiáju neutronokat mágnesezett Co kristályon reflektált neutronnyaláb megfelelő komponenséből kapta. Mérései szerint az $E = 0,0976$, $0,870$, $4,93$ és $8,9$ eV-os rezonanciáknál a közbenső mag spinje egyformán

$$j' = j + 1/2 = 4.$$

Gyors neutronok esetében a pályaimpulzusmomentumot is figyelembe kell venni a mérések kiértékelésénél. A hatáskeresztmetszet függése a target- és a bombázó nyaláb relativ orientációjától itt bekövetkezhet már beállitás és polarizálatlan nyaláb esetén is. Tekintsük a következő példát: $j = 9/2$ spinü magot polarizálatlan nyalábbal bombázunk. A $j' = 3/2$ közbenső mag gerjeszthető az impulzusmomentum-megmaradás megsértése nélkül, ha az $l = 2$ pályaimpulzusmomentumu kölcsönhatás (D hullám) létrejöhet. Ha azonban a targetmagok be vannak állitva a nyaláb irányában, a közbenső magra csak $|j_z| \geq 7/2$ lehetséges. Ilyen vizsgálatot még nem végeztek, bár pl. a ritka földek majdnem mindegyike orientálható s az éppen ebben a tartományban végzett részletes elméleti vizsgálatok kivánatossá tennék minél több gerjesztett állapot vizsgálatát [22].

2. Befogást követő γ-sugarak vizsgálata

A neutronbefogást követő γ-k szögeloszlásából a végmag spinjére lehet következtetni. Mivel a γ-sugarak szögeloszlása a forrásmagok másodrendü polarizációs fokától függ, itt elegendő beállitást elérni. Ha viszont a target és a bombázó neutronnyaláb polarizált, a $j + 1/2$ és $j - 1/2$ állapotu közbenső magok aránya - a fentebbiekhez hasonlóan az $f_\gamma \cdot f_N$ szorzattól függ, s igy további információ kapható. Az emittált γ-k polarizációjából az egyes állapotok paritására lehet következtetni.

B. Nukleon-nukleon kölcsönhatás vizsgálata

A p-p szórás szórásmatrixának kisérleti adatokból való meghatározásához

szükséges C_{nn} spinkorrelációs együtthatókat háromszoros szórásból lehet meghatározni (ld. II. 2. pont), vagy polarizált protonnyaláb polarizált targeten való szórásából [28]. Az előbbi tipusu mérést az $E_p \sim 100$ MeV tartományban sikerült végrehajtani, alacsonyabb energiáju tartományban kisérleti nehézségek miatt még nem. A legujabb időkben megvalósitott polarizált proton target lehetőséget ad ebben a tartományban a második tipusu mérés megvalósitására. *Abragam* és munkatársai 1962-ben hajtották végre az első ilyen jellegü mérést [19]. A vertikálisan polarizált protonnyalábot (f_n = = (98 + 2) %) (α,p) szórással állitották elő. A target 3 . 3 . 0,13 mm³ méretü $La_2Mg_3(NO_3)_{12} \cdot 24H_2O$ kristály, a La ionok 0,2 %-át Ce^{3+} ionokkal helyettesitve. Az ugyancsak vertikális targetpolarizációt (f_N = 20 %) a szilárdtest módszerrel valósitották meg, H_0 = 13,3 kOe térerősség és T = 1,5 K° alkalmazásával. Mérték adott szórási irányhoz tartozó hatáskeresztmetszetet a magok és a nyaláb paralel és antiparalel polározottsága esetén. Az észlelt aszimmetriából C_{nn} = (09°) = -0,91 ± 0,05 adódott.

Az ismertetett mérés hosszabb méréssorozat bevezetőjének tekinthető. A targetpolarizáció és a nyalábintenzitás növelésében várható fejlődés további eredményeket hozhat nemcsak a nukleon-nukleon, hanem más elemi részek kölcsönhatásának vizsgálatában is.

C. Reakciók γ-sugarakkal

Ilyen jellegü vizsgálatot eddig nem végeztek, a fentebb tárgyalt kisérleti nehézségek miatt. Néhány esetben jelentős effektusok várhatók, melyek kisérleti vizsgálata a technika fejlődésével valószinüleg megvalósitható lesz [22]. Például: nem gömbszimmetrikus magoknál nagy különbség lehetséges különböző irányu beállitással kapott befogási keresztmetszetek közt. Attól függően, hogy a mag kis- vagy nagy tengelye párhuzamos az elektromos vektorral, más vibrációs módok gerjesztődnek, és a kétféle (egymásra merőleges) beállitással mért hatáskeresztmetszetek hányadosa a kettőt is elérheti.

Néhány esetben, ahol tenzorerők szerepelnek - pl. deuteron 15 MeV körüli fotobomlásánál - hasznos információt nyujthat a beállitás. A termékek szögeloszlása itt

$$A + B \cos^2 \theta$$

alaku, ahol A tenzorerők következménye, s függ a deuteron és γ relativ orientációjától.

D. Magorientációs és szögkorrelációs mérések összehasonlitása

Orientált targetekkel és polarizált nyalábokkal végzett mérések legtöbb esetben szögkorrelációs mérésekkel ekvivalensek, a nyerhető információ: gerjesztett állapotok spinje és paritása. A szögkorrelációs módszerekkel szemben hátránya a bonyolultabb technika (aminek következménye, hogy nem tul sok ilyen jellegü mérést vé-

geztek eddig). Előnyei körülbelül a következőkben foglalhatók össze:

1./ Egyetlen emittált részecske esetén is van kitüntetett irány; kaszkádlebomlásnál az eleve létező kitüntetett irány miatt minden szintről kapható információ.

2./ Rendelkezésre áll egy szabadon változtatható paraméter: a magok polarizációja.

Irodalom

[1] *ÜBERSFELD, J. - MOUCHANE, J.L. - ERB, E.;* Compte rend., *246*, 2129, 3050 /1958/.

[2] *ABRAGAM, A. - PROCTOR, W.G.;* Compte rend., *246*, 2253 /1958/.

[3] *BORGHINI, M. - ABRAGAM, A.;* Compte rend., *248*, 1803 /1959/.

[4] *HWANG, Ch. - SANDERS, T.M.Jr.;* Proc. of the 7th Internal Conf. of Low Temp. Phys. in Toronto, 1960. (North-Holland, Toronto, 1961) p. 148-152.

[5] *BORGHINI, N.;* Proc. of the 7th Internal Conf. of Low Temp. Phys., Toronto, 1960. (North-Holland, Toronto, 1961) p. 152-155.

[6] *ABRAGAM, A. - BORGHINI, M.* és mások; Phys. Letters, *2*, 710 /1962/.

[7] *NYEGANOV, B.S. - PARFJONOV, L.B. - LUSCSIKOV, V.I.;* Dinamikus protonpolarizáció 0,5° K-en. Előadás az Alacsony hőmérsékletek fizikájának és technikájának harmadik nemzetközi konferenciáján. (Prága, 1963. szept.); Dubnai közlemények, P-1308 /1963/.

[8] *PARFJONOV, L.B. - NYEGANOV, B.S. - TARAN, Ju.V.;* Dinamikus protonpolarizáció lantán-magnézium nitrát forgó kristályban. Előadás az Alacsony hőmérsékletek fizikájának és technikájának harmadik nemzetközi konferenciáján. (Prága, 1963. szept.); Dubnai Közlemények, P-1422 /1963/.

[9] *BURGET, J. - PETŘIČEK, V. - ŠÁCHA, J.;* Dinamikus protonpolarizáció. Előadás az Alacsony hőmérsékletek fizikájának és technikájának harmadik nemzetközi konferenciáján. (Prága, 1963. szept.)

[10] *SCHMUGGE, T.J. - JEFFRIES, C.D.* és mások; Bull. Am. Phys.,Soc., 7, 450 /1962/.

[11] *CHAMBERLAIN, O. - JEFFRIES, C.D.* és mások; Bull. Am. Phys. Soc., *8*, 38 /1963/.

[12] *SCHULTZ, C. - JEFFRIES, C.D.* és mások; Bull. Am. Phys. Soc., *8*, 325 /1963/.

[13] *HUGHES, D.J. - WALLACE, J.R. - HOLTZMAN, R.H.;* Phys. Rev., *70*, 972 /1946/.

[14] *CLARK, M.A. - ROBSON, J.M.;* Can. J. Phys., *39*, 1 /1961/.

[15] *BURGY, M.T.* és mások; Phys. Rev. Letters, *1*, 324 /1958/.

[16] *BEURTEY, R. - PAPINEAU, A. - THIRION, J.;* Nuovo Cim. Suppl., *19*, 207 /1961/.

[17] *DABBS, J.W.T. - ROBERTS, L.D. - BERNSTEIN, S.;* Phys. Rev., *98*, 1512 /1955/.

