

310.565

III.

1961

1-4

Atomki Közlemények

III. kötet

1961

1. szám

M.T.A.
ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE
DEBRECEN

1961. április.

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, Kálmán Iván, Medveczky László.

A lap anyagához hozzájárul a Debreceni Kossuth Lajos Tudományegyetem Kisérleti Fizikai Intézete, valamint Alkalmazott Fizikai Intézete is, amely intézetek szoros együttműködésben vannak az ATOMKI-vel. Kéziratot elvben külső szerzőktől is elfogadunk, ha az a lap célkitűzéseinek 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 esetleg rövid ismertetést, kivonatot hoz.

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

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

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

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

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek, intézményeknek cserepéldányképpen vagy kérésükre díjtalanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére 1-1 példányt vagy különnyomatot szívesen küldünk. Ilyen irányú kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányítani /ATOMKI, Debrecen, Bem-tér 18/c. Levélcím: Debrecen 1. Pf. 51. Táviratcím: ATOMKI, Debrecen/.

A T O M K I K Ö Z L E M É N Y E K

III. kötet 1961.

1. szám.

TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK

Oldal

Szilágyi Mária: P-32 izotópkészítmény radioaktív szennyezéseinek vizsgálata humusz preparátum alkalmazásával.

3

Brücher Ernő: A négyvegyértékű uránium U/IV/ megkötődése humuszanyagokon.

11

Kertész László: Intravénásan adott fémszókolloid sorsának követése nyulban.

17

Kertész László: A radiojódanyagcsere kérdései, különös tekintettel a pajzsmirigyfunkció dinamikus egyensúlyi állapotára.

37

Fényes Tibor: Félvezető magfizikai spektrométerek.

43

MŰHELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBŐL

Csongor Éva: Korona stabilizátorcső.

55

Csikai Gyula - Schadek János: Sb-Be fotoneutron-forrás készítése.

59

AZ INTÉZETBŐL 1960-BAN MEGJELENT KÖZLEMÉNYEK BIBLIOGRÁFIÁJA

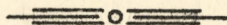
63

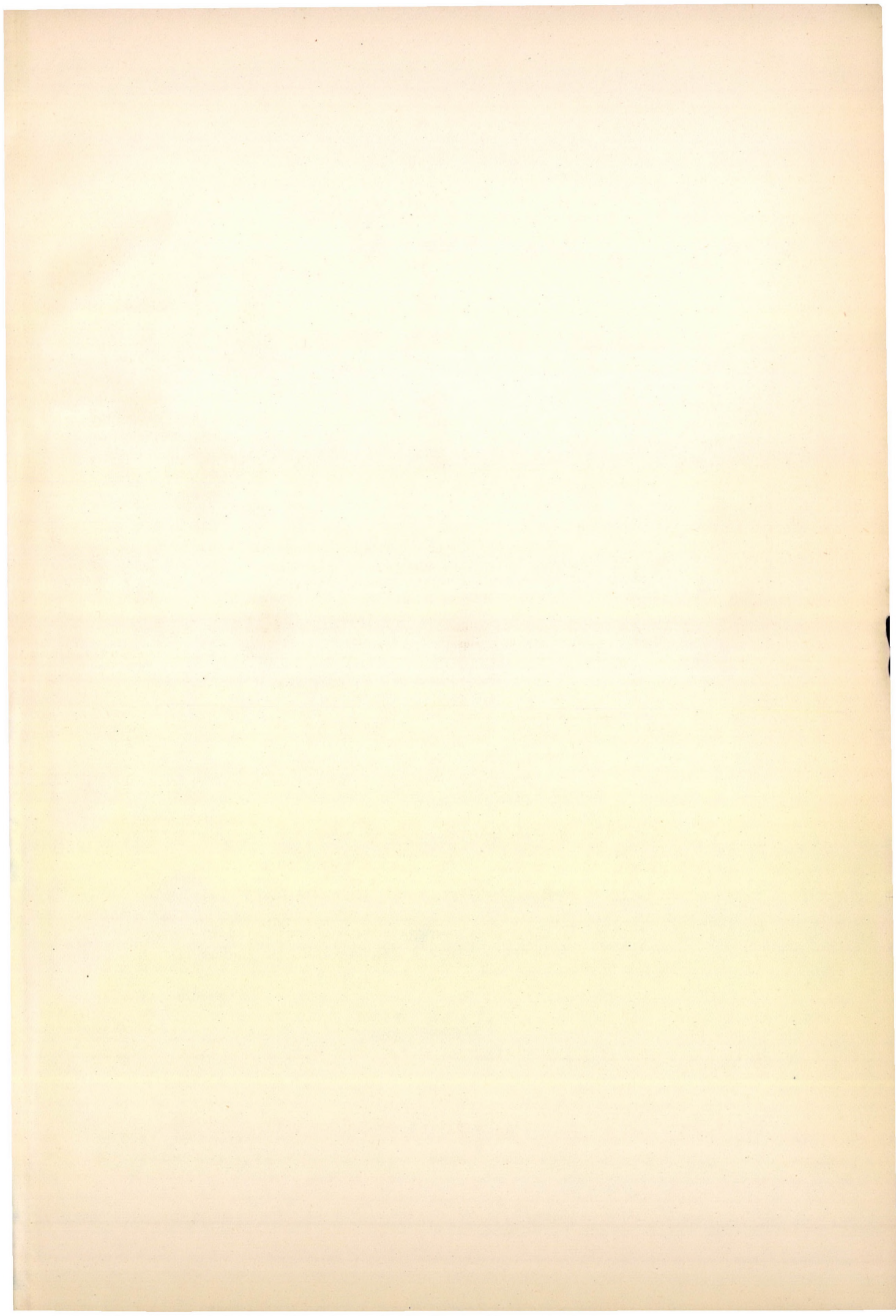
INTÉZETI HIREK

71

ÚJ MAGADATOK

75





P-32 IZOTÓPKÉSZÍTMÉNY RADIOAKTIV SZENNYEZÉSEINEK
VIZSGÁLATA HUMUSZ PREPARÁTUM ALKALMAZÁSÁVAL

Szilágyi Mária

Három ízben egymástól független kísérletekben vizsgáltunk meg P-32 izotópkészítményeket, melyek a szállító cég által előre jelezve radioaktív szennyezéseket /Zn-65, Fe-55-59 és Sb-124/ tartalmaztak rendkívül kis mennyiségben. Humusz oszlopon történő adszorpciós és eluciós kísérletek elvégzése után az aktív szennyező anyagokat egyenként, γ -spektrometriásan azonosítottuk az eluátum frakciókban. Megállapítottuk, hogy a Sb-124 izotópkészítményben anion-alakban van, egy készítmény pedig az előre jelzett szennyező anyagokon kívül Co-60 izotópot is tartalmaz.

Az elmúlt évtized folyamán Szalay és munkatársai [1, 2, 3] számos kísérletet végeztek fémionok humusz preparátumon történő adszorpciójára vonatkozóan. Megállapították, hogy a preparátum különösen a nagy atomsúlyú kationokat jól adszorbeálja, míg az anionokat nem tartja vissza. Ennek alapján nyilvánvaló, hogy ha egy izotópkészítmény anion és kation alakban lévő radioaktív anyagokat tartalmaz, ezek szétválását egyszerűen az oldat humusz oszlopon történő átfolytatásával elérhetjük. Az adszorbeálódott anyagokat szakaszos elucióval szétválaszthatjuk és alkalmasan megválasztott ellenőrző módszerrel azonosíthatjuk.

Vizsgálatainkhoz három külföldi eredetű, különböző mennyiségű és kora P-32 izotópkészítményt használtunk fel, amelyeknek minőségéről vizsgálataink megkezdésekor az alábbi értesüléseink voltak: /lásd I. táblázat/

Az izotópkészítmények felhasználásának időpontja:

- I. 1959. X. 26.
- II. 1960. VIII. 29.
- III. 1960. IX. 1.

1. Táblázat.

P-32 izotópkészítmények Na_2HPO_4 vegyületben, vízben oldott állapotban.

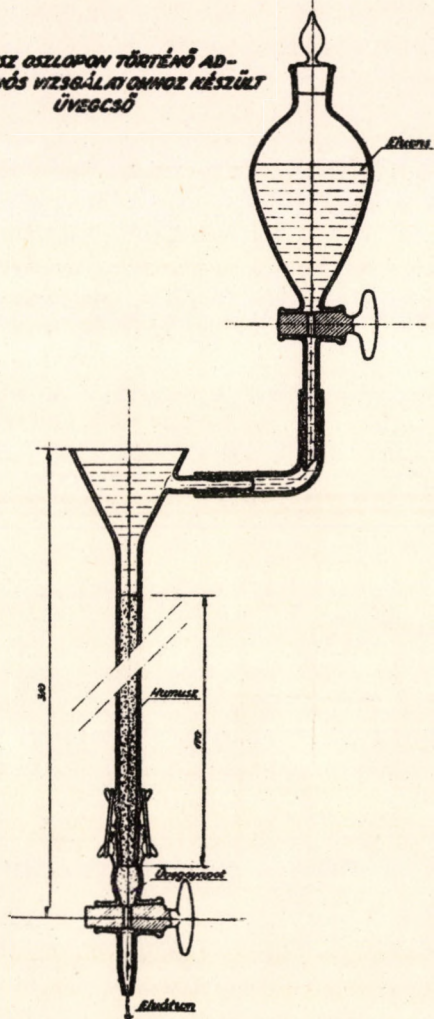
Sor-szám	Szennyezések		p_{H}	Fajlagos aktivitás	Kezdeti aktivitás	Felhasznált összes oldatmennyiség
I.	Zn-65,	0,02 %	9,3	5,4 mC/ml /1959.II.26/	10 mC /1959.II.26/	1,9 ml
	Fe-55-59,	$2,4 \cdot 10^{-4}$ %				
	Sb-124,	$5 \cdot 10^{-4}$ %				
II.	Zn-65,	0,02 %	9,0	4,8 mC/ml /1960.II.25/	5 mC /1960.II.25/	1,05 ml
	Fe-55-59,	$2,4 \cdot 10^{-4}$ %				
	Sb-124,	$5 \cdot 10^{-4}$ %				
III.	Zn-65,	0,02 %	9,0	3,2 mC/ml /1960.IV.7./	5 mC /1960.IV.7./	1,5 ml
	Fe-55-59,	$2,4 \cdot 10^{-4}$ %				
	Sb-124,	$5 \cdot 10^{-4}$ %				

A kísérletek elvégzéséhez a keceli tőzegfejtő telepről származó igen fiatal tőzegeből készítettünk humusz preparátumot. A tőzegeből aprítás, vízben való iszapolás és a cellulozban dus frakció eltávolítása után szűrővel nyertük ki a humuszsavakban dus frakciót. Ezt benzolos, alkoholos és HCl-as mosással tisztítottuk, és így a kísérleteinkhez szükséges minőségű humuszpreparátumot nyertünk. Száraz állapotban lemértünk belőle 0,75 g-ot és desztillált vízben megáztatva megtöltöttük vele az 1. ábrán látható 8 mm átmérőjű üvegcsövet, amelyet ilyen sulyu humuszpreparátum éppen 17 cm magasra tölt meg.

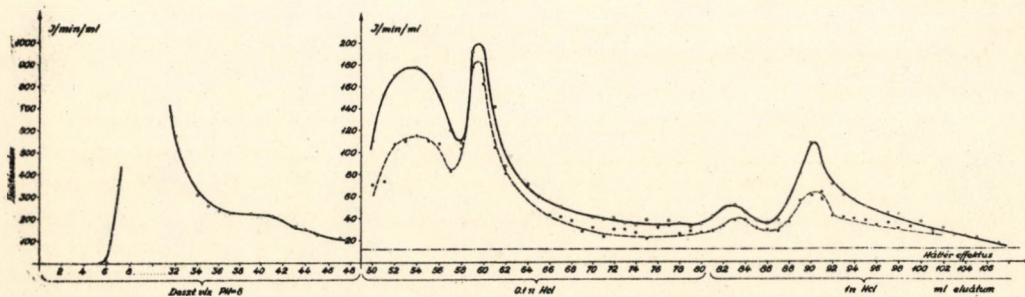
Az így előkészített humuszoszlopot üvegyapottal könnyedén ledugaszoltuk, és felöntöttük rá a vizsgálandó izotópoldatot, amelyet előzőleg óvatosan szárazra pároltunk és sósavoldattal felvettünk úgy, hogy savassága $p_{\text{H}} \sim 5-6$ értékek között legyen. Ezután 50 ml deszt. vizet öntöttünk az oszlopra és az átfolyó oldatot 1 ml-ként szedőkbe gyűjtöttük, majd hasonlóan jártunk el 0,1 n és 1 n HCl oldattal végzve eluálást. Ezután elvégeztük az egyes szárazra párolt eluátum részletek GM-csőves aktivitásmérését.

Igy az eluátumrészletek számának függvényében megkaptuk az aktivitás eloszlási görbét, amely a várakozásnak megfelelően több aktivitásmaximumot mutat. Ennek alapján az eluátumfrakciókat részletes elemzésnek vetettük alá.

HUMUSZ OSZLOPON TÖRTÉNŐ AD-
SZORPCIÓS VIZSGÁLATOKHOZ KÉSZÜLT
ÜVEGCSŐ



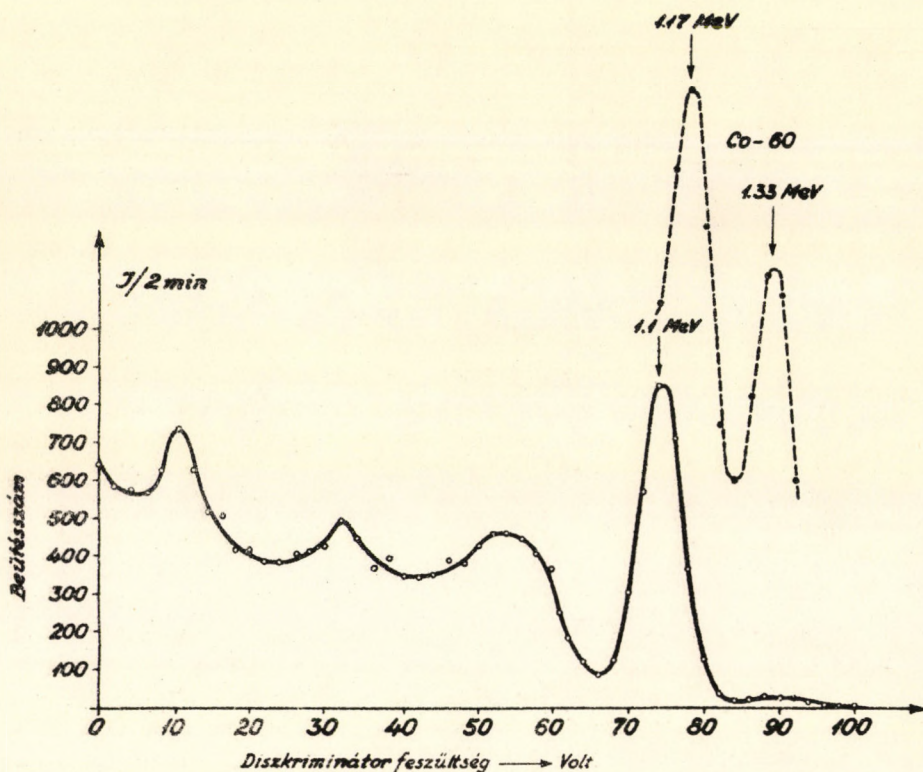
1. ábra. Humusz oszlopon történő adszorpciós vizsgálatokhoz készült üvegcső.



2. ábra. A humuszoszlopról nyert eluátumfrakciók aktivitáseloszlásának görbéje az eluátum-részletek számának függvényében.

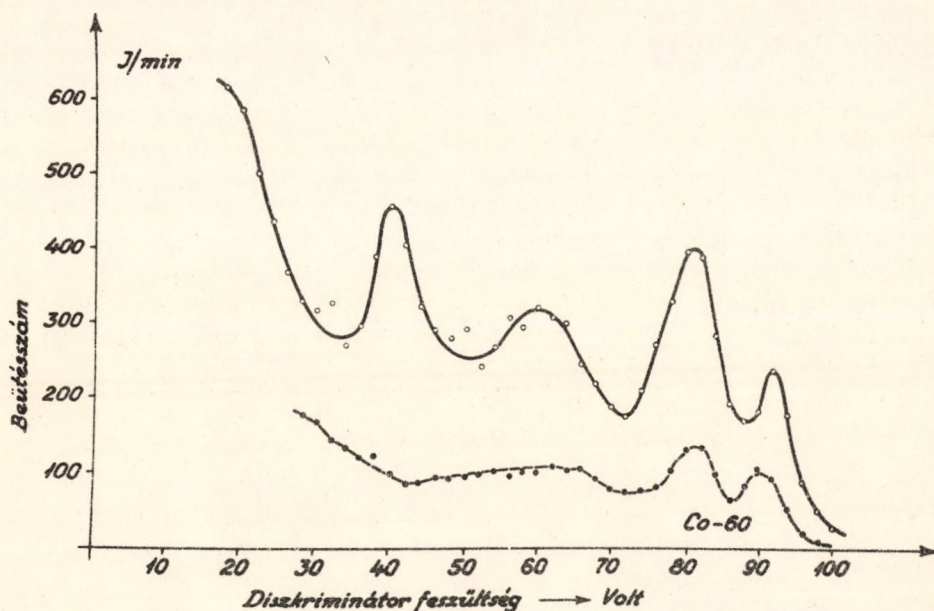
1./ Az első eluálási frakció /eluálás deszt. vízzel/ sugáranalitikai vizsgálatától egyelőre eltekintettünk, figyelembe véve azt a körülményt, hogy az itt jelentkező aktivitásnak az anion-alakban jelenlévő és emiatt a humusz oszlopon nem adszorbeálódott P-32 izotóptól kell származnia.

2./ A második eluálási frakcióban /eluálás 0,1 n HCl oldattal/ két aktivitásmaximumot észleltünk, ezért az egész preparátumsorozaton 14 nap elteltével GM csőves utómérést végeztünk /lásd 2. ábra szaggatott görbe/. Ebből megállapítható, hogy az első aktivitáscsúcs értékei közel felére csökkentek, míg a második élesebb aktivitásmaximumhoz tartozó értékek csaknem változatlanok. Következtetésünk tehát az, hogy az első aktivitásmaximum létrejötte P-32 izotópnak tulajdonítható, amely a vízzel történő átöblítés folyamán részben az üveg falára tapadt és amelyet 0,1 n HCl eluensünk hirtelen kiöblített az üvegcsőből. A második aktivitásmaximumnak pedig 14 napnál nagyobb felezési idejű radioaktív anyagtól kell származnia. Korábban tett megállapításunk [4] szerint 0,1 n HCl-al csak egy és két vegyértékű kationok oldhatók le humusz-oszlopról, azért a második aktivitásmaximum jelentkezését az előre jelzett szennyező anyagok vegyértékeinek figyelembevétele alapján Zn-65-nek kell tulajdonítanunk. A legmagasabb aktivitásértéknél végzett γ -spektrometriás mérés ezt a feltevésünket igazolta a II. és III. P-32 készítmény esetében /3. ábra/.



3. ábra. Humusz oszlopon preparált Zn-65 izotóp γ -spektruma a hitelesítő Co-60 vonalakkal.

Az I. P-32 izotópkészítményből azonos módon és körülmények között nyert 0,1 n HCl-as eluálási frakcióban az aktivitás eloszlási görbe szélesebb aktivitás-maximumot adott, γ -spektrumából pedig látható, hogy az nem csupán Zn-65 izotóptól származik.



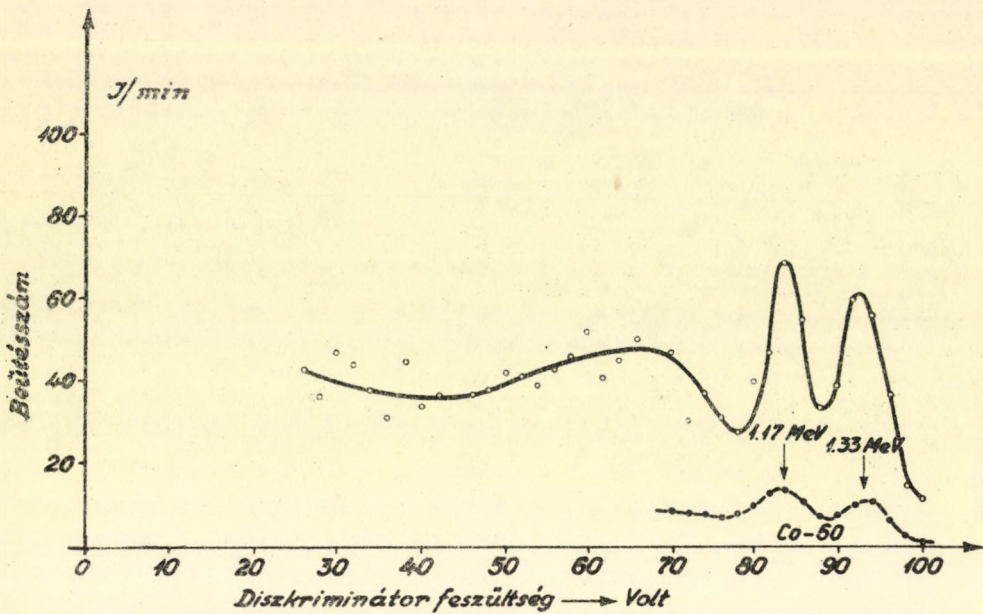
4. ábra. Az I. P-32 izotópkészítmény teljes 0,1 n HCl-as eluálási frakciójának γ -spektruma.

További elemzés során ebből az eluátumrészletből papirkromatográfiásan két különböző aktiv anyagot sikerült elkülönítenünk. Az egyiket a fentebbi Zn-65-tel azonosnak találtuk, míg a másikat Co-60 izotópként azonosítottuk /5. ábra/.

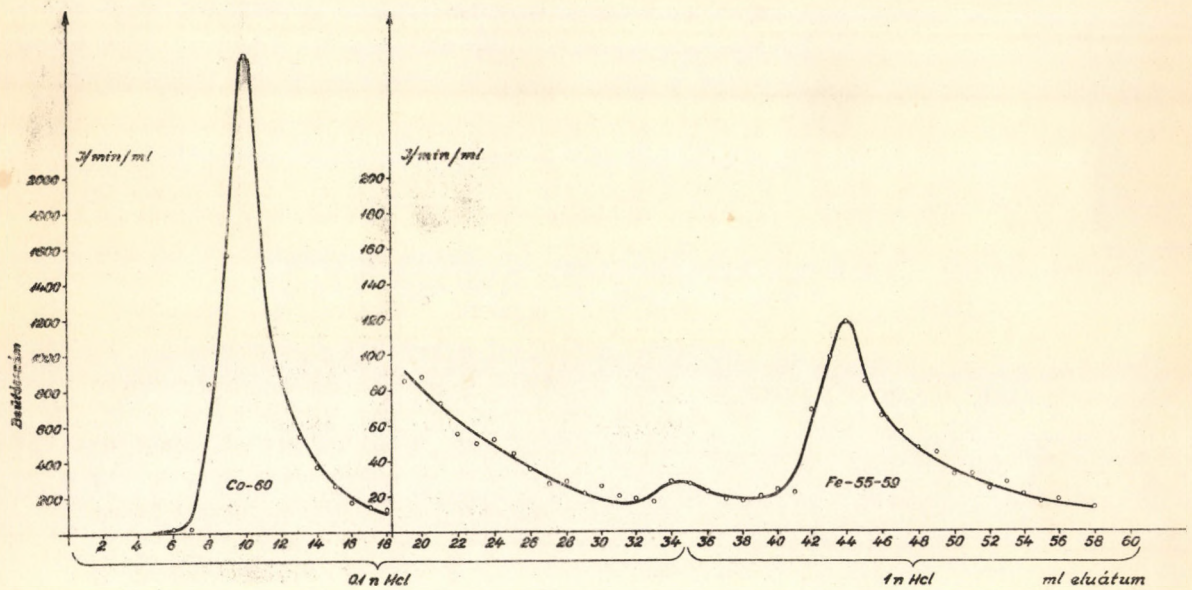
3./ Előzetes vizsgálataink szerint a harmadik eluálási frakcióban /eluálás 1 n HCl-al/ kell jelentkeznie a magasabb vegyértékű kationoktól származó aktivitás maximumnak. Ebben az esetben a kiértékelő γ -spektrometriás mérést nem tudtuk elvégezni a preparátumokrendkívül alacsony aktivitása miatt. Ezért egy szennyezésként Fe-55-59-et tartalmazó Co-60 izotópkészítménnyel összehasonlító eluciós kísérletet végeztünk. Mint a 6. ábrán látható a Fe-55-59 izotóptól származó aktivitás az 1 n HCl-as eluálási szakaszban jelentkezik, éspedig 2. ábrán látható görbének megfelelő szakaszával teljesen azonos alakú.

Ilyen közvetett módon megállapítható, hogy a görbénk vizsgálandó szakaszában jelentkező aktivitás Sb-124-től mentes, Fe-55-59 izotópelegynek tulajdonítható.

Ezek után nyilvánvaló, hogy Sb-124-re vonatkozóan két lehetőségünk marad; vagy fentmaradt az oszlopon és csak erősebb eluens segítségével oldható le, vagy anion alakban a P-32-vel együtt adszorbeálódás nélkül távozott az oszlopról. Ennek megállapítására az imént figyelmen kívül hagyott első eluálási frakcióban /eluálás deszt.viz-zel/ végeztünk γ -spektrometriás mérést /7. ábra/.

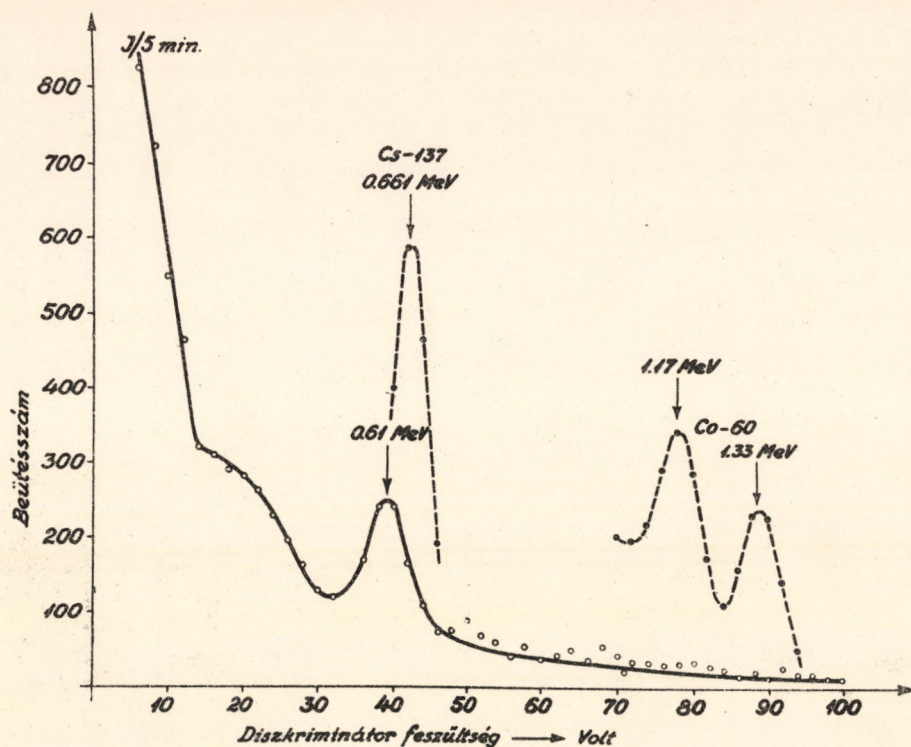


5. ábra. Az I. P-32 izotópkészítmény 0,1 n HCl-as eluálási frakciójából elkülönített Co-60 izotóp γ -spektruma.



6. ábra. Összehasonlító Fe-55-59 eluátumsorozat aktivitáseloszlásának görbéje.

Tekintve, hogy mérésünk pozitív eredménnyel végződött, a spektrumvonal kiértékeléséből megállapítható, hogy az Sb-124 izotóphoz tartozik, figyelembe véve azt a körülményt, hogy a P-32 izotóp γ -vonalakat nem ad. Ilymódon bizonyossá vált, hogy izotópkészítményeink a Sb-124 izotópot anion alakban tartalmazzák.

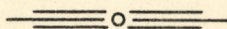


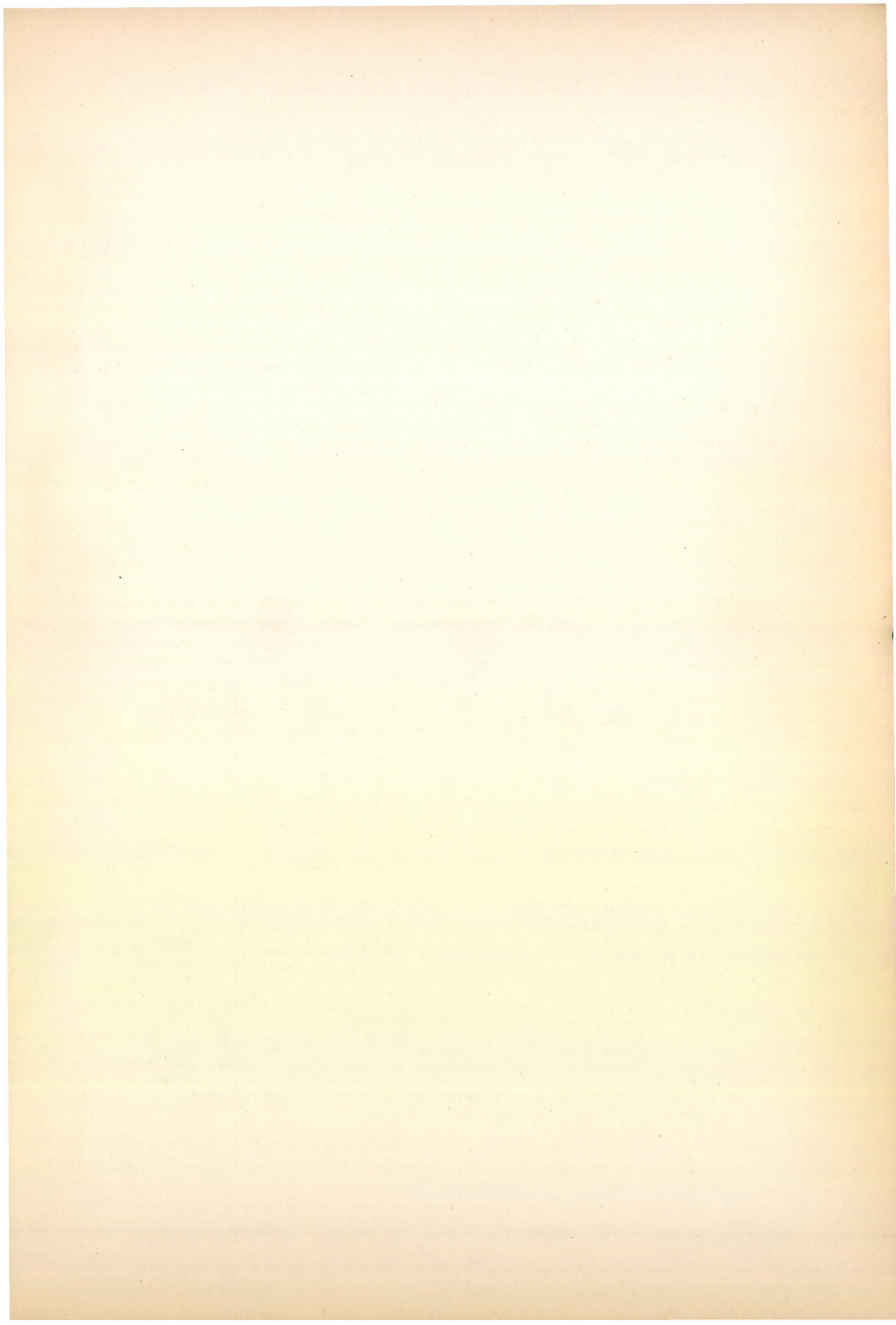
7. ábra. Sb-124 γ -spektruma a hitelesítő Cs-137 és Co-60 vonalakkal.

Végül köszönetemet fejezem ki Szalay Sándor professzor úrnak, az MTA Atommag Kutató Intézete igazgatójának munkám iránt tanúsított érdeklődéséért és Máthé György tud.munkatársnak gyakorlati vonatkozású útmutatásaiért.

I r o d a l o m

- 1 Szalay S.: Vizsgálatok nagy atomsúlyú és több vegyértékű kationok adszorpciójára humusz kolloidokon. MTA Mat.Fiz.Oszt.Közl. IV. /1954/ 327.
- 2 Szabó I.: Kationok adszorpciója humusz preparátumon, MTA Mat.Fiz.Oszt.Közl.VIII 3. /1958/ 393.
- 3 A. Szalay: The Role of Humus in the Geochemistry of Uranium, Acta Physica Hung. VIII. /1957/ 25-36.
- 4 Szalay S. - Szilágyi M.: Vizsgálatok egyes urán-hasadási termékek adszorpciójára humuszpreparátumon. MTA Mat.Fiz.Oszt.Közl. /közlés alatt/.





A NÉGYVEGYÉRTÉKŰ URÁNIUM U/IV/ MEGKÖTŐDÉSE HUMUSZANYAGOKON

Brücher Ernő

Megvizsgáltuk a négyvegyértékű uránium U/IV/ humuszanyagokon történő megkötődését, s megállapítottuk, hogy a négyvegyértékű uránium U/IV/ a hatvegyértékű urániumnál 10-100-szor nagyobb mértékben kötődik meg.

A szerves eredetű üledékes kőzetek uránium nyomelemtartalma sok esetben igen magas, a Föld átlagos urániumtartalmának 10-20-szorosa [1-6]. A szokatlanul magas uránium nyomelemtartalom, amint azt már korábban megállapították [7] összefüggésben van a kőzetek szervesanyag-tartalmával.

Szalay állapította meg [8-12], hogy az üledékes kőzetek szerves anyagai közül elsősorban a humusz anyagok* azok, melyek létrehozták az uránium feldusulásokat. Az elpusztult növényzet bomlásánál, korhadásánál keletkező humuszanyagok kationcserélő tulajdonsága már régen ismert, s a talajban fontos kationokra / Ca^{2+} , K^+ , Na^+ , NH_4^+ / vizsgáltak is [19]. Szalay vizsgálatai szerint az uránium kationcseréje útján kötődik meg a humuszanyagokon. A hig urániumoldat és a humuszanyagok között beálló ioncsere egyensúly esetén a megoszlási hányados /egységnyi mennyiségű humuszon megkötött U-mennyisége osztva az oldat térfogategységében lévő U mennyiségével/ értéke kb. 10^4 . Ugyanez a tízezerszeres bedusulás állapítható meg a szerves eredetű üledékes kőzetek átlagos urániumtartalmának és a természetes vizek átlagos urániumtartalmának összehasonlítása útján is, ami igazolja az elképzelés helyességét.

Az utóbbi években több munka jelent meg az irodalomban [13-14], melyek bizonyítják a humuszanyagok fontos szerepét a szerves eredetű üledékes kőzetekben lévő uránium feldusulások keletkezésében.

Az uránium vizes oldatban közönséges körülmények között hatvegyértékű alak-

* Humuszanyagok alatt értjük a humuszsavakat, hmatomelán savakat, fulvosavakat és a humuszszenet /Oden osztályozása/.

ban stabilis. A négyvegyértékű uránium U/IV/ a hatvegyértékűből redukálással előállítható, de oxigén jelenlétében lassanként hatvegyértékűvé oxidálódik.

Szalay és munkatársai vizsgálataikat $UO_2/NO_3/2$ oldattal végezték, így a U/VI/-ra mutatták ki a humuszanyagokon történő megkötődést.

Több szerző szerint [15-17] a U/VI/ vegyületek négyvegyértékűvé redukálódhatnak a talajban, részben a szerves anyagok redukáló hatása, részben pedig az ott lefolyó oxidációs-redukációs folyamatok /pl. $Fe^{2+} \rightarrow Fe^{3+}$ / eredményeképpen. Az U^{4+} ionok magasabb p_H -nél oldhatatlan hidroxid csapadék formájában kicsapódnak az oldatból /pl. 1 mg/ml koncentrációjú U^{4+} oldatból $p_H = 4$ körül/. A természetes vizek uránium-tartalma azonban olyan alacsony, hogy azokból az U^{4+} ionok valószínűleg nem csapódnak ki, hanem az UO_2^{2+} ionokhoz hasonlóan megkötődnek a talaj humuszanyagtartalmán. Erre vonatkozólag kísérleti munka nem ismeretes az irodalomban, ezért megvizsgáltuk a U^{4+} ionok megkötődését az általunk előállított humusz preparátumon a p_H függvényében.

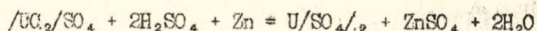
Kísérleti vizsgálatok

A humusz preparátum előállítása.

A Vindornyaszőlősről beszerzett szeletes tőzeget vizes duzzasztás után daráltuk, majd vízben ülepitve eltávolítottuk az anyag rostos, cellulozban dús részét. Az így kapott zagyot drótszítán átszűrtük, melyen ismét a rostosabb, a cellulozban dúsabb anyag maradt vissza. A drótszítán átment zagyot porcelán nuccson szűrtük, benzollal, majd alkohollal mostuk s végül $40^\circ C$ -on szárítottuk. A kapott anyag sötétbarna színű por, hamutartalma 14,7 %, elemi összetétele: C: 41 %, H: 4,86 %, N: 2,0 % és O: 37,4 %.

A U/IV/ $SO_4/2$ előállítása.

A kísérleteinkhez használt U/ $SO_4/2$ -ot $UO_2/SO_4/2$ -ből állítottuk elő redukcióval. A redukálást Jones reduktorral végeztük [18]. A redukciót a következő egyenlettel írhatjuk le:



Az oldatba került Zn^{2+} ionok eltávolítása úgy történt, hogy NH_4Cl főlőssleg jelenlétében Na_2CO_3 -val lecsaptuk a U/IV/-ot, ugyanakkor a Zn^{2+} ionok aminkomplex képződése közben oldatban maradtak. A csapadékot hig H_2SO_4 -ban feloldottuk, s az előbbi karbonátos lecsapást megismételtük. A kapott csapadékot szűrés, vizes mosás után hig H_2SO_4 -ban oldva nyertük a kísérletekhez használt U/ $SO_4/2$ oldatot. Az oldatban UO_2^{2+} ionok $K_4[Fe/CN/6]$ -val nem mutathatók ki. Az U/ $SO_4/2$ oldat koncentrációját permanganometriásan, és a cc HNO_3 -as oxidáció után a keletkező UO_2^{2+} ionok $K_4[Fe/CN/6]$ -val alkotott komplexének fotometrállása útján határoztuk meg. A permanganometriás meghatározás eredménye 7,66 mg/ml, a fotometriás: 7,64 mg/ml, az eltérés 0,3 %-nál kisebb.

A kísérleteinkben alkalmazott oldatok U-koncentrációja több nagyságrenddel nagyobb a természetes vizek uránkoncentrációjánál. Ilyen viszonylag tömény U-oldatokkal azért dolgoztunk, hogy az uránmeghatározás egyszerű, gyors és megbízható legyen. Az oldatban lévő nagy U-főlőssleg biztosítja azt is, hogy a humusz preparátumon az adott feltételek mellett jelenlévő összes aktiv csoporthoz U kapcsolódik, azaz a humusz U megkötési kapacitása teljesül.

Kísérleteinket az 1-3,5-ös p_H tartományban végeztük. Magasabb p_H -nál a bekövetkező lehidrolizálás miatt nem dolgozhattunk.

Az egyes kísérleteket a következőképpen végeztük:

50 ml $U/SO_4/2$ oldathoz 0,25 g humusz preparátumot adtunk és N_2 átbuborékolással közben szobahőmérsékleten félóráig kevertük. Ez az idő elegendő ahhoz, hogy az oldat és a szilárd fázis között beálljon az egyensúly. A p_H -t NaOH hozzáadásával állítottuk be és Metrohm típusu p_H -mérővel mértük. A két fázist az Intézetünkben ilyen célokra készített gyors-szűrővel választottuk el. A szűrletben kimutatható mennyiségű UO_2^{2+} ion volt, ezért koncentrációját mind permanganometriásan, mind oxidáció után fotometriásan meghatároztuk.

A humusz preparátumon megkötött U/IV/-ot 25 ml 2N H_2SO_4 -val oldottuk le. Az oldatban UO_2^{2+} ion nem volt kimutatható, ezért koncentrációját permanganometriás titrálással állapítottuk meg.

A meghatározások eredményeit az I. táblázatban foglaltuk össze:

1. Táblázat.

A humuszon megkötött U/IV/ mennyiségének változtatása a p_H változtatásával.

Sor- szám	p_H	Bevitt összes U/IV/ mg	A szűrletben talált összes U mg	A humuszról H_2SO_4 -val le- oldott U/IV/ mg	A humuszon meg- kötött U/IV/ mkeve/1 g humusz
1.	3,3	282	308,1	76,5	5,14
2.	2,3	282	221,9	47,9	3,21
3.	1,9	282	343,7	18,7	1,26
4.	1,1	282	375,0	5,2	0,25

Az előbb ismertetett kísérletekkel teljesen azonos feltételek mellett /50 ml oldattérfogat, 0,25 g humusz preparátum félórás keverés szobahőmérsékleten/ megvizsgáltuk az UO_2^{2+} ionok humuszon történő megkötődését a p_H függvényében. A kísérleteket UO_2SO_4 oldattal végeztük, a megfelelő p_H -t Na_2CO_3 adagolásával állítottuk be. Szűrés után a szűrlet koncentrációját $K_4[Fe(CN)_6]$ -os módszerrel fotometriásan határoztuk meg. A humuszon megkötött U/VI/ mennyiségét az eredeti oldat és a szűrlet koncentrációjának ismeretében számítottuk ki.

A U/VI/ humuszon történő megkötődése vizsgálatának eredményeit a 2. táblázatban foglaltuk össze.

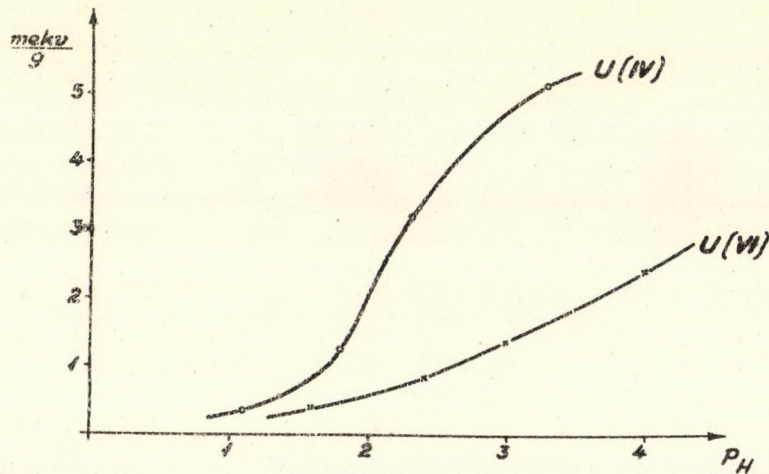
Az 1. és 2. táblázat adatait grafikusán ábrázolva az 1. ábrát nyerjük. Az abszcisszára az oldatok p_H -ját, az ordinátára az 1 g humusz preparátum által megkötött /milligrammekvivalensekben kifejezett/ U-mennyiséget mértük fel.

A vizsgálatok eredményeiből megállapítható, hogy a U^{4+} ionok az UO_2^{2+} ionokhoz hasonlóan, sőt azoknál még nagyobb mértékben kötődnek meg a humuszanyagokon. Pl. $p_H = 3$ esetén az 1 g humuszon megkötött U/IV/ mennyisége 285,6 mg, a megkötött U/VI/ mennyisége pedig 162 mg. A p_H növekedésével nő a megkötött U/VI/ mennyisége is.

2. Táblázat.

A humuszon megkötött U/VI/ mennyiségének változása a p_H változásával.

Sor- szám	p_H	Bevitt összes U/VI/ mg	Szűrletben talált U/VI/ mg	Humuszon megkötött U/VI/ mg	Humuszon meg- kötött U/VI/ mkev 1 g hu- musz
1.	1,6	249,5	237,6	11,9	0,4
2.	2,4	249,5	224,5	25,0	0,83
3.	3,0	249,5	209,5	40,5	1,35
4.	4,0	249,5	178,1	71,4	2,41



1. ábra. A humuszon megkötött U/IV/ és U/VI/ mennyiségének változása a p_H függvényében.

Eredmények, következtetések.

A vizsgálatok eredményeit a következőkben foglaljuk össze:

- a/ a humusz anyagok a négyvegyértékű U-kationt is képesek igen nagy kapacitással megkötöni,
- b/ a megkötött U^{4+} kation mennyisége a p_H növekedésével az UO_2^{2+} kationokénál nagyobb mértékben nő,
- c/ a megkötés egy reverzibilis kation kicserélő folyamat éppen úgy, mint az UO_2^{2+} kationnál, a megkötött U/IV/ erős savakkal újból felszabadítható és mint U^{4+} szabadul fel.

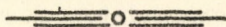
Fentiek alapján a Szalay által a hatvegyértékű uránium geokémiai dúsítására alkotott hipotézis az uránium négyvegyértékű alakjára is érvényesnek látszik.

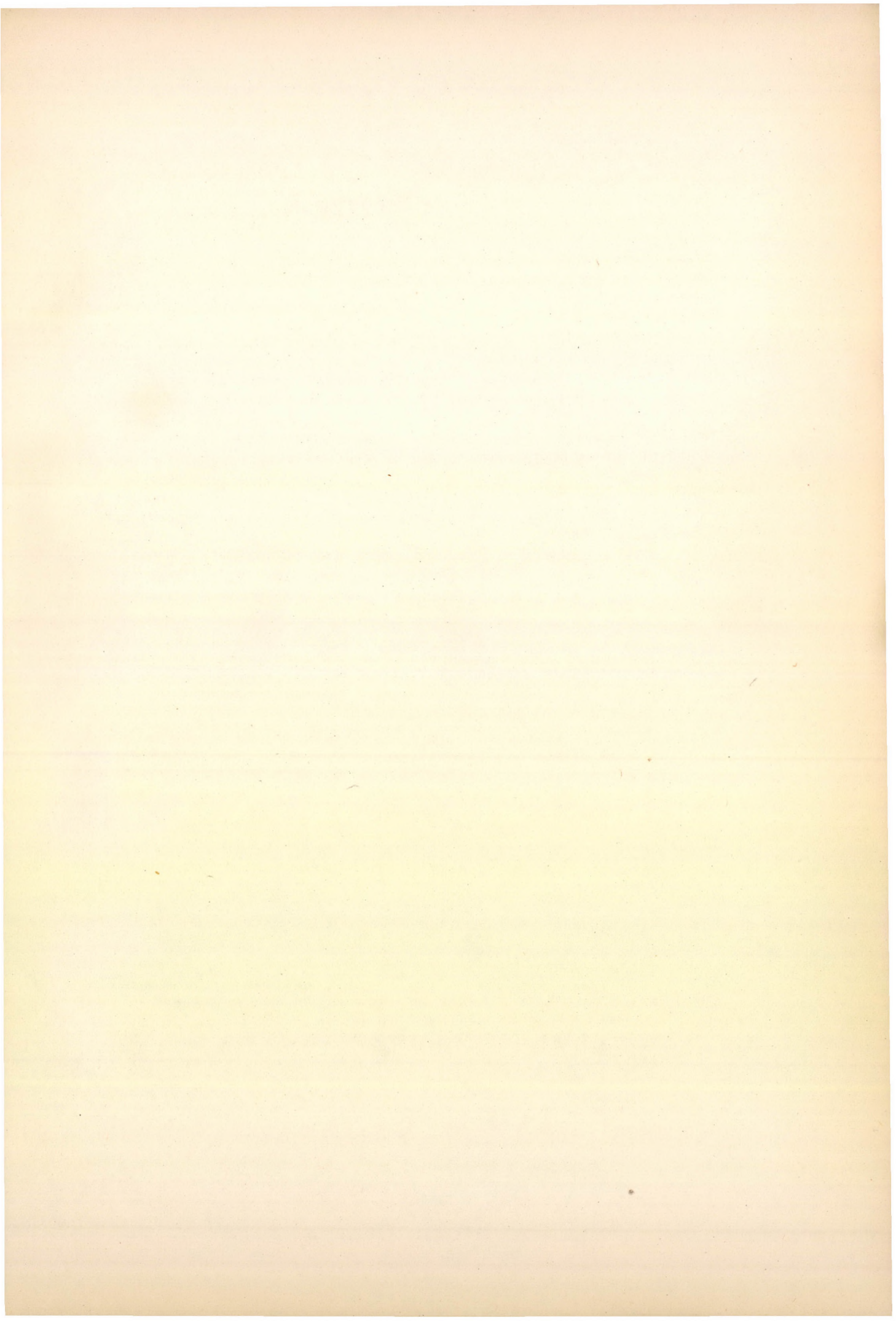
Ezúton mondok köszönetet Szalay Sándor professzornak, a MTA Atommag Kutató Intézete igazgatójának, aki a problémát felvetette és munkámat figyelemmel kísérte.

Köszönettel tartozom Veress Zoltánné intézeti önálló laboránsnak a kísérletek elvégzésében nyújtott segítségéért.

Irodalom

- [1] Szalay S.: Magyar Áll. Földtani Intézet évi jelentése 1948. B. 5-21.
- [2] Szalay S. - Földvári A.: MTA III. Oszt. Közl. 1.köt. 1. 10-72. 1950.
- [3] Moore, G.V.: Economic Geology 49, 652-658. 1954.
- [4] Swanson, W.E.: Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneve 1955. Vol. 6, 434.
- [5] Vine, J.D.: Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneve 1955. Vol. 6, 456.
- [6] Masursky, H.: Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneve 1955. Vol. 6, 463.
- [7] Mc Kelvey, V.E.: Economic Geology 45, 1. 35. 1950.
- [8] Szalay S.: MTA VI. Oszt. Közl. V.köt. 3, 167-185. 1951.
- [9] Szalay, S.: Acta Geologica Hungarica 2. 299-311. 1954.
- [10] Szalay S.: MTA III. Oszt. Közl. IV. 3, 327-340. 1954.
- [11] Szalay S.: Acta Phys. Acad. Sci. Hung. VIII., 1-2, 25-37. 1957,
- [12] Szalay, A.: Proceedings of the second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneve 1958. V. 2, 182-186.
- [13] Manszkaja, Sz.M. - Drozdova, T.V. - Rmeljanova, N.P.: Akad. Nauk. Sz.Sz.Sz.R. Geo - chimija 4, 10-23. 1956.
- [14] Vine, J.D. - Swanson, F.E. - Bell, K.G.: Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneve 1958. V. 2, 187-191.
- [15] Breger, J.A. - Deul, M.: Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneve 1955. Vol. 6, 418-421.
- [16] Mc Kelvey, V.E. - Everhard, D.E. - Garrels, R.M.: Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneve 1955. Vol. 6, 551-561.
- [17] Melkov, V.G.: Atomnaja Energija 1, 83, 1956.
- [18] Rodden, J.: Analytical Chemistry of the Manhattan Project. New-York, 1950.
- [19] Selman A. Waksman: Humus. /Baltimore 1938/ 322-323.





INTRAVÉNÁSAN ADOTT FÉMSÓKOLLOID SORSÁNAK KÖVETÉSE NYULBAN*

Kertész László

Jelen közlemény szempontokat ad egyes szervek tárolási tendenciájának időbeli vizsgálatára. Hangsúlyozza, hogy a "biológiai vagy farmakológiai felezési idő" fogalmát csak az időben egyszerű exponenciális törvény szerint lezajló folyamatokra helyes alkalmazni.

B e v e z e t é s

Rövid referátum keretében számot kívánunk adni arról, milyen helyet foglal el a legkülönbözőbb, szervezetbe vitt testidegen anyagok vizsgálata között a kolloidális természetűek nyomkövetése és milyen kritikával értékelhetők az idevonatkozó vizsgálatok. Az elhanyagolhatóan kisfokban disszociáló fémsó kolloidjának alkalmazását elsősorban az a tette indokoltá, hogy legkevésbé számítható "reaktív"-nak az egyéb testidegen anyagok között, nyomkövetésére pedig a radioaktív indikáció egyszerű és érzékeny módszere állt rendelkezésre.

Az utóbbi években egyre nagyobb számban jelennek meg dolgozatok a legkülönbözőbb kolloidokkal végzett kísérletes és terápiás vizsgálatokról. A végső cél ezen anyagok szervezeten belüli sorsát tisztázni megfelelő applikáció után, hogy eldöntsük, irányítható-e valamely szerv vagy szervrendszer felé s ilymódon számíthatunk-e terápiás felhasználhatóságra is? Másrészt a kolloid bevitelét modellkísérletnek számvá, vizsgáljuk, hogy a szervezet számára idegen anyag milyen reakciót vált ki a szervezet elimináló rendszere részéről. Vizsgálataink során elsősorban ezen utóbbi kérdésre ke-

* A referált anyag bevezetését szolgáló vizsgálatokról a következőkben számoltunk be:

"Vizsgálatok iv. adott radioaktív izotóppal nyomjelzett Bi_2S_3 kolloid eltűnésnek időbeli lefutásáról."

/Szalay S., Kertész L.: MÉT. XX. Vándorgyűlés, Bp. 1954./

restünk feleletet.

Szervezetbe vitt idegen anyag sorsának vizsgálatokor általában két szempont merül fel. Egyrészt nem közömbös, milyen a kérdéses szervetlen, ill. szerves anyag diszperzitás állapota, -mérete, koncentrációja, milyen közegben és milyen módon célszerű applikálni és milyen a kimutatás lehetősége. E kérdések némelyikére adott esetben igen nehéz egyértelmű választ adni, s nem csodálható, ha az irodalmi utalások több esetben kitérnek a pontos válasz elől, ami a kísérletek reprodukálhatóságát és továbbfejlesztését megnehezíti vagy egyáltalán lehetetlenné teszi. A szerzők legtöbbször a fenti kautéláknak változatos módon tesz eleget, az összehasonlító szintézis számára alig hagyva lehetőséget: fémionok, fém sók, kolloidjaik, festékek, fehérjék, baktériumok stb. kerülnek alkalmazásra, kémiai esetleg ki sem mutatható /pl. carrier-free/, illetve extrém magas, sőt toxikus koncentrációban, igen változó módon diszpergált állapotban. Kimutatásuk is teljesen különböző: kémiai, izotópos, hígításos-analitikai, immunológiai stb. - Másrészt mérlegelendő az idegen anyagot felvevő állati szervezet viselkedése. Ismeretes, hogy a szervezet reakciókészsége, mellyel a bejuttatott idegen ágenst kiküszöbölni igyekszik, nemcsak fajonként, hanem adott esetben egyedenként is változó, még fiziológiai körülmények között is. Ez várható, hiszen a bevitt anyag a minőségétől, diszperzitásfokától, bizonyos határon túl koncentrációjától függően különbözőképpen exponálódik a szervezet funkcionális és morfológiai értelemben vett elimináló rendszere felé. Utóbbi viszont, mint ismeretes a dinamikus változó humorális-idegi reguláció, valamint immunbiológiai aktivitás befolyása alatt áll. A tapasztalás szerint a fentiekből eredő egyedi fiziológiai ingadozások mégsem oly nagyok, hogy megfelelő számú kísérlet után ne vonhatnánk le akár általános jellegű következtetést is a szervezet védekezőképességére vonatkozóan.

Csak a fenti két kérdéscsoport pontos kielégítése esetén várhatunk megnyugtató választ arra, hogy valamely bevitt anyag eliminációsebességét, mint az anyag szervezeten belüli sorsának legkifejezőbb jellemzőjét milyen mértékben befolyásolja maga a szervezet, mint alany egyik részről és a bevitt anyag másrészről. A szervezetbe juttatott idegen anyag eliminációjának filogenetikai összehasonlítására tettek ugyan lépéseket - s végeredményben ez a legjelentősebb, bár óvatos lépés az emberre vonatkoztatás felé - de az alany és tárgy előbb említett változatossága miatt hiányt érezzük a rendszerező munkának. Jelen vizsgálatainkat ehhez szánjuk bevezetőül és célunk annak igazolása, hogy milyen körülmények között értékelhetők helyesen az elimináció indikátorául használatos módszerek.

Célszerűnek látszik összefoglalni, az idevonatkozó irodalmi adatok összevetésével, mely tényezők befolyásolják a vérbe jutott anyag sorsát. A felsorolásnál *Dost* [19] osztályozását vettük figyelembe. A vértükhörgörbék egy regulációs, ill. kiegyenlítő folyamat eredményét mutatják, melynek az a célja, hogy a bevitt anyag hatására megzavart egyensúlyi állapot helyreálljon. Nyílt rendszerről lévén szó, ez az egyensúly kvázi stacionárius: folyamatos egyensúly /v. *Bertalanffy*: *Fliessgleichgewicht*; *Burton*: *steady state*/. Ezt billenti fel valamely anyag bevitele és állítja helyre eliminációja. Ha elimináció fogalma alatt minden irreverzibilis anyageltávolító folyamatot értünk, a következő lehetőségekre kell gondolnunk:

1. Kiválasztási folyamatok.
2. Kémiai le- és átépítés.
3. Végleges szöveti fixáció.
4. Szövetekből vérbe történő rediffúzió.

A folyamatos egyensúly felbillenését /anyag inváziója/ és helyreállítását /elimináció/ befolyásoló tényezők:

a/ Diffúzió.

Ha általánosságban feltételezzük, hogy az anyag valamely depóba juttatva szivódik fel a szervezetbe /i.v. adáskor a vér átmenő depónak fogható fel/, a meginduló diffúzióra alkalmazható *Fick* kiegyenlítődési törvénye, mely szerint lineáris viszonyok mellett a diffúziósebesség minden ponton arányos a koncentrációesés $\frac{dc}{dx}$ nagyságával:

$$-\frac{dN}{dt} = D \cdot q \frac{dc}{dx},$$

ahol D = diffúziós koefficiens, q = a koncentrációesés irányára merőleges keresztmetszet.- Biológiai milióban, háromdimenziós viszonyok között ez a kifejezés bonyolultabbá válik, de ha meggondoljuk, hogy reszorpciójelenségeknél a diffundáló anyag által át-vándorolt organikus határstruktúra /pl. kapillárisfal/ rétegvastagsága igen kicsiny, a koncentrációgrádiens a legrövidebb idő alatt konstans értéket vesz fel /*Jacobs*/, úgy-hogy a határfelület két oldalán uralkodó koncentrációk különbségével helyettesíthető:

$$-\frac{dc}{dt} = \kappa / c - c' /,$$

ahol c , ill. c' a kapillárisfal két oldalán uralkodó koncentrációk, κ = permeabilitási faktor. Minthogy a depóból eltávozó anyagmennyiség a szervezetbe jutva nagyfokú higulást szenved, c' elhanyagolhatóan kicsiny c -hez képest.

$$-\frac{dc}{dt} = \kappa c, \quad /1/$$

azaz a szervezetbe vitt anyag koncentrációcsökkenése a bevitel helyén arányos a depóban uralkodó koncentrációval. Más szóval, ha koncentrációesés = eltávolításra kerülő molekulák számának csökkenése valamely t időben

$$-\frac{dN_t}{dt} = \kappa N_t, \text{ ill. } \frac{dN_t}{N_t} = -\kappa dt \quad /1a/$$

Utóbbinak határozatlan integrálja $\ln N_t = -\kappa t = + \text{const.}$ Legyen $t = 0$ időben /bevitelkor/ a molekulák száma $N_t = N_0$, akkor a bevitel helyén - i.v. adáskor tehát a vérben - bármely t időben még jelenlévő molekulák száma

$$N_t = N_0 e^{-\kappa t} \quad /2/$$

Ugyanakkor a felszívó tér által reszorbeált molekulák számának $/N_r/$ növekedési sebessége

$$\frac{dN_r}{dt} = (N_0 - N_r), \text{ ahol } N_0 - N_r = N_t$$

Fentiekhez hasonló egyszerű meg gondolásból adódik, hogy bármely t időben a beadás helyéről a környezet felé felvett molekulák száma

$$N_r = N_0(1 - e^{-\kappa t}) \quad /3/$$

Látható, hogy $/2/ + /3/ = N_r + N_t = N_0$ egy zárt rendszeren belül, egyedül a diffúzió folyamatát feltételezve.

Az élő és élettelen világban igen elterjedtek a fentihez hasonló kiegyenlítő folyamatok, melyek a $/2/$ és $/3/$ egyszerű e -alapu exponenciális egyenleteket kielégítik. A kémiai kinetikában megfelel ez a monomolekuláris vagy I. rendű reakciók egyenletének, melyhez a fiziológiai-kémiai reakciók nagy része is tartozik.

b/ A folyamatos egyensúly fenntartásában sokszor jelentős szerepet játszanak elsősorban I. rendű kémiai reakciók, néha pedig lökéskinetikai értelemben vett bimolekuláris reakciók is, melyekre egyaránt levezethető a $/2/$ és $/3/$ alatt leírt alapvető összefüggés. Esetünkben azonban ezeknek alárendelt szerep jut, minthogy a Bi_2S_3 molekula nagyfokú stabilitásáról ismeretes.

c/ Sokkal inkább kiemelkedik az adszorpció szerepe az eliminációs folyamatokban, különösen, ha figyelembe vesszük, hogy elfogadott nézet szerint a fagocitózis bevezető mozzanatát képezi /Törő, Jancsó/. Itt csak megemlíteni kívánjuk, hogy az adszorpció mai felfogás szerint azonosértékűnek tekinthető a kémiai kötéssel.

d/ A filtráció, legyen az periodikusan ismétlődő /bélfal/ vagy folyamatos /vese/, végeredményben geometrikusan előrehaladó koncentrációsési folyamat, v.ö. $/1/$, melynek lefutása tehát az előbbieken említettekkel kielégítően magyarázható.

e/ Határfelületek /adsorbens/ körüli megoszlási folyamatok végállapot felé való közeledésének sebességét exponenciálisan írhatjuk le, v.ö. $/2/$, $/3/$, hiszen két fázis közötti eloszlás és egyensúly elérésének sebességét e két fázisban tapasztalható diffúziósebesség határozza meg.

f/ Keveredés, az anyag durva-mechanikus elvitele és eloszlása. Az anyag egyensúlyának jellegzetességét alig befolyásolja, minthogy a vér, mint hordozó, csak azon anyagmennyiség felett rendelkezik, amely az $a/ - e/$ alatt tárgyaltak alapján még a keringésben maradt.

Minthogy a fentebb sorolt tényezők külön-külön közvetlenül, vagy közvetve a bevitt anyagnak egyszerű exponenciális törvényszerűség szerinti eltávolítását eredményezik, matematikai szükségszerűséggel várható, hogy egyidejű, együttes érvényesülésük esetén a vérből való eltávolítás összefolyamatát is az exponencialitás jellemzi. Az egyszerű exponenciális összefüggéstől /melyben e csak egyféle hatványon szerepel/ való esetleges eltérés arra utal, hogy az elimináció folyamatában résztvevő mechanizmusok nem egyidőben érvényesülnek egyenlő sullyal, hanem az idő függvényében bizonyos eltolódással kulminálnak. Erre elsősorban az anyag sorsáért felelős szövetek konstans vagy tranziens tárolási tendenciája ad feleletet. Vizsgálataink folyamán tehát szükségszerűnek látszott, hogy a vértükörértékek mellett az egyes szervek tárolási szintjének időbeli lefutásáról tájékozódjunk.

Anyag és metodika

Modellkísérleteinket intravénásan adott, radiobizmuttal nyomjelzett Bi_2S_3 kolloiddal végeztük.

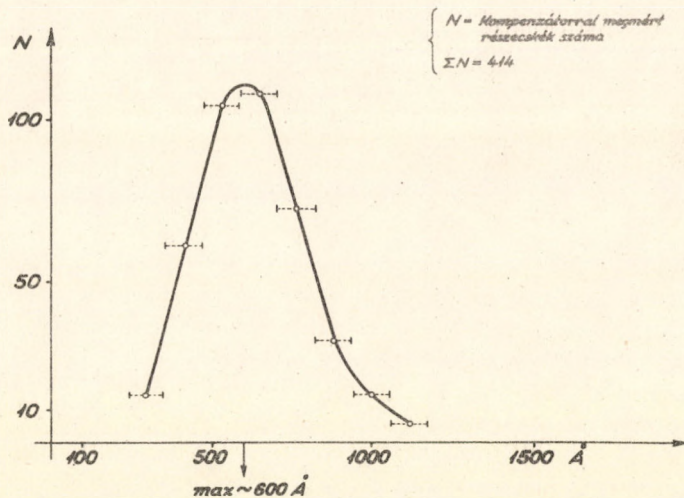
Modellkísérleteinket intravénásan adott, radiobizmuttal nyomjelzett Bi_2S_3 kolloiddal végeztük.

A fenti kolloid csak védőkolloid jelenlétében stabilis, e célra zselatint alkalmaztunk. Autoszérummal történő stabilizálás sikertelennek bizonyult, a rögtön fellépő flokkuláció következtében.

A nyomjelzésre használt, radioaktív bomlási egyensúlyban lévő radium E-t a RaD törzsoldatból Pt-H elektródra elektrokémiailag leválasztottuk, cc HNO₃-al a pajzsról leoldottuk, majd bepárlás után néhány csepp cc tejsavat adtunk hozzá. A párlatot 0,2 % zselatint tartalmazó inaktív Bi-laktáttal, mint hordozóval vettük fel. Inaktív Bi-laktát oldat készítésénél annyi Bi-laktát szubsztanciát /Merck/ mértünk be, hogy az oldat végkoncentrációja Bi-ra 40 mg%-os legyen. Körülbelül 60 ml dest. vízzel felvéve, 1 ml n tejsavval savanyitva rázóhengerben segítettük elő az oldódást, majd G4 szűrőn át 20 ml zselatinoldatba szűrtük át az oldatot és feltöltöttük 100 ml-re. A jelzett Bi-laktát oldathoz 0 °C-on vékony sugárban, állandó keverés mellett, $\bar{a}\bar{a}$ térfogatban a kémiailag ekvivalens mennyiségnél 10 %-kal több Na₂S oldatot adtunk hozzá. Továbbiakban a p_H-t 0,1 n NaOH-al 7-re állítottuk be. A kolloid végkoncentrációja Bi-ra átlag 20 mg%-nak, zselatin-stabilizátorra 1 %--nek adódott, színe sötét kávébarna. Steril körülmények között tartva legfeljebb 2-3 hét múlva mutat flokkulációt. Spec. aktivitása kb. 2,5 μ C/ml.

A kolloidot diszperzításfokmegozslásának megállapítására elektronmikroszkópos és ultracentrifugás vizsgálatnak vetettük alá.*

Az elektronoptikai nagyítások kétszeres fényoptikai másolatain körülbelül 400 szemcseátmérő mérése alapján már az alábbi ugrásmentes, nagymértékben szabályos eloszlási görbét kaptuk /la. ábra/.



1a. ábra. Bi₂S₃ kolloid szemcseátmérő eloszlása.

* Ezúttal fejezzük ki köszönetünket a MTA Méréstechn. és Műszerügyi Int. Elektronmikroszkóp Laboratóriumának, névszerint Sugár Irén tud.munkatárs, valamint az Orsz.Közegészségügyi Int. Virusosztályának, névszerint dr. Takátsy Gyula oszt. vez.helyettesnek értékes segítségükért.

A nagyítási adatok alapján az eloszlás $236 \text{ \AA} - 1180 \text{ \AA}$ intervallumba esik. A legvalószínűbb részecskeméret 600 \AA . Az eloszlás nagyfokú szabályosságát igazolja az, hogy a kísérleti görbére egy elméleti Gauss-görbét vetítve, a görbének csak a kis gyakoriságokhoz tartozó szakaszai térnek el az elméleti görbétől igen kis értékkel. Figyelemreméltó, hogy a fentiek a preparálás kapcsán védőkolloid burkuktól megfosztott részecskékre vonatkoznak. Mindazonáltal ultracentrifugával végzett vizsgálatok, melyek nem jártak a védőburok elvesztésével, arra utalnak, hogy a zselatinburok megemeli ugyan némileg a fenti értékeket, de az eloszlási görbe lefutását nem befolyásolja.

A zselatin maga is polidiszperz molekula, valószínűleg nem kompakt, hanem részben felcsavarodott lánc, ezért az ellipszoid molekulamodell megközelítéssel alkalmazható rá. Tengelyméretei átlag 700 , ill. $18 \text{ \AA} / \text{kb. } 40:1$, tehát nagymértékben megnyújtott /Ferry/. A stabilizáló kolloid méretismerete esetünkben azért nem közömbös, mert a szervezetbe jutott fémsókolloid könnyen elveszti védőkolloidburkát, s így effektív méretei megváltoznak.

Az előbbieknél megfelelően dialízissal csak elhanyagolható mennyiség jutott át a celofán-, pergament-, ill. műanyaghártályakon. A kolloid a Buzágh-féle elektroforézises vándorlási sebesség meghatározó készülékkel vizsgálva elektronegatívnak mutatkozott. /V.ö. [19] 50. old./

A nyomjelzésre használt ${}_{88}\text{RaE}^{210}$ gyakorlatilag 100% -ban β -emittáló/ E_{max} = $1,17 \text{ MeV}$, α -sugárzása elhanyagolható /kb. $10^{-4}\%$./

A RaE β -sugárzását Intézetünkben összeállított végablakos számlálócsöves mérőberendezéssel mértük.

Méréshez az anyagot standardizált üvegcsőszébe készítettük elő úgy, hogy az átlagosan $0,3 \text{ g}$ -os vérmintákat a csésze alján szűrőpapirkoronggal elterítve gondosan beszárítottuk. Egyéb, hasonló sulyu szervmintákat $0,3 \text{ ml}$ fumans HNO_3 -al és $1-2$ csepp perklórsavval elfolyósítottuk és infravörös lámpa alatt beszárítottuk. A száraz maradék β -sugár önabszorpciója elhanyagolható volt.

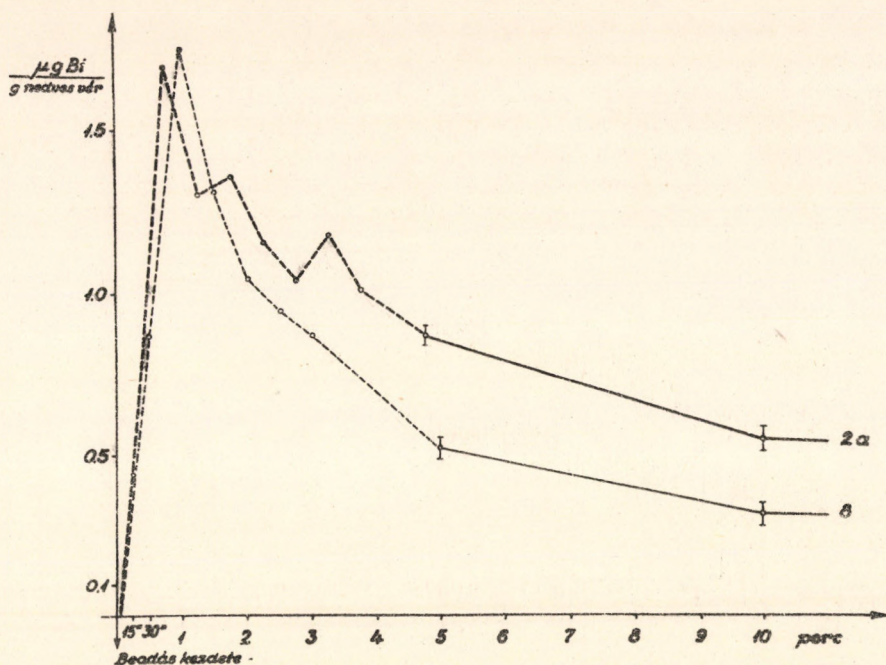
A beszárított mintából kilépő β -sugár részecskéket GM-végablakos számlálócsővel számoltuk és összehasonlítottuk az eredetileg beadott kolloid ismeret térfogatának radioaktív sugárzásával, ilymódon megkaptuk a minta térfogat- vagy tömegegységének a beadotthoz viszonyított $\%$ -os Bi-tartalmát, továbbá abszolút Bi-tartalmát μg -okban kifejezve.

Applikálás: A kolloid bevitele a nyugodt állapotban lévő állat marginális fülvénájába, néhány alkalommal kontrollképen vena jugularis ext.-ba, ill. v. femoralis-ba történt. Az injiciálás időtartama átlag 30 sec . Erre a relative hosszú időre azért volt szükség, mert egyrészt az anyag bevitele, kolloidális spec. tulajdonságai miatt nem történhetett fiziológiás sóoldatban, másrészt el akartuk kerülni, hogy a gyors beadás miatt lokális vénás torlódás következtében radioaktív anyag préselődjék a környező extravasalis térbe. Az applikálás környezetében utólag kimutatott aktivitás nem haladta meg az összbeadott mennyiség ezrelékét. Vérmintavételek a beadással ellentétben a fül marginális vénájából, nagyobb mennyiség esetén art.-venásos ívéből, kontrollképer v. jug. ext.-ből és v. cava caudalisból. Egyéb szervmintákat frissen az állat elvérezte-tése után vettünk és torziós mérlegen nedvvesztés nélkül mértük.

Eredmények és megbeszélésük

1/ Abszolút és relatív vérszintértékek.

A házinylul keringésébe juttatott Bi-kolloid szintváltozásait kezdeti tájé-



1. ábra. Házinyulba i. v. adott radioBi kezdeti szintesése.

kozódásul abszolút értékben vizsgáltuk az idő függvényében /1. ábra/. Az ábrára csak két kiválasztott esetet vittünk fel. A két nyul /2a. és 8. jelű/ 4150 g, ill. 4100 g-os, 13 hónapos nőtény, testsúlykilogrammonként 0,1 mg Bi-nak megfelelő kolloidot kapott 40" alatt, a 8. számúnak azonban 19 nappal az injekció előtt Bi-kolloiddal kezelt nyulból vért transfundáltunk. Az abszcisszán $t = 0$ megfelel az injiciálás kezdetének, s mint látható a görbék az injekciók befejezésének megfelelő időpontban kulminálnak. Ismerve, hogy a nyul keringési ideje 25 sec /Morel 78/, legalább 10 keringési időt kell várni az injekció befejezése után, amíg a szintesés annyira egyenletessé válik a mechanikus elkeveredés befejeződésével, hogy a mérési értékek hibájának megadásánál a radioaktív mérésekből eredő relative kis hiba is figyelembe vehető. A kolloid sorsának ezen kezdeti szakaszára jellemző a nagyfokú szintesési sebesség. Érzékeltetésére az I. táblázatban a testsúly figyelembevételével progresszív megközelítéssel számított összvérmennyiség /ml/ alapján feltüntettük azt a virtuális Bi-szintet, amely az elimináció teljes kizárásával létesülne a vérben /C/; a további oszlopokban a méréssel talált legmagasabb, átlagosan a beadás után 1 perc múlva észlelt szintet /D/ és a 10 perces szintet /E/ adtuk meg abszolút értékben. A D/C arány kifejezi, hogy a vérben észlelt maximum eléréséig terjedő rövid idő alatt, tehát még injiciálás közben a beadott radiobizmut mennyiségének csak közel 1/3-a maradt a keringésben a további 10. percig pedig ezen utóbbinak is csak kb. 1/5-e. Figyelemre méltó tehát, hogy az injiciálástól számítva 10 perc alatt egy nagyságrenddel (1/15-ére) esik a radioBi által indikált kolloidmennyiség. Nem kívánunk itt kitérni a D/C hányados és a több szerző által használt eloszlási térfogat közeli kapcsolatára.

Mint hogy a felhasznált kísérleti állatok súlya nem volt mindig egyforma /átlag 3200 g/, a beadandó kolloidmennyiséget testsúlykg-ra számoltuk: 0,1 mg/tskg.

1. Táblázat.

Kezdeti számított és mért Bi-szintesés nyul vérében.

A	B	C	D	E		
Nyul száma	Számított összvérmennyiség ml	Számított kiinduló Bi-szint $\mu\text{g/ml}$ vér	Talált legmagasabb Bi-conc. $\mu\text{g/ml}$ vér	Talált Bi-conc. a 10° -es vérben $\mu\text{g/ml}$ vér	D/C %	E/D %
16	120	1,666	0,556	0,084	33,3	15,1
4a	165	2,030	0,67	0,098	33,0	14,6
3a	130	1,692	0,513	0,109	30,3	21,2
3b	128	1,529	0,468	0,116	30,7	24,7
4c	147	1,047	0,235	0,038	22,4	16,1
4b	123	2,081	1,152	0,242	55,3	21,0
				<u>Átlag:</u>	34,1	18,8

A kolloidot felvevő összvérmennyiség azonban csak durva közelítéssel arányos a testsúlyal, s az arányosságtól való kisebb-nagyobb eltérései egymagukban is lényegesen befolyásolják a μg -ban megadott absz. Bi-szint értékeket. Ezért, mint már korábbi közleményünkben [4], most is alkalmaztuk a radioBi vértükörértékeinek egy adott időpont vérszintjéhez, mint egységhez való viszonyítását. Alapul a beadás után 10 perccel vett vérminta aktivitását választottuk. 17 válogatás nélküli nyul relatív vérszinteséséről a II. táblázat és a 2. ábra ad számot. Az egyes észlelési időpontokhoz tartozó párhuzamos relatív vérszintértékek közötti szóródásba σ nem számítottuk bele az egyes viszonyítási értékeknek radioaktív mérésekből eredő hibáját: a 10 perces minta és a kérdéses idejű minta mérésből eredő statisztikus hibákat. Ennek érzékeltesítésére a radioaktív mérésből eredő összegzett közepes statisztikus hibát /7 %/ a görbe origójában tüntettük fel.