[18] *MARSHAK, H. - POSTMA, H,* és mások; Phys. Rev., *128*, 1287 /1962/.

[19] *ABRAGAM, A. - BORGHINI, M.* és mások; Phys. Letters, *2*, 310 /1962/.

Összefoglaló cikkek

[20] *JEFFRIES, C.D.;* Progr. in Cryogenics, *3*, 129-173 /1963/.

[21] *NOVÁK, D.;* ATOMKI Közl., *3*, 158 /1962/.

[22] *DANIELS, M. - GOLDEMBERG, J.;* Rep. Progr. Phys., *25,* 1 /1962/.

[23] *BLYN-STOYLE, R.J. - GRACE, M.A. - HALBAN, H.;* Oriented Nuclear Systems. Progr. Nucl. Phys., *3,* 63 /1953/.

[24] *DE KLERK, D. - STEENLAND, M.J.;* Adiabatic demagnetozation (*Gorter:* Progress in Low Temperature Physics, *1,* 321 /1955/.)

[25] *STEENLAND, M.J. - TOLHOEK, H.A.;* Orientation of atomic nuclei at low temperatures (*Gorter:* Progress in Low Temperature Physics, *2,* 292 /1957/.Amsterdam)

[26] *HUISKAMP, W.J. - TOLHOEK, H.A.;* Orientation of atomic nuclei at low temperatures II. (*Gorter:* Progress in Low Temperature Physics, *3,* 333-395 /1961/. Amsterdam)

[27] *AMBLER, E.;* Methods of Nuclear Orientation. (*Mendelsshon:* Progress in Cryogenics, *2,* 235 /1960/.)

[28] *GAISSNER, H.;* Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, *32,* 180 /1959/.

INTÉZETÜNK MAGSPEKTROSZKÓPIÁBAN ELÉRT EREDMÉNYEINEK NEMZETKÖZI VISSZHANGJA

(Beszámoló az intézet Tudományos Tanácsa előtt 1963. nov. 11-én)

Berényi Dénes

Intézetünkben megalakulása óta folynak magspektroszkópiai kutatások, sőt azok kezdete visszanyulik az egyetemi Kisérleti Fizikai Intézetbe. Ezen kutatási irány nemzetközi visszhangjáról számolok be itt röviden, csak a jelentősebb mozzanatokat kiemelve. Magukról a fontosabb eredményekről legutóbb az 1962. évi Debrecenben megrendezett Fizikus vándorgyülésen adtam elő (cikk formájában megjelent: Magyar Fizikai Folyóirat, *10*, 515-526 /1962/).

Magától érthetődően a munka megfelelő berendezések és müszerek kifejlesztésével kezdődött. Ezek közül az első a toroid-szektor tipusu béta-spektrométerünk, amelynek az épitése *Szalay* professzor ur elgondolása alapján a negyvenes évek végén kezdődött. Akkoriban mind a toroidális elrendezés, mind az alakitott póluspofák teljesen uj, addig még nem publikált megoldást jelentettek. Erre az épülő béta-spektrométerre vonatkozó számitásokat közölt *Horváth János* az Experientia c. folyóiratban 1949-ben (Experientia *5*, 112 /1949/), az elkészült berendezésről pedig 1958-ban az évi össz-szövetségi magspektroszkópiai konferencián számoltunk be Leningrádban (Изв. АН СССР. Сер.,Физ., *22*, 877 /1958/), illetve részletesebben 1959-ben az Acta Physica Hung. folyóiratban (*10*, 57 /1959/).

Ma mondhatjuk, hogy elismert a világirodalomban - részben *Horváth* idejében közzétett előzetes cikke alapján - toroidális elrendezésü és alakitott póluspofáju spektrométerünk elsősége. *Mladjenović* 1960-ban a Nuclear Instrumentsben közzétett "Recent Developments of Beta Spectrometers" cimü összefoglaló cikkében (Nuclear Instruments, 7, 11 /1960/) igy mutatja be a toroidális béta-spektrométerek között ami spektrométerünket, mig *Werner* a Kernenergie-ben (Kernenergie, *5*, 450 /1962/) nemcsak ugyanigy tesz, de átveszi toroid tekercsünk fényképét is az Acta Physicában közölt cikkünkből.

A toroid-szektor tipusu béta-spektrométer befejezésével egyidejüleg került kifejlesztésre intézetünkben *Szalay* professzor ur inditására a szcintillációs módszer elsősorban *Máthé György*, majd később részben *Scharbert Tibor* munkája nyomán (Mérés és Automatika, 7, 1 /1959/; Nuclear Instruments, *16*, 335 /1962/).

Az alapvető müszerek kifejlesztése teremtette meg azután az alapot a tényleges magfizikai mérések számára. Ettől az időtől (kb. 1957-től) a müszerek kifejlesztése és továbbfejlesztése párhuzamosan folyik a magspektroszkópiai mérésekkel.

Igy toroid-szektor tipusu béta-spektrométerünket szcintillációs γ-spektrométerrel kombinálva béta-gamma koincidencia spektrométerré fejlesztettük tovább (Acta Univ. Debr., *5*, 187 /1958/), majd az annihilációs sugárzás detektálására szolgáló speciális detektálási rendszer konstruálásával alacsony intenzitásu pozitron emittálással járó bomlási folyamatok vizsgálatára tettük alkalmassá (Nuclear Instruments, *23*, 125 /1963/; Phys. Letters, *3*, 142 /1962/). Tisztáztuk továbbá a szcintillációs detektor béta-spektrométerben történő alkalmazásának alapvető problémáit (Nuclear Instruments, *13*, 161 /1961/), továbbá vizsgáltuk a vákuum szerepét a béta-spektrométerek müködésében (*Bődy, Berényi*, Acta Physica, *15*, 215 /1963/).

A szcintillációs módszernél a szum-koincidencia spektrum kiértékelésére megfelelő módszert dolgoztunk ki (Nucl. Instruments, *14*, 209 /1962/), az elmult évben pedig *Máthé György* olyan elektronikus berendezést épitett az impulzusok insztrumentális szuperponálódásának kiküszöbölésére, amely igen nagy jelentőségü a kis intenzitásu, magasan tiltott mag átmenetek tanulmányozására, amikor azok nagyintenzitásu sugárzások mellett lépnek fel (Nuclear Instruments, *23*, 261 /1963/).

Kifejlesztés alatt van jelenleg intézetünkben a permanens mágneses spektrográf technika (*Illés Ferenc*) és a proporcionális számláló technika is (*Vatai Endre*).

Legujabban az intézet és az intézetben folyó magspektroszkópiai kutatások *Fényes Tibor* és csoportja révén alfa-spektroszkópiai vizsgálatokkal is bővültek. Ők dolgozták ki a félvezető detektorok elektrónikáját és alfa-spektroszkópiai alkalmazását (ATOMKI Közlemények, *5*, 65 /1963/). A béta-spektroszkópiai alkalmazás kidolgozása részben folyamatban van, részben már érdekes uj eredményekről számolunk be *Fényes Tiborral* közösen a Nuclear Instruments-ben megjelenés alatt lévő cikkünkben.

A fentiekben röviden ismertetett insztrumentális eredmények nemzetközi visszhangjának illusztrálására azt a már emlitett munkánkat szeretném kiemelni, amelyik a szcintillációs detektorok béta-spektrométerekben való alkalmazásával kapcsolatos alapvető kérdéseket tisztázza (Nucl. Instr., *13*, 161 /1961/). Erre a cikkre nemcsak több esetben történik hivatkozás (*H. Verheul* et al., Nucl. Instruments, *22*, 93 /1963/; *H. Paul* and *I. Hofmann*, Nucl. Instruments, *22*, 141 /1963/; *H. Verheul*, Thesis, Amsterdam, 1962), de pl. a Nuclear Enterprises cég részletes müszerismertető katalógusa is hivatkozik erre a munkára, mint ezen a területen alapvetőre. *Paul* és *Hofmann* idézett cikkében pedig a háttérre vonatkozóan közlik, hogy a mi méréseinkkel találtak egyezést és nem az amerikai *Porter* és munkatársaiéval.

* * * *

Magspektroszkópiai vizsgálataink során az elmult években elsősorban közepes tömegszámu magokat tanulmányoztunk (Nd^{147}, Fe^{59}, I^{131}, Ag^{110}, Cr^{51}). A magoknak ebben a tartományában igen sok kisérleti adatra van szükség, mivel a magstrukturára vonatkozó elmélet talán itt a legkevésbé tisztázott. Vizsgálataink egymást kiegészitően, ill. vagylagosan a béta-spektrum, a béta-gamma koincidencia spektrum, a gamma-spektrum, a gamma-gamma koincidencia spektrum, a gamma-spektrum és a gamma-gamma szögkorreláció tanulmányozására terjedtek ki.