2. A görbe lefutásának törvényszerűségét

vizsgálva következő kísérletsorozatban kerestük, hogy milyen befolyással van az eliminációs görbe alakjára a beadott kolloid mennyisége, azaz a szemcseszám. Egyéb szerzők /Haggard [45], Biozzi et al [7] stb./ más-más anyagon már korábban tapasztalták, hogy a bevitt anyagmennyiséggel arányosan változó vértükörszintek alakulnak ki, bár adott esetben /Halpern et al. [50]/ paradox jelenségről is beszámoltak. Esetünkben is feltételezhető volt, hogyha a kolloid eliminációjában a bevezetőben említett alapvető mozzanatok szerepelnek, akkor kell, hogy ezek eredőjeként a vérből az időegység alatt eliminált részecskék száma /elimináció sebessége/ arányos legyen a vérben még jelenlévő részecskék számával /N/: /v.ö. la./

$$-\frac{dN}{dt} = \alpha \cdot N,$$

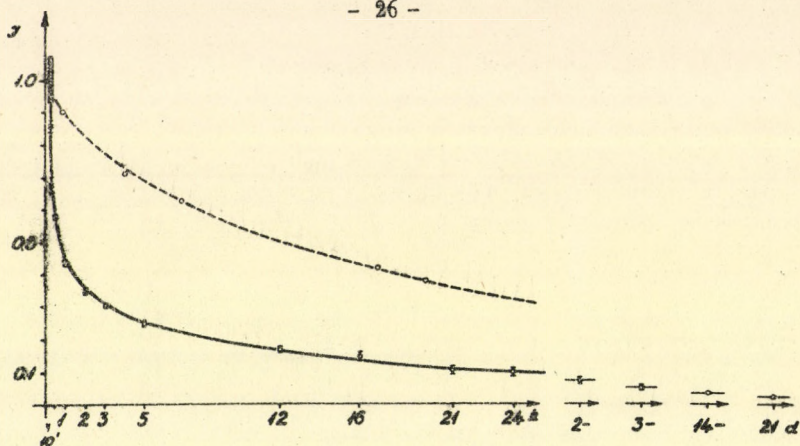
ahol α eliminációs konstans. Minthogy kolloidunk nem volt homogén szemcsetermészetű, úgy jártunk el, hogy egyszerre készült ugyanazon kolloid-preparátumból 2-3 azonos kondíciójú állatnak megadott arányban különböző térfogatokat adtunk be /de mindenképen elhanyagolhatóak voltak az összvértérfogathoz képest/. A felvett eliminációs gör-

2. Táblázat.

Nyul vérének Bi-szint értékei, az i.v. adás után 10'-el mért Bi-szinthez, mint egységhez viszonyítva.

t óra	I = $\frac{N}{N_0}$	$\sigma \Sigma \Delta$	$\sigma \%$	log I	$\Delta \log I = \frac{\sigma}{2,3: I}$
0,167	1	0,07	7,0	0,000	0,03
0,25	0,861	0,015	1,8	-0,065	0,007
0,33	0,683	0,027	4,0	-0,166	0,017
0,5	0,583	0,008	1,4	-0,234	0,006
1	0,435	0,004	0,9	-0,362	0,004
2	0,350	0,007	2,0	-0,456	0,009
3	0,308	0,006	1,9	-0,511	0,008
5	0,256	0,006	2,3	-0,592	0,010
12	0,172	0,006	3,5	-0,765	0,015
16	0,150	0,009	6,0	-0,824	0,026
21	0,104	0,009	8,7	-0,983	0,038
24	0,100	0,006	6,0	-1,000	0,026
48	0,077	0,003	3,6	-1,114	0,017
72	0,049	0,004	8,2	-1,310	0,036

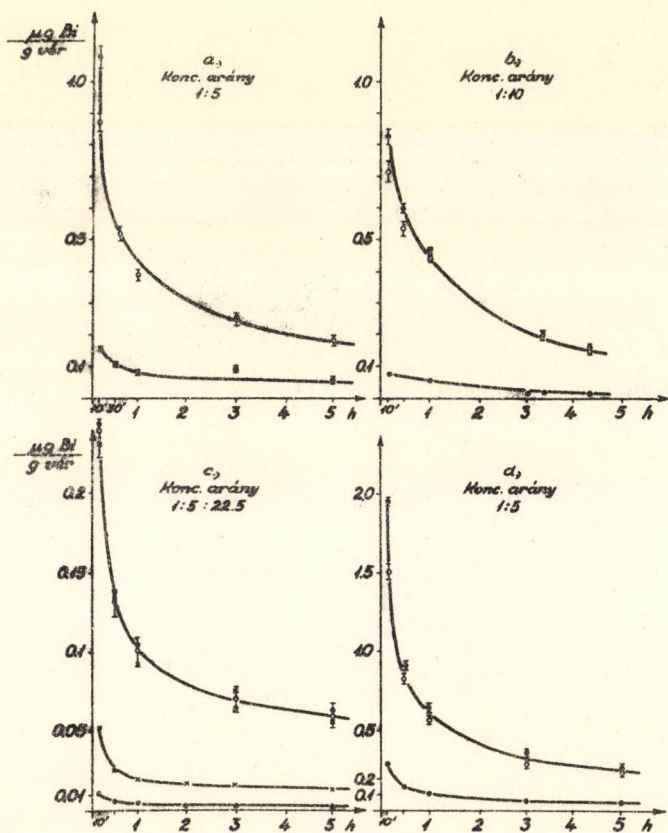
t = az injekció kezdetétől eltelt idő
 I = a 10 perces vérszinthez viszonyított aktivitás
 σ = I szórása



2. ábra. Radiobizmut szintessége hányvul vérben az intravénás beadás után vett 10 perces vérminta aktivitásához, mint egységhez viszonyítva.

: eltűnés a kolloid közvetlen beadásakor.

- - - - : donor-nyulból vett radiokolloidtartalmu vér aktivitásának eltűnése a recipiensből.



3. ábra. Dózissal arányos Bi-szintességek összehasonlító görbéi.

béken /3. ábra/ a Bi-szintet abszolút értelemben adtuk meg: $\mu\text{g}\ddot{r}\ddot{a}/\text{g}$ vér. Látható, hogy az a nyúl, amelyik nagyobb mennyiségű kolloidszemcsét kapott, ugyanazon idő alatt többet is távolít el, mert a görbe meredekebben esik. Hogy az összetartozó görbéket megfelelően összehasonlíthassuk, a mérési pontokat megszoroztuk a koncentrációarányokkal; ennek eredményeképpen az egyazon kísérlethez tartozó görbepárok mérési pontjai jó közelítésben ugyanazon görbére esnek, legalább is a biológiai ingadozás határán belül. Ily módon szemléletesen igazolható volt a fenti hipotétikus, számszerű összefüggés, mely tovább kifejtve a /2/-vel analóg eredményt ad valamely t időben a vérben még jelenlévő molekulák számáról

$$N = N_0 \cdot e^{-\alpha t} \quad /4/$$

/2/ és /4/ között azonban lényeges különbség is van. Míg ugyanis κ egy zavarójelenségektől mentesített részfolyamat jellemző állandója, addig α értéke az eliminációban szereplő részfolyamatok összességére nézve karakterisztikus.

a/ Abban az esetben, ha ezek a folyamatok /2/-t egyszerre egyidőben /bár különböző κ értékkel/ képesek kielégíteni, α a különböző κ értékek szummációjából adódik, s a végeredmény egyszerű exponenciális lesz

$$N = N_0 \cdot e^{-/\kappa_1 + \kappa_2 + \dots / t} \quad /5/$$

b/ Abban az esetben azonban, ha az eliminációban szereplő részfolyamatok nem egyidejűleg érvényesülnek, vagy pedig egy látens folyamatos egyensúly* érdekében egyrésztük /pl. rediffúziós jelenség, visszaáramlás a vér felé/ nem /2/-t, hanem /3/-at igyekszik kielégíteni, ekkor értéke a beadástól eltelt időtől függővé válik úgy, hogy bonyolultabb végső alakot ölt, melyre Dost [19] munkássága nyomán hivatkozunk /80-85. old. /:

$$N = [N_0 \frac{N_f \cdot \gamma}{\beta - \gamma} / e^{-\gamma t} - e^{-\beta t} /] \cdot e^{-\beta t}, \text{ ha } t_1 > t \quad /6/$$

ahol N_f = az a szintesés, amellyel az eredeti szint $/N_0/$ a látens folyamat egyensúly létrejöttéig csökkent,

γ = diffúziós konstans,

β = rediffúziós és egyuttal eliminációs konstans,

t_1 = a latens foly. egyensúly beálltának időpontja a beadás után.

A latens folyamatos egyensúlyi helyzet beállta után, vagyis, ha $t_1 < t$, a fenti zárójeles kifejezés konstanssá válik.

$$N = \text{const} \cdot e^{-\beta t}, \quad /7/$$

vagyis a "kiáramlási egyensúly" beálltával egyszerű exponenciális szerint eső görbeszakaszt kapunk. Anélkül, hogy mélyebben behatólnánk a kinetikai viszonyok tárgyalásába, hangsúlyozni kívánjuk, hogy az eliminációs konstansra vonatkozóan b/ alatt mondottak minden olyan esetben érvényesek, amidőn az intravénásan adott anyag hosszabb - rövidebb ideig kikerül a vérpályából a szövetekbe és elvileg változatlan állapotban ke-

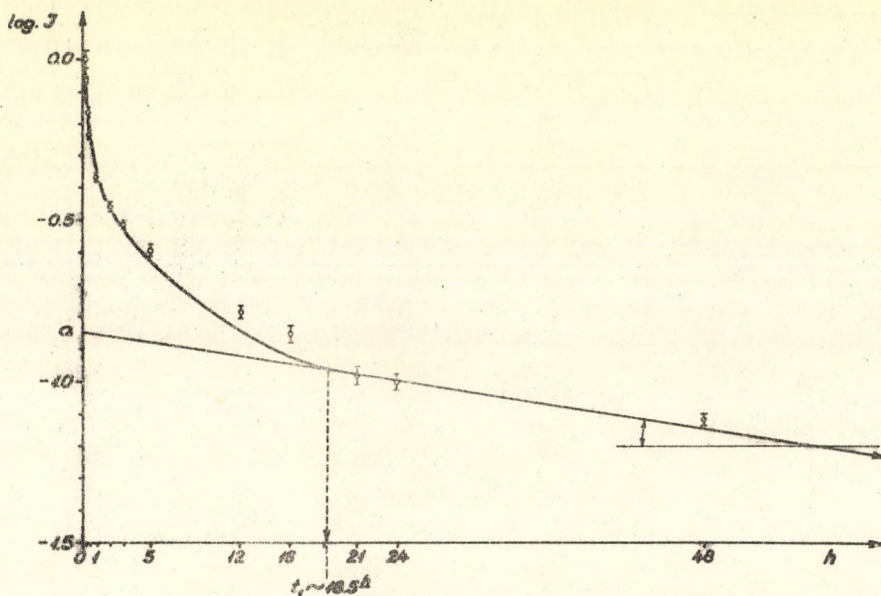
* V.ö. Moeller és Abt.-f. kiáramlási egyensúly.

rül vissza később a vérbe, hogy véglegesen kiküszöbölődjék. A szövetekbe jutás kolloidok esetén "tárolással" egyértelmű, ez pedig ismereteink mai állása szerint nem hagyja érintetlenül az anyagot sem fizikai-kémiai, sem morfológiai értelemben. A fehérjehordozó-passzage alatt álló vagy fagocitával együttmozgó anyagunk kinetikájának leírásánál a matematikai formula csak segédeszköz a kezdeti és végállapot közötti mozgás mozzanatainak külső leírására, valamint kontrollálására.

Kolloidunk esetén is mód nyílik egyszerű matematikai fogással α értékének kiszámítására:

Relativ-vértükhörgöréből lévén szó, az anyag szintje valamely t időben

$$I = \frac{N}{N_0} = e^{-\alpha t}, \text{ vagy } \log I = -0,4343 \cdot \alpha \cdot t,$$



4. ábra. Bi-szintesítés féllogaritmusos ábrázolása.

ha tehát α állandó, a $\log I(t)$ függvényt egyenes írja le. A 4. ábrán az eliminációs görbét logaritmikusan ábrázoltuk. Látjuk, hogy a b/ alatt mondottaknak megfelelően a görbe csak egy meghatározott időtől (t_1) kezdve egyenes lefutású; az egyenes szakaszra áll a /7/ alatt említett egyszerű exponencialitás esete. Az egyenes meredekségét (β) a legkisebb négyzetek elvének alkalmazásával határoztuk meg.

$$\text{Regressziós koefficiens: } b = \frac{\sum \log I_i / t_i - / \log \bar{I} / \cdot \sum t_i}{t_i^2 - \bar{t} \sum t_i} = -0,4343 \cdot \beta$$

t_i /óra/	$\log I_i / t_i$	t_i^2	
21	-20,64	441	$\Sigma \log I_i / t_i = -192,38$
24	-24,00	576	$\Sigma t_i^2 = 8505,0$
48	-53,42	2304	$\Sigma t_i = 165$
72	-94,32	5184	$\bar{t} = 41,25$

$\log \bar{I} = -1,102$ /l. II. tábl./

behelyettesítve

$$b = \frac{-192,38 - (-1,102 \cdot 165)}{8505 - 41,25 \cdot 165} = -0,0062, \text{ /óra}^{-1}$$

$$r = -\frac{b}{0,4343} = 0,0143 \text{ /óra}^{-1}$$

$$a = \log \bar{I} - b \bar{t} = -1,102 - (-0,0062 \cdot 41,25) = -0,846$$

Mint hogy az a és b által meghatározott egyenestől a 16 órás mérési érték szignifikánsan eltér, a keresett t_1 időpont, amelytől kezdve a vérszintesés tiszta exponenciális jellegű, a 16 és 21 óra közé esik, középpértékben 18,5 óra. Ugyanezen tartományban belül legyen

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{1}{2} = e^{-\beta T}$$

ez esetben $T =$ *eliminációs, vagy biológiai felezési idő*, amelynek azt az időt nevezhetjük, mely alatt a vérből a jelenlévő részecskék fele tűnik el. Könnyen belátható továbbá, hogy

$$T = \frac{\ln 2}{\beta} = \frac{0,693}{\beta} = 48,4 \text{ /óra}^{-1}$$

Nyul vérében, radiobizmut szintesési görbájén tehát a következő egymásba átmenő folyamatokat figyelhettük meg:

a/ Kezdeti elkeveredés és gyors kötődés a szövetek felé. A beadást követő cca 10 keringési idő alatt lezajlik.

b/ Átmeneti kiegyenlítődési folyamat, futó egyensúly kialakulása a szervek és a vér között, a beadástól számított kb. 18 óráig /t./

c/ Kiáramlási szakasz végleges eliminációs céllal, egyszerű exponenciális esés.

3. Kérdés, hogy a fenti folyamatok érvényesülését *mennyiben befolyásolja a kolloid kvalitása?* Erre vonatkozóan nem állnak összefüggő adatok rendelkezésünkre. 30 percig 17000-es fordulatszámmal centrifugált kolloid eltűnése a véráramból *lényegesen gyorsabbnak* bizonyult úgy, hogy az érzékeny radioaktív módszerrel sem tudtunk a beadás után 3 óra múlva Bi-nyomokat kimutatni a mintákból.

Ugyancsak itt említjük meg transzfúziós vizsgálatainkat nyulakon. Ezek kapcsán Bi_2S_3 kolloid injekciója után állandó vérmintamérések kontrollja mellett megvártuk, míg a nyulban a bevitt anyag eliminációjának utolsó fázisába jut. Ekkor az állatból, mint donórból átlag 10 ml vért adtunk másik, kezeletlen nyul fülvénájába. A recipiens állatból vett vérminták alapján oly vértükörgörbét szerkeszthetünk meg, melynek kezdeti esése lényegesen enyhébb volt, mint a 2. ábrán feltüntetett normálszintezés. Háromszor hármás párhuzamos vizsgálatsorozat középértékéből megrajzolt szaggatott görbevonal lefutásából jól demonstrálható, hogy a recipiens állatba adás után közvetlenül észlelt aktivitás csak 12 óra alatt csökkent felére, míg a donor állat 10 perces vérszintje már 50 perc múlva feleződött.

Bár e vizsgálatok elsősorban kvalitatív jellegűek, mégis arra engednek következtetni, hogy a vérszintezés kezdeti elhuzódásáért kolloidunk esetében elsősorban a kevésbé diffuzibilis nagyobb szemcsék felelősek, a kiáramlási szakasz lefutásáért pedig fagocytákhoz és hordozó fehérjékhez erősen kötődött szemcsék. Annyi feltétlenül következtethető a vérátömlesztés kísérletekből, hogy a kiáramlás szakaszában már olyan állapotú részecskék keringenek a véráramban, amelyek nem, vagy kevésbé alkalmasak a tároló szervek felé való felvételre.

Végül citrátos-, ill. heparinos vérmintákból centrifugálással és többszöri fiziológiás sós kimosással szeparáltuk a sejtes elemeket a plazmától; ezek aktivitását külön-külön mérve megállapíthatjuk, hogy az alvadásgátlás módjától függetlenül az i.v. adás utáni 1., 5. vagy 24. órában *egyaránt a plasmában találjuk az aktivitás 97-99 %-át.*

A teljesség kedvéért, az idevonatkozó irodalmi adatok egy részével [pl. 194] egyetértésben megemlítjük, hogy heparin egyidejű adása a Bi-kolloid vérből való eltűnését nem befolyásolja szignifikánsan.

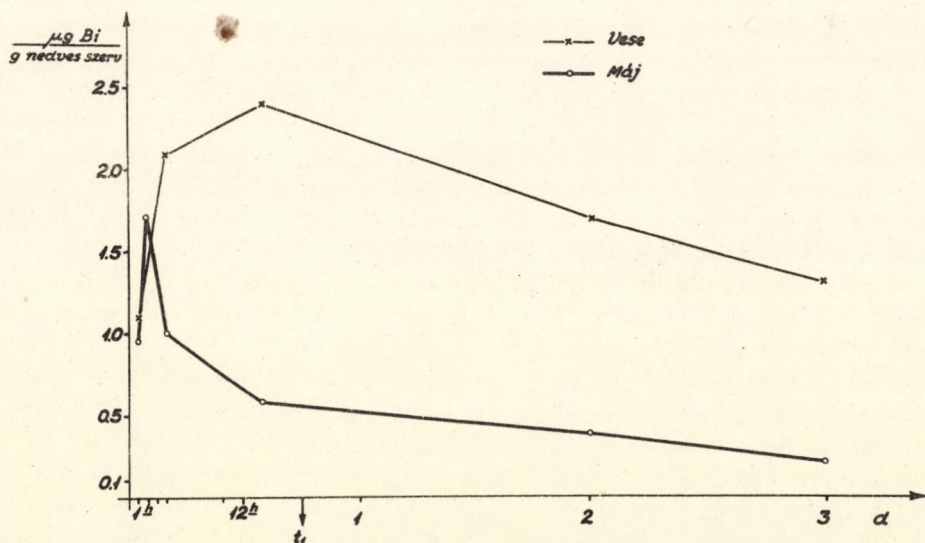
4. A Bi_2S_3 kolloid sorsát a szervezeten belül primáren az *egyes szervek tároló és kiúlasztó funkciója* dönti el. A vér, mint vehikulum, s a vértükörgörbe, mint az összegződött szervi funkciók kivételése egy extrém mértékben mobilis alapállományú szövetféleségre, kényelmes lehetőséget nyújtanak egy megszabott határig funkcionális korrelációk megismerésére, de az egyes szervek működési állapotára kevés, vagy körülményes és éppen ezért bizonytalan betekintést engednek. Jelen vizsgálatainkból tehát nem hagyhattuk ki az egyes szerv-, ill. szövetféleségek vizsgálatát. Nem kívánunk azonban a szervi funkciók minden kérdésébe belemerülni, annyival kevésbé sem, mert a kisszámú állatanyag /26 válogatás nélküli ivarérett nyul/ s a morfológiai párhuzamos vizsgálatok hiánya nagyfokú óvatosságra int. Röviden rámutatunk a szervek tároló és kiválasztótevékenységének vizsgálatán keresztül olyan mozzanatokra, melyek a vértükörgörbék előbb vázolt sajátságait még közelebbről megismertetik.

A vizsgálatok céljára szánt állatoknak testsúlykg-ként 0,1 mg Bi-ot tartalmazó kolloidot adagoltunk i.v., miután korábbi kísérleteinkből kiderült, hogy ezen dozisonál nagyságrenddel nagyobb adag sem telíti a tároló szerveket. Minthogy a raktározás és kiválasztás időbeliségéről kívántunk tájékozódni, az állatanyagot célszerűnek látszó időközökre szétosztva áldoztuk fel úgy, hogy minden vizsgálati időpontra átlag

3 állat jutott s az egyes idevonatkozó görbék pontjaihoz ennek megfelelő biológiai ingadozás rendelendő. Utóbbiból is következik, hogy ezek a kísérletek tájékoztató jellegűek s azt a célt szolgálták, járható-e a szervek viszonyított vizsgálatának útja?

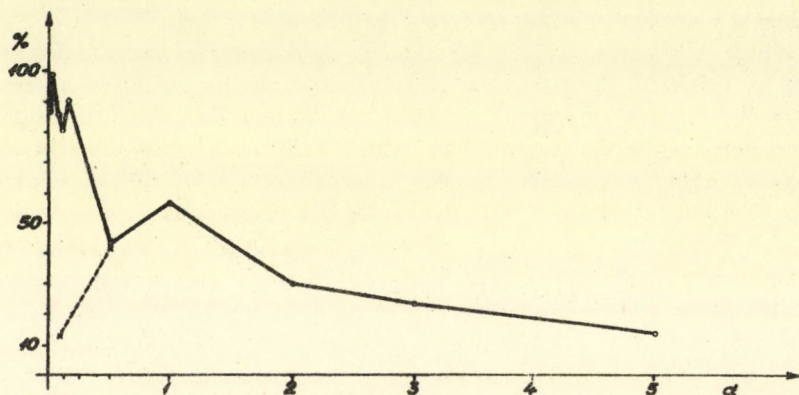
Az állatokat felületes éternarkózisban, medián laparotomia után aortába vezetett kanülön át elvéreztettük, majd a nagyobb szervekből több helyről is vettünk mintát. Kontrollképen több esetben a szerv egészét nedves, vagy mechanikus homogenizálásnak vetettük alá, majd aliquot részt vittünk tovább radioaktív mérés céljára. Tapasztalat szerint ezen eljárásokból eredő aktivitás-eltérés gyakran nem haladta meg a radioaktív mérés statisztikai hibáját. Csontvelőaktivitás vizsgálata céljára mintát a sternumból és a femurból egyaránt vettünk. Vizeletvételnél érdekelt bennünket az injekciót követő prompt ürítés, másrészt bizonyos idő alatt kiválasztott össz mennyiség. E célra permanens hólyagkanült, néhány esetben pedig acut vizsgálathoz kapilláris uretherkanült alkalmaztunk, annak tudatában, hogy a műtétes beavatkozás RES-aktiválás útján nem marad közömbös a tárolásra. A minták aktivitását nem spec. aktivitás alakjában adtuk meg, hanem mindjárt viszonyítottuk a beadott összaktivitáshoz és ennek %-ában fejeztük ki. A radioaktív mintáknak a bevezetőben leírt preparálása mellett csak ritkán került sor önabszorpció miatt faktor alkalmazására, ellenben a Bi^X aránylag rövid felezési ideje miatt időfaktort minden esetben számítottunk.

A %-os Bi-tartalomból a standard Bi-conc.-jának ismerete alapján könnyen számíthattunk át abszolút Bi-tartalomra, ezt viszont a Bi_2S_3 igen kisfokú disszociációja miatt, a kérdéses mintában a kolloidkoncentrációval vettük arányosnak. Minden szervnél a szövet 1 g-jára és a szerv egészére is kiszámítottuk a benne foglalt Bi-mennyiséget "µg/g nedves szerv"-ben kifejezve az anyag *specifikus tárolását*. Utóbbi számértékileg azt is megadja, hogy 1 g nedves szervben található Bi-mennyiség /µg-ban/ hány %-a a tskg-ra beadott Bi-mennyiségnek /100 µg/. Az 5. ábrán a tárolás és



5. ábra. A Bi-kolloid tárolása szempontjából legfontosabb szervek nyulban: máj és vese specifikus tárolásának vizsgálata az idő függvényében. /1 g nedves szervben talált radioBi aktivitásából számított inaktív Bi-mennyiség µg-okban./

kiválasztás szempontjából legfontosabb szerveket, a máj és vese spec. tárolását tüntettük fel. Figyelemreméltó, de logikus következmény, hogy a vesefelhalmozás kulminációs pontja, valamint a májból való eltávolítás könyökszerű sebességcsökkenése jó közelítéssel a vértükörgörbénél megismert t_1 -re esik. Az ezt követő kiáramlási periódusban leginkább tangált szerv, a vese tárolásának lineáris csökkenése még az ábrán megadott utolsó napon túl is folytatódik. - A csontvelő a Bi-kolloiddal szemben kifejezetten aktívnak mondható; őssztárolását azonban /s így a visszkapott összaktivitás görbéjét 6. ábra/ csak hozzávetőleges számítással adhatjuk meg; a tárolás



6. ábra. Visszakapott aktivitás, a beadott %-ában.

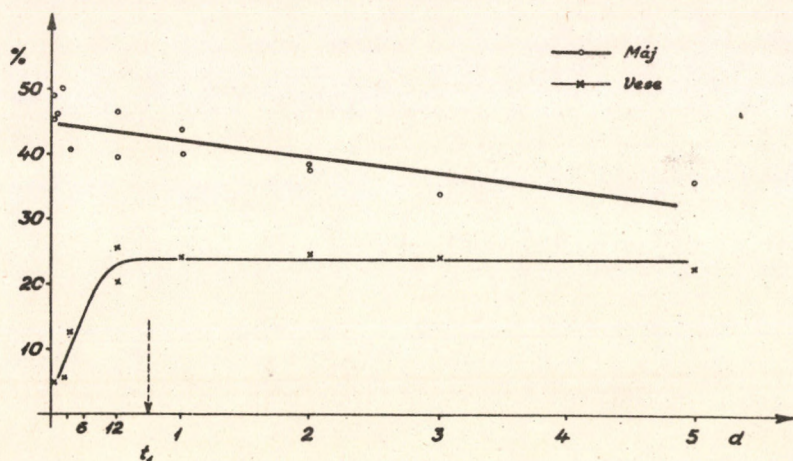
szempontjából aktív csontvelő súlyát a máj súlyának 75 %-ával vettük egyenlőnek. Jelen kísérletsorozatunkban elálltunk attól, hogy a szervezetben adott időben globálisan megmaradt aktivitást az egész állat elhamvasztásával nyert maradékból határozzuk meg. A szervsúlyok és spec. tárolások ismeretében számított "visszanyert" aktivitáshoz viszonyítottuk a máj és a vese által külön-külön tárolt aktivitást, hogy tájékozódjunk, milyen fokban részesednek ezek a szervek az idő folyamán még a szervezetben maradt összaktivitásból. Nem tartjuk véletlennek, hogy a hozzávetőleges számítások ellenére e szervek "relatív specifikus tárolásának" ilyen "karakterisztikus" lefutású görbéihez jutottunk, melyek talán behatóbb vizsgálat esetén az érintett szervek tárolási tendenciájáról jó felvilágosítást adhatnak. /7. ábra./

Egyéb szervek tárolását vizsgálva megemlítjük, hogy a lép, bár spec. tárolása jelentős, kis tömege miatt alig jön számításba; a tüdők a beadottnak ezrelékét tárolják.

Említésreméltónak tartjuk még a vizelettel távozó Bi-mennyiséget, minthogy a béltractuson keresztül elhanyagolhatóan kis mennyiség távozik. Hólyagkanülön keresztül vizsgálva a beadás után megjelenő első radioaktív nyomokat, a latencia idő kb. 7-8 percrek adódik, ami megegyezett a néha egyidejűleg beadott metylenkék megjelenési idejével. Ezután a kiválasztás az időben rohamosan emelkedik /v.ö. 19. sz. nyul vizelettel kiválasztott kezdeti mennyiségei 6. ábra, szaggatott vonal/, ennek következtében a beadás utáni első 5 óra alatt az injiciált Bi-mennyiségnek közel 20 %-a ürül ki a vizelettel, ami összhangban van az ugyanezen időre számított visszamaradt aktivitással.

Megjegyzések a munka összeállítására óta megjelent szakirodalom idevonatkozó utalásai alapján /fontosabb összefoglalást l. [115], [116] /:

A nyomjelzőnek időbeli vérszintváltozását leíró görbe a keveredési szakaszban jellegzetes maximumokat mutat. Ez utóbbiak radiocirkulográfiás vizsgálatok szempontjából jelentősek. A lökésszerűen bevitt radioaktív anyagnak a keringési rendszeren belül egyszeri körülfordulási idejére utalnak /L. I. ábra/. Mindazonáltal az eliminációs görbe lefutását közvetlenül nem befolyásolják, mert kiértékeléseinket a teljes keveredés időszakától, a beadást követő 10' után végeztük /L. II. táblázat/. A



7. ábra. Százalékos viszonyítás a szervezetben még jelenlévő /számítással visszkapott/ aktivitáshoz. Egyes szervek százalékos részesedése a tárolásban.

$t = 0$ időpontban bekövetkező hipotetikus, fluktuációmentes, azonnali keveredésből eredő hígulást csak az egyenletes keveredés stádiumában választott görbe szakasz retrográd extrapolálása útján számíthatjuk. Ugynevezett "nem reaktív" anyag bevitele esetén - s az alkalmazott radiokolloidunk is e csoportba sorolható - a kezdeti gyors elkeveredési stádiumban a görbe lefutása kifejezetten függ az applikálás helyétől. Ennek azonban csak cirkulográfiás vonatkozásban van jelentősége; a második, teljes elkeveredés időszakában fenti típusú anyagok időbeli koncentrációváltozása a beadás helyétől függetlennek tekinthető.

Figyelemre méltó a kolloid esetében szokatlanul magas kezdeti vizelettel való ürítés. Erre magyarázatot az la. ábrán közölt eloszlási görbe szolgáltat elsődően, s egyben felhívja a figyelmet arra, hogy az alkalmazott kolloid diszperzitás-eloszlása nemcsak az elimináció mértékét határozza meg, hanem ezen keresztül a szervezetben történő relatív eloszlást is nagymértékben befolyásolja.

Irodalom

- [1] Adler, Reinan F.: Ztschr.f.ges.exp.Med. 47/1925/617.
- [2] Andersson N.: Acta med.scandinavica, 138suppl./1950/241.
- [3] Andersen W.H. - Brodersen R.: J.Clin.Investig. 28/1949/821 és Proc.Soc.Exper.Biol. & Med. /1949/639.

- [4] *Barka T. - Pósalaky Z. - Kertész L. : Acta Morph. Ac. Sc. Hung. II/3/1932/267.*
- [5] *Berg H.F. : A.M.A. Arch. Surg. 63/1951/545.*
- [6] *Bergman G. : Klin. Wschr. 1927 II. 776.*
- [7] *Biozzi G. - Mené G. - Benacerraf B. - Halpern B.N. : C.R. Soc. Biol. 144/1950/669.*
- [8] *Buckland F. : Dtsch. med. Wschr. 1/1946/121.*
- [9] *Chou Sh.N. - Aust J.B. - Peyton W.T. - Moore G.E. : Arch. Surg. 63/1951/554.*
- [10] *Cooper J. - Zorn E.M. : J. Lab. & Clin. Med. 42/88/1953/867.*
- [11] *Davis B.D. : Science 95/1942/78.*
- [12] *Dixon F.J. - Bukantz S.C. - Dammin C.J. : Science 113/1951/274.*
- [13] *Dixon F.J. - Dammin C.J. - Bukantz S.C. : Feder. Proc. 9/1950/380.*
- [14] *Dixon F.J. - Talmage - Maurer - Deichmiller : J. Exp. Med. 96/1952/313.*
- [15] *Dobson E.L. - Gofman J.W. - Jones H.B. - Kelly L.S. - Walker L.A. : J. Lab. & Clin. Med. 34/3/1949/305.*
- [16] *Dobson E.L. - Jones H.B. : Acta med. scand. 144suppl./1952/273.*
- [17] *Dominguez R. - Pomerene E. : J. Biol. Chem. 104/1934/449.*
- [18] *Dost F.H. : Klin. Wschr. 1949 I. 257.*
- [19] *Dost F.H. : Der Blutspiegel, Leipzig, 1953.*
- [20] *Drinker C.K. - Shaw L.A. : J. Exper. Med. 33/1921/77.*
- [21] *Ducoff F.L. - Neal W.B. - Straube R.L. - Jacobson L.O. - Brues A.M. : Proc. Soc. Exp. Biol. & Med. 69/1948/548.*
- [22] *Du Pont O. - Ariel I. - Warren St.L. : J. Appl. Phys. 12/1941/324.*
- [23] *jr Evans W.A. - Gibson II. J.G. : Am. J. Physiol. 118/1937/251.*
- [24] *Ferry J.D. : Advances in protein chemistry, Vol. IV. pp. 2-74, 1948.*
- [25] *Fink R.M. : Biol. Studies with Po, Ra and Pu. New York, 1950.*
- [26] *Fink R.M. - Enns T. - Kimball C.P. - Silverstein H.E. - Bale W.F. - Madden S.C. - Whipple G.H. : J. Exp. Med. 80/1944/455.*
- [27] *Fleming A. et al. : Lancet, /1944/621.*
- [28] *Gabrieli E.R. : Verhandl. d. anat. Gesellsch. 22/1950/25.*
- [29] *Gabrieli E.R. : Acta Physiol. Scand. 23/1951/283.*
- [30] *Gabrieli E.R. : Nature, 168/1951/467.*
- [31] *Gabrieli E.R. : Acta Path. et Microbiol. Scand. 31/1952/195.*
- [32] *Gabrieli E.R. : "Abstr. of Commun." XIX. International Physiol. Congress, Montreal, 1953.*
- [33] *Gabrieli E.R. : Feder. Proc. 12/1953/47.*
- [34] *Gabrieli E.R. - Auskaps A.A. : Yale J. Biol. & Med. 26/1953/159.*
- [35] *Gabrieli E.R. - Holmgren H.J. : Acta Path. et Microbiol. Scand. 31/1952/205.*
- [36] *Gaddum J.H. : Brit. Med. Bull. 4/1946/208.*
- [37] *Gersh I. : Anat. Rec. 70/3/1938/331.*
- [38] *Gersh I. : Am. J. Physiol. 121/1938/589.*
- [39] *Ginsburg J. - Wilde W.S. : Feder. Proc. 11/I/1952/54.*
- [40] *Gitlin : Proc. Soc. Exper. Biol. & Med. 14/1950/138.*
- [41] *Glenny E.T. - Hopkins B.E. : J. Hyg. 22/1923/12, 37.*
- [42] *Gordon, Katsh : Ann. New York Acad. Sc. 51/1949/1.*
- [43] *Greely P.O. : Am. J. Physiol. 129/1940/17.*
- [44] *Gurvics : Szudba vnutrivnennogo belka. Uszepi Szovremennoj Biologii 1/1954/94.*
- [45] *Haggard W.R. - Greenberg L.A. : J. Pharmacol. 52/1934/167.*
- [46] *Hahn P.F. : A Manual of Artificial Radioisotope Therapy. N.Y., 1951.*
- [47] *Hahn P.F. - Goodell J.P.B. - Sheppard C.W. - Cannon R.O. - Francis H. : J. Lab. Clin. Med. 32/1947/1442.*

- [48] Hahn L. - Hevesy G.: Acta physiol. scand. 1/1941/347.
- [49] Halpern B.N. - Biozzi G. - Mené G.: C.R. Soc. Biol. 144/1950/232.
- [50] Halpern B.N. - Biozzi G. - Mené G.: C.R. Soc. Biol. 144/1950/234.
- [51] Halpern B.N. - Biozzi G. - Benacerraf B. - Mené G.: C.R. 144/1950/1614.
- [52] Hand G.: Klin. Wschr. 1952 I. 472.
- [53] Heller J.H.: Science 118/a/1953/353.
- [54] Heller J.H.: Feder. Proc. 12/1953/65.
- [55] Hemingway A. - Scott F.H. - Wright H.N.: Am. J. Physiol. 112/1935/56.
- [56] Henderson Y.: Brit. med. J. 1926 I. 41.
- [57] Hoffman, Koroll: J. Clin. Investig. 25/1946/575.
- [58] Houck C.R.: Am. J. Physiol. 165/I/1951/102.
- [59] Hörlein H.: Klin. Wschr. 1951 II. 477.
- [60] Jancsó M.: Ztschr. f. d. ges. exp. Med. 56/1927/195.
- [61] Jancsó M.: Klin. Wschr. 10/1931/537.
- [62] Jancsó M.: Orvosok lapja, 28/1947/1025; Nature, 160/1947/227.
- [63] Jancsó M. - J-Gábor A.: Acta physiol. Ax. Sc. Hung. 3/1952/537.
- [64] Jancsó M. - J-Gábor A.: Acta physiol. suppl. T. IV. /1953/30.
- [65] J-Gábor A. - Jancsó M.: Acta physiol. suppl. T. IV. /1953/29.
- [66] Jones H.B. - Wrobel C.H. - Lyons W.R.: J. Clin. Investig. 23/1944/783.
- [67] Kertész L. - Szalay S. - Simonyi Á.: Fizikai Szemle, 4-6/1952/96.
- [68] Kertész L. - Barka T. - Pósalaky Z. - Aros B.: Acta Morph. V/i-2/1955/171;
Kísérletes Orvostud. VII/3/1955/315.
- [69] Kidman B.P. - Tutt M.L. - Vaughan J.M.: J. Path. Bact. 62/1950/209.
- [70] Lengemann W.: Zschr. exp. Med. 92/1934/675.
- [71] Letterer: Zschr. f. d. ges. exp. Med. 93/1934/89, 103.
- [72] Little R.L. - Kelly H.B.: Am. J. Physiol. 173/1953/265.
- [73] Lund C.C. - Shaw L.A. - Drinker C.K.: J. Exp. Med. 33/1921/231.
- [74] McConnel K.P.: J. Biol. Chem. 141/1941/427.
- [75] McMaster, Kruse: J. Exp. Med. 94/1951/323.
- [76] Meier R. - Gaschke P. - Frey H.: Schweiz. med. Wschr. 1946 I. 107.
- [77] Miller et al.: J. Exp. Med. 90/1949/297.
- [78] Morell F.F.: Helvet. physiol. et pharmacol. acta, 8/1950/52.
- [79] Muller J.H. - Rossier T.H.: Experientia, 32/2/1947/75.
- [80] Neukomm S. - Lerch P. - Peguiron L. - Richard M.: Acta Radiol. 3/1952/239.
- [81] Norris W.P. - Kisielski N.: Cold Spring Harbor Symp. Quant. Biol. 13/1948/164.
- [82] Parkins W.M. - Perlmutter I. - Vars H.M.: Report to the Nat. Res. Council 1951. nov.
- [83] Parkins K.: Zschr. exp. Med. 43/1924/; 54/1927/; 67/1929.
- [84] Rehberg P.B.: Biochem. J. 20/1926/461.
- [85] Rigdon R.H. - Schrantz F.S.: Ann. Surg. 116/1942/122.
- [86] Root S.W. - Tyor M.P. - Andrews G.A. - Kniseley R.M.: Radiology 63/2/1954/251.
- [87] Saxl, Donath: Arch. f. inn. Med. 13/1927/7.
- [88] Schubert I. - Finkel M.P. - White M.R. - Hrush G.M.: ABC Declassified Document,
MDDC-2651. /cit. Sheppard/.
- [89] Schubert R. - Wiegandt E.: Klin. Wschr. 1947 II. 273.
- [90] Schwiegh H.: Künstliche Radioaktive Isotope in Physiologie, Diagnostik und Therapie. Berlin, 1953.
- [91] Shelton G.E. - Chaikoff I.I. - Jones H.D. - Montgomery L.M.: J. Biol. Chem. 149/1943/139.
- [92] Sheppard C.W. - Goodell J.P.B. - Hahn P.F.: J. Lab. Clin. Med. 32/1947/1437.