Az egyes magokra vonatkozó eredményeinket nemcsak az egyes folyóiratokban idézik, de hivatkozik rájuk a Nuclear Data Sheets is, ill. *Fényes Tibornak* még a Kisérleti Fizikai Intézetben a Po^{210} -en végzett mérései esetében a *Landolt-Börnstein* uj sorozatának a magenergia nivókra vonatkozó kötete (*Landolt-Börnstein*, Groups I. Bd. 1.).

A fenti magokra vonatkozó vizsgálataink nemzetközi visszhangjával kapcsolatban csak a I^{131} esetét szeretném részletesebben bemutatni. A I^{131} egyike volt a legismertebb és a gyakorlatban is igen gyakran használt izotópoknak. Vizsgálataink felhivták a figyelmet a vele kapcsolatosan fennálló problémákra és azok egyrészét sikeresen tisztázták. Ezt állapitják meg pl. *J. Schintlmeister* és munkatársai a Nuclear Physicsben nemrégiben (*43*, 650 /1963/) megjelent cikkükben, ahol, miután összeállitották a I^{131} bomlásával kapcsolatban fennálló problémákat, a következőket irják: "Die erste erfolgreiche Arbeit, die sich bemüht, einen Teil der aufgezählten Fragen zu lösen, wurde vor kurzem in Ungarn durchgeführt." Ezek a szerzők közlik a mi dolgozatunkból az általunk javasolt bomlási séma ábráját is. Ők különben részben teljesen igazolják, részben továbbfejlesztik a mi végeredményeinket.

A I^{131} -re vonatkozó vizsgálataink végeredményben egy teljesen uj eddig ismeretlen gamma-vonal, továbbá egy uj kaszkád felfedezéséhez vezettek és megerősitették egy addig csak bizonytalanul ismert cross-over átmenet jelenlétét is. Meg kell említenünk azt is, hogy vizsgálataink folyamán bebizonyosodott egyes eleinte általunk is tévesen mért átmenetek téves volta. Végeredményeinket azonban a már emlitetten kivül több más azóta megjelent közlemény is megerősitette, továbbfejlesztette ill. idézi (Nucl. Phys., *39*, 613 /1962/; Nucl. Phys., *40*, 566 /1963/; Ark. för Fysik, *23*, 49 /1963/).

Szeretném hangsulyozni, hogy munkánk visszhangját és elismerését nemcsak az irodalmi idézetek jelentik. Éppen a legujabb eredményeinknél a visszhang az irodalomban még nem is tükröződhet, ehhez legalább egy-két év reflexiós idő szükséges, pedig éppen a legutóbbi egy-két évben értük el a legértékesebb eredményeket. Éspedig *Máthé György* kollégám a már emlitett szuperpozició redukáló berendezésével, magam pedig a Cl^{36} - S^{36} másodrendben tiltott bomlásában az elektronbefogás pozitron emittálási viszony meghatározásával és a belső fékezési sugárzásának tanulmányozásával. (Phys. Letters, *2*, 332 /1962/; Acta Physica, *16*, 101 /1963/).

Legujabb munkánk visszhangja a konferenciákon, a hozzánk intézett érdeklődő levelekben és a különlenyomat kérésekben tükröződik. (Itt emlitjük meg zárójelben, hogy a magspektroszkópiával foglalkozó mintegy 50 cikkre közel 200 különlenyomat kérést kaptunk.) Igy pl. *Prof. Buchez* az ez év szeptemberében Varsóban rendezett magspektroszkópiai konferencián az elektronbefogásról tartott összefoglaló előadásában megállapitotta, hogy a Cl^{36} -ra vonatkozó emlitett mérésünk az egyetlen kisérleti adat az ε_K/β^+ viszonyra magasabban tiltott esetben (a sokszorositott előadás 14. lapján). Megjegyezzük, hogy egy Glasgow-i csoportnak is van pedig a Cl^{36} -ra vonatkozó a miénkkel lényegében egyidejü megfelelő adata, amit hozzászólásban a konferencián ki is fejtettem (Phil. Mag., 7, 1222 /1962/).

A legutóbbi eredményeink iránt érdeklődő, azt kiegészitő leveleket pedig a legutóbbi időben többet is kaptunk, (Kyoto-i egyetemről, Zürich-i müegyetemről, Dubnából, Indiából stb.) részben olyanoktól, akiket személyesen nem is ismerünk. Ugyancsak ezeknek az eredményeknek volt köszönhető *Prof. Koh* látogatása az osakai egyetemről néhány héttel ezelőtt.

Befejezésül megemlitem, hogy munkánk elismerését jelentik azok a külföldi meghivások, amelyek esetében a külföldi meghivó intézet fedezte a meghivott költségeit. Igy vett részt az osztály munkatársainak egyike 1963 juliusában Dubnában a neutron-deficites magokra vonatkozó munkaértekezleten, másika pedig 1961 májusában Koppenhágában egy zártkörü nemzetközi magspektroszkópiai kollokviumon, továbbá 1963-ban a Nijenrode-i magspektroszkópiai nyári iskolán Hollandiában. Ugyanigy elismerést jelent, hogy a Magyar Tudományos Akadémia engedélyével *Berényi Dénes* a Washington-i Tudományos Akadémia Nuclear Data csoportjának külső munkatársa.

AZ ATOMKI-BÓL MAGSPEKTROSZKÓPIA TÁRGYKÖRÉBŐL MEGJELENT PUBLIKÁCIÓK

1. *HORVÁTH, J.I.* Notices on Proposed Magnetic Lenses of Toroidal Type. Experientia, *5*, 112 /1949/*.

2. *BERÉNYI D.* Gamma-spektroszkópia. Fizikai Szemle, *5*, 131, 167 /1955/.

3. *BERÉNYI D.* *BERECZ I.* Néhány vákuumtechnikai megoldás és tapasztalat béta-spektrométer épitésénél. Magyar Fizikai Folyóirat, *4*, 553 /1956/.

4. *BERÉNYI D.* Összefoglaló monográfiák az atommag-spektroszkópiában. Magyar Fizikai Folyóirat, *4*, 605 /1956/.

5. *SZALAY, S.* *BERÉNYI D.* Termonukleáris atommagfolyamatok és a hidrogénbomba. Fizikai Szemle, *6*, 145 /1956/.

6. *SZALAY, S.* *BERÉNYI, D.* β-Спектрометр Тороидально-Секторного Типа. Izv. Akad. Nauk SzSzSzR Szer. Fizicseszkaja, *22*, 877 /1958/.

7. *BERÉNYI D.* β - γ Coincidence Spectrometric Investigation of the Decay-Scheme of Nd^{147}. Nuclear Physics, *8*, 607 /1958/.

8. *BERÉNYI D.* A béta-bomlás elmélete különös tekintettel a tiltott spektrumok kisérleti vizsgálatára. Magyar Fizikai Folyóirat, *6*, 251 /1958/.

9. *MÁTRÉ Gy.* NaJ/Tl/ kristályok csiszolása és foglalása. Magyar Fizikai Folyóirat, *6*, 369 /1958/.

* Még az ATOMKI elődjéből, a Kisérleti Fizikai Intézetből közölt publikáció.

0. *BERÉNYI D.* Egy toroid-szektor tipusu koincidencia β-spektrométer konstruálása és vizsgálatok a Nd^{147} bomlási sémáján. Acta Univ. Debr. de L. Kossuth Nominatae, *5*, 187 /1958/.

1. *MÁTHÉ Gy.* Relativ csatornaszélességü szcintillációs gamma-spektrométer. Magyar Fizikai Folyóirat, 7, 129 /1959/.

2. *MÁTHÉ Gy.* *BERÉNYI D.* Szcintillációs számláló és spektrométer. Mérés és Automatika, 7, 1 /1959/.

3. *SZALAY, A.* *BERÉNYI, D.* A β-Ray Spectrometer of Toroid-Sector Type. Acta Physica Hung., *10*, 57 /1959/.

4. *SZILÁGYI M.* *BERÉNYI D.* *MÁTHÉ Gy.* Nd^{147} izotópkészitmény radioaktiv szennyezettségének vizsgálata. Magyar Fizikai Folyóirat, 7, 451 /1959/.

15 *BERÉNYI D.* Egy toroid szektor tipusu koincidencia brta-spektrométer konstruálása és vizsgálatok a Nd^{147} bomlási sémáján. Egyetemi doktori értekezés. 1958. Debrecen.

16. *BERÉNYI D.* *MÁTHÉ Gy.* *SCHARBERT T.* Investigations of the Decay-Scheme of Fe^{59}. Nuclear Physics, *14*, 459 /1960/.

17. *ILLÉS F.* Alfa-részek Rutherford-szóródásának vizsgálata atommagokon. Fizikai Szemle, *10*, 348 /1960/.