- [93] Sheppard C. W. - Hahn P. F.: Southern Med. J. 39/1946/562.
- [94] Sheppard C. W. - Jordan G. - Hahn P. F.: Am. J. Physiol. 164/1951/345.
- [95] Sheppard C. W. - Sangren W.: Federation 11/I./1952/147.
- [96] Sheppard C. W. - Welles E. B. - Hahn P. F. - Goodell J. P. B.: J. Lab. Clin. Med. 32/3/1947/274.
- [97] Soehring K.: Verh. dtsh. pharmakol. Ges. Düsseldorf, 1948.
- [98] Storalsli J. P. et al.: Surg. Gynec. & Obst. 91/1950/458.
- [99] Storey R. H. - Wish L. - Furth J.: Proc. Soc. Exper. Biol. & Med. 74/1950/242.
- [100] Taplin G. W. - Finnegan C. - Noyes P.: - Spragur G.: AEC. Project No AT-04-1-GEN-12. Univ. of California, 1953.
- [101] Törő I.: Adatok a reticuloendothel szerkezetéhez és biológiájához. Jankovich-emlékkönyv. 204-283. Debrecen, 1944.
- [102] Törő I. - Barka T. - Aros B. - Velőssy Gy.: MTA Orv. Oszt. Közl. II. 2-4, 111.
- [103] Törő I. - Barka T. - Aros B. - Velőssy Gy.: Acta Physiol. II/2/1951/121.
- [104] Van Cleave C. D. - Kaylor C. T.: Arch. Industr. Hyg. & Occup. Med. 7/1953/367.
- [105] Vander Brook M. J. - Lyster S. C. - Graham B. E. - Pomeroy N. E.: J. Lab. Clin. Med. 32/9/1947/1115.
- [106] Voigt: Biochem. Ztschr. 63/1914/409.
- [107] Walker W. G. - Wilde W. S.: Am. J. Physiol. 170/1/1952/401.
- [108] Ward A. G.: Brit. J. Appl. Physics, 5/3/1954/85.
- [109] Wasserman K. - Mayerson H. S.: Am. J. Physiol. 170/1/1952/1.
- [110] Wasserman K. - Mayerson H. S.: Am. J. Physiol. 171/1952/218.
- [111] Waters E. T.: Canad. Med. Assoc. J. 45/1941/395.
- [112] Widmark E. M. P.: Biochem. J. 14/1920/379; Acta med. scand. 52/1919/87.
- [113] Wittkopf H.: Klin. Wschr. 1950 I. 191.
- [114] Zilversmit D. B. - Boyd G. A.: J. Lab. Clin. Med. 40/1952/255, 261.
- [115] Abhandlungen über die Pathophysiologie der Regulationen. Heft 1. H. Ludes, G. Lehner: Radioisotope in der Kreislaufdiagnostik. 1958.
- [116] Theoretische Biochemie. Physikalisch-chemische Grundlagen der Lebensvorgänge. X. Dynamische und strukturelle Funktionseinheiten. H. Netter, 1959.

A RADIOJÓDANYAGCSERE KÉRDÉSEI, KÜLÖNÖS TEKINTETTEL A PAJZSMIRIGYFUNKCIÓ DINAMIKUS
EGYENSULYI ÁLLAPOTÁRA

/A NDK Röntgenológiai Orvostudományi Társaságnak V. Kongresszusán, Weimarban 1960.
október 5-én elhangzott előadás alapján./

Kertész László

Jelen közlemény megoldást mutat be a radiojód egyensúly in vivo vizsgálatának vértelen elvégzésére. Rámutat arra, hogy a radiojód egyensúly létrejötte előtt alkalmazott műtéti beavatkozás az egyensúlyi állapot eltolódásához vezet, a trauma időpontjától és időtartamától függően. A radiojódanyagszere vizsgálata kapcsán több figyelmet kell szentelnünk az extrathyreoidális jódter szerepére. A gyakorlatban számolni kell stresszogen faktoroknak /műtéti-, idegi trauma/ stb. pajzsmirigy funkciót befolyásoló, gyakran inverz hatásával.

A radiojód - stabiljód egyensúly kialakulása a radiojód szervezetbe juttatása után nem, vagy nagyon ritkán képezi tárgyát a radiojód-anyagszere vizsgálatoknak, annál is inkább, mert a diagnosztikus radiojód-vizsgálatok időbeli eltolódásához képest elhanyagolhatóan rövid idő alatt következik be. De nehézkessé teszik ezeket a vizsgálatokat az egyidejűleg sorozatszerűen végzendő inaktívjód meghatározások is, melyek a radioaktív izotóp specifikus aktivitás méréseihez elengedhetetlenül hozzátartoznak.

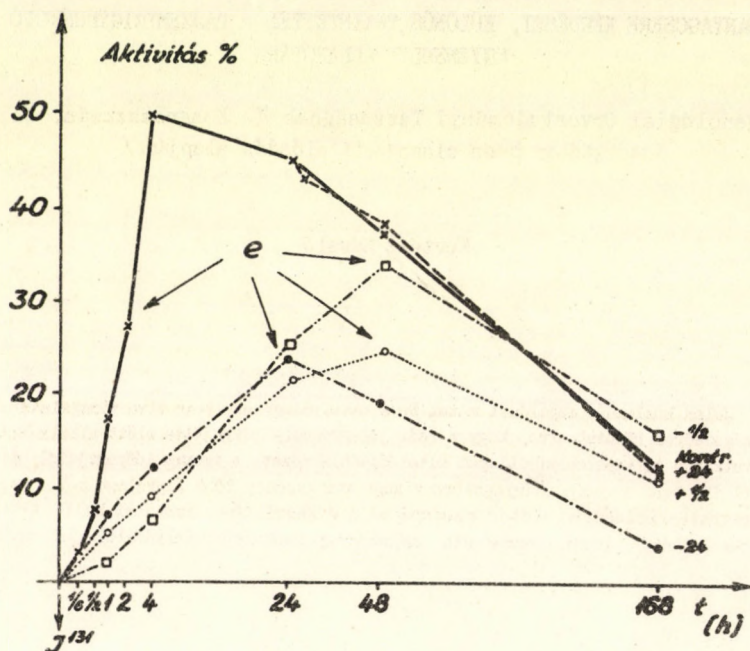
Különösen a pajzsmirigyben lezajló jódszere folyamatok dinamikus egyensúlyi állapotának vizsgálata került hasonló okokból háttérbe. A jódterbe vitt radiojód utja ugyan egymagában is diagnosztikus értékű lehet, de tudatában kell lenni annak, hogy adott befolyásoló tényezők hatására a fenti egyensúlyi helyzet olyan mértékben változik, hogy a radiojódpróba hitelességét revízió alá kell venni. Ennek alátámasztására szolgáljon a következő tájékoztató jellegű vizsgálat sorozat is:

A szokásos radiojód-felvételi próbák alkalmával feltűnt, hogy a hosszabb

ideig műtőpadra kikötött, sőt műtött patkányok J^{131} -felvétele észrevehetően csökkent. Ezért, hogy a természetes viszonyokat megközelítsük a radiojódot szájon át, gyomorszondán adagoltuk: $5 \mu\text{C}/0,5 \text{ ml}$, vízzel és levegővel utánmosva. Ugyanilyen okból kerültük a vérvételekkel járó műtéti beavatkozásokat is.

A továbbiakban az *in vivo* kontroll-méréseket úgy végeztük, hogy az állat mérendő testrészét a szcintillációs kristály ólomkollimátorának frontnyílása alá helyeztük, kézzel a szegycsont-állszöglet, a bordaív, illetve az egyik comb jól definiált helyén fixálva. Így a légzőmozgással járó geometriai eltolódás a mérés alatt levő testtájékot nem érintette. Kellő gondos kezeléssel az állat teljesen nyugodtan, mechanikai traumáktól mentesen tartható.

Az így nyert jódfelvételi görbe látható az 1. ábrán, ahol az időkoordiná-

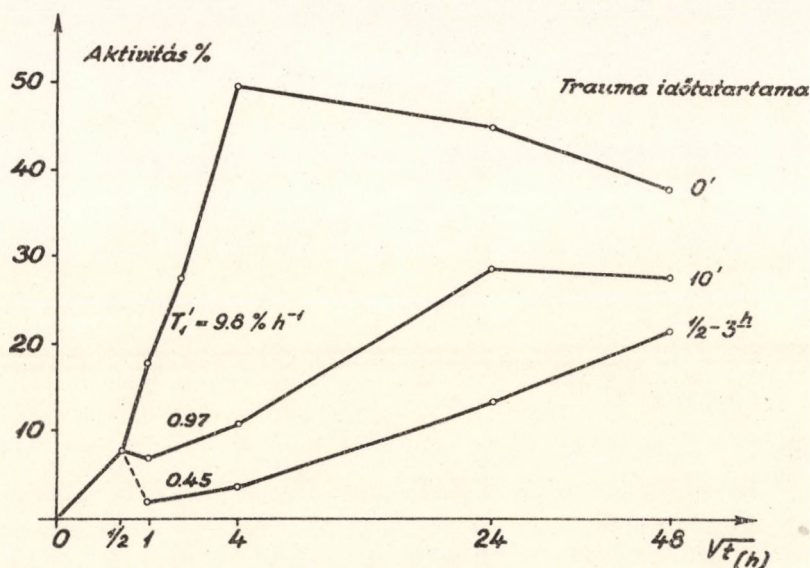


1. ábra. A patkány pajzsmirigy radiojód felvételének időbeli eltolódása műtéti trauma hatására. Az egyes görbék végpontjaihoz irt pozitív számok a J^{131} beadását követő, a negatív számok pedig a J^{131} beadását megelőző műtéti beavatkozás órákban megadott időpontját jelzik, a kérdéses állatcsoportnál.

ta négyzetgyök léptékben van megadva célszerű helykihasználás és a hormonfázisra vonatkozó korábbi megfontolások alapján. (M.M. Stanley és E.B. Astwood: Endocrinology 41:66/1947/; 44:49/1949/) A kezdeti mérési pontok a megadott érték 15 %-ával, a későbbiek 10 % alatt ingadoznak.

Ha a hasfal középső megnyitásával (medián laparotómia) kiváltott műtéti traumát, mint eszközt használjuk fel a pajzsmirigy funkció befolyásolására, lényeges eltolódást észlelünk a J-felvételi görbéken. Az eltolódás jellege és foka a műtéti beavatkozáshoz viszonyított időpontjától függ. Lényegében azt mondhatjuk, hogy a kontroll-görbe kulminációs időpontját (4^h) megelőző, de azt

megközelítő traumatizáció hatásos (pontosabb számítások szerint a mi kísérleti körülményeink között ez a kritikus időpont a jódbevitelt követő második órára tehető). A traumatizáció hatásossága kifejezettebbé válik időtartamának növelésével. Ha az előbb említett kritikus intervallumban, pl. a jódbeadást követő félórával, végeztünk laparatómiát, a jódfelvétel visszamaradása még kifejezettebbé válik, amint azt az 1a. ábrán az összehasonlító görbék kezdeti szakaszára megadott meredekségtételek



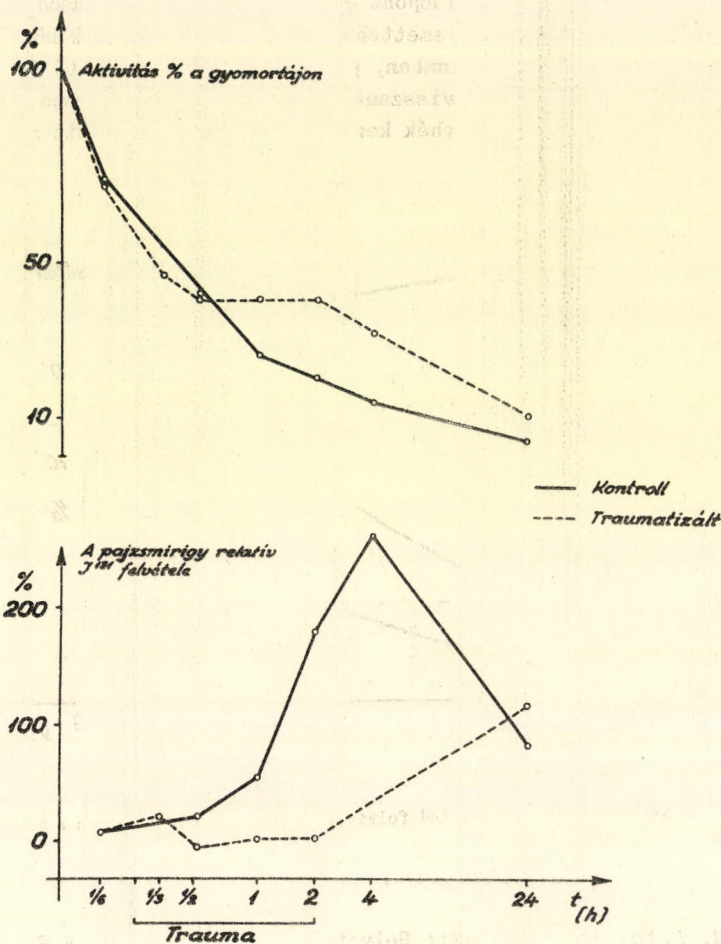
1a. ábra. Patkány pajzsmirigy radiojód felvételi sebességének változása a traumatizáció időtartamától függően.

(v.ö. G. Joyet, F. Koller, L. Morandi: Helvetica Medica Acta 24, F. 3. 222 /1957/) is jól érzékeltetik.

A pajzsmirigy radiojód felvételi görbék összehasonlítása kapcsán minden esetre feltűnő, hogy a traumatizáció időpontjától távolodva a pajzsmirigy igyekszik behozni jódfelvételi hátrányát. A radiojód egyensúly képlettel kialakulását tükrözik az 1. ábra görbéi is. (L. a görbéken nyíllal jelzett e.- helyzetek eltolódása kb. 20-40 órának felel meg.) Jelentősnek látszik azonban az a megfigyelés is, hogy a kontroll csoport kiválasztott egyedeinél J-egyensúly állapotában (J bevitel után 24^h-val) végzett laparatómia nincs hatással a hormonjód fázis lefutására. Ezt megerősítik más szerzők (K. Brown-Grant és G. Pethes: J. Physiol. 151:40 /1960/) vizsgálatai tenge-ri malacoknál a J beadását követő 100. órában.

Fentiekből nyilvánvalóan látszik, hogy a radiojód-felvétel eltolódásáért elsősorban a felszívódás időleges akadályozottsága felelős, amint azt a 2. ábra demonstrálja. Párhuzamosan feltűntettük a gyomorból eltávozott, gyakorlatilag felszívódott, tehát a pajzsmirigy számára rendelkezésre álló jódmennyiség százalékban kifejezett felvételi görbéket is. Utóbbiak tulajdonképpen a

$$\frac{\text{pajzsmirigy J-felvételi sebessége}}{\text{J-felszívódás sebessége}}$$



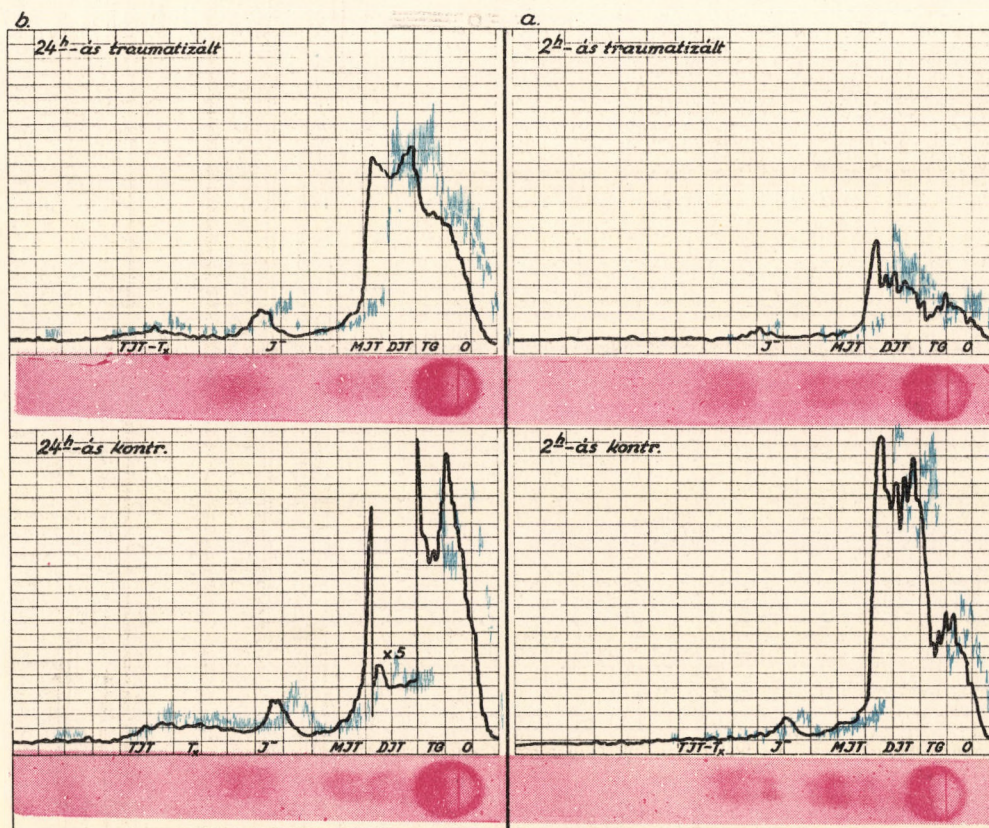
2. ábra. Patkánynak gyomorszondán bejuttatott radiojód felszívódásának időbeli változása /fent/ és az ettől függő relatív jódfelvételi hányados a pajzsmirigyben /lent/.

hányadost adják meg. Ha ezen görbéket az idő szerint differenciáljuk, jól értékelhetővé válik a radiojód dinamikus egyensúlyi állapotának bekövetkezése. Minthogy az egyes időintervallumokban felszívódó jódmennyiségek között áthatás van, a görbék csak elméleti jelentőségűek. A 4. órától kezdve pedig egyre inkább csak a folyamat tendenciáját vannak hivatva ábrázolni, minthogy ettől kezdve a gyomortáj közelébe vetülő vesék aktivitása egyre jobban zavarja a kiértékelést. Figyelembe veendő a traumatizált csoport görbéjének negatívba hajlása, annak megfelelően, hogy ilyenkor a pajzsmirigy átmenetileg radiojódot ad le nagyobb mértékben. (Megjegyzem, hogy a radiojód terhes anyaállatok pajzsmirigyéből hasonló körülmények között teljesen kiürül.) Hogy a kontroll pajzsmirigy adott intervallumban több mint kétszeresét veszi fel az ugyanakkor felszívódásra került mennyiségnek, az arra utal, hogy a jódtérben már eloszlott J^{131} vándorol a pajzsmirigy felé.

Nem hagyható tehát figyelmen kívül az a tény, hogy éppen fehér patkánynál az extrathyreoideális jódkészlet igen magas, a normál jódtárolás kulminációs

pontján a bőrben közel 30 % (*K. Brown-Grant, G. Pethes és A. W. Rogers: J. Physiol. 152: 467 /1960/, v.ö. saját magas comb feletti háttérméréseinkkel*). Ezzel kapcsolatban további kivizsgálásra vár az a megfigyelésünk, hogy a traumatizált szervezet a már felszivódott, de pajzsmirigyben nem található jódkészlet késleltetett fenntartására is törekszik, amint erre az első 24 órában gyűjtött vizeletfrakciók aktivitásméréseiből és a kísérletek befejezésekor vett izom-minták specifikus aktivitásának növekedéséből (2-300 %) következtethetünk.

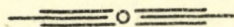
Jelen vizsgálat alatt nem végeztünk méréseket a vér radiojód/stabiljód hányados alakulására, hogy elkerüljük a mintavételekkel járó traumatizációt. A kísérletek végén vett pajzsmirigyminták néhány jellegzetes összehasonlító radiokromatogramját mutatja a 3. ábra. A komplex standardok alapján felvett azonosító sávokban



3. ábra. Összehasonlító radiokromatogramok tripszinnel emésztett pajzsmirigy szövetminták n-butanol és 2 n ammónia 1:1 arányú keverékében történt futtatása alapján. 2^h-ás traumatizációs csoport = két órán keresztül traumatizált és utána közvetlenül feldolgozott állat. 24^h-ás traumatizált csoport = két órás traumatizáció befejeztével 24 óra múlva feldolgozott állat.

Rövidítések: O = startvonal, TG = tireoglobulin, DJT = dijódtirozin, MJT = monojódtirozin, J⁻ = jodid, TJT = trijódtironin, Tx = tiroxin.

az aktivitások részintegráljai lényeges százalékos eltérést nem mutatnak. Ha tehát a pajzsmirigyben tárolt jód összmenyiségében nagyságrendi különbséget is találunk, a traumatizált állapot kárára, a jódkötés minőségi eloszlásában a kontrollokhoz képest eltérés nincs, annak jeléül, hogy a jódegyensúlyban bekövetkezett változásért elsősorban extrathyreoideális tényezőket kell felelőssé tennünk.



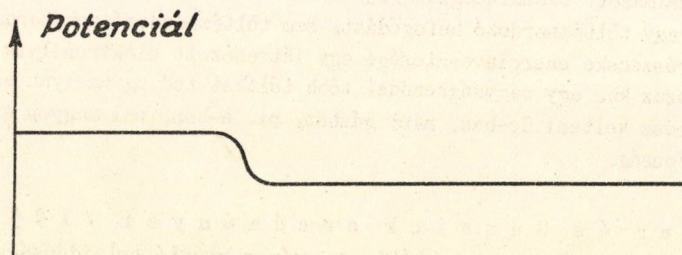
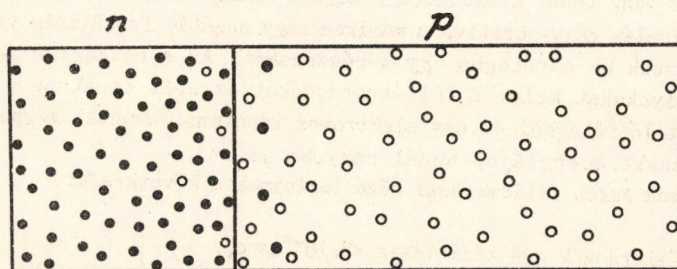
FÉLVEZETŐ MAGEFIZIKAI SPEKTROMÉTEREK

Fényes Tibor

A DETEKTOR MŰKÖDÉSÉNEK ELVE. TÖRTÉNETI ÁTTEKINTÉS.

Első ízben M c K a γ használt félvezetőket α -részecskék detektálására 1949-1951-ben [1]. Alapfelgondolása a következő volt:

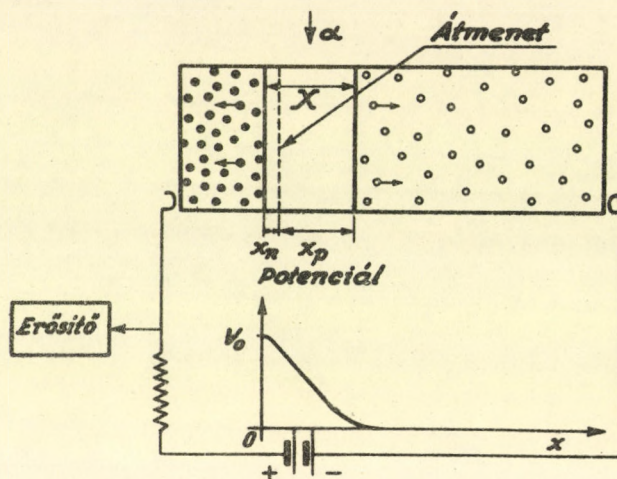
Vegyünk egy Ge kristályt, aminek egyik fele n , a másik fele p típusu félvezető. Az n - p átmeneti réteg körül az e -ok és lyukak átdiffundálása miatt feszültségkülönbség alakul ki. /L. 1. ábra./



1. ábra. n - p átmenet félvezetőben.

- helyhez nem kötött elektronok.
- helyhez nem kötött lyukak.

Adjunk az n típusu részre pozitív, a p típusura negatív feszültséget. Ekkor a potenciálkép a következő lesz: /1. 2. ábra./



2. ábra. α -részecskék detektálása n - p átmeneti réteggel rendelkező félvezetővel.

A kép kísérletileg is igazolható, potenciálesés majdnem kizárólag csak az átmeneti rétegben van. Tehát kialakul egy nagyon vékony szigetelő /tértöltési/ réteg, amelynek egyik oldalán nagy pozitív, a másikon nagy negatív feszültség van.

Bocsássunk be a rétegbe egy α -részecskét. Az α -részecske ionizálni fog, elektronokat és lyukakat kelt. E töltéshordozókat az erős elektromos tér hirtelen kirántja a szigetelő rétegből és egy elektromos impulzust kapunk, mégpedig minél nagyobb az α -részecske energiája, annál nagyobb jelet.

Ugyancsak McKay felismerései közé tartoznak a következők:

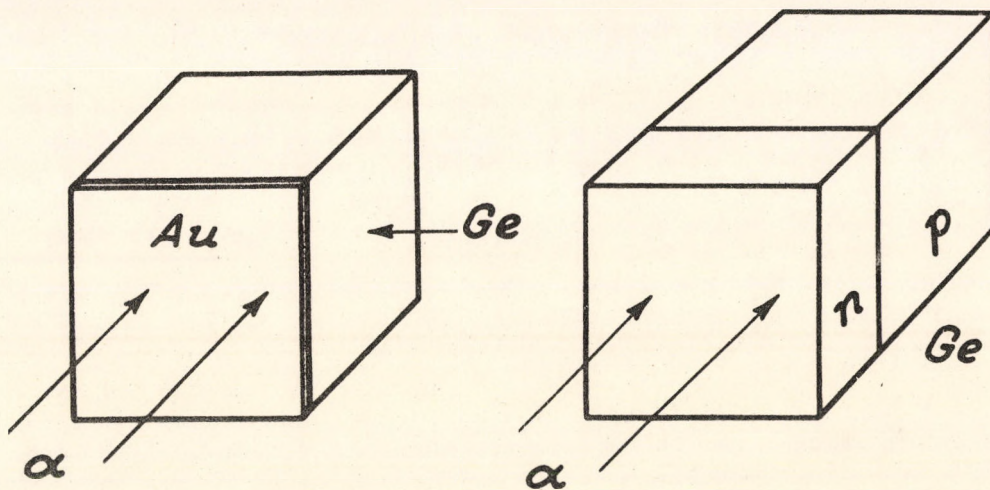
- a töltéshordozók gyűjtési ideje $< 2 \cdot 10^{-8}$ sec,
- a tértöltési tartományban a számlálási hatásfok 100 %,
- az alkalmazott feszültségnél /15V körül/ nem tapasztalt sem rekombinációt vagy töltéshordozó befogódást, sem töltéshordozó sokszorozódást,
- az α -részecske energiavesztése egy létrehozott elektron-lyuk párra 3 eV, azaz kb. egy nagyságrenddel több töltést tud ugyanolyan energiájú α -rész kelteni Ge-ban, mint gázban, pl. A-ban, ami nagyon előnyös tulajdonság.

Mayer és Gossick eredményei /1956/. McKay elrendezése nem volt ideális α -detektálásra számos kiváló tulajdonsága ellenére sem. Ennek főoka az, hogy az n - p átmeneti réteg vastagsága igen kicsi $\approx 5 \mu$, és így rendkívül rossz a fényerő.

E bajon próbált segíteni K. Lark Horovitz és E. Simon, akik javasolták, hogy a potenciálkülönbséget egy vékony szigetelő rétegen át ne p - n átmenettel hozzuk létre, hanem úgy, hogy Ge kristályra /pl. igen tiszta n típusu vezetőre/ vékony fémréteget, pl. Au-ot párologtatunk.

Az α -nyalábot most a felületre merőlegesen engedjük be, így a fényerősséget sikerült lényegesen megnövelni. Mivel a felületi fémréteg vékony, benne csak kis energiát veszítenek az α -részecskék.

Mayer és Gossick [2] ezt az elrendezést már nemcsak α -részecskék detektálására, hanem energiámérésre is felhasználta. Azt találták, hogy az 1-től 9 MeV-ig terjedő tartományban az α -energia és impulzus magasság közti összefüggés lineáris.



3. ábra. Vékony felületi Au réteggel ellátott Ge kristály, mint α -részecske spektrométer.

4. ábra. Ge n - p fotodióda felhasználása α -részecskék detektálására.

A munkába szovjet kutatók is bekapcsolódtak. А й р а п е т я н ц és Р ы в к и н / 1 9 5 7 / [3] a kereskedelemben kapható n - p Ge fotodióda α -számlálási karakterisztikáit vizsgálták meg.

A berendezésnek előnyére szolgált, hogy nagy felületen lehetett az α -részecskéket detektálni, de mivel a felületi n réteg vastagabb volt, mint az α -részecske hatótávolsága Ge-ben, a töltéshordozók csak diffúzió útján juthatnak el az n - p átmenethez, miközben lényeges mértékű rekombináció és időkésés / 10^{-5} sec-ig/ lépett fel, úgyhogy spektroszkópiai célokra ez a berendezés nem volt alkalmas.

Berendezésükre sikerült a töltéshordozó gyűjtést és a jelalakot matematikailag leírni.

Friedland, Mayer, Wiggins e r e d m é n y e i / 1 9 6 0 / . Az előbbieket alapján kívánatosnak látszott, hogy olyan n - p Ge-vagy Si-ot használjunk nehéz töltött részecske spektrométerként, amelynek felületi n rétege igen vékony az α -részecskéknek a félvezetőben való hatótávolságához képest; másrészt az átmeneti tértöltési réteg vastagsága olyan nagy, hogy az α -részecske pályája teljesen belefér. A problémát több kutató csoportnak sikerült megoldani 1960-ban az Egyesült Államokban és Kanadában [4]. Friedland, Mayer, Wiggins pl. a következő α -spektrométer megépítéséről adnak hírt [5]:

az energia és impulzus magasság közötti összefüggés lineáris 0,3 → 20 MeV α -energiáig,
az impulzus emelkedési ideje $< 3,5 \cdot 10^{-9}$ sec,
az energia feloldás 6 MeV-es α -részecskékre 0,6 %.

A FÉLVEZETŐKKEL VALÓ α -RÉSZECSCKE DETEKTÁLÁS FIZIKAI ALAPJAI.

A rövid történeti áttekintés után vegyünk most a legmodernebb n - p Si spektrométert és vizsgáljuk meg ennél a detektálás fizikai alapjait részletesen.

A b e r e n d e z é s t lásd a 2. ábrán, csak most az α -részecskék a nagyon vékony n rétegen keresztül az x tengely irányában haladva jutnak az átmeneti rétegbe. Az ábrán X a tértöltési tartomány vastagságát jelöli. Az n réteg vastagsága az átmenetig kb. 1μ , X_p pedig kb. 1 mm . Az ábrán az arányok torzítva vannak.

Mivel egy 5 MeV-es α -részecske hatótávolsága Si-ban 20μ körül van, az elrendezésből látható, hogy az α -részecskék pályájának vége is belül esik a tértöltési tartományon.

A t é r t ö l t é s i r é t e g v a s t a g s á g a . A tértöltési réteg vastagsága igen lényeges, mert ez szabja meg az analizálható részecske energiák felső határát és az átmenet kapacitását.

Irjuk fel az egydimenziós Poisson-egyenletet az átmeneti rétegre:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{4\pi\rho}{\epsilon}$$

ahol ρ töltéssűrűség, ϵ dielektromos állandó /Si-ra 12/.

Integrálás után:

$$\frac{\partial V}{\partial x} = -\frac{4\pi\rho}{\epsilon}x + \text{konst.}$$

Mivel, ha $x = 0$, $-\frac{\partial V}{\partial x} = 0$, azaz konst. = 0.

Tovább integrálva:

$$V = -\frac{4\pi\rho}{2\epsilon}x^2 + \text{konst.}$$

Ha $x = X$, $V = 0$, azaz konst. = $\frac{4\pi\rho}{2\epsilon}X^2$ és $V = -\frac{2\pi\rho}{\epsilon}(X^2 - x^2)$.

Mivel, ha $x = 0$, $V = V_0$, azaz $V_0 = \frac{2\pi\rho}{\epsilon}X^2$ és

$$X = \sqrt{\frac{\epsilon V_0}{2\pi e N}}$$

ahol N = szennyezési koncentráció, e = az elektromosság elemi töltése.

E képletből következik, hogyha azt akarjuk, hogy a tértöltési réteg vastag legyen /nagy energiájú α , p és f -részecskék energiáját is lehessen vele mérni/, akkor a külső zárófeszültséget lehetőleg nagyra, a szennyezési /pl. B / koncentrációt pedig a p típusú anyagban lehetőleg kicsinek kell választani. A felületi n réteget célszerű igen vékonyra készíteni, ennek terhére nem lehet nagyra tenni a tértöltési réteget.

A s i k k o n d e n z á t o r elektrosztatikából jól ismert képlete alapján a félvezető átmenet kapacitása:

$$C = \frac{\epsilon T}{4\pi\lambda},$$

ahol T az átmenet területe. A kapacitás tehát fordítva arányos a V_0 előfeszültség négyzetgyökével.

A potenciál ismeretében a térerősség is kiszámítható a tértöltési tartományban. Egy jellemző érték: 10^4 V/cm.

Legyen pl. a z a f e l a d a t u n k , hogy egy $1,48 \cdot 10^{12}$ szennyezés/cm³-es Si-ban protonok energiáját mérjük. A protonok energiája maximálisan 5 MeV. Milyen előfeszültséget alkalmazunk? 5 MeV-es protonoknak Si-ban kb. 200 μ hatótávolság felel meg. A tértöltési réteg vastagságát 200 μ -nak véve a képletből a szükséges előfeszültség 45 V-nak adódik. Figyeljük meg, hogy ez az érték milyen kicsi, nem szükséges nagy feszültséget használnunk. 1 cm² felületű detektor esetén az átmenet kapacitása 52 pF-nek adódik.

Á r a m s o k s z o r o z á s , r e k o m b i n á c i ó , t ö l t é s h o r d o z ó b e f o g á s . Felmerül a kérdés: nem lép-e fel áramsokszorozás, rekombináció, vagy töltéshordozó befogás, amikor az α -részecske által keltett elektronokat, ill. lyukakat gyűjtjük?

Goucher mérései alapján tudjuk, hogy ha fény esik egy n - p átmeneti rétegre /pl. Ge-ra/, a kvantumhozam egységnyi, azaz minden foton kelt egy elektron-lyuk párt; valamint, hogy a kvantumhozam tág határok között független az alkalmazott előfeszültségtől.

A kérdést részletesen *McKay* és *McAfee* vizsgálta [6] és a következő görbét kapták:

Hogy $V/V_0 \lesssim 0,5$ esetben a sokszorozási tényező tényleg 1 az α -részecskék által keltett töltésekre is, ez a következők alapján várható:

a fotosokszorozási tényező e tartományban: 1,

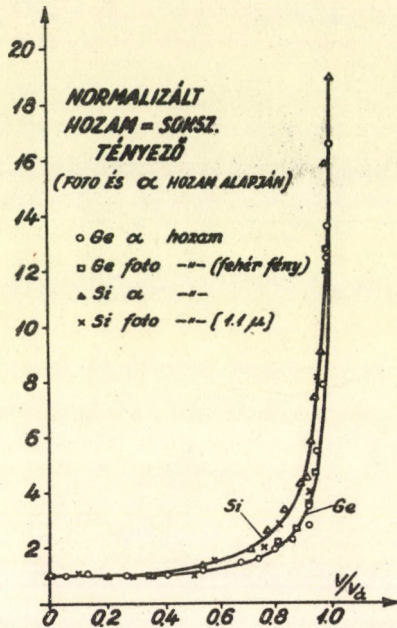
a p - n átmenet elméletéből - amit a kísérletek már megbízhatóan alátámasztanak - szintén nem várható áramsokszorozódás,

az a tény, hogy a hozam a feszültségváltozással nem változik, szintén erre utal.

A helyzet tehát sok tekintetben hasonló a gázokéhoz, elég széles az a feszültség tartomány, ahol rekombináció már nem lép fel, de elektronsokszorozás sincs még.

A t ö l t é s h o r d o z ó k t é r t ö l t é s é n e k h a t á s a . A számítások szerint az α -részecskék által keltett töltéshordozók tértöltése nem olyan nagy, hogy az a térerősséget az átmeneti rétegben lényegesen megváltoztatná és így esetleg a töltéshordozók számának megváltozását eredményezné pl. rekombináció útján.

Az a tény, hogy a hasadási repeszek félvezető spektrométerrel felvett spektruma egyezik a repülési idő mérésekkel, mutatja, hogy még igen erős helyi ionizáció esetén sem torzul el a tér annyira, hogy pl. rekombináció lépne fel /megfelelő előfeszültség alkalmazása esetén/.



5. ábra. Töltéshordozók sokszorozási tényezője foto és α ionizáció esetén Si és Ge n-p átmenetekben, mint az átütési feszültséghez viszonyított feszültség függvénye.

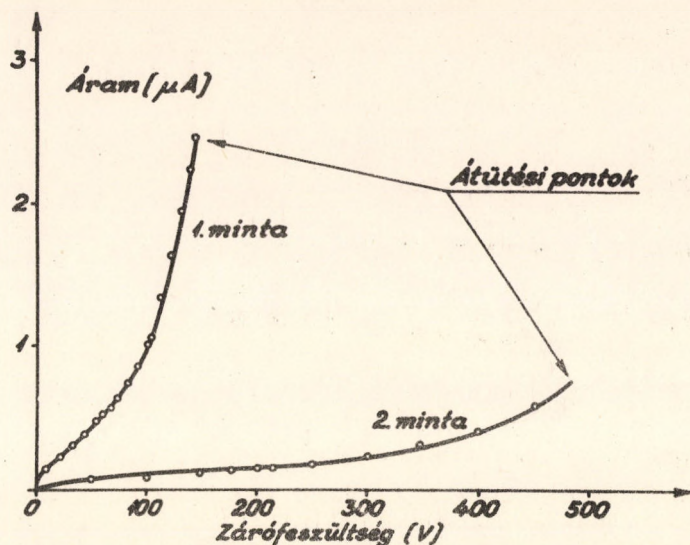
DETEKTÁLÁSI KARAKTERISZTIKÁK.

A feszültség - áram karakterisztika két Si detektorra a 6. ábrán látható /1. [5]/.

Az átütési feszültségben levő különbséget főleg a gyártási folyamat során a felületben előálló eltérések okozzák.

Látható, hogy a 2. mintán az átütési feszültség viszonylag magas. Ez lehetővé teszi, hogy nagy külső feszültséget alkalmazzunk anélkül, hogy töltéshordozó sokszorozás lépne fel. Ilyenkor az átmeneti réteg vastag és akár β -részecskék energia mérésére is van remény.

Az impulzus magasság és az alkalmazott külső feszültség. Az impulzus magasságnak, ha helyes zárófeszültség



6. ábra. Áram-feszültség karakterisztika $n-p$ Si-ra. Az n réteg úgy készült, hogy p típusú Si-ba P -t diffundáltattak.

tartományban működtetjük a spektrométert, a zárófeszültségtől lényegében függetlennek kell lenni, hiszen a töltéshordozók száma csak az érkező töltött részecske energiájától függ.

Gyakorlatilag kis mértékű változás észlelhető az impulzus magasságában, ha a zárófeszültséget változtatjuk, mivel az átmenet kapacitása $1/V_0$ -al arányos. Az impulzus magasságot a

$$P = \frac{Q}{C_{np} + C_e}$$

szabja meg, ahol

Q az összegyűjtött töltés,
 C_{np} az átmenet kapacitása,
 C_e az erősítő rácsának és a vezetéknek a kapacitása.

Ha kisméretű detektornál /kb. 2 mm átmérő/ C_{np} kisebb, mint C_e , V_0 változásával P várhatóan alig fog változni.

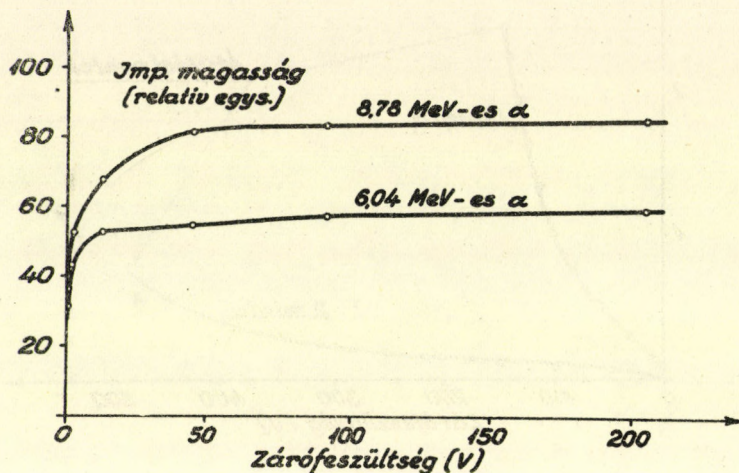
A kísérleti eredmények /1. [5]/ eváradalmat lényegében kvantitativ is igazolják /7. ábra. /:

L i n e a r i t á s . E szempontból igen fontos, hogy a felületi n réteg vékony legyen. Ugyanis:

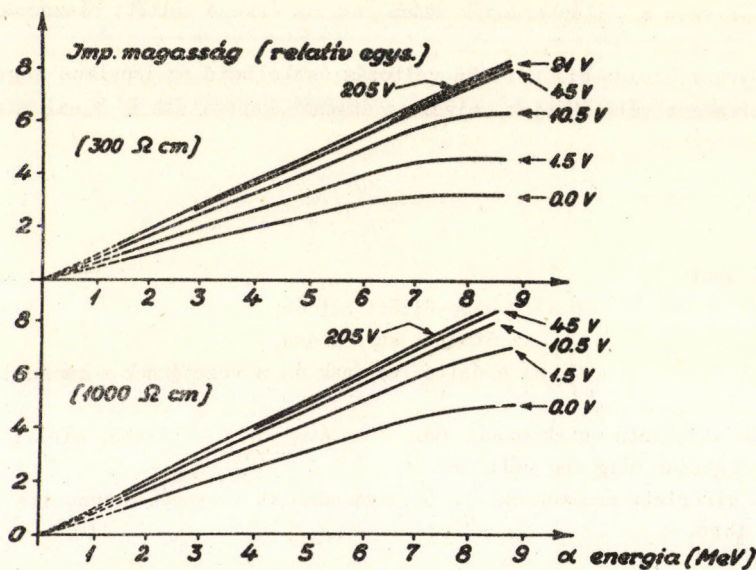
- a/ A felületi rétegben a rekombinációs helyek sűrűsége nagy, s ebből a rétegből diffúzió útján eljuthatnak ugyan a töltéshordozók a tértöltési tartományba, de a töltéshordozók egy része közben rekombinálódik.
- b/ A diffúzió sokkal lassabb folyamat, mint a tértöltési tartományból való töltéshordozó felgyűjtés.

Hogy nagy energiáknál is lineáris legyen a spektrométer, szükséges, hogy a p

tipusu anyag specifikus ellenállása is, az alkalmazott zárófeszültség is nagy legyen. A kísérleti eredmények /1. [5]/ a 8. ábrán láthatók.



7. ábra. Az impulzusmagasság függése a zárófeszültségtől.



8. ábra. Az α -részecske energiája arányos az impulzus magassággal, ha a specifikus ellenállás és a zárófeszültség nagy.

Elérhető, hogy 0,3 → 20 MeV-ig α -részecskékre lineáris karakterisztika mutatkozzék.

F e l o l d ó k é p e s s é g . A félvezető spektrométer tulajdonképpen egy szilárd test ionizációs impulzus kamra.

Ismeretes, hogy ha atommagból monoenergetikusan kilépő α -nyalábbal bombázunk egy ionizációs impulzus kamrát, a kapott jelamplitudók Gauss-görbe elosztást mutatnak egy adott E_0 intenzitás maximumnak megfelelő energia körül:

$$P(E)dE = \frac{1}{\alpha\sqrt{\pi}} e^{-\frac{(E-E_0)^2}{\alpha^2}} dE,$$

ahol $P(E)dE$ annak a valószínűsége, hogy egy adott α -részecske olyan impulzust ad, amelyik E és $E + dE$ energiák közé esik, α straggling /szórási/ paraméter, $1,67 \alpha$ = félérték-szélesség.

A stragglingnek különböző okai lehetnek:

- a/ A forrásban fellépő energiavesztés /önabszorpció, visszaszórás/.
- b/ Ionizációs szórás, azaz az azonos energiájú α -részek által keltett ionpárok számának szórása. Az egyes ionpárok létrehozásához különböző energia kell.
- c/ Kamraszórás, amelynek okai: pozitív ionok hatása, elektron befogás a rács által, O_2 által stb.
- d/ Erősítőzaj.

Mivel ezek egymástól függetlenek, az eredő szórási paraméter négyzete az egyes szórási paraméterek négyzetösszege lesz:

$$\alpha^2 = \alpha_f^2 + \alpha_i^2 + \alpha_k^2 + \alpha_z^2.$$

Az α_f olyan nagyságrendű, mint amekkora energiát veszít egy α -részecske, amikor a forrásfelületre merőlegesen kilép a forrásból. Egy jól elkészített forrásnál $\alpha_f \sim 5$ keV.

Az ionizációs straggling paraméter Fano szerint a következőképpen adható meg:

$$\alpha_i = \sqrt{2FI_0},$$

ahol I_0 az ionpárok teljes száma, F 0 és 1 közötti faktor, általában 1/3 és 1/2 között van. Mivel az egy ionpár létrehozásához szükséges munka csak 3,5 eV Si-ban, míg pl. A-ban 28 eV, kb. 8-szor több iont hoz létre az α -részecske szilárd test ionizációs kamrában, mint gáztöltésükben. Ennek megfelelően α_i is kb. $1/\sqrt{8}$ -szor kisebb lesz.

A kamra straggling $/\alpha_k/$ félvezetőknél elsősorban a visszaram ingadozásaiából adódik. Fontos kérdés a szilárd test spektrométereknél, sikerül-e értékét megfelelő alacsony szintre szorítani. Ha sikerülne annyira, mint a gáztöltésű ionizációs kamrák α_k -értéke, akkor elvileg a szilárd test kamrákkal még jobb feloldást lehetne nyerni, mint a gázkamrákkal. Egy kanadai kutatócsoport Si spektrométernél jel/zaj viszonyra 5 MeV-es α -nál >50 értéket ad meg szobahőmérsékleten.

Jelenleg a félvezető spektrométerek feloldóképessége már eléri a gázkamrákét, sőt egyes jól sikerült spektrométereknél már túl is szárnyalja azt. A félvezető spektrométerek feloldóképessége jelenleg:

0,6 - 1 %, 5, 3 MeV energiánál.

Emelkedési idő. Egyes kutatócsoportok észleltek $\sim 10^{-9}$ sec-nál rövidebb emelkedési időt is, mások emelkedési időre 12 μ sec-ot adnak meg.

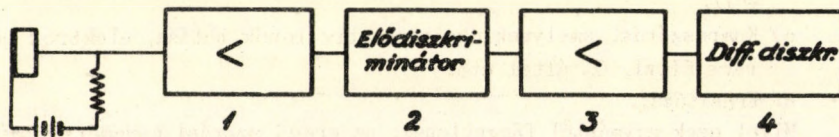
Összehasonlításként megemlítem, hogy NaJ/Tl/-nál a fényimpulzus lecsengési ideje 250 μ sec.

Egy 90 % A + 10 % CH₄ töltésű ionizációs kamrában

$$0,4 \frac{\text{V/cm}}{\text{mmHg}} \text{-nál /ami rácsos kamrákra jellemző/ } 5 \frac{\text{cm}}{\mu\text{sec}}$$

elektron sodródási sebességet nyertek. Mivel a kamra mérete 5-10 cm, a felgyűjtési idő itt μ sec rendűnek adódik.

Néhány szó a spektrométerhez tartozó elektronikus berendezésekről.



9. ábra. A félvezető spektrométerhez csatlakozó elektronikus egységek.

- ad 1/ Az előerősítővel szemben a következők a követelmények:
alacsony zavar szint,
szélessávú átvitel,
lineáris erősítés,
néhány mV-os bemenő jel felerősítése kb. 10-100-szorosan,
- ad 2/ Ha a spektrométerrel α -sugarak finomszerkezetét tanulmányozzuk, pl. 4,5 MeV-től 6 MeV-ig terjedő energiatartományban, mivel a differenciál diszkriminátor csatornaszélességét nem ajánlatos 1 V-nál kisebbre választani, célszerű kb. 4-4,5 MeV-nek megfelelő impulzust levágni a jelből és csak a maradékot tovább erősíteni.
- ad 3/ Egy gyári szélessávú erősítő megfelelő.
- ad 4/ Jelanalizátorként pl. a Máthé-Scharbert-féle differenciál diszkriminátor használható [7], vagy alkalmasint többcsatornás analízátor.

Számlálási karakterisztikák nem α -részcsekékre. Nagy specifikus ellenállású p típusú félvezető alkalmazásával és nagy zárófeszültséggel sikerült kb. 100-150 keV-ig β -részcsekék energiáját mérni. 10-100 keV-ig a spektrométer lineáris karakterisztikát mutat.

Jelenleg a detektorok egyedi fotonokra nem működnek,* azonban intenzív gam-

* Újabban készítették olyan félvezető spektrométert is, amivel γ -fotonok energiája mérhető. L. P. E. Gibbons, D. C. Northrop: Nature, 188/1960/803.

ma sugárzás mellett az egyenáramban érezhető változás történik. A hatásmechanizmus még nincs tisztázva teljesen. A félvezető spektrométerek fényre érzéketlenek.

Kb. 4,5 MeV proton energiáig lineáris a spektrométer.

Hasadási termékek analizisére a spektrométer kiválóan alkalmas.

Hordozható sugármérőkben szívesen használnak félvezető detektorokat kis méretük és alacsony tápfeszültség szükségletük miatt. L. α -szivar, kis monitor [4]-ben.

Ö s s z e f o g l a l á s k é n t közlöm egy Si detektor legjellemzőbb adatait:

- detektáló terület	5 mm ²
- max. fesz.	50 V
- min. detektálható energia	0,5 MeV

50 V működtetési feszültségnél:

- visszáram	1 μ A
- jel/zaj 5 MeV-es α -ra	>50
- feloldás 5 MeV-es α -ra	< 1 %
- a tartomány, amin belül α -ra 5 %-on belül lin.	1,5-10 MeV
- kapacitás	25 pF
- imp. emelkedési idő	12 μ sec

A félvezető spektrométer tehát legjobban az elektrongyűjtéssel működő ionizációs kamrához hasonlítható, de ahhoz viszonyítva lényeges előnyei vannak, nevezetesen

- nem kell magasfeszültség,
- egyszerűbb, nem kell gáztisztítás,
- kisebb helyen elfér,
- elvileg jobb energia felbontást ad,
- gyorsabb;

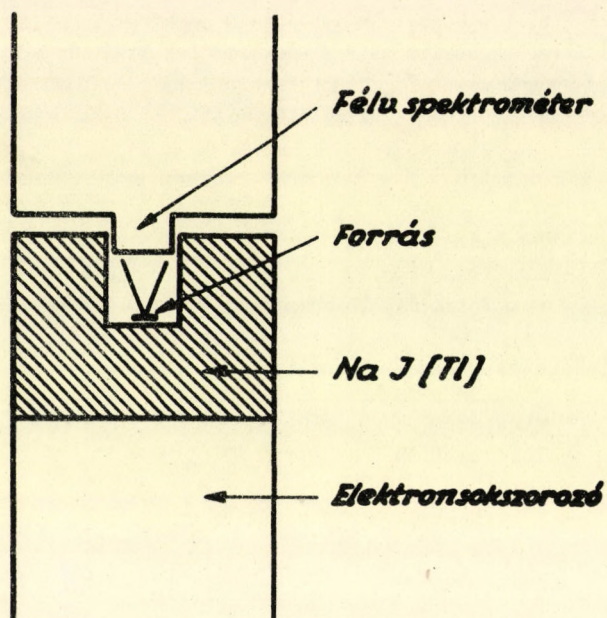
hátránya viszont, hogy

- a detektáló felülete lényegesen kisebb.

ALKALMAZÁSI LEHETŐSÉGEK

Abból a tényből következően, hogy az ionizációs impulzus kamrák feloldóképessége alig 4-5-ször rosszabb, mint a legjobb mágneses spektrométereké, míg a transzmissziójuk szilárd test spektrométerek esetén kb. 3, gázöltésű kamrák esetén 5-6 nagyságrenddel jobb a mágneses spektrométerekénél, kis intenzitású források, így elsősorban igen nagy, vagy igen rövid felezési idejű anyagok energiaspektrum mérésére ezek a legjobb eszközök. Pl. a ritka fõldek α -spektrumának vizsgálatára kiválóan alkalmasak.

Kis méretük, jó energiafelbontásuk és gyors működésük kiválóan alkalmassá teszi õket α - γ koincidencia vizsgálatokra, α -finomszerkezet keresésére. /L. 10. ábra./



10. ábra. Nagy fényerejű berendezés α -sugarak finomszerkezetének vizsgálatára félvezető spektrométerrel.

Irodalom

- [1] K.G. McKay: Phys. Rev. 76 /1949/ 1537,
Phys. Rev. 84 /1951/ 829.
- [2] J. Mayer - B. Gossik: Rev. Sci. Instr. 27 /1956/ 407.
- [3] A. B. Айрапетянц, С. М. Рывкин: ЖТФ XXVII /1957/ 95.
- [4] Semiconductor Detectors, Nucleonics 18, No. 5 /1960/ 98.
- [5] S. S. Friedland - J. W. Mayer - J. S. Wiggins: Nucleonics 18, No. 2 /1960/ 54.
- [6] K. G. McKay - K. B. McAfee: Phys. Rev. 91 /1953/ 1079.
- [7] Máthé Gy. - Scharbert T.: Mérés és Automatika No. 1 /1959/ 1.

KORONA STABILIZÁTORCSŐ

Csongor Éva

Kísérleti Fizikai Intézet, Debrecen

Intézetünkben az elmúlt években kidolgozásra került egy korona stabilizátorcső [1]. Azóta a szükségletnek megfelelően sorozatban készültek ilyen csövek és újabb tapasztalatainkról kívánok most beszámolni.

Egy stabilizátorcső stabilizálási arányán az

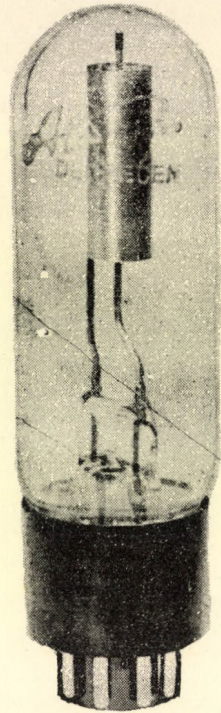
$$S = \frac{\Delta V_{ki}}{\Delta V_{be}} = \frac{R_C}{R_C + R}$$

hányadost értjük. R_C a cső ellenállása és az R az alkalmazott külső ellenállás /L. 2. ábra./. Jobb stabilizálási fokot S csökkenése jelent, amit az R_C ellenállás csökkenésével érhetünk el.

A kérdés kísérleti kivizsgálására 1 cm, ill. 7 mm átmérőjű Ni katódu csöveket készítettünk 0,56; 1,0 és 1,15 mm átmérőjű Ni anódokkal. Fenti 6 csőtípus közül mind működési stabilitás, mind az ellenállás szempontjából az 1 cm katódátmérő és az 1 mm anódátmérő bizonyult legmegfelelőbbnek és a sorozatos készítésnél a továbbiakban ezeket az elektróda méreteket alkalmaztuk. Az üvegburába forrasztott elektródák kezelése az [1]-ben leírt módon történt. A csövek töltésére Pd-on átdiffundáltatott, spektroszkópiailag tiszta H_2 gázt használtunk [2].

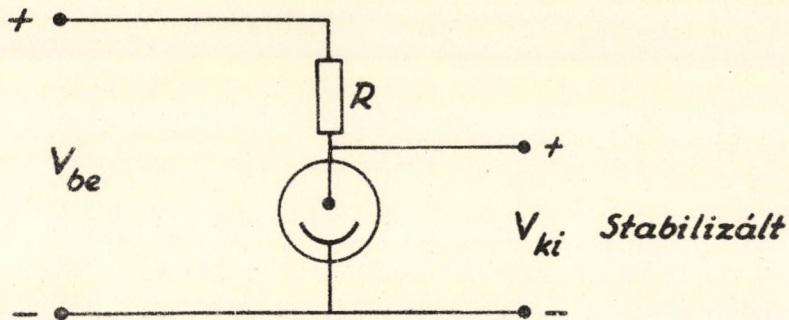
Az egyes csövek stabilizáló feszültsége a gáznyomás megfelelő megválasztásával beállítható. A 350 V és 2000 V közötti feszültségtartomány bármely feszültség értékére készíthető stabilizátorcső fenti módon.*

* Felmerülő szükség esetén, kisebb példányszám elkészítését más intézmények számára is vállaljuk, addig is amíg a cső ipari gyártásra nem kerül.



1. ábra. Intézetünkben készült korona stabilizátorcső.

A korona stabilizátorcsövet feszültség stabilizálásra a 2. ábrán feltüntetett kapcsolásban használjuk.

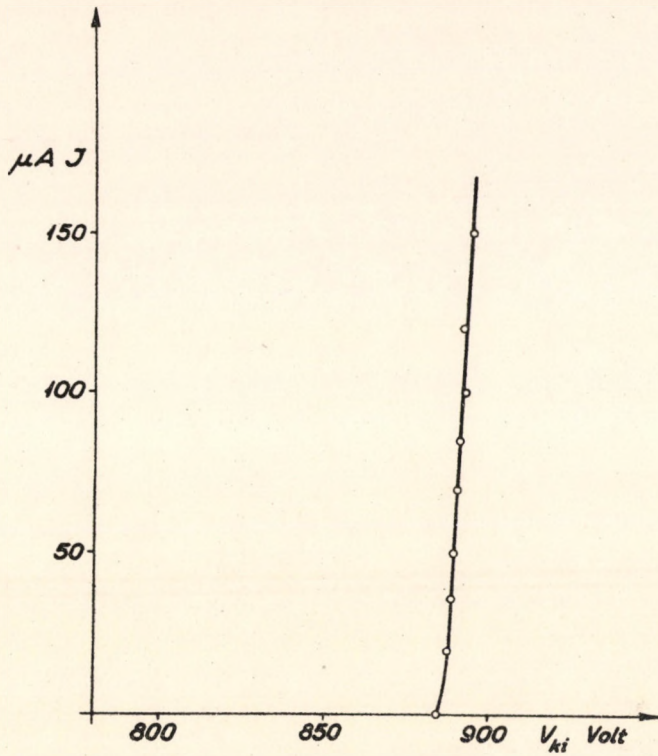


2. ábra. Stabilizáló áramkör.

Ugyanezen kapcsolásban mérhetjük a stabilizátorcső karakterisztikáját. A csőre adott feszültséget V_{be} növelve nem tapasztalunk áramot, míg a cső gyújtási feszültségét el nem éri. A bemenő feszültség további növelésével az áramerő vagy monoton, vagy kezdeti kisebb $10 \mu A$ alatti/ oszcillációk után rohamosan nő néhány μA -ra, miközben a kimenő feszültség értéke néhány V-tal változik. Stabilizátorcsőveink fenti módon felvett karakterisztikáját mutatja a 3. ábra.

A 3. ábra adataiból az R_c értéke $80 K\Omega$ -nak adódik. Az R külső ellenállás megfelelő megválasztásával /cca. $5 M\Omega$ / az 1:100 stabilizálási arány biztosítható. /Természetesen az R ellenállás növelésével növelhető a stabilizálás foka, viszont nő a szükséges bemenő feszültség is./

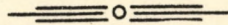
A csövet üzemeltetéskor olyan bemenő feszültséggel kell beállítani, hogy a csövön $70-80 \mu A$ haladjon át, ezzel tudjuk biztosítani, hogy a bemenő feszültség változása esetén is a karakterisztika meredek szakaszán maradjon a munkapont.



3. ábra. Stabilizátorcső áramerősség-feszültség karakterisztikája.

Irodalom

- [1] Csongor Éva: Magyar Fizikai Folyóirat, 6 /1958/ 333.
- [2] Csongor Éva: Magyar Fizikai Folyóirat, 6 /1958/ 153.





Sb-Be FOTONEUTRON-FORRÁS KÉSZÍTÉS

Csikai Gyula - Schadek János

Neutronok előállítására igen gyakran alkalmazzák a (γ, n) magfolyamatot. A (γ, n) reakció minden esetben endoterm, a reakció energiája a neutron kötési-energiával egyenlő. A leggyakrabban alkalmazott reakciók: $\text{Be}^9(\gamma, n)\text{Be}^8$ $Q = 1,666$ MeV; $\text{H}^2(\gamma, n)\text{H}^1$ $Q = 2,23$ MeV. A fotoneutron források nagy előnye az, hogy monokromatikus gamma-sugarak esetén a kilépő neutronok energiája is monokromatikus, így alkalmasan megválasztott gamma-sugárforrással megfelelő energiájú és intenzitású neutronforrás készíthető. A γ -sugárzó izotóp előállítása általában atomreaktorban (n, γ) folyamattal történik. Fotoneutron forrásnál a leggyakrabban használt izotópok a következők: Na^{24} , Mn^{56} , Ga^{72} , Y^{88} , In^{116} , Sb^{124} , La^{140} , MTh , Ra .

A (γ, n) forrásból kilépő neutronok energiáját az alábbi összefüggés adja:

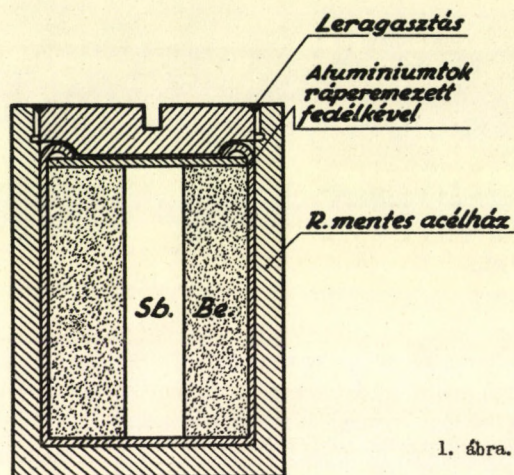
$$E_n = \left[\frac{A-1}{A} E_\gamma - Q - \frac{E_\gamma^2}{1862(A-1)} \right] + E_\gamma \left[\frac{2(A-1)(E_\gamma - Q)}{931 A^3} \right]^{\frac{1}{2}} \cos \theta$$

ahol E_n a neutron energiája, E_γ a gamma-részecske energiája, a Q a neutron kötési energiája /minden MeV-ben kifejezve/, A a targetmagok atomsúlya, θ a beeső γ -részecske és a kilépő neutron iránya által bezárt szög. Mivel a fotoneutron forrásoknál minden θ érték lehetséges, ezért monokromatikus γ -forrás esetén sem kapunk tökéletesen monoenergetikus neutronokat. Sb-Be forrás esetén $E_\gamma - Q = 0,026$ MeV és így $E_n = 23,2 \pm 1,3$ KeV, vagyis a kilépési szög miatt fellépő energiaszórás $\Delta E_n/E_n = \pm 5,6$ %. A fotoneutronok energia inhomogenitását növeli továbbá egyrészt az, hogy a neutronok a deuteron, vagy berillium magokon szóródnak, másrészt a γ -részecskék Compton-szórás miatt veszítenek energiájukból.

A fotoneutron források alkalmazása különösen ott előnyös, ahol a termikus neutronfluxus arányának magasnak kell lenni. Ebből a szempontból a használatos neutronforrások közül a Sb-Be forrás a legmegfelelőbb.

Az antimonnak két stabil izotópja van: Sb^{121} (57,25 %) és Sb^{123} (42,75 %), melyből (n, γ) folyamattal Sb^{122} ($T = 2,8$ nap) és Sb^{124} ($T = 60$ nap) radioaktív izotóp

keletkeznek. Termikus neutronokra az aktivációs hatáskeresztmetszet $6,8 \pm 1,5$ barn Sb^{121} és $2,5 \pm 0,5$ barn Sb^{123} esetén. A Sb^{122} γ -részecskéinek energiája kisebb, mint a neutron kötési energiája a berilliumban, ezért (γ, n) folyamat szempontjából csak a Sb^{124} 1,692 és 2,088 MeV energiájú γ -sugarai jönnek számításba, melyek a bomlások 48 %, ill. 6,7 %-ában fordulnak elő. Ilyen energiáknál a $\text{Be}^9(\gamma, n)\text{Be}^8$ reakció hatáskeresztmetszete közel 10^{-9} barn.

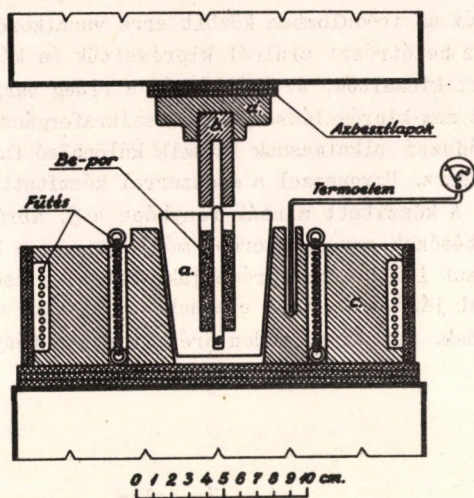


1. ábra. So-Be fotonutron-forrás szerkezete.

Egy egyszerű konstrukcióju Sb-Be forrást szemléltet az 1. ábra. A hengergeometria lehetővé teszi, a forrás gyors - pneumatikus uton történő - mozgatását. Egy 18 mm átmérőjű 23 mm magas berillium-henger belsejében foglal helyet egy 5,2 mm átmérőjű antimon rud. Ezt körülveszi egy jól záródó alumínium tok, amely ráperemezett kis fedéllel van lezárva. Ebben történik a forrás felaktiválása. Az aktív forrást egy inaktív rozsdamentes acéltokba helyezzük, ami egyrészt lehetővé teszi a nagy mechanikai igénybevételt, másrészt kopás esetén radioaktív szennyeződés nem lép fel. A target sűrűségének növelése -, valamint a mechanikai igénybevétel - pl. a pneumatikus mozgatásnál fellépő ütődések - miatt célszerű tömör fém-berilliumot használni.

A fém berillium-henger előállítását a következőképpen történt: a pikkelyes fém-berilliumot közönséges kéregöntésű darálószerkezettel - a daráló fokozatos összezorítása mellett - elporítottuk kb. 10μ átlagos szemcseméretre. Az így kapott laza por sűrűsége közel 1 g/cm^3 , ezért a próbminta adagolótérfogatát cca. kétszer akkora kell választani, mint a készitendő méret.

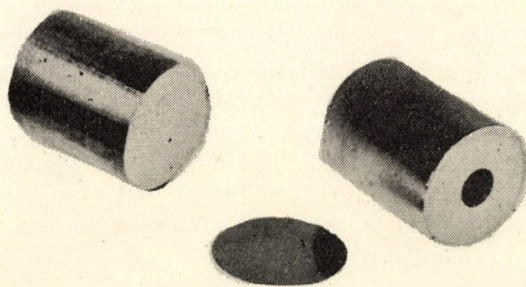
A forma darab előállítását a berilliumporok 500°C hőmérsékleten, 15000 kg/cm^2 nyomással való összepréselése útján történt. A prósszerszámot figyelembe véve a nagy nyomást és viszonylag magas hőmérsékletet a 2. ábrán látható formában készítettük el. A tulajdonképpeni formát magába foglaló "a" rész két fél darabból áll, melynek külső része kúpos kiképzésű és a kúp egy nagyméretű "c" gyűrű-alaku alaptest furatába illeszkedik. Ezen gyűrű szolgál arra, hogy a nagy nyomásból eredő sugárirá-



2. ábra. Prés-szerszám fém berillium testek előállítására.

nyu erőkomponenseknek, a megkívánt 500°C hőmérsékletnél ellenálljon. A "c" testben vannak a fűtőspirálok is elhelyezve. A préselést végző tüske "b" dugattyszerűen illeszkedik az "a" formába és felső része a nyomás egyenletes átadása céljából egy nagyobb méretű tárcsába van foglalva. A berilliumban megkívánt lyuk biztosítására az "e" tüske szolgál. A szerszám részeit célszerű W-1 hőálló acélból, edzett és csiszolt kivitelben készíteni, míg a "c" összefogó gyűrű pl. W-5 hőálló acélból készülhet.

A préselést egy 50 to. nyomóerejű laboratóriumi hidraulikus kézi sajtóval végeztük. A préselt minta teljes térfogatában a hőmérséklet homogenitását kielégítően biztosítottuk az által, hogy a prészszerzámot azbeszttlap-alátétekkel helyeztük a gépbe és burkoltuk be. A szükséges pormennyiséget behelyezve, hidegen a kívánt értékre összenyomtuk, majd a fűtést bekapcsolva a nyomást állandóan tartottuk. A fenti elrendezésben 500°C -on, 15000 kg/cm^2 nyomás mellett 2-3 óra alatt $1,79\text{ g/cm}^3$ sűrűségű



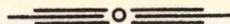
3. ábra. Préselt berillium testek.

fémes tulajdonságokkal rendelkező darabot kaptunk, melynek keménysége és felületi minősége jól megközelíti az irodalomban közölt erre vonatkozó adatokat [1], [2]. Lehűlés után az "a" kúpos betétrészt alulról kipréseltük és kétfelé véve a tüskére préselt berillium-hengert kiemeltük. Az "e" tüskét a rideg berillium-henger megrepedésének elkerülése végett nem kipréseléssel, hanem szikraforgácsolással vettük ki.

A fenti módszer alkalmasnak látszik különböző formájú és méretű fém berillium-testek előállítására. Ugyanezzel a módszerrel készítettünk 0,3 mm vastagságú fémberillium fóliát is. A készített minták fényképe a 3. ábrán látható. A Sb-Be foto-neutron-forrás készítésének egy egyszerűbb módja az, ha a berillium és antimon port összekeverjük és a fent leírt módon préseljük. Ebben az esetben a berillium testben lévő üreg készítésével járó nehézségek elesnek, ugyanakkor a mechanikai tulajdonságok tökéletesen kielégítőek. Egy ilyen módon préselt minta fényképe a 3. ábrán látható.

Irodalom

- [1] Требования промышленности к качеству минерального сурьмя. Справочник для геологов. Выпуск 36. Госгеолтехиздат. Москва. 1959.
[2] Atom 41, 12. 1960. /March/ UKAEA.



A Z I N T É Z E T B Ő L 1 9 6 0 - B A N M E G J E L E N T
K Ö Z L E M É N Y E K B I B L I O G R Á F I Á J A

Az alábbi bibliográfiában beszámolunk az ATOMKI 1960. évi publikációs tevékenységéről. E bibliográfiát kiegészítettük néhány - a Kossuth Lajos Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézetéből származó - publikációval. Ezek olyan eredményeket közölnek, amelyek eléréséhez az ATOMKI - tudományos irányítással vagy egyéb formában - segítséget adott. ill. amelyeknek szerzői közreműködtek egy - az ATOMKI profiljába tartozó - tudományos téma kidolgozásában. Ilymódon az évi beszámoló csak ezek feltüntetésével nyújt teljes képet az ATOMKI publikációs tevékenységéről.

ÖNÁLLÓ TUDOMÁNYOS CIKKEK

1. *Angeli István* Számítások homogén, vízforraló típusu reaktor temperatura-koefficiensére. ATOMKI Közlemények, 2/1960/36.
2. *Angeli István* Vizsgálatok a $\text{Na}^{23}/\alpha, \text{p}/\text{Mg}^{26}$ magreakció gerjesztési függvényére vonatkozólag. ATOMKI Közlemények, 2/1960/197.
3. *Berecz István*
Gombos Péter Egy $1-10^{-7}$ Hgmm nyomás tartományban működő kombinált vákuummérő kapcsolása. Magyar Fizikai Folyóirat, 8/1960/31.
4. *Berecz István*
Schadek János Elektromágneses vezérlésű nagyvákuumszelep. ATOMKI Közlemények, 2/1960/245.
5. *Berényi, D.*
Máthé, Gy.
Scharbert, T. Investigation of the Decay-Scheme of Fe^{59} . Nuclear Physics, 14/1960/459.
6. *Csánky Lajos*
Papp István
Schlenk Bálint Vizsgálatok egy szervóberendezéssel. ATOMKI Közlemények, 2/1960/57.
7. *Csikai, J.*
Buczko, M. The Effect of Gamma-Background on the BF_3 Proportional Counter. Nuclear Instruments and Methods, 8/1960/73.
8. *Csikai Gyula*
Dede Kálmán Neutronok diffúziós hosszának mérése vízben. ATOMKI Közlemények, 2/1960/15.
9. *Csikai Gyula*
Dede Kálmán Neutronok diffúziós hosszának mérése. Magyar Fizikai Folyóirat, 8/1960/1.
10. *Csikai Gyula*
Molnár Erzsébet
Schlenk Bálint BF_3 -számláló kritikus rádiuszának vizsgálata. ATOMKI Közlemények, 2/1960/218.
11. *Buczko Margit*
Csikai Gyula BF_3 proporcionális neutronszámlálók vizsgálata. ATOMKI Közlemények, 2/1960/29.
12. *Gyarmati Borbála* Meteoritok izotóp összetételét érintő magfizikai hatások. ATOMKI Közlemények, 2/1960/210.
13. *D. Horváth Éva* Uránium tőzegen való adszorpciójának vizsgálata U-nyomokat tartalmazó természetes vizekben. ATOMKI Közlemények, 2/1960/177.
14. *Kálmán Iván*
Uhrin János A szem infravörös és ultraibolya sugárzás elleni védelme. Bp. 1960. Táncsics Kiadó.

15. *Mészáros György*
Bánhidu Endre
Kertész László
Adatok a hörgőrák endobronchiális kolloidális arany izotóp alkalmazásának technikájához. Orvosi Hetilap, 101/1960/1489.
16. *Kertész László*
Míteti trauma hatása a radiojód anyagcseréjére. A M. Élettani Társaság 26. Vándorgyűlésén /1960. jul. Debrecen/ elhangzott előadás kivonata. Kísérletes Orvostudomány, 12/1960/538.
17. *Jeney Endre*
Péter Ferenc
Kertész László
ifj. Jeney András
Medveczky László
Kísérleti adatok a flavonfestékek strumigén hatásához II. Vizsgálatok J^{131} -gyel. Egészségtudomány, 4/1960/234.
18. *Árvay, A.*
Lampé, L.
Kertész, L.
Medveczky, L.
Change of thyroid function in response to serve nervous stimulation. Acta Endocrinologica Scand. 35/1960/469.
19. *Kertész László*
A pajzsmirigy jóanyagcseréjét befolyásoló néhány tényező vizsgálata. Orvostudományi Szemle /Az M. Sz. B. T. Orvosi Szakosztály Közleményei/, 5/1960/37.
20. *Kósa György*
Scharbert Tibor
Automatikus izotópmérő berendezés. ATOMKI Közlemények, 2/1960/240.
21. *Kovács Ádám*
Szalay, Sándor
Kísérleti atombombardálások időpontjának meghatározása a légkör radioaktivitásának alapján. ATOMKI Közlemények, 2/1960/224.
22. *Medveczky László*
Péter Ferenc
Lampé László
Autoradiográfiás tapasztalatok J^{131} -gyel. A Magyar Élettani Társaság 26. Vándorgyűlésén /1960. jul. Debrecen/ elhangzott előadás kivonata. Kísérletes Orvostudomány, 12/1960/539.
23. *Lampé László*
Kertész László
Péter Ferenc
Medveczky László
Adatok a méhen belüli magzat jóanyagcseréjéhez. A Magyar Élettani Társaság 26. Vándorgyűlésén /1960. jul. Debrecen/ elhangzott előadás kivonata. Kísérletes Orvostudomány, 12/1960/539.
24. *Mészéna György*
Számítások Bruns sorokkal a természetes vizekben található urán-nyom statisztikai értékeléséhez. ATOMKI Közlemények, 2/1960/99.
25. *Nagy János*
Vizsgálatok egy Penning-féle hidegkatódos ionforráson. Acta Universitatis Debreceniensis de Ludovico Kossuth nominatae, 6/1959-60/55.
26. *Orbán, G.*
Ionizacionnaja izmeritel'naja kamera dlja izucsenijafunkcii scsitovidnoj zselezü pri pomosci radioaktivnogo joda / J^{131} /. Vseszojuznaja naucsno-tehn. Konf. po primeniju radioaktivnüh i sztabilnüh iz. M. 1957. p. 67.
27. *Scherf Emil*
Mészéna György
Matematikai-statisztikai vizsgálatok a természetes vizek uránban való feldusulásának fizikai feltételeiről. ATOMKI Közlemények, 2/1960/109.
28. *Sámsoni Zoltán*
Az urán/VII/ morinnal alkotott komplexének abszorpciós spektruma. ATOMKI Közlemények, 2/1960/53.
29. *Sámsoni Zoltán*
Laboratóriumi kísérletek az ajkai szénhamu uránium tartalmának kioldására a gazdaságosság szempontjából. ATOMKI Közlemények, 2/1960/155.
30. *Sámsoni Zoltán*
Az uránium, thorium és a vas kimutatása és az uránium megha-

- tározása rhametin segítségével. ATOMKI Közlemények, 2/1960/, 185.
31. Szalay Sándor A magfizikai ipar szennyező hatása vízkészletünkre. Hidrológiai Közlöny, 40/1960/293.
32. Szalay Sándor Radioaktív anyagok a légkörben és természetes vizekben. Fizikai Szemle, 10/1960/101.
33. Szalay Sándor Kétmillió Volt névleges feszültségű Van de Graaff generátor. ATOMKI Közlemények, 2/1960/3.
Pushás Emil
Koltay Ede
Félszerfalvi János
34. Szalay Sándor Az Eperjes-Tokaji-hegység és előtere vizeinek uránytartalmáról. ATOMKI Közlemények, 2/1960/71.
Scherf Emil
35. Szalay Sándor Laboratóriumi kísérletek az uránnak szénhamuban történő elodúsítására. ATOMKI Közlemények, 2/1960/145.
Angeli István
36. Szilágyi Mária Uránsók oldhatósága szerves észterekben. ATOMKI Közlemények, 2/1960/49.
37. Ujhelyi Csaba Urán/VI/ extrakciós vizsgálatok di-n butilfoszfáttal. Magyar Kémiai Folyóirat, 66/1960/306.
38. Ujhelyi Csaba Izotóp-pipettázó. Magyar Fizikai Folyóirat, 8/1960/321.
Schadek János
39. Ujhelyi Csaba Ionizációs kamrás mérőberendezése 10^{-4} - 1 Curie erősségű gamma-sugárzó preparátumok aktivitásának meghatározására. ATOMKI Közlemények, 2/1961/235.
40. Illés Ferenc Alfa-részek Rutherford-szóródásának vizsgálata atommagokon. Fizikai Szemle, 10/1960/348.