18. *BERÉNYI D.* *MÁTHÉ Gy.* *SCHARBERT T,* Investigations on the Decay Scheme of I^{131} in the Low Energy Regions of γ-Rays. Magfizikai Kollokvium, 1960, Balatonöszöd. ATOMKI Közl., *2*, 1 /1960/ Suppl.

19. *BERÉNYI D.* *MÁTHÉ Gy.* *SCHARBERT T.* Investigatiors of the Decay-Scheme of Fe^{59}. Magfizikai Kollokvium, 1960. Balatonöszöd. ATOMKI Közl., *2*, /1960/ Suppl.

20. *MÁTHÉ Gy.* Investigations on How to Improve the Resolving Power Single Crystals Scintillation Gamma Spectrometer. Magfizikai Kollokvium, 1960. Balatonöszöd. ATOMKI Közl., *2*, /1960/ Suppl.

21. *BERÉNYI D.* *ILLÉS F.* Permanens mágneses béta-sávspektrográf tervezése. 1. Magspektroszkópiai célkitüzés. ATOMKI Közl., *3*, 83 /1961/.

22. *ILLÉS F.* *BERÉNYI D.* Permanens mágneses béta-sávspektrográf tervezése. 2. Fizikai tervezés. ATOMKI Közl., *3*, 91 /1961/.

23. *SCHADEK J.*
BERÉNYI D.
ILLÉS F.
Permanens mágneses béta-sávspektrográf tervezése. 3. Müszaki tervezés.
ATOMKI Közl., *3*, 105 /1961/.

24. *BERÉNYI D.*
MÁTHÉ Gy.
Experiences in the Use of Scintillation Detector in a Beta-Spectrometer of Toroid-Sector Type.
Nuclear Instruments and Metnods, *13*, 161 /1961/.

25. *MÁTHÉ Gy.*
SCHARBERT T.
BERÉNYI D.
Investigations on the Decay Scheme of I^{131} in the Low Energy Region of Gamma-Rays.
Nuclear Physics, *24*, 318 /1961/.

26. *MÁTHÉ Gy.*
BERÉNYI D.
SCHARBERT T.
Experiences on the Application of the Sum-Coincidence Method
Nuclear Instruments and Methods, *14*, 209 /1962/.

27. *SCHARBERT T.*
BERÉNYI, D.
MÁTHÉ, Gy.
Further Gamma-Spectroscopic Inquiry into the Decay Scheme of Fe^{59}.
Acta Physica Hung., *12*, 305 /1960/.

28. *BERÉNYI, D.*
MÁTHÉ, Gy.
SCHARBERT, T.
Further γ-Spectroscopic Investigations on the Decay Scheme of I^{131}
Nuclear Physics, *31*, 456 /1962/.

29. *BERÉNYI, D.*
Search for Positrons in the Disintegration of Ag^{110} Isomers.
Physics Letters, *3*, 142 /1962/.

30. *BERÉNYI, D.*
Determination of the ε_K/β^+ Ratio and Endpoint Energy of Internal Bremsstrahlung due to the Electron Capture Process in the Non-Unique Second Forbidden Decay of Cl^{36}.
Physics Letters, *2*, 332 /1962/.

31. *BERÉNYI D.*
BIRÓ B.
Vizsgálatok a szcintillációs β-spektroszkópia technikájára vonatkozólag.
ATOMKI Közl., *4*, 183 /1962/.

32. *MÁTHÉ, Gy.*
VOSZKA, R.
A New Method for Mounting Scintillation Crystals with an Improved Energy Resoling Power.
Nuclear Instruments and Mthods, *16*, 335 /1962/.

33. *SCHADEK J.*
BERÉNYI D.
FÉNYES T.
Vákuumpárologtató berendezés magspektroszkópiai vizsgálatoknál használatos radioaktiv források készitésére.
ATOMKI Közl., *4*, 119 /1962/.

34. *ILLÉS F.*
VATAI E.
Radioaktiv nuklidok fontosabb tulajdonságainak lyukkártyarendszere.
ATOMKI Közl., *4*, 15 /1962/.

. *MÁTHÉ Gy.*
VOSZKA R.
Alkáli halogén szcintillátorok fényreflektáló felületének előállitása. Bejelentve 1961. márc. 28. MA. 1029. Szabadalom 21 g. 17-21.

. *BERÉNYI D.*
A magspektroszkópia modern problémái és a magyar eredmények. Magyar Fizikai Folyóirat, *10*, 515 /1962/.

. *BERÉNYI D.*
MÁTHÉ, Gy.
SCHARBERT T.
γ - γ Angular Correlation Measurement on the 0,337 - 1,10 MeV Cascade in the Decay of Fe^{59}.
Acta Physica Hung., *16*, 117 /1963/.

. *BÖDY, Z.*
BERÉNYI, D.
Investigations of the Vacuum Need of β-Spectroscopes.
Acta Physica Hung., *15*, 215 /1963/.

. *ILLÉS F.*
Pozitronok egyfotonos szétsugárzása.
Fizikai Szemle, *13*, 52 /1963/.

. *BERÉNYI D.*
SOMOGYI A.
IX. Magyar Fizikus Vándorgyülés, Debrecen, 1962.
Fizikai Szemle, *12*, 357 /1962/.

. *BERÉNYI, D.*
OSVAY, M.
Transmission of 100-472 keV Monoenergetic Electrons through Al Absorbens.
Acta Physica Hung., *15*, 357 /1963/.

. *BERÉNYI D.*
Megjegyzések a β-spektroszkópok vákuumszükségletéhez.
ATOMKI Közl., *5*, 35 /1963/.

. *BERÉNYI D.*
Detection of Positrons in a Magnetic β-Ray Spectrometer by Means of their Annihilation Radiation to Investigate Transitions Involving the Emission of Positrons with Low Intensity.
Nuclear Instruments and Methods, *23*, 125 /1963/.

. *BERÉNYI D.*
VÉRTSE T.
Transzmissziós görbék folytonos spektrumu β-sugárzásokra.
ATOMKI Közl., *5*, 87 /1963/.

. *MÁTHÉ, Gy.*
Method for the Elimination of Superposed Pulses in Nuclear Spectroscopy.
Nuclear Instruments and Methods, *23*, 261 /1963/.

. *MÁTHÉ, Gy.*
Investigation of the Decay Scheme of Cr^{51}.
Nuclear Physics, *46*, 236 /1963/.

. *BERÉNYI, D.*
The Second Order Non-Unique Forbidden Decay of Cl^{36} into S^{36}.
Acta Physica Hung., *16*, 101 /1963/.

. *BERÉNYI D.*
A pozitiv β-bomlás feltételei (energetika és tiltottság).
Fizikai Szemle, *13*, 263 /1963/.

49. *BERÉNYI D.* Belső fékezési sugárzás elektronbefogásnál.
Magyar Fizikai Folyóirat, *11*, 295 /1963/.

50. *BERÉNYI D.* Problems and Results in Theoretical and Experimental Investigations of the ε/β^+ Ratio.
Nuclear Physics, *48*, 121 /1963/.

ELLIPTIKUS HENGERFELÜLET KÉSZITÉSE

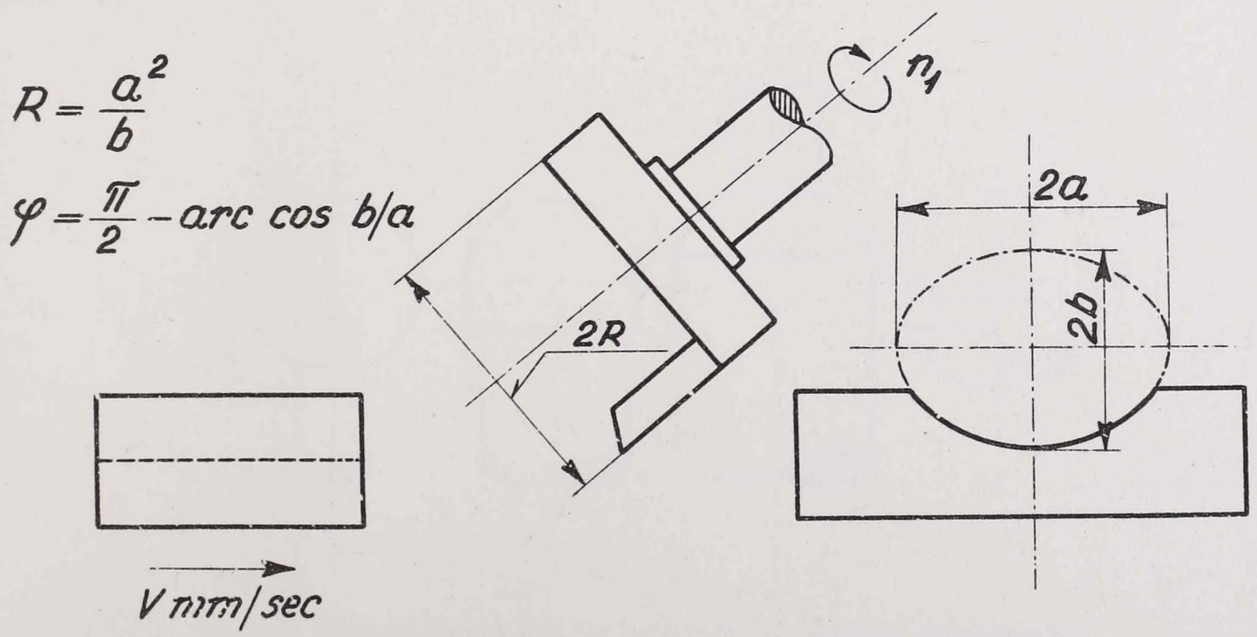
Bakóczy Mihály

Speciális munka elvégzéséhez a cimben közölt feladatot kellett megoldani, gyors és gazdaságos munkamódszerrel ugyanakkor maximális pontosság biztositása mellett. A feladat elvégzése marógépen biztositható. A gép beállitása szögben döntött vertikál orsó segitségével történik. Speciális készülék szükségtelen. Alkalmazott szerszám ütőkés. Megfogási mód satuban.