Vendégkutatók közreműködése

41. Csongor Éva Vizsgálatok a Mg^{24} , Mg^{25} és Mg^{26} izotópoknak Po- α -sugárzással történő bombázását kísérő γ -sugárzására vonatkozólag. Kandidátusi értekezés. Magyar Fizikai Folyóirat, 8/1960, 357.
42. Csongor Éva Po- α -részecskéinek rugalmatlan szórása Li atommagokon. ATOMKI Közlemények, 2/1960/194.
43. Fényes Tibor A nem gömbszerű atommagok α -bomlása. Magyar Fizikai Folyóirat, 8/1960/322.
44. Fényes, T. Measurement of the Energy of the weak Group in the α -Spectrum of Po²¹⁰. Nuclear Physics, 16/1960/529.
45. Bánhalmi József Kifagyasztó csapda automatikus szintszabályozása. Magyar Fizikai Folyóirat, 8/1960/217.
Koltay Ede
46. Koltay Ede Elektronenoptische Konstruktion von inhomogenen Beschleunigungsrohren. Nuclear Instruments and Methods, 6/1960/45.

Az 1959-es bibliográfia 28. tételében említett: "Szalay Sándor: A mesterséges radioaktivitás felfedezése és hatása a tudományos kutatás fejlődésére." c közlemény megjelent a Fizikai Szemle, 10/1960/87 folyóiratban is.

REFERÁLÓ CIKKEK ÉS EGYÉB TUDOMÁNYOS MUNKÁK

47. *Kálmán Iván* Világítástechnika. Szindinamika. Szerk. —. Szakszervezetek Országos Tanácsa, Felsőfoku Munkavédelmi Tanfolyam jegyzete. Bp. 1960. SZOT. M.V. Rotaprint.
48. *Kálmán Iván*
Prókay Ádám Rázásbiztos érintésvédelmi relé. Szabadalmi leírás. 1960.
49. *Kálmán Iván*
Dér Zoltán
Fábry József Az elektromosság biztonságtechnikája. 1-2.r. Szakszervezetek Országos Tanácsa, Felsőfoku Munkavédelmi Tanfolyam jegyzete. Bp. 1960. SZOT. M.V. Rotaprint.
50. *Kovács Ádám* Modern izotóp analitikai vizsgálatok meteoritokon. Irodalmi áttekintés. ATOMKI Közlemények, 2/1960/212.
51. *Órbán György*
Erdélyi Lajos Üreges tengelyű ibolyántuli sugárforrás. Szabadalmi leírás, 146.915 sz. 30.k. Osztály - OA - 183. Alapszám.
52. *Órbán György*
Erdélyi Lajos Besugárzó berendezés üreges tengelyű higanyózlámpákkal. Szabadalmi leírás, 146.738. sz. 21. f. 82-87. Osztály-EE-411. Alapszám.
53. *Sámsoni Zoltán* A meteoritok általános jellemzése különös tekintettel kémiai összetételükre. Irodalmi áttekintés. ATOMKI Közlemények, 2/1960/204.
54. *Szalay Sándor*
Koltay Ede Kísérleti atommagfizika, 1-2. köt. Jegyzet. Bp. 1960. Felső-
okt. Jegyzetell. V.
55. *Szalay Sándor* Az ATOMKI tervei a meteorit kutatásai terén. ATOMKI Közlemények, 2/1960/202.

Vendégkutatók közreműködése

56. *Fényes Tibor* U^{233} γ -spektruma. Egyetemi pályamunka a Felszabadulás 15. évfordulójára.

KANDIDÁTUSI ÉRTEKEZÉS

57. *Medveczky László* A $Be/\alpha, n/C^{12}$ magfolyamatból származó neutronok energia-eloszlása. A $Be/\alpha, n/$ neutronforrások energiaspektruma. Benyújtott kandidátusi értekezés.

TUDOMÁNYOS ELŐADÁSOK

1. *Berényi, D.*
Máthé, Gy.
Scharbert, T. Investigations on the Decay Scheme of I^{151} in the Low Energy Regions of γ -Rays. Magfizikai Kollokvium, 1960. /Balatonöszöd/.
2. *Berényi, D.*
Máthé, Gy.
Scharbert, T. Investigations of the Decay-Scheme of Fe^{59} . Magfizikai Kollokvium, 1960. /Balatonöszöd/.
3. *Csikai, J.*
Buczko, M. The Effect of γ -Background on the BF_3 Proportional Counter. Magfizikai Kollokvium, 1960. /Balatonöszöd/.
4. *Csikai, J.* Investigation of the Albedo of Thermal Neutrons. Magfizi-

- Daróczy, A. Kollokvium, 1960. /Balatonöszöd/.
5. Kálmán Iván Érintésvédelmi hálózatok méretezése feszültségkiegyenlítés módszerével. Elektrotechnikai Egyesület Nemzetközi Konferenciája, 1960. okt. Bp.
6. Kálmán Iván Érintésvédelem. Relés védelem. Szakszervezetek Országos Tanácsa. Felsőfoku Munkavédelmi Tanfolyam, Bp. 1960. szept. 12.
7. Kálmán Iván Földelés. Védőhálózatok működése. Uo. 1960. szept. 19.
8. Kálmán Iván Nullázás. Uo. 1960. szept. 26.
9. Kálmán Iván Törpefeszültség. Uo. 1960. okt. 3.
10. Kálmán Iván Kettős szigetelés. Uo. 1960. okt. 10.
11. Kálmán Iván Nagyfeszültségek közelében végzett munkák. Uo. 1960. nov. 28.
12. Kálmán Iván Háztartások biztonságtechnikája. Reteszelő automatikák. Uo. 1960. dec. 19.
13. Kálmán Iván Reteszelő automatikák. Uo. 1960. dec. 22.
14. Kertész László Műteti trauma hatása a radiojód anyagcserére. A Magyar Élettani Társaság XXVI. Vándorgyűlésén, 1960. VII. 4-6. Debrecen.
15. Kertész László Izotópok, mint biológiai nyomjelzők. Orvostovábbképző Intézet /Bp/ rendezésében tartott orvos izotóptanfolyamon, 1960. nov.
16. Kertész László Jelzett vegyületek szintézise, ill. preparálása. Orvostovábbképző Intézet /Bp/ rendezésében tartott orvos izotóptanfolyamon, 1960. nov. Debrecen.
17. Kertész László Sugárbiológiai vonatkozások. Orvostovábbképző Intézet /Bp/ rendezésében tartott orvos izotóptanfolyamon, 1960. nov. Debrecen.
18. Kertész László Sugársérülések. Orvostovábbképző Intézet /Bp/ rendezésében tartott orvos izotóptanfolyamon, 1960. nov. Debrecen.
19. Kertész László Radioizotópok alkalmazása a kísérletes orvostudományban. Orvostovábbképző Intézet /Bp/ rendezésében tartott orvos izotóptanfolyam, 1960. nov. Debrecen.
20. Náthé, G. Investigations on How to Improve the Resolving Power Single Crystals Scintillation Gamma-Spectrometer. Magfizikai Kollokvium, 1960. /Balatonöszöd/.
21. Medveczky, L. Somogyi, G. Range of Protons in the Agfa K2 Nuclear Emulsion. Magfizikai Kollokvium, 1960. /Balatonöszöd/.
22. Medveczky, L. The Energy of Neutrons from Reaction $\text{Be}^9/\alpha, n/\text{C}^{12}$. Magfizikai Kollokvium, 1960. /Balatonöszöd/.
23. Lampé László Kertész László Péter Ferenc Medveczky László Adatok a méhen belüli magzat jóanyagcseréjéhez. A Magyar Élettani Társaság XXVI. Vándorgyűlésén, 1960. VII. 4-6. Debrecen.
24. Medveczky László Péter Ferenc Lampé László Autoradiográfias tapasztalatok J^{131} -gyel. A Magyar Élettani Társaság XXVI. Vándorgyűlésén, 1960. VII. 4-6. Debrecen.
25. Medveczky László Radioaktív mérések magfotoemulziókkal. Eötvös Lóránd Fizikai Társulat Borsod-Abaúj-Zemplénmegyei csoportja, Miskolc, 1960. nov. 17.
26. Medveczky László Autoradiográfia. Orvostovábbképző Intézet /Bp/ rendezésében tartott orvosi izotóptanfolyamon. 1960. nov. Debrecen.
27. Orbán György Ultranagyfeszültségű elektrongyorsító berendezések orvosi és műszaki alkalmazása. Csokonay Klub. 1960. máj. 25.

28. *Orbán György* Dózisfogalmak és mérő módszerek. Orvostovábbképző Intézet /Bp/ rendezésében tartott orvosi izotóptanfolyamon. 1960. nov. Debrecen.
29. *Orbán György* Sugárvédelem elvei és azok gyakorlati megvalósítása. Orvostovábbképző Intézet /Bp/ rendezésében tartott orvosi izotóptanfolyamon, 1960. nov. Debrecen.
30. *Szalay Sándor* Radioaktív anyagok a természetes vizekben és a légkörben. Pécssett, 1960. máj. 2-án, az Eötvös Lóránd Fizikai Társulat rendezésében.
31. *Szalay Sándor* Felet-Magyarország vizeinek urántartalma. A felszabadulás 15. évfordulóján rendezett egyetemi ünnepi ülészak keretében. 1960. ápr. 4. Debrecen.
32. *Ujhelyi Csaba* Radioaktív mérések elvi alapjai. Orvostovábbképző Intézet /Bp/ rendezésében tartott orvosi izotóptanfolyamon, 1960. nov. Debrecen.
33. *Kovács Ádám* Nyomjelzés stabil izotópokkal. Orvostovábbképző Intézet /Bp/ rendezésében tartott orvosi izotóptanfolyamon, 1960. nov. Debrecen.

Vendégkutatók közreműködése.

34. *Csongor, E.* Investigation of γ -Rays from Mg^{24} , Mg^{25} , Mg^{26} Isotopes Bombarded with Po- α -Particles. Magfizikai Kollokvium, 1960. /Balaton - öszöd/.
35. *Csongor Éva* Alapvető fizikai ismeretek a radioaktivitás tárgyköréből. Orvostovábbképző Intézet /Bp/ rendezésében tartott orvosi izotóptanfolyamon, 1960. nov. Debrecen.

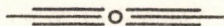
NÉPSZERŰ CIKKEK

1. *Novák Dezső* Alacsony hőmérsékletek előállítása. Természettudományi Közlöny, 4/91/, /1960/524.

NÉPSZERŰ ELŐADÁSOK

1. *Bacsó József* Ember a világűrben. I-II. Böszörményi Pártiskolán. 1960. okt. TIT rendezésében.
2. *Bacsó József* Rakéták. I-II. U.o.
3. *Bacsó József* Rakéta, űrhajó, űrállomás. Debreceni Vagongyárban. 1960. máj. TIT rendezésében.
4. *Bacsó József* Mi hajtja a rakétákat? Megyei Tanácsi Építőipari Vállalatnál. 1960. nov. TIT rendezésében.
5. *Bacsó József* Atombombák. Egy Pártszervezetben. 1960. febr. TIT rendezésében.
6. *Berényi Dénes* Magspektroszkópia a Moszkvai Egyetemen. Eötvös Lóránd Fizikai Társulat Debreceni Tagozatának rendezésében, 1960. ápr. 15.

7. *Csánky Lajos* Az atomenergia békés felhasználása. 1960. aug. TIT. rendezésében.
8. *Illés Ferenc*
Csikai Gyula Atomháboru vagy új aranykor? Nagyállomás dolgozóinak béke-nagygyűlésén. TIT rendezésében.
9. *Kálmán Iván* Frintésvédelem. A MTESZ rendezésében a TITÁSZ-nál 1960. okt.
10. *Kálmán Iván* Elektromosság biztonságtechnikája. Vasas Szakszervezetben, Bp. 1960. okt. és az ÉM. Budapesti Villanyszerelő V.-nál 1960. okt. nov.
11. *Kertész László* Atomsugárzás biológiai szerepe az élő szervezetre. TIT Szabolcs-Szatmár m. Szervezetének Biológiai Szakoszt. Nyiregyháza. 1960. máj. 9.
12. *Kovács Ádám* Behatolhatunk-e a világ titkaiba? TITÁSZ-nál. 1960. dec. 8. TIT rendezésében.
13. *Kovács Ádám* Rakétatechnika és űrhajózás. Debreceni Dohánygyár. 1960. okt. 25. TIT rendezésében.
14. *Kovács Ádám* Az anyag titkai. Kossuth Laktanyában. 1960. márc. 7. TIT rendezésében.
15. *Kovács Ádám* Rakétatechnika és űrhajózás. József Attila telepen. 1960. márc. 24. TIT rendezésében.



INTÉZETI HIREK

Az 1960. évben számos külföldi vendég látogatta meg Intézetünket. Hosszabb időt töltöttek Intézetünkben a következők:

F. Stary tanársegéd, a drezdai Műegyetem Magspektroszkópiái Intézetéből, aki az ATOMKI magspektroszkópiái csoportjának munkáját tanulmányozta V.9. - VI.7-ig.

I. Saro fizikus, a bratislavai Egyetem Fizikai Intézetének aspiránsa IX.1. - IX.8-ig tartózkodott Intézetünkben.

X.17-től kezdődően kb. egy hónapot töltött Intézetünkben *N. Thoma* albán fizikus, a tiranai Állami Egyetem Fizikai Intézetének tanársegéde.

Rövidebb látogatást tettek az ATOMKI-ben a következő külföldi látogatók:

1960. májusában *dr. T. Tietz* lengyel elméleti fizikus, a lodzi egyetem elméleti Fizikai Intézetéből.

1960. júniusában *K. Werner* tanársegéd a lipcei Karl Marx Tudományegyetem Fizikai Intézetéből, és *Kutcserov* szovjet professzor, a szovjet Tudományos Akadémia Szerves Kémiai Intézetének /Moszkva/ vezetője.

1960. augusztusában *I. T. Svec* akadémikus, a kievi Sevcsenko Egyetem rektora.

1960. szeptemberében *T. Hlavač* fizikus, a bratislavai Közegészségügyi Intézet tudományos munkatársa; *Nguyen Cahn Toan* vietnami professzor; *S. Kuneska* professzor, a tiranai Állami Egyetem Fizikai Intézetének igazgatója; *B. Kracik* fizikus, a Csehszlovák Tudományos Akadémia Rez-i Atommag Kutató Intézetének munkatársa; *K. Hohmuth*, *J. Mösner* és *K. Brinckmann* fizikusok, mindhárman a Rossendorf-i Központi Magfizikai Kutató Intézet munkatársai; *A. Brodzkij* professzor, az Ukrán Tudományos Akadémia kievi Fizikai-kémiai Intézetének igazgatója.

1960. októberében *Wage* és *Alke* német mérnökök (Drezda, "Laborbau"); *J. Vejvodova*, a prágai Károly Egyetem adjunktusa; *B. Turgin* és *B. Kovec* szovjet fizikusok a szovjet Atomerőmű tudományos munkatársai, valamint a moszkvai Fizikai Kémiai Intézet egy tudományos munkatársa; *A. Kazimierski*, a varsói Atommag Kutató Intézet munkatársa.

1960. novemberében meglátogatta az Intézetet a francia "Electronique Nucléaire" konszern négytagú küldöttsége, valamint *S. Wojtowic*, a varsói Atommag Kutató Intézet munkatársa.

1960. decemberében *S. Usacev*, a bratislavai Komensky Egyetem Fizikai Intézetének adjunktusa és *Z. Koba* japán professzor /Kyoto/, aki jelenleg Varsóban dolgozik, látogatta meg Intézetünket, s látogatása során az ATOMKI munkatársai részére előadásokat is tartott.

Intézetünk munkatársai közül az 1960. évben a következők részesültek külföldi kiküldetésben:

Dr. Berényi Dénes 1960. márc. 25-én tért vissza Moszkvából, ahol fél évet töltött a moszkvai Lomonoszov Egyetem Magfizikai Kutató Intézetének *Spinelj* professzor vezetése alatt álló Magspektroszkópiai Laboratóriumában, ahol a magspektroszkópiai kutatás módszereit tanulmányozta, valamint 4 hónapig közreműködött a permanens mágnesű béta-spektrográffal dolgozó csoport munkájában.

Dr. Bornemisza Györgyné tudományos munkatárs április 20-tól május 20-ig Prágában tartózkodott, ahol a Csehszlovák Tudományos Akadémia Atommag Kutató Intézetében a gyorsító csoport, valamint a neutronfizikai részlegek munkáját tanulmányozta.

Máthé György tudományos munkatárs 1960. júniusában egy hetet töltött Dubnában, ahol résztvett az Egyesült Atomkutató Intézet neutrondeficités magokkal foglalkozó konferenciáján.

Máthé György tudományos munkatárs 1960. április 8-tól 29-ig Lengyelországban tartózkodott, ahol 2 hetet Varsóban, 1 hetet Krakkóban töltött. Tanulmányozta az egyes intézetek magspektroszkópiai csoportjainak munkáját, különös tekintettel a béta- és gamma-spektroszkópiára, továbbá megismerkedett az elektromos részlegek munkájával.

Dr. Csikai Gyula kandidátus július 20-tól 30-ig résztvett a Szovjetunió Tudományos Akadémiája által rendezett moszkvai II. Összszövetségi kis- és közepes energiájú magreakciók kongresszusán. A kongresszus ideje alatt meglátogatta a moszkvai egyetem fizikai fakultásának egyes intézeteit, a Lebegyev Fizikai Kutató Intézet Magfizikai Osztályát, valamint az *Alihanov* akadémikus vezetése alatt álló Elméleti és Kísérleti Fizikai Intézetet. Látogatást tett a dubnai EAKI-ben is.

Dr. Szalay Sándor, az ATOMKI igazgatója X.24-27. között résztvett a drezdai közös német-lengyel magspektroszkópiai munkaértekezleten. Megtekintette a rossendorfi Atomkutató Intézetet, majd 3 napot töltött Prágában, ahol a Csehszlovák Tudományos Akadémia Atommag Kutató Intézetét látogatta meg.

Máthé György tudományos munkatárs és *Illés Ferenc* tud. s. munkatárs szintén résztvettek X. 24-27. között a drezdai magspektroszkópiai munkaértekezleten, majd megtekintették a rossendorfi és a miersdorfi Atomkutató Intézeteket, valamint a jénai Zeiss Művek fotoelektronsokszorozókat és szcintillátorokat előállító részlegét, ahol tapasztalatcserén vettek részt. Ez a tapasztalatcsere része volt a Zeiss Művek és az ATOMKI között már előzetesen kialakult együttműködésnek.

* * *

Az 1960. év folyamán is rendszeresen megtartottuk a KITE Kísérleti Fizikai, valamint Alkalmazott Fizikai Intézetével közösen megrendezett heti referáló délutánjainkat. E referáló délutánok célja részint az, hogy a kutatók beszámoljanak egyes témafeladataik állásáról, eredményeiket ismertessék Intézeteink kutatói előtt, részint pedig, hogy egy-egy általános érdeklődésre számot tartó témáról irodalmi összefoglalást nyújtsanak.

Az 1960. év során a következő beszámolók hangzottak el:

- I. 14. *Dr. Újhelyi Csaba* "Urán/VI/ extrakciós vizsgálatok dibutilfoszfáttal."
II.10. *Dr. Csikai Gyula és Koltay Ede /KFI/* "Abszolút neutronintenzitásmérés."

II. 24.	<i>Illés Ferenc és Brücher Ernő</i>	"Az 1959. évi fizikai és kémiai Nobel-díjakok."
III. 2.	<i>Schlenk Bálint</i>	"Béta-aktivitások abszolút meghatározása."
III. 10.	<i>Daróczy Sándor</i>	"Nukleáris balesetek 1958-ban."
III. 24.	<i>Dr. Bornemisza Györgyné</i>	"Rugalmatlan neutronsórást követő gamma-spektrumok vizsgálati lehetőségei."
IV. 7.	<i>Koltay Edéné, Dr. Sámsoni Zoltán és Kovács Ádám</i>	"Irodalmi tanulmányok az Intézetben tervezett meteoritkutató programmal kapcsolatban."
IV. 14.	<i>Tarr László /KLTE/</i>	"Nukleonok elektromágneses szerkezete."
IV. 21.	<i>Dr. Csikai Gyula</i>	"Gerjesztett magok neutronemissziója."
IV. 28.	<i>B. Pázsit Ágnes</i>	"Az ATOMKI-ben épülő kaszkád-generátor sugárvédelmi problémái."
V. 5.	<i>Dr. Berényi Dénes</i>	"A moszkvai tanulmányut kapcsán felmerült magspektroszkópiai problémák és elképzelések."
V. 12.	<i>Medveczky László</i>	"A $Be^9/\alpha, n/C^{12}$ magfolyamatból származó neutronok energiaeloszlásának vizsgálata, a $Be/\alpha, n/$ neutronforrások energiaspektruma."
VI. 20.	<i>Vasvári Béla /EFI/</i>	"Kristályok rácsrezgése és a Mössbauer-effektus."
IX. 8.	<i>Dr. Csikai Gyula</i>	"Beszámoló a moszkvai kis- és közepes energiájú magreakciók konferenciájáról."
IX. 29.	<i>Fényes Tibor /KFI/</i>	"Félvezető magfizikai spektrométerek."
X. 6.	<i>Illés Ferenc és Dr. Berényi Dénes</i>	"Beszámoló a sáv- β -spektrométer tervezésével kapcsolatos problémákról."
X. 13.	<i>Dr. Makranczy Béla /KFI/</i>	"Vezérlőanódos gázkisülési csövek tulajdonságai és néhány alkalmazásuk."
XI. 25.	<i>Dr. Orbán György</i>	"A röntgensugarak visszaverődéséről."
XII. 1.	<i>Koltay Ede /KFI/</i>	"Po-Be neutronforrás abszolút intenzitásának mérése $KMnO_4$ aktiválásával."

Fenti előadásokon kívül több esetben tartottak Intézetünk vendégei előadásokat kutatóink részére, így:

IV. 29-én	<i>Dr. Pál Lénárd</i>	"A fizikai idealizmus és <i>Niels Bohr</i> filozófiai nézeteinek változása" címmel,
VI. 3-án	<i>Dr. Marx György</i>	"Legújabb eredmények a magmodellek területén",
XI. 18-án	<i>Németh Judit</i>	"A magreakciók legújabb elmélete, különös tekintettel a párolgásnál fellépő számításokra" címmel,
XII. 17-én	<i>Ziro Koba prof /Kyoto/</i>	"Interaction of Elementary Particles at very High Energics." és "Statistical Treatment of Multiple Particle Production." címeikkel

tartottak előadást.

Az 1960. év végén üzembehelyeztük a Szovjetunióból beszerzett MI 1305 típusu tömegspektrométert. A tömegspektrométert abszolút geológiai kormeghatározásokhoz szükséges izotópanalitikai munkákhoz, valamint az Intézetben beinduló meteoritkutató program izotópanalitikai vizsgálataiban kívánjuk alkalmazni.

* * *

Befejezés előtt áll az ATOMKI 300 kV-os gyorsítójának építése. A gyorsítót az eddig működött 100 kV-os neutrongenerátor helyett nagyobb intenzitású neutronforrásként kívánjuk hasznosítani a D+T, valamint a D+D reakciók felhasználásával.

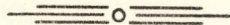
* * *

Az 1960. év folyamán együttműködés alakult ki a jénai Karl Zeiss Művek laboratóriumaival, valamint az ATOMKI között. Az ATOMKI segítséget nyújtott a fejlesztési laboratóriuma által előállított multiplierek, valamint szcintillációs kristályok összehasonlító beméréséhez.

* * *

Az elmúlt évben erősen előrehaladt az ATOMKI 800 kV-os kaszkádgenerátorának építése. Elkészült a magasfeszültségű tápegység, a gyorsítóresz mechanikai szerelése, és a nagyvákuumrendszer. Jelenleg a gyorsítócső szerelése, valamint az ionforrás tápegységeinek üzembehelyezése folyik.

* * *

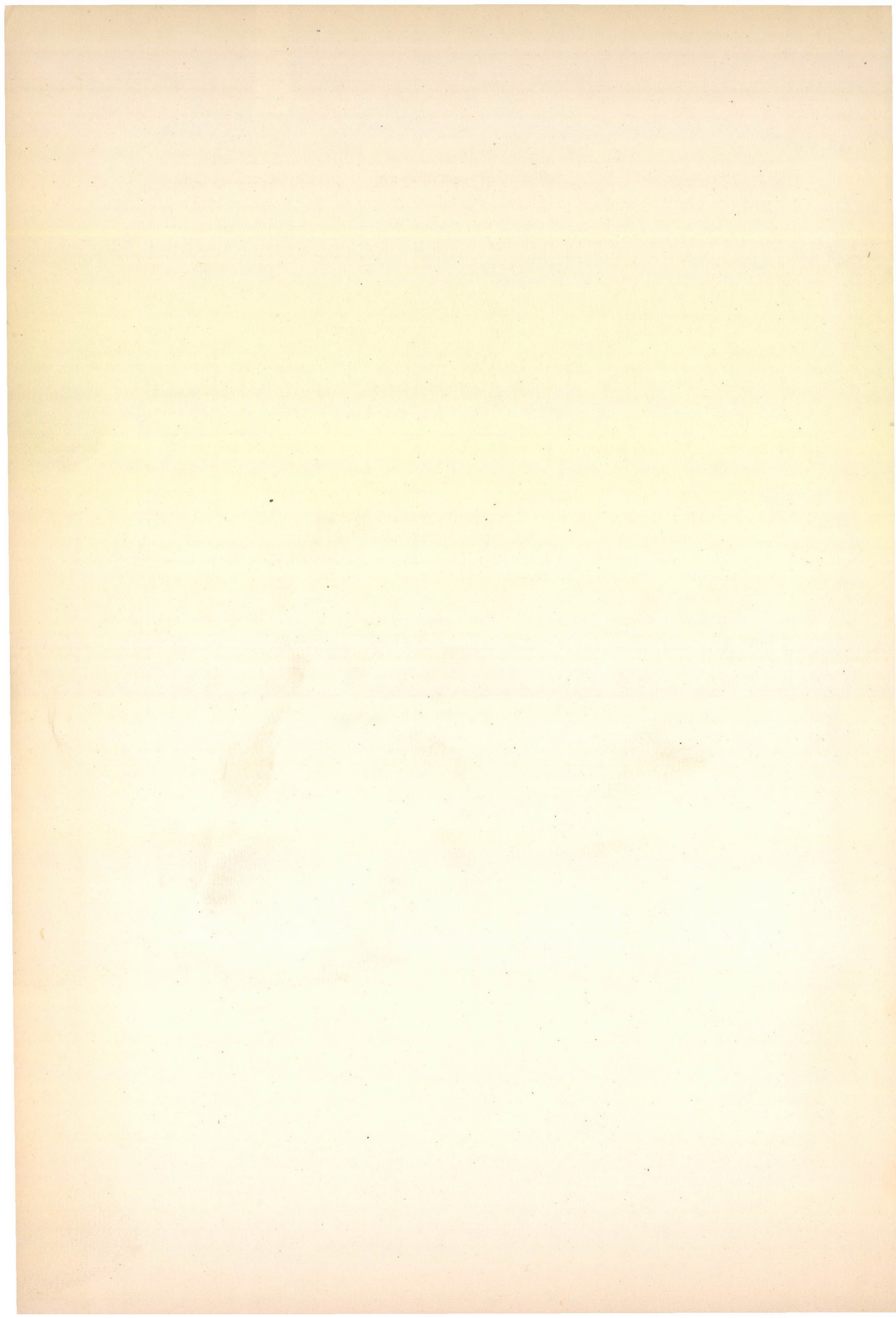


UJ MAGADATOK

UJ MAGADATOK	НОВЫЕ ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ	RECENT NUCLEAR DATA
amelyeket az MTA Atommag Kutató Intézetének /ATOMKI/ munkatársai határoztak meg.	полученные сотрудниками Института Ядерных Исследований Венг. Акад. Наук /ATOMKI/.	obtained by collaborators of the Institute of Nuclear Research of the Hung. Acad. of Sci. /ATOMKI/.
Fe⁵⁹		
ADATOK β -csoportok maximális energiái, relatív intenzitásai és log ft értékei:	ДАННЫЕ Максимальные энергии β -групп, их относительные интенсивности и значения log ft:	DATA Peak energies of γ -groups, their relative intensities and log ft values.
	275 ± 5 KeV /44,6 %; log ft = 5,3/	
	455 ± 5 KeV /55,4 %; log ft = 6,1/	
Koincidencia viszonyok:	Отношения совпадений:	Coincidence relations:
	/ β 215 - γ 1270/;	
	/ β 455 - γ 1080/.	
MÓDSZER β - γ koincidencia és β -spektrum vizsgálat toroid-szektor típusu mágneses koincidencia β -spektrométerrel.	МЕТОД Исследование β - γ совпадений и β -спектра магнитным β -спектрометром совпадения тороидально-секторного типа.	METHOD Study of β - γ coincidences and β -spectrum by means of a magnetic coincidence β -spectrometer of the toroid-spectrometer type.
IRODALOM	ЛИТЕРАТУРА	REFERENCE
D. Berényi, Gy. Máthé, T. Scharbert, Nucl. Phys. 14/1959/459.		

ÚJ MAGADATOK	НОВЫЕ ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ	RECENT NUCLEAR DATA
amelyeket az MTA Atommag Kutató Intézetének /ATOMKI/ munkatársai határoztak meg.	полученные сотрудниками Института Ядерных Исследований Венг. Акад. Наук /ATOMKI/.	obtained by collaborators of the Institute of Nuclear Research of the Hung. Acad. of Sci. /ATOMKI/.
Fe⁵⁹		
ADATOK γ-vonalak energiái: 1,08 MeV és 1,27 MeV	ДААННЫЕ Энергии γ-линий: 1,08 MeV и 1,27 MeV	DATA Energies of γ-lines: 1,08 MeV and 1,27 MeV.
MÓDSZER Egy csatornás szcintillációs γ-spektrométer, két csatornás γ-γ koincidencia szcintillációs spektrométer.	МЕТОД Одноканальный сцинтилляционный γ-спектрометр и двухканальный сцинт. спектрометр для измерения γ-γ совпадений.	METHOD Scintillation γ-spectrometer of one channel and γ-γ coincidence scintillation spectrometer of two channels.
IRODALOM	ЛИТЕРАТУРА	REFERENCE
<i>D. Berényi, Gy. Máthé, T. Scharbert, Nucl. Phys. 14/1959/459.</i>		
ADATOK γ-vonalak koincidencia viszonyai:	ДААННЫЕ Отношения совпадения γ-линий:	DATA Coincidence relations of γ-lines:
	$/\gamma 143/ \frac{\text{sum.}}{\text{coinc.}} /\gamma 1289/$	
	$/\gamma 192/ \frac{\text{sum.}}{\text{coinc.}} /\gamma 1097/$	
	$/\gamma 335/ \frac{\text{sum.}}{\text{coinc.}} /\gamma 1097/$	
MÓDSZER γ-γ szcintillációs szum.-koinc.	МЕТОД γ-γ сцинтилляционные сум. совпадения.	METHOD γ-γ scintillation sum-coinc.
IRODALOM	ЛИТЕРАТУРА	REFERENCE
<i>Gy. Máthé, T. Scharbert, D. Berényi, Acta Phys. Hung. /in printing/</i>		

ÚJ MAGADATOK	НОВЫЕ ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ	RECENT NUCLEAR DATA
amelyeket az MTA Atommag Kutató Intézetének /ATOMKI/ munkatársai határoztak meg.	полученные сотрудниками Института Ядерных Исследований Венг. Акад. Наук /ATOMKI/.	obtained by collaborators of the Institute of Nuclear Research of the Hung. Acad. of Sci. /ATOMKI/.
J^{434}		
ADATOK	ДАННЫЕ	DATA
γ -vonalak energiái és ko- incidencia viszonyai az alacsonyabb energiájú tartományban:	Энергии и отношения совпа- дения γ -линий в области меньшей энергии:	Energies and coincidence relations of γ -lines in the lower energy-ranges:
	80 KeV, /~5/, 156 KeV /~1/, 177 KeV, 210 KeV /5/, 364 KeV /100/ / γ 80 / $\frac{\text{sum.}}{\text{coinc.}}$ / γ 284 / / γ 156 / $\frac{\text{sum.}}{\text{coinc.}}$ / γ 210 /	
MÓDSZER	МЕТОД	METHOD
γ - γ szcint. koinc. és szum. koinc.	γ - γ сцинтилляционные совпа- дения и сум. совпадения.	γ - γ scint. coinc. and sum- coinc.
IRODALOM	ЛИТЕРАТУРА	REFERENCE
Gy. Máthé, T. Scharbert, D. Berényi, Nucl. Phys. /in printing/		

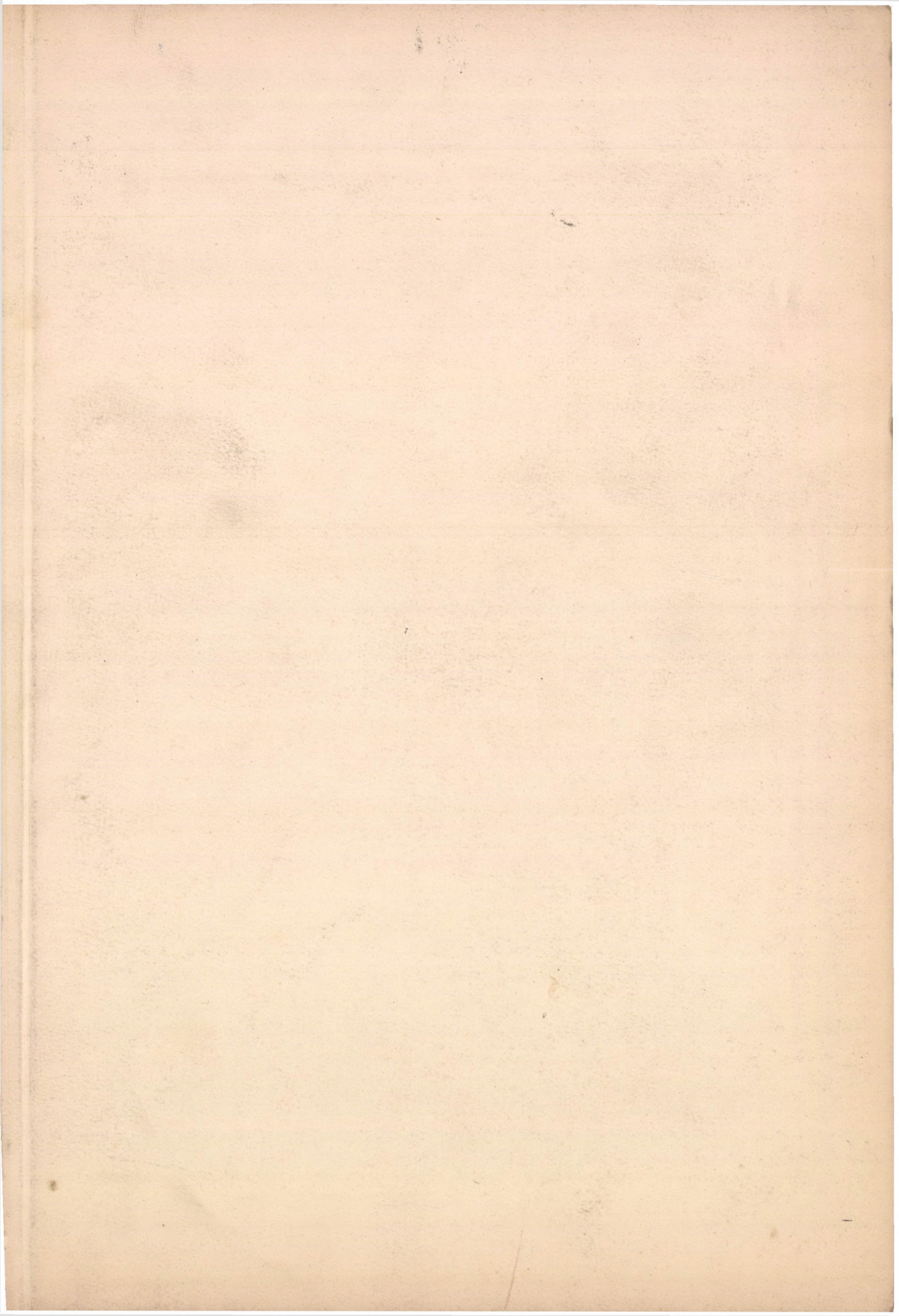


ÚJ MAGADATOK	НОВЫЕ ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ	RECENT NUCLEAR DATA
amelyeket az MTA Atommag Kutató Intézetének /АТОМКИ/ munkatársai határoztak meg.	полученные сотрудниками Института Ядерных Исследований Венг. Акад. Наук /АТОМКИ/.	obtained by collaborators of the Institute of Nuclear Research of the Hung. Acad. of Sci. /АТОМКИ/.
Nd¹⁴⁷		
ADATOK	ДАННЫЕ	DATA
β -csoportok maximális energiái:	Максимальные энергии β -групп:	Peak energies of β -groups:
215 \pm 15 KeV, 365 \pm 15 KeV, 529 \pm 25 KeV, 815 \pm 10 KeV.		
MÓDSZER	МЕТОД	METHOD
β - γ koincidencia és β -spektrum vizsgálat toroid-szektor típusu mágneses koincidencia β -spektrométerrel.	Исследование β - γ совпадений и β -спектра магнитным β -спектрометром совпадения тороидально-секторного типа.	Study of β - γ coincidences and β -spectrum by means of a magnetic coincidence β -spectrometer of the toroid-sector type.
IRODALOM	ЛИТЕРАТУРА	REFERENCE
D. Berényi, Nucl. Phys. 8/1958/607.		

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" típusu
sokszorosító gépén "Rotaprint" eljárással

Példányszám: 300
1/1961.