Kiindulás. az ütőkés térbeli pályája kör, ezt megfelelő szögben döntve vizszintes, vagy függőleges vetületként ellipszist ad. Munkadarabot a kiválasztott vetület irányában mozgatva a szerszám elliptikus hengerfelületet készit. A kivánt geometria adataiból ugy a döntési szög, mint az ütőkés pályájának átmérője számitható.

Kialakitásnál előfordulhat, hogy a haladás irányával a készitendő hengerpalást alkotója szöget zár be. Ez szögben való munkadarab befogással egyszerüen biztositható.

Körasztalon történő felfogás esetében (excentrikus forgatás) torzult toroid felület is elállitható. Méretek összehangolásával a torzulás hibája nagy mértékben csökkenthető.



1. ábra. Elrendezési vázlat. Összefüggések.

Kiegészités képen megemlitendő - e megmunkálási metódusba tartozik - nagy sugárral rendelkező, de egyben kisméretü munkadarabok készitése célkészülék nélkül. Módszer az előbbi, azzal a feltételezéssel, hogy az ellipszis nagygörbületi sugarát egyenlővé kell tenni a kivánt sugárral. Hiba nagysága ez esetben, az ellipszis és maximális görbületi köre közötti távolság, a központokat összekötő egyenessel párhuzamosan mérve. Ez a hiba a méretek összehangolásával egészen kicsinyre csökkenthető.

A megmunkáláshoz szükséges adat: az ellipszis maximális görbületi sugara, amiből az ütőkés sugár $R = a^2/b$ és a fej elállitási szöge $\varphi = \pi/2 - \arccos b/a$ képletek alapján egyszerüen kiszámitható.

GÖMBFELÜLET KÉSZITÉSE MARÓGÉPEN

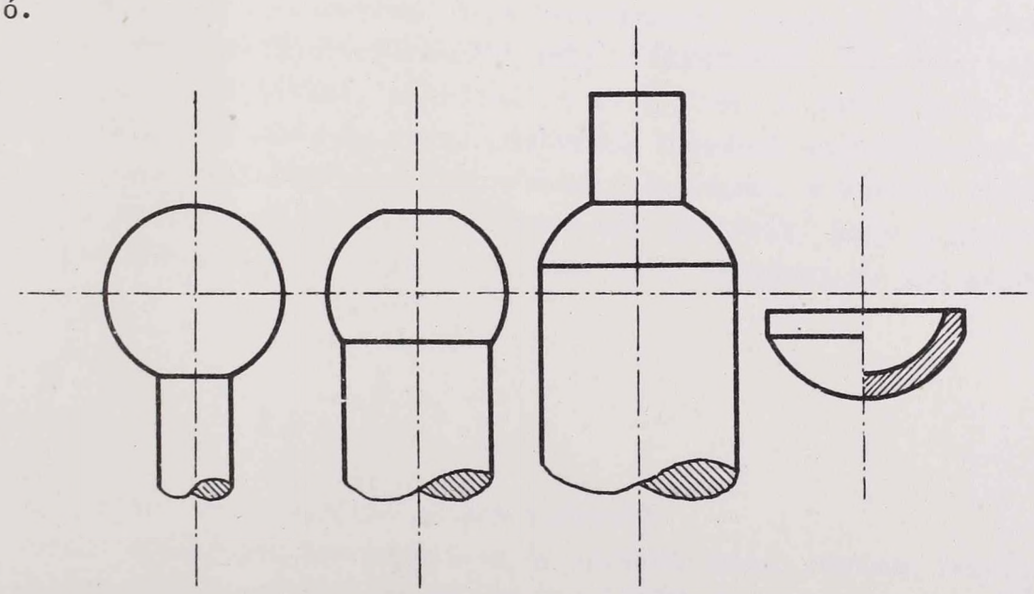
Bakóczy Mihály

Az ATOMKI Közlemények 1963. évfolyam 2. számában megjelent "Szénfilmek vastagságának meghatározása optikai sürüségmérés alapján" cimü cikk (*Somorjai Endre*) kisérleti eszközében szerepelt egy gömbhéj felület nagypontosságu elkészitése forgácsolás segitségével. Az elkészitési technologia - országos viszonylatban is ismeretlen - igy ezuton kivárom ismertetni.

Az ismertetett módszer segitségével külső és belső gömbfelületet lehet készitení kb. 10 - 150 mm sugár értékig. A gömbhéj falvastagsága kb. 3 mm-től kezdve tetszőlegesen nagyobb falvastagságig.

A külső gömbfelület készitése kb. 3,5 π térszögig belső gömbfelület esetén 2π térszögig célszerü. Előnye, hogy a megmunkáláshoz különleges készülék, sablon, vagy alakkés nem szükséges. Az elkészitési pontosság igen nagy. Megmunkálás marógépen történik, megfelelő szögben döntött vertikál orsó segitségével. A szerszám ütőkés. A munkadarab felfogása köresztalra történik.

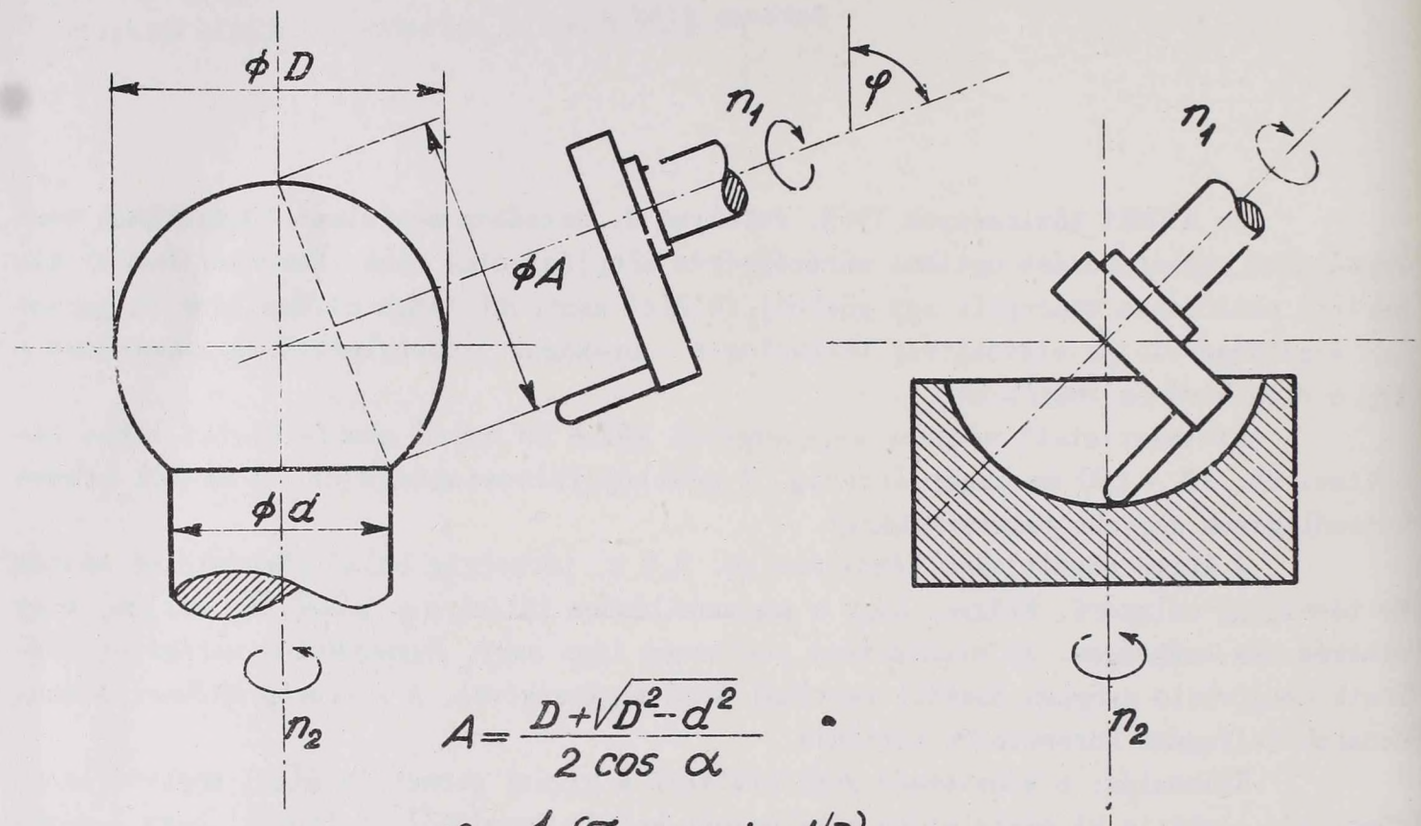
Kiindulás: a készitendő gömbfelületet a kivánt geometria által meghatározott gömbi kör alakitja ki megfelelően alkalmazott kettős forgásból. Feltétel, hogy a gömbi kör normálisa meghatározott szöget zárjon be a készitendő (nem teljes) gömb szimmetria-tengelyével. A megmunkálandó darab méretadataiból, az ütőkés átmérője; $A = \frac{D + \sqrt{D^2 - d^2}}{2 \cos \alpha}$ a vertikális fej állitási szöge $\varphi = 1/2(\pi - \arcsin d/D)$ képletek alapján egyszerüen kiszámitható.