310.565

2-4

Atomki Közlemények

III. kötet

1961

2-3. szám

M.T.A.
ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE
DEBRECEN

1961. október

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, Foltay Edéné titkár, dr. Berényi Dénes, dr. Csikai Gyula, Kálmán Iván, Medveczky László.

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

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK feladatát a következőkben látjuk:

1. Lehetőleg hű 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 kiegészítő közleményt, ha az alkalmazott kutatási módszer eredetisége folytán külön leközlésre érdemes, és helyszüke miatt a nagyobb folyóiratokban a részletes leírás célszerűtlen lett volna.

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

3. Elősegíti a világon folyó atommagkutató eredményeinek hazai békés alkalmazását más tudományok és az ipar területén olyan összefoglaló, ismeretterjesztő közlemények útján, 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 így tovább.

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek, intézményeknek cserepéldányképpen vagy kérésükre díjtalanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére 1-1 számot vagy különlenyomatot szívesen küldünk. Ilyen irányú kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányítani /ATOMKI, Debrecen, Bem-tér 18/c. Levélcím: Debrecen 1. Pf. 51. Táviratcím: ATOMKI, Debrecen/.

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

III. kötet 1961.

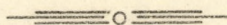
2-2. szám.

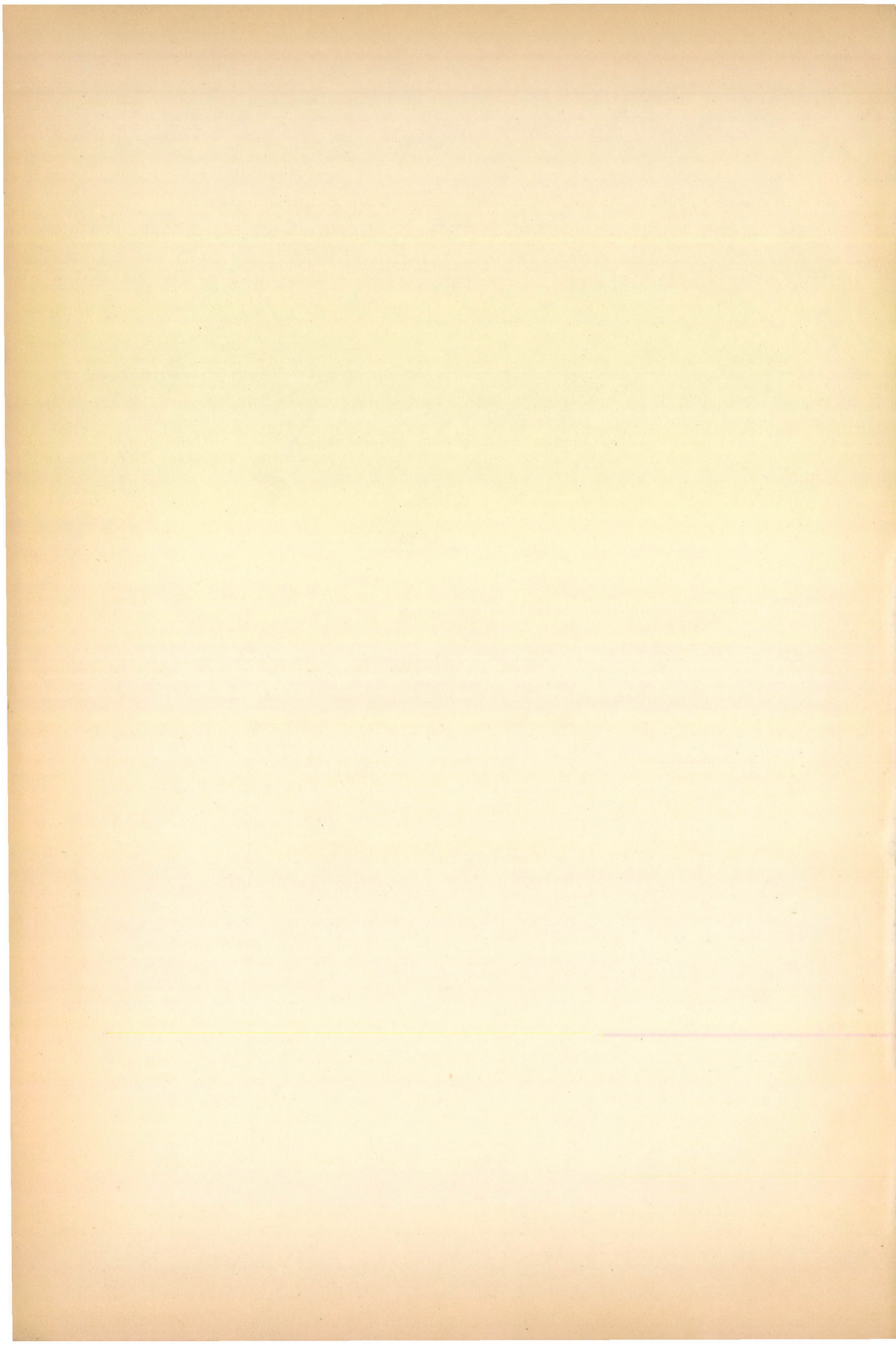
TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK

Oldal

<i>Berényi Dénes - Illés Ferenc:</i> Permanens mágneses béta-sáv-spektrográf tervezése. I. Magspektroszkópiai célkitűzés.	83
<i>Illés Ferenc - Berényi Dénes:</i> Permanens mágneses béta-sáv-spektrográf tervezése. II. Fizikai tervezés.	91
<i>Schadek János - Berényi Dénes - Illés Ferenc:</i> Permanens mágneses béta-sáv-spektrográf tervezése. III. Műszaki tervezés.	105
<i>Ujhelyi Csaba:</i> Aktinium tartalmu preparátum előállítása "Uranlaugrückstände"-ből.	117
<i>Pázsit Ágnes:</i> Mérések és számítások gyorsítóink sugárvédelmi problémáinak megoldásához.	123
<i>Medveczky László:</i> Be(α, n) neutronforrások energiaspektruma.	133
<i>Novák Dezső:</i> Orientált magok. (Összefoglaló közlemény)	158





PERMANENS MÁGNESES BÉTA-SÁVSPEKTROGRÁF TERVEZÉSE

I. MAGSPEKTROSKÓPIAI CÉLKITŰZÉS

Berényi Dénes - Illés Ferenc

Egy építendő új β -spektrográf megválasztását indokoljuk meg az intézet magspektroszkópiai műszerfejlesztése szempontjából. Megtárgyaljuk továbbá azokat a problémaköröket, ahol az új spektrográf eredményes felhasználása várható. Végül a konkrét tervezés és kivitelezés számára pontosan körülhatárolt követelményeket adunk meg, a berendezés tulajdonságaira vonatkozólag.

1. A műszerfejlesztés problémái

A szerzők egyike az utóbbi években több előadás, ill. cikk keretében beszámolt a magspektroszkópia jelenlegi problémáiról, azokról a területekről, amelyeken a α -magspektroszkópiai kutatás folyik és ahol további vizsgálatok szükségesek [1-6]. Ismeretes továbbá, hogy a magspektroszkópia a magfizikának olyan területe, amely - a forrás-előállítás ill. beszerzési problémák megoldása után - egy kis ország kis intézete számára is hozzáférhető és eredményesen művelhető.

A magspektroszkópiai vizsgálatok természete azonban megkívánja egy alapvető műszerpark kialakítását, amelyben a különböző tulajdonságú (mindenekelőtt feloldóképességű és luminózitású) berendezések kölcsönösen kiegészítik egymást. Csak így várható, hogy a magspektroszkópia napirenden lévő kérdéseihöz komolyabb hozzájárulást lehessen adni és pl. a neutron-dificites izotópok vizsgálatába való bekapcsolódás, az axiális és nem-axiális magok tulajdonságainak mélyrehatóbb tanulmányozása vagy a kollektív és egységes magmodell igazolásának és elhatárolásának problémáival való foglalkozás lehetővé váljon.

Ilyen megvilágításban nyilvánvaló, hogy magspektroszkópiai csoportunk jelenlegi szcintillációs és koincidencia-technikából és egy toroid-szektor típusú mágneses spektrométerből álló instrumentális lehetőségeit nemcsak saját kereteiken belül kell továbbfejlesztelnünk, hanem teljesen új berendezésekkel is ki kell egészíteniük.

A magspektroszkópia ma még kivizsgálatlan területének jó része abba a tartományba esik, ahol - mint eszközre - nagy feloldóképességű β -spektroszkópra (0,01 % feloldás nagyságrendben) van szükség. Hogy azonban milyen típusu legyen és milyen egyéb tulajdonságokkal rendelkezék, ahhoz meg kell nézni közelebbről azokat a konkrét feladatokat, amelyeknek a megoldására a nagy feloldóképességű β -spektroszkópot alkalmazni akarjuk.

Ugyanakkor meg kell jegyeznünk, hogy a standard magspektroszkópai munkához feltétlenül szükség van egy közbenső adatokkal rendelkező típusra is, mivel jelenlegi berendezéseink inkább a nagy transzmissziót biztosítják mérsékelt feloldóképességmellett. A közbenső paraméterekkel rendelkező berendezésnek az általában egymás ellen működő tulajdonságokat: a feloldást és a transzmissziót kell összeegyeztetnie, párosítva az elég jó feloldást (0,1 % nagyságrendben) a hasonló nagyságrendű transzmisszióval. Mivel azonban ilyen paraméterekkel rendelkező β -spektroszkópokat iparilag előállítanak*, építésükbe általában egy fundamentális kutatásokat végző intézet keretén belül nem célszerű belefogni, hanem inkább egy ilyen berendezés beszerzésére kell törekednünk**.

A továbbiakban azokat a magspektroszkópai problémákat szeretnénk tárgyalni, amelyek egy speciális kivitelű nagyfeloldóképességű β -spektroszkóp építését indokolják és egyben ezen építendő berendezés egyéb tulajdonságait és kivitelét közelebbről meghatározzák.

2. A tervezett spektroszkóppal vizsgálható magspektroszkópai problémák

A β -spektroszkópiában, de általában a magspektroszkópiában is az eddig elért legnagyobb feloldóképesség 0,01 % nagyságrendjében mozog (pontosságban már 0,001 % nagyságrendet is elértek többféle uton is, ez azonban más kérdés). Ha az új spektrosz-

*Tudomásunk szerint a következő β -spektroszkópokat állítják elő iparilag:

1/ Az LKB svéd cég gyártja a Siegbahn-Slätis-féle közbenső képű spektrométert 0,7 %-os legjobb feloldással 1 % transzmisszió mellett. E típusnak előnye azonban nem a jó feloldásban, hanem a nagy transzmisszióban van (max. transzmissziója 6 %).

2/ A Szovjetunióban háromféle típust is gyártanak: Kelman-féle prizmatikus béta-spektrométert, Siegbahn-féle kettős fókuszálású spektrométert és egy kettős mágneses lencse típust.

3/ Japánban is gyártanak iparilag egy béta-spektrométert, amely 0,3 % feloldás mellett 0,8 %-os transzmisszióval rendelkezik. 1960-ban a moszkvai japán ipari kiállítás keretében mutatták be.

4/ Van továbbá híradás arról is, hogy a Slätis-féle permanens mágneses spektrográfok gyártását tervezi az LKB cég, de tudomásunk szerint eddig erre még nem került sor.

**Amíg ez megtörténik a közbenső paraméterekkel jellemezhető standard β -spektroszkóp szerépét részben a negyvenkét légrésű toroid-sektor típusu berendezésünk [7] egy légrése kell, hogy betöltse (a többi negyvenegyet letakarva), részben az ismertető nagy feloldóképességű spektrográf épülő modellje - egy 7,3 cm max. munkasugaru permanens mágneses spektrográf.

kóppal ezt nemcsak elérjük, de csak kis mértékben túl is tudjuk haladni, az igen széles lehetőséget biztosít vizsgálataink számára. Ha azonban a 0,01 %-os feloldásnál jobbat a mágneses inhomogenitások - elsősorban magának az anyagnak a mágneses inhomogenitásai - miatt mégse sikerülne elérni, az új spektrográf még akkor is nyújtaná azt az előnyt, hogy az eddigi legjobb feloldási tartományban eredményesen lehetne vele dolgozni alacsony fajlagos aktivitású és viszonylag rövid felezési idejű izotópok esetén is. Nézzük meg tehát, hogy ezen kísérleti feltételek mellett milyen magspektroszkópiai témakörökben folytathatunk eredményes kutatást.

a/ Belső konverziós vonalak vizsgálatából (különösen L_I , L_{II} , L_{III} és magasabb héjak esetében a konverziós koeficiens vizsgálatából) a magnívó jellemzők meghatározása

Ismeretes a belső konverzió jelentősége a magnívók karakterisztikus paramétereinek (spin, paritás) megállapításában, így erre itt nem térünk ki.

Jelen szempontunkból azonban az a lényeges, hogy ezen adatok ma még jelentős területeken kiegészítésre szorulnak. Így pl. általában az 500-600 keV körüli gamma-átmenetektől felfelé, sőt sokszor még alacsonyabb energiáknál is, általában hiányoznak a konverziós koeficiens viszonyára vonatkozó mérések, különösen az L_I , L_{II} , L_{III} és magasabb héjak esetében. Ennek oka részben az, hogy nagyobb energiánál ezen konverziós vonalak szétválasztásához nagyobb feloldóképesség szükséges, részben pedig a belső konverzió valószínűsége az energiával csökken.

Spektrográfunkkal tehát az eddigieknél egy kicsit is jobb feloldóképességet elérve, ezen területen új lehetőségek nyílnak meg a mérések számára. A belső konverzió valószínűségének csökkenését és így az L -vonalak intenzitás-csökkenését viszont kompenzálhatjuk azzal, ha spektroszkópunkat permanens mágneses spektrográfként kivitelezünk és így lehetővé válnak a hosszú expozíciós idők az elég hosszú felezési idejű izotópok esetében. Viszonylag rövidebb felezési idejű izotópoknál pedig ugyancsak a spektrográf-jelleg (a kérdéses pl. L_I - L_{II} - L_{III} vonalaknak fotografikus úton egyszerre történő regisztrálása) és az elektronérzékeny magfizikai emulziók alkalmazása biztosítja a mérés lehetőségét.

Ha konkrét esetekre, megadott ρ -sugárra és adott izotópok megfelelő átmeneitire végezzük számításokat, legtöbb esetben az L_I , L_{II} , L_{III} konverziós vonalak, sőt sokszor még a K -, L -vonalak is térbelileg a spektrográfban csak néhány centiméternyire, sőt milliméternyire, vagy annak tört részeire esnek egymástól. Ebből fog adódni az új spektrográf "sáv" jellege (L. részletesen [8]-ban).

Az elmondottak illusztrálására nézzük meg pl. Cs^{137} izotóp esetét, melynek bomlásában létrejön a Ba^{137} 661,65 keV-os izomér állapota. Az ebből emittálódó gamma- és belső konverziós elektron-sugárzás a magspektroszkópiában egyike a legfontosabb és legismertebb hitelesítő standardeknek. Ezen átmenet esetében pl. a $L_I/L_{II}/L_{III}$ viszony, de még az $(L_I + L_{II})/L_{III}$ se ismeretes (csak a $K/(L + M)$), mivel az L_I és L_{II} feloldásához 0,005 %-os, az L_{II} és L_{III} feloldásához pedig 0,006 %-os feloldóképességű berendezés lenne szükséges.

Ugyanebben az esetben pedig pl. az L_I és L_{II} vonalak távolsága 100 cm-es max. munkasugaru (2 m-es átmérő) spektrométer esetén kb 0,4 mm, 75 cm sugár esetében pedig 0,3 mm.

Ez a példa arra a korábbi állításunkra is konkrét esetet mutatott be, hogy általában 500-600 keV-esnél nagyobb energiájú átmeneteknél és a felett hiányoznak a belső konverzióra vonatkozó adatok (elsősorban az L_I - L_{II} - L_{III} és a magasabb héjaknál

fellépő konverzióra vonatkozóan). Méginkább így van ez az olyan izotópok esetében, amelyek csak alacsony fajlagos aktivitással állnak rendelkezésre. Így pl. a szovjet izotóp-katalógus adatai szerint az Os^{198} 10 mC/gr, a Te^{127} 10-50 mC/gr, a W^{187} pedig ~200 mC/gr fajlagos aktivitással kaphatók. Ezeknél még az egészen alacsony energiájú átmenetek esetében sincs kimérve az $L_I/L_{II}/L_{III}$ viszony, pl. a Te^{127} izotópnál az 57 és 203 keV-os átmenetekre se. (Megjegyezzük, hogy a jó fajlagos aktivitásnak magspektroszkópiái szempontból a 1000 mC/gr nagyságrendet lehet tekinteni. Így pl. a Co^{60} 5000 mC/gr, az Au^{198} 10000 mC/gr fajlagos aktivitásnál is rendelkezésre áll.)

Ez azt jelenti, hogy ha a sugár növelése révén nem is nőne a feloldóképesség, azzal, hogy egy ilyen spektrográf nagyobb felületű források esetén is el tudja érni azt a feloldóképességet, amit a kissugaru spektroszkópok csak vékonyabb forrásoknál tudnak, szintén sok lehetőséget biztosít építendő spektrográfunk számára.

Ezen első - az új spektrográffal vizsgálható - témacsoport, kissé részletesebb ismertetése után rövidebben szeretnénk rámutatni további lehetőségekre is.

b/ Belső konverziós vonalak vizsgálatából a mag-alakra és méretre, a magstruktúrára és magmodellre való következtetés

Néhány évvel ezelőtt még csak olyan elméleti adatok álltak rendelkezésre a konverziós koeficiensek nagyságára vonatkozóan, amelyeket pontszerű mag feltételezése mellett számoltak. A kísérleti adatok azonban a véges méretű mag feltételezése mellett végzett számításokat igazolták (különösen $Z = 60$ rendszám feletti magoknál jelentős a korrekció). Ezeket a legutóbbi években (1956-1958) *Szliv* Leningrádban és *Rose Oak Ridge*ben egymástól függetlenül szintén elvégezték [9-11]. Ezen számítások kísérleti igazolása napjainkban már éppen lezárulónak tekinthető. A véges magméret feltételezésével számolt elméleti értékektől is mutatkoznak azonban helyenként erős eltérések, mint pl. a Ta^{181} esetében, ahol kb. 20-szor kisebb az elméleti érték a kísérletinél. Másol lényegesen kisebb eltérések adódnak. Ezek a magstruktúra - héjba-rendeződés, kollektív tulajdonságok - következményei [12-13]. Ezek vizsgálata igen fontos a magmodellek szempontjából és ehhez jó feloldóképesség és megbízható intenzitásvizsgálat megállapítás szükséges, éppúgy, mint az α alatt tárgyalt problémáknál. Ez utóbbi fotografikus regisztrálásnál feketedésmérés esetén *Slätis* módszerével [14-15], magfizikai emulziók alkalmazása esetén pedig az elektronnyomok mikroszkóppal történő leolvasásával biztosítható [16-18].

c/ Belső konverziós vonalak Doppler-vonalszélesedéséből a nivók élettartamának meghatározása

Ismeretes effektus, de még eléggé ki nem aknázott módszer gerjesztett magállapotok élettartamának mérésére, az alfa-bomlást vagy nagy energiájú béta-bomlást követő Doppler-kiszélesedés a konverziós vonalaknál. Jó feloldóképességű spektrométerrel olyan tartományban végezhetünk így becsléseket a magnivók élettartamára vonatkozólag, ahol az elektronikus módszerekkel már nem dolgozhatunk ($\tau \lesssim 10^{-10}$ sec) [19-20].

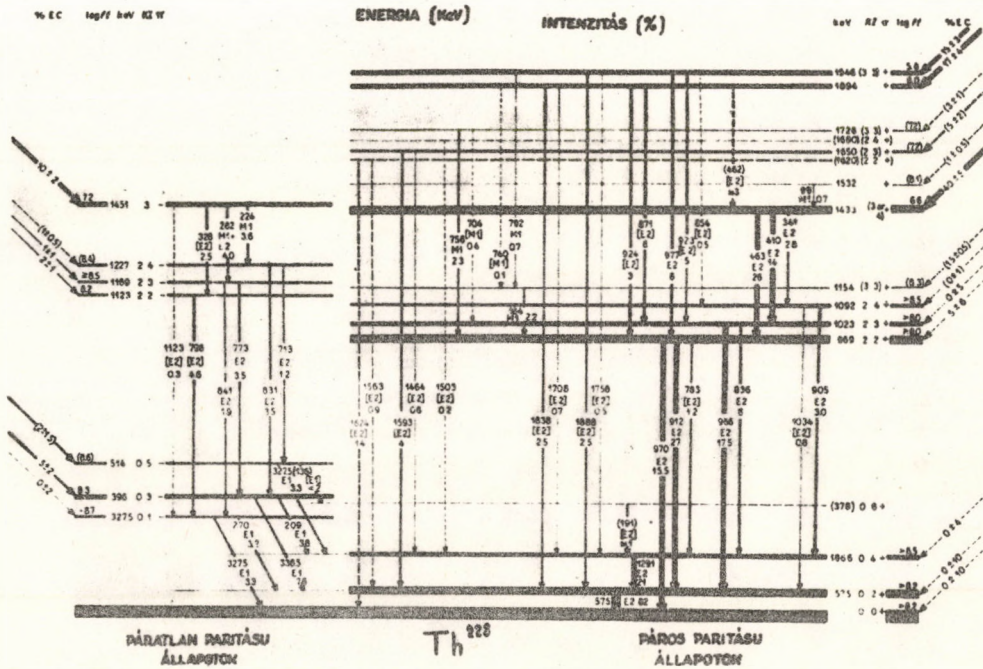
d/ A természetes vonalszélesedés problémája belső konverziónál

Slätis 1953-ban a $Th(B+C+C'')$ konverziós spektrumának vizsgálatánál azt találta, hogy az L -héjból eredő konverziós vonalak esetében jobb feloldást tudott elérni, mint a K -héjból eredőknél [14]. Kiderült, hogy ezt az atomi K -, ill. L -elektronhéjak véges energiavastagsága okozza (Th és bomlástermékei esetén 70 eV körül a K -vonallra), amelynek értéke a röntgen-spektroszkópiából jól ismert. Ezt az effektust azó-

ta sem vizsgálták, pl. a közepes magok esetében. Itt azonban a körülbelül 10-20 eV körüli atom-nívó vastagság miatt jobb feloldóképességre van szükség.

e/ Komplikált bomlási sémák egyes tartományainak tisztázása

A nagy feloldás nyújtotta kézenfekvő lehetőség, a komplikált, sok vonalat tartalmazó bomlási sémák tisztázása. Különösen a nehéz magok esetében vannak olyan bomlási sémák, amelyek 20, 30, sőt még több γ -átmenetet is magukba foglalnak és az ezeknek megfelelő konverziós vonalak száma a százat is meghaladhatja. Így pl. a 22 órás Pa^{228} bomlásában több mint 150 konverziós vonalat találtak (bomlási sémáját az 1. ábrán láthatjuk) [21]. Hogy a feloldás növelése mit jelent új vonalak felfedezhető-sége tekintetében, azt jól szemlélteti a 2. ábra [22].



1. ábra. A Pa^{228} bomlási sémája [21].

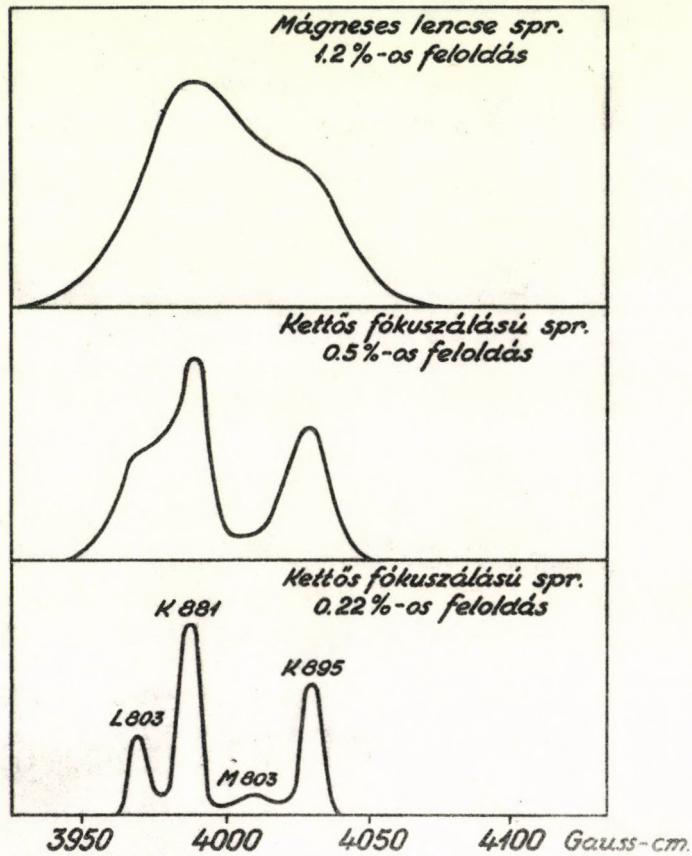
f/ Közelfekvő vonalak feloldása

A nagy feloldóképesség előnyei nemcsak a komplikált bomlási sémák esetében jelentkeznek, hanem viszonylag egyszerűbb sémáknál is, ha abba egészen közelfekvő vonalak vannak. Ilyen közelfekvő vonalak feloldása sokszor elméleti szempontból igen fontos lehet, amikor például a különböző rotációs sávhoz tartozó nívók igen közel kerülnek egymáshoz. A W^{163} esetében pl. a $K = 1/2$ sávhoz tartozó $7/2$ spinű nívó energiája 207,0 keV, a $K = 3/2$ -hez tartozó $3/2$ spinű nívóé pedig 208,8 keV [23].

3. Konkluziók az építendő spektroszkópra vonatkozólag

Az előzőekben pontokba szedve felsorolt témakörök természetesen nem tartanak igényt teljességre. Lehetséges továbbá az is, hogy mire új β -spektrográfunk elkészül, közülük egyik vagy másik már elveszti aktualitását. Ugyanakkor azonban éppen úgy valószínű, hogy addig új lehetőségek és szempontok fognak felmerülni új berendezésünk számára.

Az eddigiek alapján azonban elég határozottan körvonalazhatjuk a megépítendő β -spektroszkópot a tervezés számára. Szükségünk van egy nagy feloldóképességű permanens mágneses β -spektrográfra, amely alkalmas a 2.-ban összefoglalt problémakörök vizsgálatára.



2. ábra. A feloldóképesség hatása új vonalak felfedezhetőségére [22].

A szóbanforgó új β -spektroszkóp, teljes nevén *nagy feloldóképességű félkör-fókuszalású permanens mágneses β -sávspektrográf*, fizikai és műszaki tervezésének részleteiről [8] és [24]-ben részletesen beszámolunk.

A berendezés konkrét típusának kiválasztásánál és tervezésénél igyekeztünk szem előtt tartani azt az elvet is, hogy a fizikus számára csak olyan berendezést érdemes és indokolt tervezni és kivitelezni, amely nem pusztán lemásolása egy már meglévő mérőeszköznek, hanem amellyel kapcsolatban legalább is bizonyos módosító elgondolások vannak.

Irodalom

- [1] Berényi Dénes.: Beszámoló a jugoszláviai tanulmányutról. Intézeti beszámoló 1957. okt. 24.-én. (Publikálatlan).
- [2] Berényi Dénes.: Beszámoló a svédországi tanulmányutról. Intézeti beszámoló 1957. dec. 19.-én. (Publikálatlan).
- [3] Berényi Dénes.: Amagspektroszkópia újabb eredményei a Szovjetunióban. Intézeti beszámoló 1958. febr. 20-án. (Publikálatlan).
- [4] Berényi Dénes.: Fizikai Szemle 9/1959/3.
- [5] Berényi Dénes.: Magspektroszkópia a Moszkvai Egyetemen. Előadás az Eötvös Társulatban, 1960. ápr. 15-én. (Publikálatlan).
- [6] Berényi Dénes.: A moszkvai tanulmányút kapcsán felmerült magspektroszkópiái problémák. Intézeti beszámoló 1960. máj. 5-én. (Publikálatlan).
- [7] A. Szalay and D. Berényi.: Acta Physica 10/1959/57.
- [8] Illés Ferenc - Berényi Dénes.: Atomki Közl. 3/1961/ 91.
- [9] Л.А.Слив.: Таблицы коэффициентов внутренней конверсии гамма-излучения. Часть 1, К-оболочка. Изд. АН СССР, Москва-Ленинград, 1956.
- [10] Л.А.Слив - И.М.Ванд.: Таблицы коэффициентов внутренней конверсии гамма-излучения Часть 2. L-оболочка. Изд. АН СССР, Москва-Ленинград, 1958.
- [11] M. E. Rose.: Internal Conversion Coefficients. North-Holland Publ. Co. Amsterdam, 1958.
- [12] T. A. Green - M. E. Rose.: Phys. Rev. 110/1958/105.
- [13] M. K. Ramaswamy.: Phys. Rev. 118/1960/2021.
- [14] H. Slätis.: Ark. för Fysik 6/1953/415.
- [15] H. Slätis.: Ark. för Fysik 8/1954/441.
- [16] P. Kleinheins.: Zeits. f. Naturforsch. 11a/1956/252.
- [17] И.А. Антонова.: ЖЭТФ 30/1956/571.
- [18] D. Reitmann.: Phys. Rev. 110/1958/1093.
- [19] В.С.Шпинель.: Изд. АН СССР. Сер. Физ. 18/1954/65.
- [20] А.В.Гнедич.: - Л.Н.Крюкова. - В.В.Муравьева. - В.С.Шпинель - В.И.Шумшуровъ: Изд. АН СССР Сер. Физ. 22/1958/867.
- [21] E. Arbmán - S. Björnholm - O. B. Nielsen.: Nucl. Phys. 21/1960/406.
- [22] D. E. Alburger, a K. Siegbahn szerkesztette kézikönyben: Beta and Gamma-Ray Spectroscopy, North-Holland Publ. Co. Amsterdam, 1955. 92 lap.
- [23] Строение атомного ядра (Handbuch der Physik, Bd. XXXIX.). Под редакцией А.С.Давидова. Изд. иностр. лит. Москва. 1959.
- [24] Schadek János - Berényi Dénes - Illés Ferenc.: Atomki Közl. 3/1961/ 105.

PERMANENS MÁGNESES BÉTA-SÁVSPEKTROGRÁF TERVEZÉSE

II. FIZIKAI TERVEZÉS

Illés Ferenc - Berényi Dénes

Az ATOMKI mag spektroszkópiai kutatási és műszerpark-fejlesztési célkitűzései együttesen egy nagy feloldóképességű permanens mágneses β -spektrográf közeli építését teszik szükségessé.

Ahhoz, hogy kis fajlagos aktivitású preparátumok konverziós vonalainak vizsgálatánál is el lehessen érni a 0,01 % nagyságrendű precíziós feloldást, a maximális munkasugarat a jelenlegi ~50 cm-es felső határ fölé kell növelni. Az ilyen méretű, lényegében Danyusz-típusú spektroszkóp teljes sávu kivitelezése több nehézségbe ütközik, és az elkészült spektroszkóp használata is feleslegesen körülményes lenne. Ehelyett célszerűnek látszik egy fél-körgyűrűszerű munkasáv kialakítása a maximális munkasugár környezetében. A vizsgálandó spektrum-részlet a permanens mágnesezés alkalomszerű változtatásával - mágnesező tekercs alkalmazása útján - hozható a munkasávba. A "sávspektrográf" fő fizikai méretei: maximális munkasugár (ρ_{max}) 75 cm, munka-sáv szélesség (δ) 15 cm, légrés (l_g) 4 cm. Remény van e spektroszkóppal a 0,001 % nagyságrendű feloldás elérésére. Az elektronok regisztrálására magfizikai fotoemulzió is használható.

Jelen közlemény a sáv-elv bevezetésének indoklását és a spektroszkóp fizikai méretezését tartalmazza.

A/ A SPEKTROSKÓP-TIPUS MEGVÁLASZTÁSA

1. Fő követelmények a tervezésnél

A β -spektroszkópiai kutatási és műszerpark-fejlesztési célkitűzések [1] megvalósításához egy nagyfeloldású β -spektrográf építése szükséges.

Ezek alapján az új spektroszkóppal szemben támasztott igények a következők:

- a/ nagy feloldóképesség,
- b/ spektrográf-jelleg,
- c/ technikai egyszerűség.

a/ A nagyfeloldású β -spektroszkóp-típusok áttekintése

A nagy feloldóképesség szükségességének [1] ismeretében e követelmény teljesítéséhez célszerű lesz röviden áttekinteni a különböző mágneses β -spektroszkóp-típusok által nyújtott lehetőségeket, tekintve, hogy az eddigi tapasztalatok szerint jó feloldóképességgel a konverziós vonalak vizsgálatához csak a mágneses típusok rendelkeznek.

A nagy feloldóképesség követelménye már eleve kitünteti a mágneses β -spektroszkópok két főcsoportja közül a *transzverzális* mágneses terüeket (flat) a *longitudinális* terüekkel (helical) szemben, amelyek inkább jó transzmissziójuk. Így nem jöhetnek számításba a különböző szolenoid- és lencse-spektrométerek, se a közbensőképző spektrométer.

A "flat"-spektroszkópok közé tartoznak mindenekelőtt a félkörfókuszálásúak. A *félkörfókuszálás* elvének felismerése Danysz nevéhez fűződik (1911-3) [2]. Ez az eljárás az ún. direkt-eltérítési módszer (1910-2) tovább fejlesztése. Módszerét először Rutherford és Robinson alkalmazta (1913) [3], később Ellis és Meitner, akik 1921-23-ban éppen ezen az úton fedezték fel a *belső konverzió* jelenségét.

A homogén-terű félkörfókuszálású spektroszkóp *egyszeresen* - vagyis egy irányban - és *elsőrendben* fókuszál¹. A feloldóképesség javára lecsökkenő transzmisszió növelésére a leképezés alkalmas inhomogén térrel tökéletesíthető. Megvalósítható egyrészt az egyirányú fókuszálás harmadrendű pontossággal (1933-44-48) [4-6], másrészt kétirányú ún. kettős fókuszálás is elérhető (1946) [7]. Ez utóbbinál a fókuszálás már $\sqrt{2}$ -szer nagyobb szögénél ($254,6^\circ$) következik be. Mind a korrigált egyszeres, mind a kettős fókuszálást azonban a legutóbbi időig csak egyetlen elektrópálya mentén sikerült megvalósítani, tehát ilyen elveken eddig csak spektrométerek készülhettek. A közelmúltban érkezett az első híradás tartományban kettősen fókuszáló spektroszkóp sikeres építéséről (1960) [8].

A "flat"-spektroszkópok közé tartoznak még a prizmatikus, a szektorterű és a spirálpálya-spektrométerek. Az előbbi megfelelő kivitelben nagyfeloldású is lehet, míg az utóbbiak inkább a jó transzmissziójuk ebben a csoportban.

Az említett típusoknak természetesen különféle változatai is vannak. A mágneses tér előállítás szempontjából pedig meg szokás különböztetni permanens mágneses és elektromágneses spektroszkópokat - az utóbbiak lehetnek vasmagosak, vagy teljesen vasmentesek.

Az elektron-fókuszálás itt is vázolt nagy fejlődése ellenére a homogén mágneses terű félkörfókuszálás ma már klasszikusnak tekinthető módszere - a radioaktivitás eddigi több, mint félévszázados kutatása alatt - nem avult el, hanem kisebb módosításokkal ma is gyakran használatos a β -spektroszkópiában, és további széleskörű alkalmazása előtt áll.

A nagy feloldóképesség elérése szempontjából azonban a *különböző félkörfókuszálású* és a *prizmatikus* spektroszkópok egyaránt szóba jöhetnek.

Az új spektroszkóp spektrográf-jellegét mindenekelőtt az alkalmazni kívánt *fotografikus regisztrálásnak* [1] a számláló-technikával történő detektálással szembeni bizonyos előnyei indokolják az adott problémák esetében, ismeretes hátrányai ellenére

¹/ A *fókusz* - a szokásos módon - azt a térrészt jelenti, ahol a diafragma által definiált elektron-nyaláb a forrásból való kiindulás után először huzódik össze a legnagyobb mértékben a mágneses tér hatására.

is (intenzitás - nonlinearitás, igen nehézkes trekk-számlálás magfizikai fotoemulzió alkalmazása esetén, stb.). Az előnyök a következők:

1. A spektrumvonalak *egyidejű* felvételi lehetőségének előnyei:
 - a/ rövid felezési idejű izotópok spektruma is felvehető;
 - b/ monitorozás (a preparátumok aktivitáscsökkenésének figyelembevétele) nem szükséges²;
 - c/ a spektrumvonalak felvétele (ha lehet *feketedés-méréses* kiértékelést alkalmazni) különösen nagy feloldás esetén gyorsabb³, tehát megbízhatóbb.

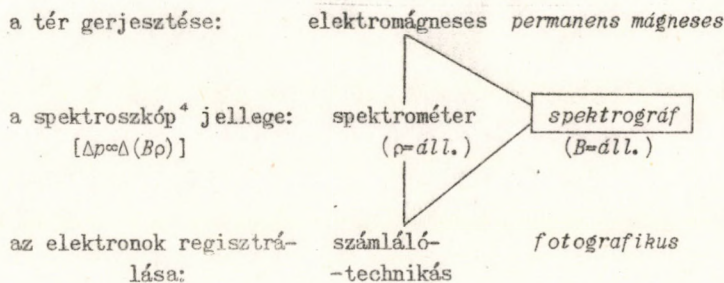
2. *Kis* intenzitások mérhetősége.

A kis intenzitás lehet az átmenet kis valószínűségének [1] ill. a választott spektroszkóp-típus kis transzmissziójának következménye. Hosszu felezési idejű preparátumoknál a kis intenzitások hosszú exponálással válnak mérhetőkké. Kis intenzitások számláló-technikás regisztrálásához a statisztika javítása céljából - különösen koincidenca-mérések esetén - hosszú stabil üzemeltethetőség lenne szükséges, mégpedig nemcsak egy mérési ponton, hanem az egész spektrum folyamatos felvétele alatt, ami irreális követelményt jelenthet. Viszonylag rövidebb felezési idejű preparátumoknál a *trekk*(elektron-nyom)-*számlálás* lehetősége oldja meg a problémát.

A spektrográf-jelleg nem zárja ki a számláló-technika alkalmazását, sőt kedvező esetben e^-e^- -koincideneciák mérhetősége miatt egy mágneses β -spektrográf - mágneses kettős koincidenca - β -spektrométert helyettesíthet.

Végül a spektroszkóp kényelmes, hosszú üzemeltethetősége céljából alkalmazni kívánt *permanens mágneses gerjesztés* [1] egyértelműen a spektrográf-jelleg mellett szól.

Sematikusan összefoglalva:



A nagyfeloldású spektroszkópok közül a *Danyisz-* és a *Huber-Wild-féle* [8] lehet spektroszkóp-jellegű.

c/ A *technikai egyszerűség*

A technikai egyszerűsége az építés gyorsasága és megbízhatósága miatt van szükség. Sikerült ezt a követelményt is megnyugtató módon teljesíteni [11], bár a megoldás csak relative egyszerű. Az egyszerűség követelményéből következik, hogy akkor

²/ L. [9] 53.