1. ábra. Megmunkálási vázlat és beállitáshoz szükséges összefüggések.

A két fordulat (n_1 a marógép szerszámorsója, n_2 a köraszta1 kéziforgatása) együttes hatására alakul ki a gömb. Ábrából láthatóan az orsó tengelyvonalának át kell haladni a készitendő gömb középpontján.

Megjegyzés: célszerü a profiltorzulás kiküszöbölése szempontjából a kés kiképzését félkör vágóélüre készíteni.



$$A = \frac{D + \sqrt{D^2 - d^2}}{2 \cos \alpha}$$

$$\varphi = \frac{1}{2}(\pi - \arcsin d/D)$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \arcsin d/D$$

1. ábra. Ezzel technológiával előállitható különböző gömbfelületek típusai.

15 CSATORNÁS IDŐANALIZÁTOR

Csánky Lajos

A mérés elve

Egy radioaktiv izotóp felezési ideje meghatározható, ha egymást követő egyrma időközökben megmérjük a sugárforrás intenzitását és ennek csökkenéséből következtetünk a felezési időre. Számlálócsővel való észlelés esetén az intenzitás csökkes a beütések számának csökkenésével arányos. (A legáltalánosabb esetben az egyes őközökben érkező jeleket különálló számlálókkal számoljuk meg. Ebben az esetben anyi számlálóra van szükség, ahány időközben - csatornában - mérünk. A szükséges számlók számát csökkenteni lehet.) A kérdéses radioaktiv preparátum felezési idejét megtározhatjuk pl. olymódon, hogy a számlálócsőről érkező jeleket egy memória egységben raktározzuk és csak az észlelés végén határozzuk meg az egyes időközökbe - csatornába - jutott jelek számát.

Memória egységnek megnetofonszalagot használunk. A magnetofonszalag a legcsóbb memória elem. A tekercsek cserélhetősége miatt a szalagos memória végtelen gy tároló képességgel rendelkezik. A mérés végén a szalagon tárolt információt nem ll törölni, a szalag elraktározható és a rajta tárolt mérési eredmény későbbi időntban ujból felhasználható. A szalagos memória előnye még, hogy viszonylag egyszeelektronikát igényel. Hátránya azonban, hogy kiolvasásnál hosszu a várakozási idő.

A mérés folyamán kétféle információt kell elraktározni: egyrészt rögziteni ll a detektorból nyert beütéseket, másrészt tá kell vinni a szalagra az időmérő leket. Az időmérő jelek feladata az egyes csatornák helyének meghatározása. Kiolsásnál az időmérő jelek segitségével tájékozódunk a szalagon. A kétféle információ y időben való egymástól független elraktározása ugy történik, hogy a magnetofonalag félszélességét használjuk fel egyrészt a mérésre, másrészt az idő meghatározsra.

A műszer leirása

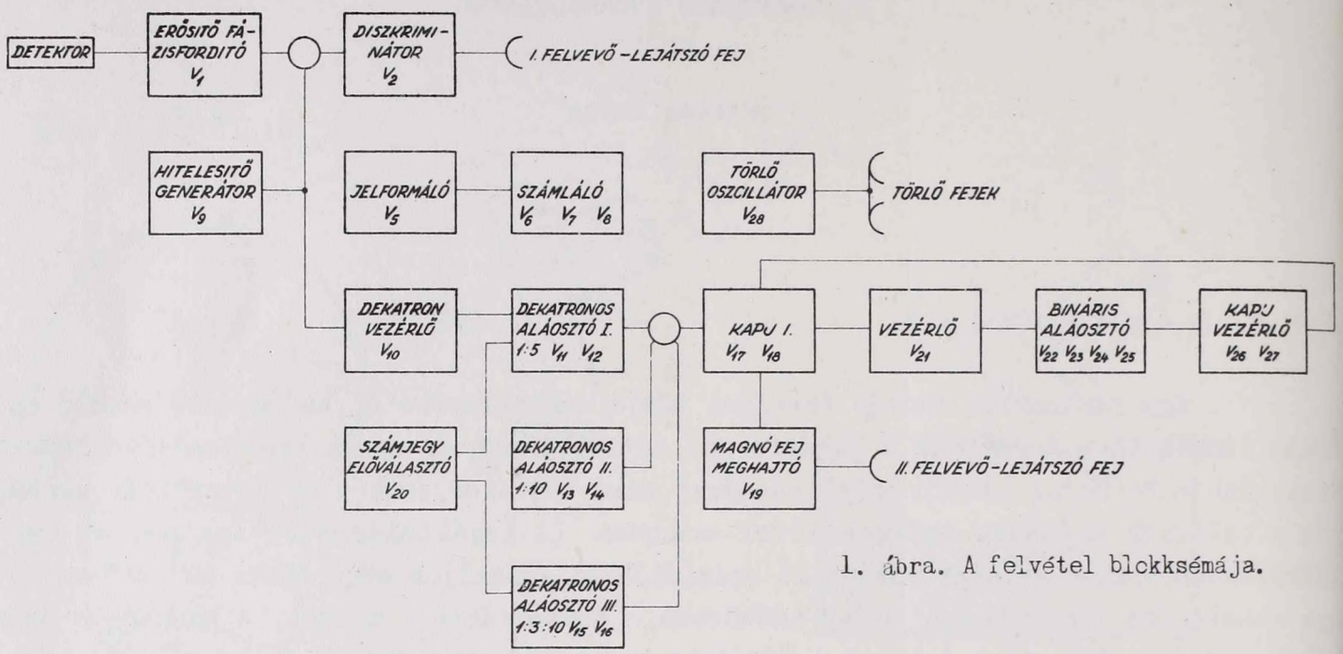
Egy teljes mérés két különálló részre bontható:

a./ A mérési eredmények összegyüjtése és elraktározása, röviden felvétel.

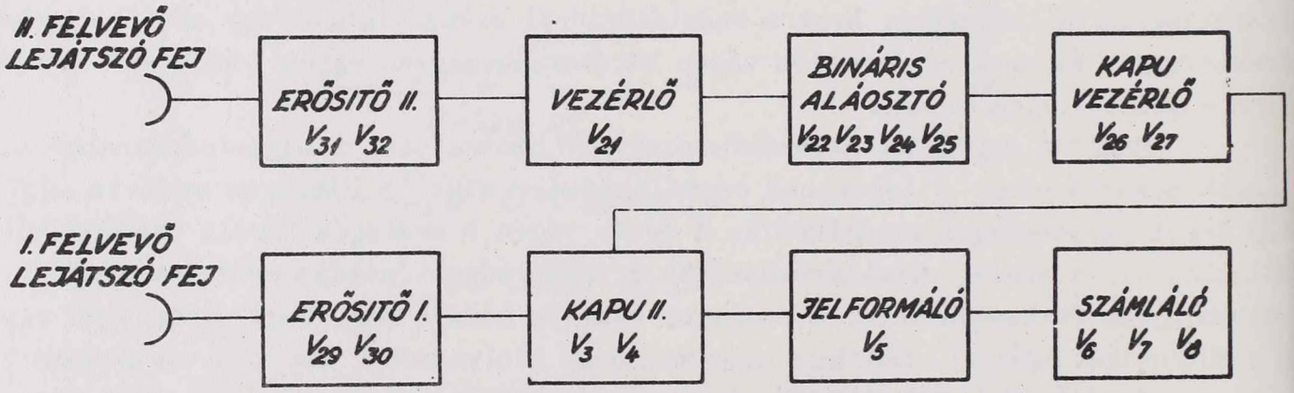
b./ A mérési eredmények kiolvasása, vagyis lejátszás.

Felvételkor két egymástól független uton kerülnek a jelek a szalagra, egyszt a detektorból, másrészt az időalapból. A külön-külön rögzitett jelek a leját-

szás alkalmával kettős feladatuknek megfelelően két különálló uton jutnak vissza a müszerbe. Az időalapból származó jelek segitségével történik az előre meghatározott csatorna kiválasztása, egy számláló pedig megszámolja a detektorból ugyanabba a csatornába jutó beütések számát. A kiolvasás nem törli a tárolt információt, (nem destruktiv). A felvétel blokksémája az 1. ábrán, a lejátszásé a 2. ábrán látható. Az időanalizátor villamos kapcsolási rajza a 3. és 4. ábrán látható.



1. ábra. A felvétel blokksémája.

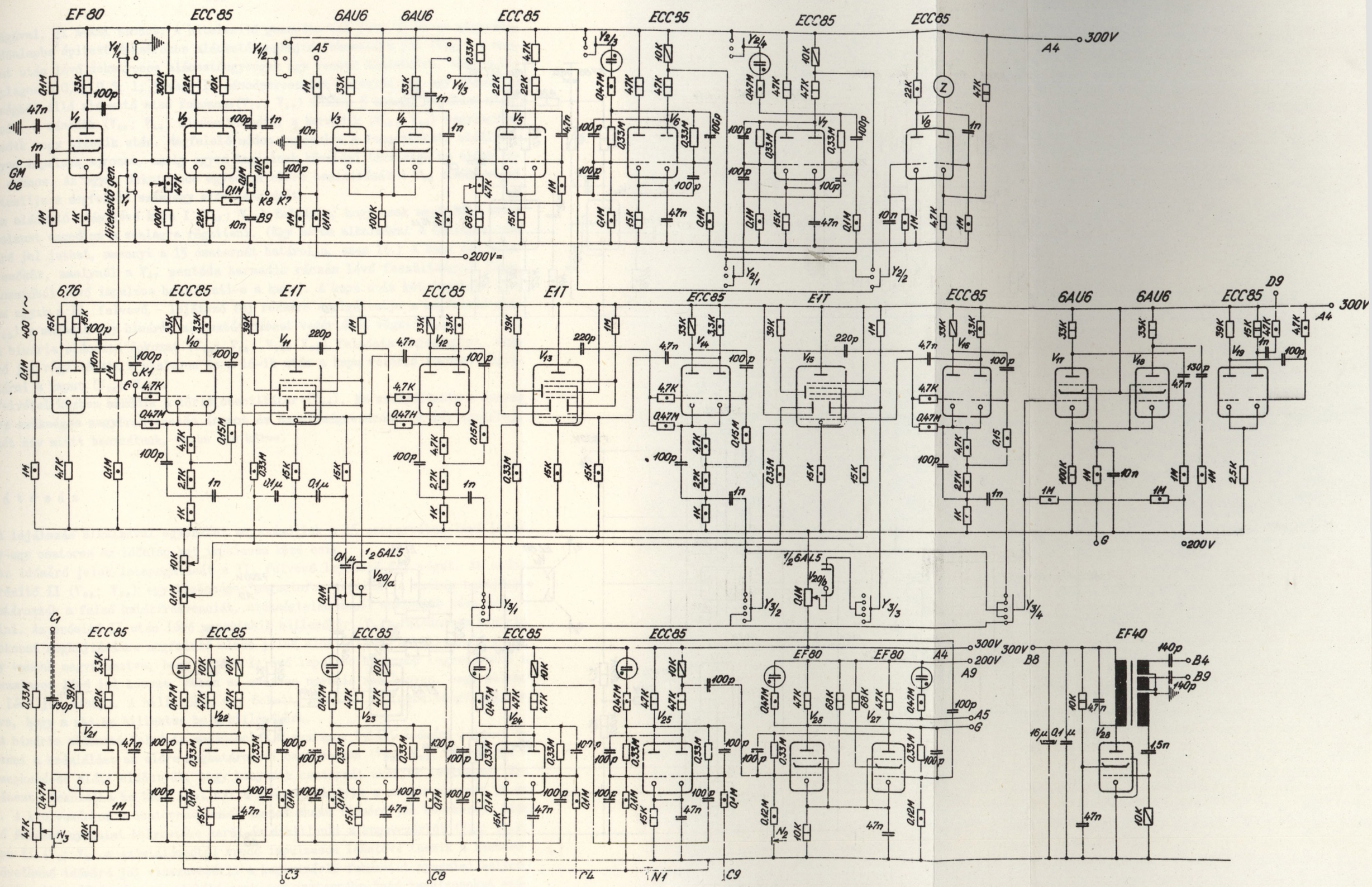


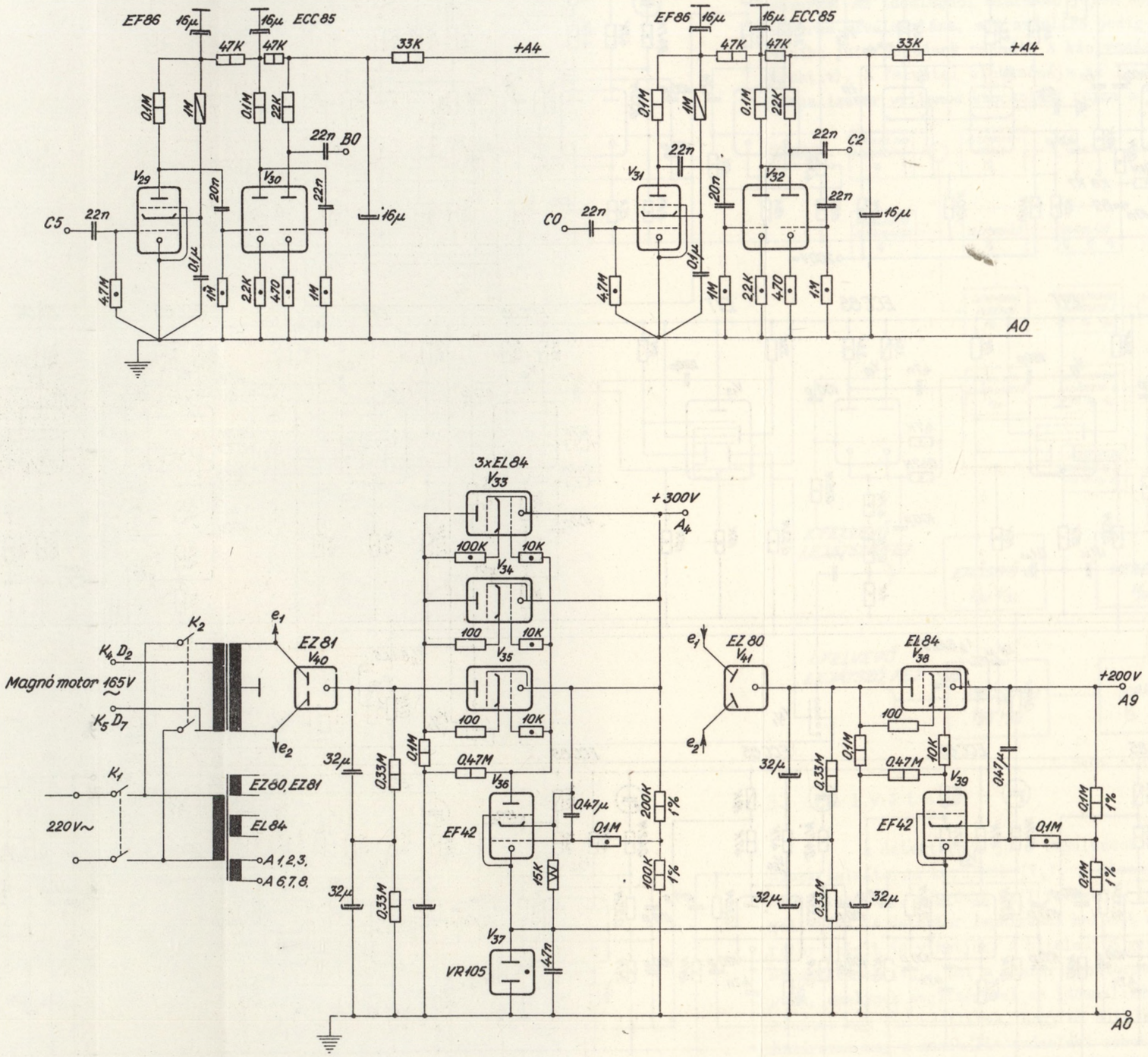
2. ábra. A lejátszás blokksémája.

3. Felvétel

A detektorból jövő impulzusok erősités és fázisforditás után (V_1 cső) egy diszkriminátorra kerülnek (V_2). A diszkriminátor feladata egyrészt a jel és a zaj szétválasztása, másrészt az I felvevő - lejátszó fejnek uniformizált alaku jelek szolgáltatása. A detektor impulzusai helyett a diszkriminátor bemenetére a hitelesitő generátor jeleit is vihetjük. A hitelesitő generátor a hálózatból állit elő 50 Hz-es négyszöghullámot (V_9); Ezt a diszkriminátorra vezetve egy 50 Hz-es impulzus sorozatot kapunk, amelynek segitségével az időanalizátor helyes müködése ellenőrizhető. A diszkriminátor ugy van beállitva, hogy az általa szolgáltatott jelszélesség - kb. 600 µsec - határozza meg a maximális számolási sebességet. A diszkriminátor után kötött jelformáló (V_5) hajtja meg azt a bináris számlálóegységet, amely a mérés ideje alatt nyert összes impulzusok számát számolja meg (V_6, V_7, V_8).

Az időmérő jeleket az időalap állitja elő. Az időalapot a hitelesitő generátor (V_9) vezérli..A csatorna szélesség pontossága ebben az esetben a hálózati frekven


EF80
ECC85
6AU6
6AU6
ECC85
ECC85
ECC85
ECC85
300V
A4
GM be
Hitelesítő gen.
200V=
6,76
ECC85
E1T
ECC85
E1T
ECC85
E1T
ECC85
6AU6
6AU6
ECC85
D9
300V
A4
400 V~
G
200V
½6AL5
½6AL5
C1
ECC85
ECC85
ECC85
ECC85
ECC85
EF80
EF80
A4
300V
200V
A9
300V
B8
EF40
B4
B9
A5
G
C3
C8
C4
N1
C9



4. ábra. Elvi kapcsolási rajz.

a pontosságával, ±1 %-kal azonos. A hitelesitő generátorból jövő 50 Hz-es négyszöglám az időalapba épitett dekatronos aláosztó meghajtó fokozatára jut (V_{10}). A megjtó fokozat után lévő dekatronos aláosztóegységek ugy vannak kialakitva, hogy a kinetén vagylagosan 0,1; 0,3; 1; 3 vagy 10 másodpercenként jelenjen meg egy impulzus. három egységből álló aláosztó első fokozata (V_{11}; V_{12}) minden 5 bemenő impulzus után egy kimenőt, a második (V_{13}; V_{14}) minden tizedik, a harmadik (V_{15}; V_{16}) vagylagosan nden harmadik vagy tizedik után. Megfelelő módon kapcsolva a fokozatokat, előállitható egy olyan impulzus sorozat, amely egyes tagjainak követési távolsága az előbb le-t időkkel azonos. Az egyes dekatronos egységek előre beállitását a V_{20} dióda végzi]. Ez biztositja a megfelelő számjegy előválasztását.

Az aláosztó után lévő kapu I (V_{17}; V_{18}) feladata, hogy csak megfelelő számu időmérő impulzust engedjen a szalagra rögziteni. (Egy mérés alkalmával a szalagra csak nyi időmérő jel juthat, amennyi a 15 csatornát határolja, azaz 16.) A kapu egy monostabil billenőkör, amelynél a V_{17} pentóda harmadik rácsán lévő feszültségtől függ, gy az aláosztóból jövő impulzus bebillenti-e a kaput. A kapu után két impulzus forló van. Az egyik a II. felvevő - lejátszó fej részére szolgáltatja a megfelelő alaı jelet (V_{19}) a második egy bináris aláosztó fokozat vezérlését végzi (V_{21}).

A bináris aláosztó fokozat (V_{22}; V_{23}; V_{24}; V_{25}) feladata megszámolni, hogy ány időmérő jel rögzitődött a szalagon és a 16-ik után a kapu vezérlő fokozat segitségével lezárni a kaput (V_{26}; V_{27}).

Felvétel közben müködik a törlő oszcillátor (V_{28}). Ez szolgáltatja a szalag etörléséhez szükséges nagyfrekvenciás áramot és az előmágnesezést. A két törlőfej, melyet a két sáv miatt használunk, sorba van kötve.

. Lejátszás

A lejátszás alkalmával egyenként megszámoljuk a 15 csatornában lévő jelek számát. Egy-egy csatorna az időalap két impulzusa közé esik.

Az időmérő jelek letapogatását a II. felvevő lejátszó fej végzi. Az utána apcsolt erősitő II (V_{31}; V_{32}) egy közönséges magnetofon erősitő. A szalag tulajdonágai meghatározzák a felső határfrekvenciát, szükségtelen ennél szélesebb sávu erősitőt használni. Az erősitő II után lévő monostabil billenőkör (V_{21}) feladata a bináris láosztó fokozat meghajtásához megfelelő alaku jelek előállitása. A billenőkör paraéterei ugy vannak megválasztva, hogy a róla lejövő impulzus hosszabb legyen, mint a egnetofonszalagon lévő jel hossza. Ebben az esetben ugyanis nem kényes, hogy milyen szalagon lévő jel alakja. A billenőkör egy Schmitt kör, az előfeszültsége ugy van egválasztva, hogy a zaj ne billentse be a billenőkört.

A bináris aláosztó feladata megszámolni a szalagon talált időmérő jeleket és ehetővé tenni a számlálást az előre meghatározott csatornában (V_{22}; V_{23}; V_{24}; V_{25}). A ejátszás megkezdése előtt eldöntjük, hogy hanyadik csatornát akarjuk leolvasni. Ezután az aláosztó fokozatba be kell irni azt a számot, amelyik a csatornaszámát 16-ra iegésziti. A kiolvasáskor a csatornaszámmal azonos számu időmérő jel beérkezése után z aláosztó fokozat nyugalmi helyzetébe kerül és átbillenti a kapuvezérlőt (V_{26}; V_{27}). kkor a kapu II (V_3; V_4) a számlálóosőből eredő impulzusok lehetővé teszik a leszámoását. A következő időmérő jel visszavezérli a kapuvezérlő fokozatot nyugalmi helyzeébe. Ezáltal a kapu II lezár, a számláló csak egy csatornába jutó impulzusokat száolja meg.

Az impulzusok a szalagról az I felvevő-lejátszó fej közvetitésével kerülnek az erősitő I-be (V_{29}; V_{30}). Az erősitő I az erősitő II-vel azonos kivitelü. Az erősitő II után a jelek a kapu II-re (V_3; V_4) kerülnek, ez nemcsak a jelek kapuzárását végzi, hanem a zajok leválasztását is. A kapu II azonos felépitésü mint a kapu I, vezérlése is hasonló elven történik. A kimenő jel hosszabb mint a szalagon lévőé azért, hogy meghajtás szempontjából a jel alakja ne legyen kritikus.

A kapu II egy jelformáló fokozat segitségével (V_5) vezérli a számlálót. A számláló egy bináris osztóból (V_6; V_7) és egy mechanikus számlálóból és annak meghajtó fokozatából áll (V_8).

5. A k i v i t e l e z é s

Az időanalizátorban a magnetofonszalag mozgatásához egy Erkel magnetofon mechanizmusát használjuk azzal az átalakitással, hogy a gyári kivitelhez képest 2 további fejet (egy törlő és egy lejátszü fejet) szereltünk a motortartó öntvényre. A fejeknek megfelelően négy szalagnyomót alkalmaztunk.

Memóriaként alkalmazott magnószalag jó minőségü külföldi szalag AGFA CH vagy Ferrania.

Végül ezuton mondok köszönetet *Dr. Szalay Sándor* intézeti igazgatónak a probléma felvetéséért és az elkészités folyamán nyujtott támogatásért, *Schlenk Bálint* tudományos munkatársnak és *Csuka Imre* villamosmérnöknek hasznos tanácsaikért, az Atommag Kutató Intézet műhelyének a müszer elkészitéséért és *Módy Pál* technikusnak a müszer bemérésénél nyujtott segitségéért.

Irodalom

[1] *R. KRETZMAN:* Ipari Elektronika. Müszaki Könyvkiadó, Bp. 1957.

[2] *TARJÁN R.:* Elektronikus Digitális Számológépek. Tankönyvkiadó, Bp. 1962.

[3] *HECKENAST G. - ZSDANSZKY K.:* Mágneses hangrögzités. Nehézipari Könyvkiadó, Bp 1954.

[4] *KÁDÁR G.:* Rádió- és Televizió Vevőkészülékek. Müszaki Könyvkiadó, Bp. 1961.

[5] *R.W. LANDEE - D.C. DAVIS - A.P. ALBRECHT:* Electronic Designers Handbook. McGraw-Hill, 1957.