³/ L. [8] 535.

⁴/ Minden mágneses spektroszkóp impulzus-szelektív; l. [10] 612.

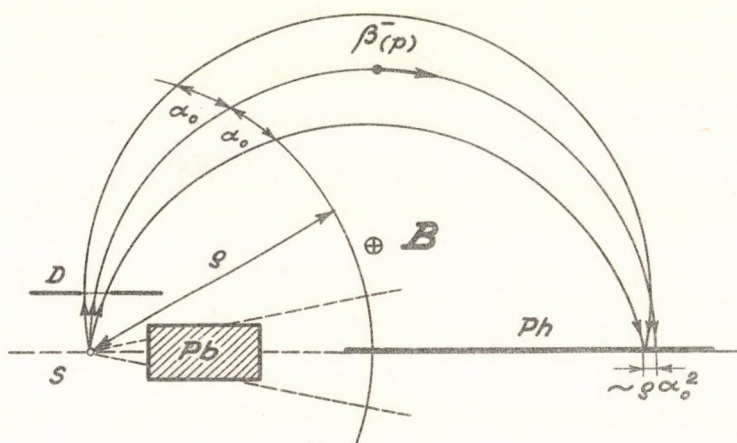
sem lehetne reálisan alapítani a Huber-Wild-féle megoldásra, ha most (annak ismerete után) kezdődne a tervezés. E típust különben a permanens mágnesezés céljából is mellőzni kellene.

Beérve tehát tökéletlen leképezéssel homogén tér alkalmazásával kell létrehozni a fókuszálást. Így nincs szükség a mágnes-pofák nehézkes alakítására, stb. Mivel pedig a homogén tér gerjesztése permanens mágnesekkel fog történni, az áram-stabilizálással kapcsolatos nehézségek sem lépnek fel.

A felsorolt követelmények egészének tükrében tehát a klasszikus *Danysz-típusu spektroszkóp*ot lehetett megfelelő kiindulási alpnak tekinteni a tervezésnél.

2. A Danysz-típusu spektroszkóp lényeges tulajdonságai⁵

Az 1. ábrán egy homogén-terű félkörfókuszálású spektroszkóp sugármenete látható; az egyszerűség kedvéért - az általánosság megszorítása nélkül - az a speciális eset, amikor a leképezés három lényeges elemének, a forrásnak $/S/$ a diafragmának $/D/$ és a fotolemeznek $/Ph/$ olyan a kölcsönös geometriai elrendezése, hogy S és Ph van egy síkban.



1. ábra. A félkörfókuszálás elve

D véges nyílásszöge ($2\alpha_0$) miatt pontszerű forrás képe is véges kiterjedésű ($\sim\rho\alpha_0^2$) lesz. Ez a jelenség a *szférikus aberráció*, mely homogén térben mindig fellép. A forrás - gyakran drótszál - véges vastagsága $/Q/$ miatt a teljes képszélesség $\Delta\approx Q+\rho\alpha_0^2$. A kép jobb széle éles, mert azoktól az elektronoktól származik, amelyek egyáltalán nem szenvednek szóródást. Az intenzitás-eloszlás a kép határain belül, az ún. *vonalprofil* akkor a legjobb, ha a forrásvastagság és a félnyílásszög a következő összefüggésben van a görbületi sugárral: $Q\sim\rho\alpha_0^2$ - keskeny diafragma nyílás esetén. A forrás véges hosszúsága $/l/$ a kép további kiszélesedéséhez vezethet. Azonban az emiatt fellépő elmosó-

⁵/ L. [12] Ch. I., [13] 73-84. és [10] III., No. 5.

dás a szférikus aberráció és a véges forrásvastagság hatásán belül tartható, ha $l \lesssim 2\pi\sqrt{Q\rho}$.

A feloldóképességre a következő kifejezés érvényes:

$$\eta \% \approx \frac{Q}{\rho} 100, \quad /1/$$

míg a transzmisszió arányos lesz a feloldóképességgel:

$$T \approx 0,08 \eta. \quad /2/$$

Ezek az egyszerű összefüggések e típus leglényegesebb sajátosságait közelítőleg kvantitativé jellemzik.

B/ A SPEKTROGRÁF SÁV-JELLEGE

Az új spektroszkóp tervezésénél - a nagy feloldás fő követelményét tartva szem előtt - az előbbieket alapján nyilvánvaló volt, hogy csak nagyméretű berendezést érdemes építeni. Erre is vannak már kidolgozott típusok (L. l. táblázat).

1. Táblázat.

Nagyméretű Danysz-spektrográfok.

intézet	ρ cm
belgrádi [9]	44
moszkvai ⁶	49,5
krakkói ⁷	~50
rigai ⁸	.

A gyors megépítés követelménye akár ezek közül valamelyik típus átvételét is indokolná, esetleg kisebb jelentőségű változtatásokkal. Az ezekre a spektroszkópokra vonatkozó irodalmi ismeretek [9] és személyes tapasztalatok⁶ kritikai értékelése azonban egészen váratlanul újszerű megoldásra vezetett. Ez a műszerfejlesztés szempontjából [1] csak aláhuzza a hazai kivitelezés helyességét. Ezen túlmenően azonban a kitűzött

⁶/ L. Berényi Dénes: Magspektroszkópia a Moszkvai Egyetemen; előadás az Eötvös Társulat debreceni csoportjában 1960 április 15-én (publikálatlan kézirat).

⁷/ L. Niewodniczański, H.: Beta-spectrometers of Cracow Institute of Nuclear Physics; előadás a balatonöszödi nemzetközi alacsony energiájú magfizikai kollokviumon 1960 szeptember 18-án (publikálatlan).

⁸/ magánközlés

⁹/ Berényi Dénes tanulmányutja a Moszkvai Egyetem Magfizikai Kutató Intézetében

kutatási terv biztos műszaki megalapozását és az ipar lehetőségeinek rugalmas kihasználását teszi lehetővé.

A következő feladatokat kellett megoldani:

1. legalább a jelenleg maximális 0,01 % nagyságrendű feloldás elérése a szokásos luminózitású kivitelben;

2. luminózitás-növelés a kis fajlagos aktivitású preparátumok mérhetőségére;

3. könnyen kezelhető fotografikus regisztrálás kidolgozása.

Megjegyzések e feladatokkal kapcsolatban:

1. /1/-ből következik, hogy a feloldóképességet csak a ρ növelésével lehet növelni a ρ növelésével a luminózitás csökkentése nélkül;

2. ρ növelése mellett szól a luminózitás növelésének követelménye is változatlan feloldásnál;

3. a szükségképpen fellépő kis transzmisszió a permanens mágnesezés által biztosított hosszú exponálással kompenzálható;

4. rövid felezési idejű izotópoknál elektronérzékeny magfizikai fotoemulzió alkalmazásával ellensúlyozható a kis transzmisszió, továbbá kis intenzitású átmenetek vizsgálatánál is értékesnek bizonyul ez a módszer.

A spektroszkóp lineáris méreteinek növelése azonban a térfogat, s így a súly köbös növekedését eredményezi. Nyilván ezzel függ össze, hogy a legnagyobb ilyen típusú berendezéseknél sem lépték túl a tervezők az 50 cm-es maximális munkasugarat. Az időben egymást követő berendezésekkel a ρ növelése gyakorlatilag lényegtelen. Így is a moszkvai egyetemen épült spektroszkóp összsúlya eléri az öt tonnát.

ρ lényeges növelése a hagyományosan kör [12, 14-15] - vagy téglalap [9] - munkaterű konstrukcióknál tehát helyileg különösen nehezen elhárítható akadályokba ütközne. A szükséges nagyméretű fotoemulziós lemezeket sem lehet könnyen kezelni, de beszerezni sem.

A problémát a spektrográf sáv-szerű kialakítási lehetőségének felismerése oldotta meg. Az előbbieknél alapján nyilvánvaló, hogy a legnagyobb feloldás csak a spektrográf perifériális tartományában áll elő. Általános gyakorlat szerint azoknak a problémáknak vizsgálatánál, amelyekhez nagy feloldás szükséges, a mágneses teret úgy szokás beállítani, hogy a tanulmányozandó spektrum-részlet a spektrográfnak kb. a végére kerüljön, ahol a legnagyobb a feloldás. Innen már csak egy lépés a sáv-spektrográf gondolata.

A sáv-jelleg tehát a következőképpen indokolható:

1. *Fizikai* oldalról nézve mindenekelőtt azért elegendő csak egy sáv-szerű munkaterű kialakítása, mert ugyanis csak ebben a tartományban lehet számítani a nagy feloldásra; továbbá azért, mert a vizsgálandó vonalak nagy feloldás esetén is elég közel vannak, így a legszélesebb vizsgálandó spektrum-tartomány is belefér az alkalmasan megválasztott sávba.

2. *Technikai* szempontból azért előnyös, mert lehetővé teszi a szokásos méretű fotoemulziós lemezek alkalmazását. A sáv-jelleg következtében továbbá biztosítva van a ρ szükségletnek megfelelő, az eddigieknél akár lényegesen nagyobbra történő választása is anélkül, hogy ez, különösen egy ilyen spektrográf intézeti elhelyezését tekintve, irreális súlyt eredményezne. Ezzel bizonyos anyagtakarékosság is jár együtt, mivel így kisebb mennyiségre van szükség az elég drága különleges vasanyagokból, de nagy fűdémterhelhetőségű labort sem kell lefoglalni.

A sáv-jelleg a spektrográf sokoldalúságát korlátozza amiatt, hogy elvesz a spektrumok egészének egyidejű felvételi lehetősége, amire leginkább rövid felezési idejű izotópok vizsgálatánál van szükség. A kitűzött feladatok [1] azonban enélkül

is elegendő programot jelentenek, így ez a hátrány egyáltalán nem lényeges. Tervezési modellként ugyanis szükség van egy kisebb teljesítményű teljesávu spektrográfra, mely készen a nagy spektrográf keresőspektroszkópja és a rövid felezési idejű izotópok vizsgálatára is alkalmas spektroszkóp lehet.

A sávspektrográf gondolata a részletes tervezés során elég szerencsésnek bizonyult. További szempontok is merültek fel, amelyek megerősítették e megoldás helyességét.

Ö s s z e f o g l a l v a :

A sávspektrográf olyan permanens és transzverzálisan homogén mágneses terű félkörfókuszalású béta-spektrográf, amelynél a munkatér egy fél-körgyűrűszerű tartomány.

A félkörfókuszálás elve a nagy feloldás elérhetősége, a spektrográf-jelleg a vizsgálandó spektrum-tartomány egyidejű felvehetősége és a kis intenzitások mérhetősége végett szükséges. A homogén térhez a párhuzamos pólus-pofák technikailag aránylag egyszerűen kivitelezhetők. Permanens mágnesek alkalmazása a fotolemezek hosszú exponálását, tehát a kis transzmisszió ellensúlyozását teszi lehetővé, s nem zárja ki a mágneses térerősség alkalomszerű változtatását. A trekk-számlálásnak általános előnyei vannak a feketedés-méréssel szemben, s az egyetlen megoldás rövid felezési idejű izotópok kisintenzitású vonalainak vizsgálatánál. Mivel pedig ρ növelése a luminózitás növelését is lehetővé teszi, a sávspektrográffal olyan izotópok is tanulmányozhatókká válnak, melyek eddig kis fajlagos aktivitásuk miatt közepes feloldásnál nagyobb igényű vizsgálatok számára hozzáférhetetlenek voltak.

C/ A SÁVSPEKTROGRÁF FIZIKAI MÉRETEZÉSE

A sávspektrográf műszaki tervezéséhez a következő adatokat kellett fizikailag megalapozottan megadni:

- 1/ a maximális munkasugarat $/\rho_{\max}/$;
- 2/ a munkasávszélességet $/\delta/$;
- 3/ a légrés nagyságát $/l_g/$;
- 4/ Meg kellett állapítani továbbá a leképezés elemeinek - a forrásnak, a diafragmának és a fotolemeznek - kialakítandó geometriai elrendezését.

1. ρ_{\max} megválasztása

Különösen ρ_{\max} értékének megállapításánál kellett a fizikai igényeket a műszaki lehetőségekkel összehangolni.

A fő fizikai irányelvek - melyek a szóba jövő ρ -tartományt alulról határolják - a következők:

- a/ nagyságrendileg 0,001 % feloldás elérhetőségének biztosítása;
- b/ 0,01 % nagyságrendű precíziós feloldás biztosítása nagyobb luminózitást igénylő méréseknél is.

Ezekből a szempontokból az következik, hogy ρ_{\max} -nak 50 cm-nél nagyobbak kell lennie.

ρ_{\max} növelésének fizikailag két követelmény szab határt:

- a/ ρ_{\max} növelése ne eredményezze azt, hogy a spektrográffal még olyan transzmisszió-értékeket se lehessen elérni, amelyeknél a jelenlegi tapasztalatok szerint még éppen lehet mérni;

b/ a fókuszáláshoz szükséges mágneses térerősség ne csökkenjen olyan kis értékre - különösen az alacsony energiájú tartományban - amelynek homogén fenntartását a pólus-pofák anyagának esetleges helyi inhomogenitásai miatt már nem lehet kielégítően biztosítani, ill. amelynek megfelelő pontossággal való mérése már nem lehetséges.

2. Táblázat

Danyusz-spektrográfok paraméterei

		Qmm					
		0,005	0,01	0,03	0,2	0,5	1
ρ mm	η						
	$\cdot 10^5$						
200		0,0025	0,005	0,015	0,1	0,25	0,5
		20	40	120	800	2000	4000
	440	0,001 ₄	0,002 ₈	0,006 ₈	0,04 ₈	0,1 ₁	0,2 ₈
		8,8	18,4	54,5	360	880	1840
750		0,0006 ₇	0,001 ₈	0,004	0,02 ₇	0,06 ₇	0,1 ₈
		5,5	10,4	32	216	550	1040
1000		0,0005	0,001	0,003	0,02	0,05	0,1
		4	8	24	160	400	800

3. Táblázat

A fókuszáló mágneses térerősségek értékei Danyusz-spektrográfnál.

E MeV	$B_{\rho}=20$ cm	$B_{\rho}=44$ cm	$B_{\rho}=75$ cm	$B_{\rho}=100$ cm
		g a u	s s	
0,01	16,9	7,7	4,5	3,4
0,05	38,6	17,5	10,3	7,7
0,1	55,9	25,4	14,9	11,2
0,5	145	66,2	38,8	29,1
1	237	143	63,1	47,4
2	410	186	109	82,0
3 ¹⁰	579	264	155	116

¹⁰ Rádióaktív bomlásoknál a 3 MeV az elektron-energia felső határát jelenti. A tervezett spektrográfban elhelyezhető több mint 1000 db mágnessel 15 MeV-es elektronokat is lehetne fókuszálni.

E szempontok alapján az 50 cm-nél nagyobb munkasugár lehet pontosan 1 m.

A műszaki követelmények teljesítéséhez az ipari kivitelezési és laboratóriumi elhelyezési lehetőségeket kell mérlegelni. Mármost az 1 m munkasugaru spektrográf külső átmérője kb 2,5 m lenne. Ilyen nagyméretű spektrográf alkatrészeinek kialakítása (a kovácsolás, hőkezelés, finommegmunkálás, stb) már nagyon körülményes. Maga a spektrográf pedig a sáv-jelleg ellenére olyan súlyos lenne, hogy csak nagy teherbirásu laborban lehetne elhelyezni, beépített daruval kezelni, stb.

A tervezett maximális munkasugár végül 75 cm lett, ami mind fizikai, mind műszaki szempontból megfelelő értékek látszik.

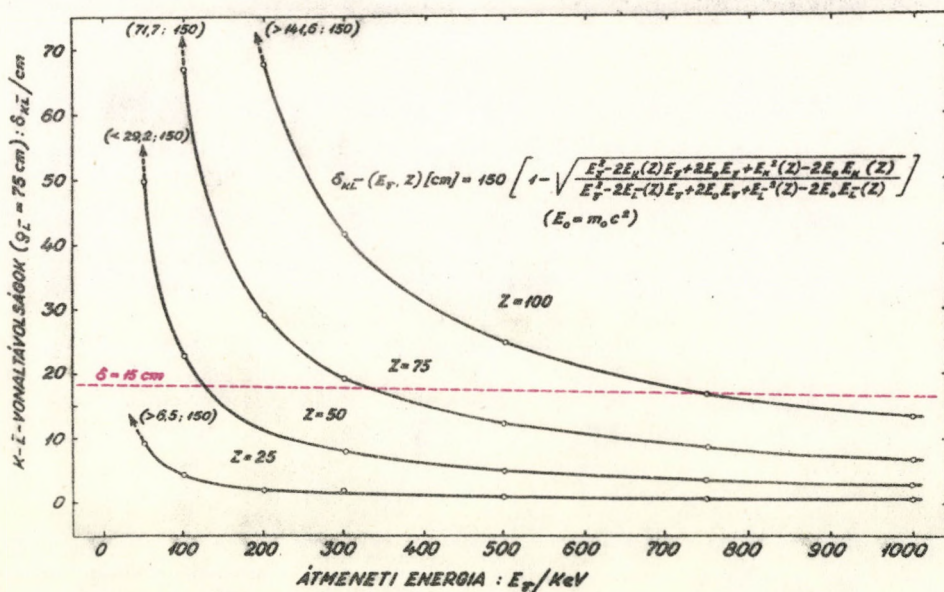
A 2. és 3. táblázat egy gyakori [14], egy az irodalomban jelenleg ismert legnagyobb [9] és a tervezés során felmerült méretű (ρ) spektrográfok feloldás /1/ - és transzmisszió /2/ - értékeit tartalmazza különböző luminózitású (Q) kivitelben, továbbá a fókuszáláshoz szükséges mágneses térerősségeket - ρ_{max} megválasztásához.

A táblázati adatok alátámasztják ρ_{max} megválasztásának helyességét.

2. 8 t e r v e z é s e

δ megválasztásával szemben az a fizikai követelmény, hogy a szóba jöhető magok (Z) legfontosabb átmeneti energiáinál (E) az L_I - és az L_{III} - ill. a K - és az L - vonalak még éppen beleférjenek a munkasávba.

Az 1. és 2. grafikon a $K-L$ - és az L_I - L_{III} -vonalak várható diszperzióját - $\delta_{ik} = f_{ik}(E, Z)$, $i: K, L_I$; $k: L, L_{III}$ - tartalmazza a 75 cm maximális munkasugaru spektrográfra vonatkozóan.

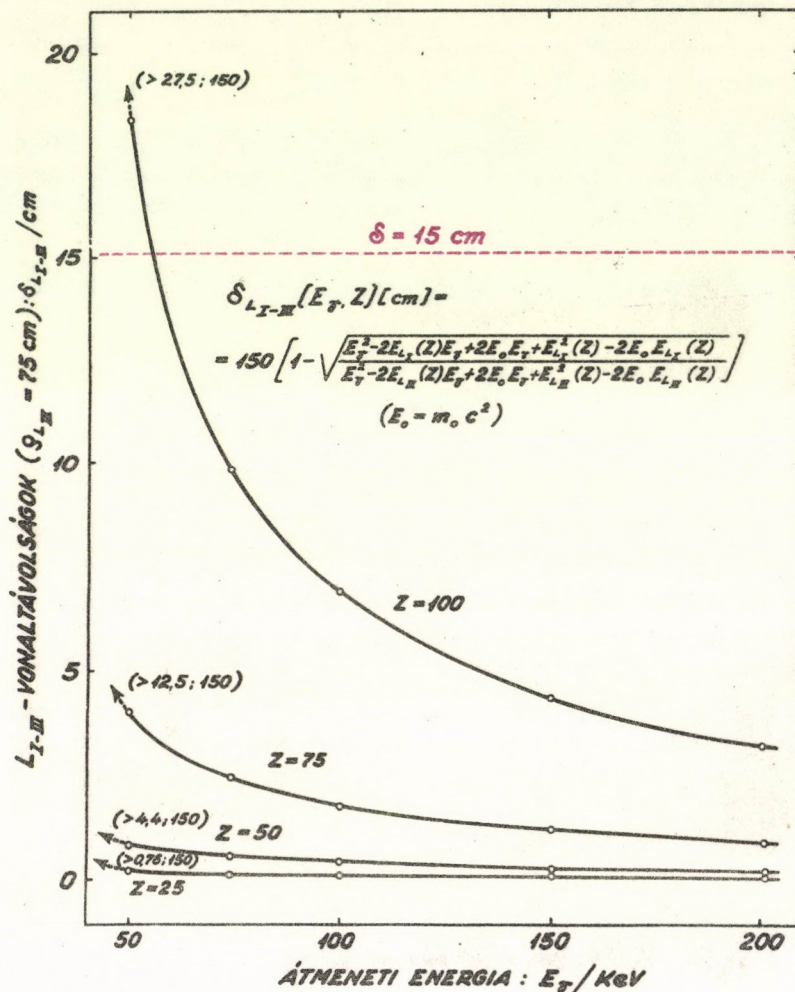


1. grafikon. A K -vonal átlagos távolsága az L -vonalaktól ($\rho_L = 75$ cm) az átmeneti energia függvényeként, különböző elemek esetén

A grafikonok alapján a munka-sávszélesség tervbe vett értéke 15 cm. Ez a fotoemulziós lemezek beszerezhetőségének szempontjából is reális méret.

ρ és δ -val kapcsolatban érdemes megjegyezni a következőket:

a/ Adott sávszélességen belül annál állandóbb a feloldás, minél nagyobb a ρ .



2. grafikon. Az L_I -vonal távolsága az L_{III} -vonaltól ($\rho_{L_{III}} = 75 \text{ cm}$) az átmeneti energia függvényeként, különböző elemek esetén

A sáv két végén fellépő feloldásnak a közepes feloldás százalékában kifejezett százalékos különbségére a következő egyszerű formula érvényes:

$$(\Delta\eta) \% \approx \frac{50\delta}{\rho_0}$$

ha

$$\delta < \rho_0 = \frac{\rho_{max} + \rho_{min}}{2} = \rho_{max} - \frac{\delta}{4}.$$

Jelen esetben

$$\Delta\eta \cong \frac{50 \cdot 15}{71,25} \cong 10 \%;$$

ilyen mértékben változik a feloldóképesség a sávon belül a ρ_0 -nál érvényes feloldáshoz viszonyítva.

b/ Mivel a vonalvastagság kis nyílásszögek esetén $2\rho\alpha_0^2$, ez a nagy munkasugaru spektrográf keskeny munkasávjában szintén elég állandó lesz.

3. A légrés nagysága

A légrés nagyságát alulról határolják a következő körülmények:

a/ Szükséges, hogy a transzmisszió növelése céljából minél hosszabb forrást lehessen alkalmazni. A forrás maximális hosszára $l^* = 2\pi\sqrt{Q_{max} \cdot \rho_{min}}$ alapján ($Q_{max} = 1 \text{ mm}$, $\rho_{min} = 67,5 \text{ cm}$) $\sim 5 \text{ cm}$ adódik.

b/ Nagy légrés esetén a mágneses kör mindenféle inhomogenitása (a póluspofák antiparalelitása, helyi inhomogenitások, stb.) jobban kiegyenlítődik a munkatérben. A homogenitással kapcsolatos problémákhoz a műszaki tervezés [11] további szempontokkal járult.

l_g növelésének határt szab

a/ a teljes sáv szélesség olyan mértékű megnövekedése, melynél a spektrográf sáv szerű kialakításának előnye megszűnik;

b/ a munkatér átmágnesezéséhez szükséges permanens mágnesek elhelyezhetőségének korlátozott volta.

Az irodalmi tapasztalatokat is figyelembe véve a teljes légrés tervezett nagysága 4 cm . Ez a rendelkezésre álló fotoemulziós lemezek szempontjából szintén reális érték.

4. A geometriai elrendezés

Következő feladat a forrás, a diafragma és a fotolemez munkatérbeli elrendezésének megfelelő kialakítása volt. A konkrét megoldás kidolgozásához a vonatkozó irodalom kritikai áttekintése képezte a kiindulási alapot.

Mindenekelőtt magának a képnek a kialakulásában, a leképezéssel kapcsolatos néhány megállapítás¹¹ tarthatatlanságára derült fény. Az irodalomban rendre elismétlik azt a régebben kialakult felfogást, mely szerint a leképező elemeknek csak két alternatív elrendezési módja lehetséges: vagy a forrás és a fotolemez van egy síkban, vagy a diafragma és a fotolemez; de akármelyik lerendezésről legyen is szó, a fókusztávolság természetesen a kép síkjában jön létre.

A 2. és 3. ábra a leképező elemek előbbi kétféle geometriájának vázlata.

A két elrendezést összehasonlítva a következő megállapításokat szokás tenni:

a/ Az előbbi elrendezésnek előnye, hogy ρ közvetlenül mérhető; továbbá az, hogy kedvez a sugarak normális beesésének. Mindkét körülmény ρ pontos meghatározását segíti elő. Hátránya, hogy a fotolemez felülete árnyékolás miatt csak részben használható ki.

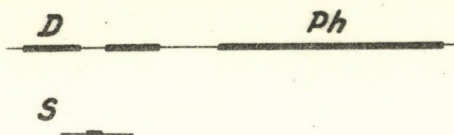
¹¹/ L. [12] Ch. I. B. és [16] 84-5.

b/ Az utóbbi elrendezésnek az az előnye, hogy egyidejűleg széles spektrum-tartományt fel lehet venni, mivel ebben az esetben leárnnyékolás nincs. Hátránya, hogy ρ csak közvetve mérhető; továbbá az, hogy a nem-merőleges beesés miatt a vonalak elmosódottabbak.



2a. ábra. Robinson-montirozás (1923)

2b. ábra. Siegbahn-montirozás (1944)



3. ábra. Rutherford-Robinson-montirozás (1913)

A szerkesztéseken és számításokon alapuló ellenőrzés¹² mármost először is azt tette nyilvánvalóvá, hogy az említett két elrendezés nem alternatív, csak a lehetséges elrendezési módok két határesetéről van szó.

Közelebbről pedig a *Robinson-Siegbahn-féle elrendezés* (2. ábra. [17, 12]) tanulmányozása azt mutatta, hogy a fókuszálás nem a fotolemez síkjában jön létre, hanem a sugarak az energiájuktól, tehát a ρ -tól függően mindig más és más síkban fókuszálódnak. Következésképpen a kép síkjában a leképezés általában torz lesz. Egy adott ilyen típusú elrendezés meghatároz azonban egy és csak egy olyan ρ -t, amelynek megfelelő sugarak a fotolemezen fókuszálódnak. Ezt a speciális ρ -t sikerült az elrendezési paraméterekkel implicite kifejezni. Másrészt az említett hátrány (ti. a leárnnyékolás) egyáltalán nem áll fenn, lényegében a lemez egész felülete kihasználható. A részlet-eredmények közül érdemes kiemelni, hogy az irodalmi állításokkal ellentétben a kép jobb szélét meghatározó ún. marginális sugár nem centrális, azaz a diafragmának nem a középpontján megy keresztül. Ilyen jellegű effektusnak a leképezés helyes tárgyalása szempontjából van jelentősége.

A *Rutherford-Robinson-féle elrendezés* (3. ábra. [3]) tanulmányozása megerősítette, hogy a fókuszálás a fotolemez síkjában jön létre, legalábbis abban az értelemben, hogy a lemez síkja a képek bal szélét meghatározó, szélső, ún. diafragma-sugarak metszéspontjának mértani helye lesz. Nincs ugyanis egyetlen olyan véges ρ -érték sem, amelynél a fókusz teljesen a lemez síkjában lenne. Így a vonalak a minimálisnál mindig szélesebbek, a spektrum mindig egy kissé torz.

A két elrendezést ezeknek az eredményeknek az alapján összehasonlítva megállapítható volt, hogy a Rutherford-Robinson-féle montirozás megfelelő lesz a sáv-spekt-

^{12/} terv szerint a közeljövőben részletesen közlésre kerül

rográf számára. A Robinson-Siegbahn-féle elrendezés - éppen a kitüntetett ρ -érték miatt - spektrométereknél látszik előnyösnek.

A forrásnak a diafragma és a fotolemez közös síkjától való d távolsága terv szerint 2-10 cm lesz, a diafragma nyílása pedig 0,02-1,5 mm.

A forrás-oldalon a forrástartó sávon belüli különböző elhelyezése [11] lehetőséget ad a feloldóképesség és ezzel együtt a munkasáv (δ) kismértékű változtatására. Megvan továbbá a lehetőség a leképezési elemeknek Robinson-Siegbahn-féle elrendezésbe való átcsoportosítására is az új spektroszkóp sokoldalúságának biztosítása céljából.

* * *

Megfontolásra kerültek a *regisztrálás és hitelesítés* ill. *energia-meghatározás* problémái is.

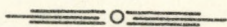
A regisztrálásnál célszerűnek látszik a szükségletnek megfelelően mind a feketedés-mérési, mind a trekk-számlálási módszer alkalmazási lehetőségének biztosítása.

A sávspektrográfban a spektrumvonalak ($B\rho$)-értékeinek meghatározásához szükséges ρ -k csak közvetve mérhetők. B -re vonatkozóan pedig kiderült, hogy a legkedvezőtlenebb esetekben is elegendő annak egy alkalmasan megválasztott értékénél történő egyszeri nagy pontosságú mérése (proton-rezonanciás módszerrel).

Az itt vázolt eredmények a tervezéshez lényegében elegendőek voltak. A részleteredmények a folyamatban levő további vizsgálatokkal együtt - terv szerint - később kerülnek közlésre.

Irodalom

- [1] Berényi D. - Illés F.: ATOMKI Közl. 3/1961/83.
- [2] Danysz, J.: C. R. Acad. Sci. Paris 153/1911/339, 1066. -
Le Radium 9/1912/1; 10/1913/4.
- [3] Rutherford, E. - Robinson, H.: Phil. Mag. 26/1913/717.
- [4] Bock, C. O.: Rev. Sci. Instr. 4/1933/575.
- [5] Корсунский, М. - Кельман, В. - Петров, В.: ЖЭТФ 14/1944/394.
- [6] Beiduk, F. M. - Konopinski, E. J.: Rev. Sci. Instr. 19/1948/594.
- [7] Siegbahn, K. - Svartholm, N.: Nature, Lond. 157/1946/872.
- [8] Huber, v. O. - Schellenberg, L. - Wild, H.: Helv. Phys. Acta 33/1960/534.
- [9] Mladjenovic', M. S.: Bull. Inst. Nucl. Sci. "Boris Kidrich", Belgrade 6/1956/53.
- [10] Gerholm, T. R.: in Encyclopedia of Physics Vol. XXXIII, edited by S. Flügge (Springer-V., Berlin-Göttingen-Heidelberg, 1956) 609.
- [11] Schadek J. - Berényi D. - Illés F.: ATOMKI Közl. 3/1961/105
- [12] Siegbahn, K.: Ark. Mat. Astr. Fys. 30A/1944/No. 20.
- [13] Groseu, L. V. - Sapiro, K. Sz.: Atommag-spektroszkópia; Akad. K.; Bp.; 1958 (magyar fordítás).
- [14] Slätis, H.: Ark. f. Fys. 6/1953/415.
- [15] Slätis, H.: Nucl. Instr. 2/1958/332.
- [16] Wu, C. S. - Geoffrion, C.: in Nuclear Spectroscopy, edited by Fay Ajzenberg-Selove (AP, New York - London, 1960) 70.
- [17] Robinson, H.: Proc. Roy. Soc. (London) A. 104/1923/455.



PERMANENS MÁGNESES BÉTA-SÁVSPEKTROGRÁF TERVEZÉSE

III. MŰSZAKI TERVEZÉS

Schadek János - Berényi Dénes - Illés Ferenc

A fizikai tervezés által megszabott kereteken belül adódó lehetőségek közül kiválasztottuk a műszakilag legmegfelelőbbnek látszó kivitel. A $\rho = 750$ mm munkaátmérőjű berendezés külső átmérője 1820 mm, súlya a tervek szerint kb. 3000 kg. Bemutatjuk a vákuumkamra, a forrástartó, a sugárelzáró mechanizmus, a kazetta tervezés során kialakult megoldásait. Végül néhány megjegyzést teszünk a spektrográf elhelyezéséről és szereléséről.

A most következő részben a készülék műszaki tervezésével kapcsolatos kérdéseket, számbajöhető megoldási módokat és végeredményben a megtervezett készüléket kívánjuk ismertetni.

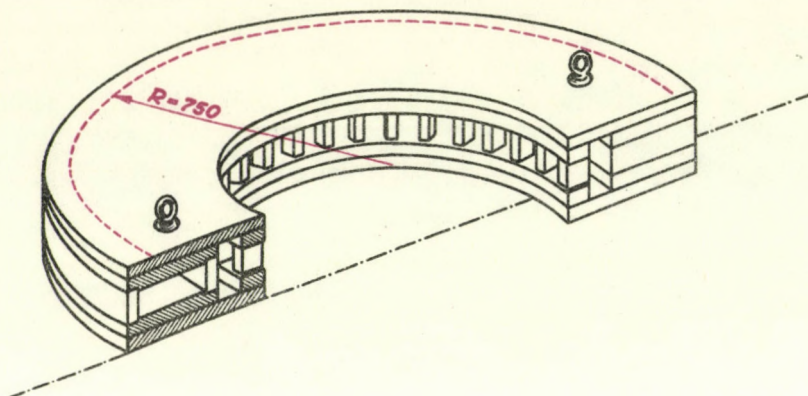
Az [1]-ben részletesen körvonalazott kívánások szerint, a készülék tehát célszerűen úgy alakítandó ki, hogy mind a mágnesestestből mind a hozzátartozó vákuumkamrából csak egy félgűrűalakú rész készüljön el, homogén mágneseret biztosító formában (sávspektrográf). A vákuumkamrában megfelelő helyek, illetve foglalatok legyenek, a sugárforrás, a diafragma és a regisztráló lemez számára. Ezekkel a szerkezeti elemekkel kapcsolatban az a követelmény, hogy fedelekkel jól lezárható nyílásokon keresztül cserélhető legyenek, és később szükség szerint más és más megadott helyzetbe legyenek átállíthatók, egy megadott tartományon belül a sávspektrográf későbbi minél sokoldalubb kihasználása érdekében.

Az egyes szerkezeti elemek átállításával kapcsolatban az a kívánás, hogy azok mindenkor legalább 0,05 mm pontossággal legyenek reprodukálhatók.

Az [1]-ben leirtakból kiadódik az a követelmény is, hogy a ρ sugár a megadott határokon belül minél nagyobb legyen. Ennek határt szab egyrészt hazai nehéziparunk ezirányú felkészültsége, másrészt az [1]-ben kifejtett fizikai megfontolások, végül pedig az a maximális súlyhatár, mely mellett a berendezés jelenlegi kutatóépületünkben nagyobb földmerősítési munkák elvégzése nélkül elhelyezhető.

1. A kiviteli forma megválasztása

A megadott szempontok figyelembevételével két megoldás került előtérbe, amelyekkel a következőkben foglalkozunk:



1. ábra. Sáv-spektrográf: nyitott patkó típus.

Ezen 1. ábra szerint elgondolásunk, első látásra igen kedvezőnek mutakozó és rendkívül egyszerű forma lenne. A patkó alakban kialakított mágnes-törzs belső ivén levő részben, egysorban egymás mellett elhelyezett permanens mágnesek könnyen hozzáférhető elhelyezése lehetővé tenné azok könnyű cseréjét és számszerű változtatását, így a gerjesztést beállító mágnes-tekerces is elmaradhatna. A munkateret képező vákuumkamra a készülék külső ive mentén helyezkedik el. Ezáltal a mágnes-test is kedvezően van kihasználva, így annak súlya viszonylag kicsi. Előzetes számítások szerint az ebben a formában megépített készülék 750 mm munkasugár mellett kb. 1300 kg. lenne.

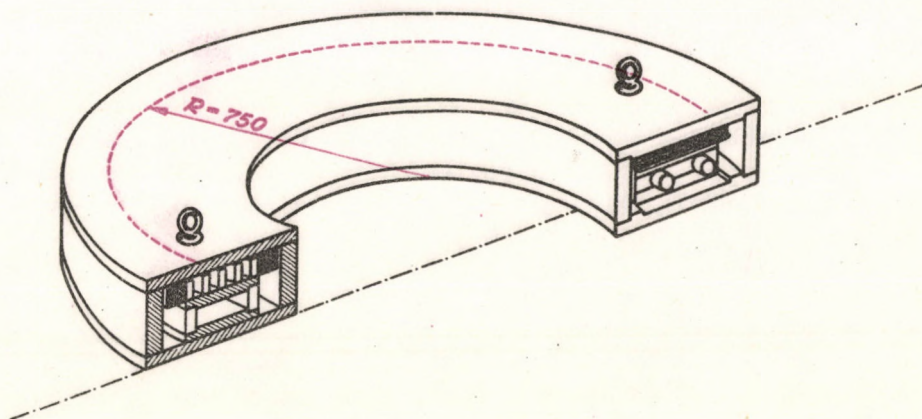
A részletes tervezés elkezdése előtt azonban részleges vizsgálat és megfontolás alá vettük a patkó alakban kiképezett mágnes-törzs sugárirányú keresztmetszeteiben kialakuló mágnes-tér homogénitását. Mágnesekkel foglalkozó szakértők véleményét is kikértük (Műszaki Egyetem, KÓVAC) akik felhívták figyelmünket az így kialakítandó keresztmetszetenél az erővonal-sodródás lehetőségére. Azt javasolták, hogy ezt a problémát egy modellen kísérletileg vizsgáljuk meg, mert ezt a kérdést megnyugtató módon csak ilyen módon lehet eldönteni.

Ennek megfelelően a tervezett keresztmetszetről, felére kisebbitett modellt készítettünk, és az azon elvégzett mérések is arra mutattak, hogy az ilyen formában kialakított pofák közötti mágnes-tér, a homogénitással szemben támasztott kívánságunknak nem felel meg, ezért ennek a különben igen célszerűnek mutakozó és gazdaságosan kivitelezhető formának további tervezésétől el kellett tekinteni.

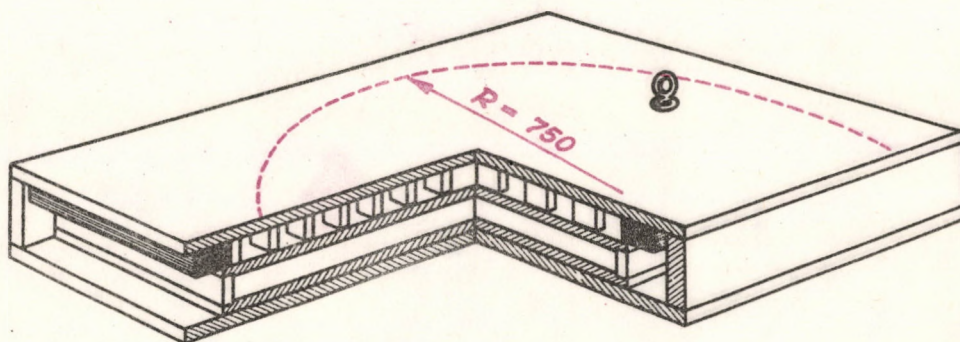
Ezt követően az alapelv megtartása mellett, eredeti elgondolásunk tovább fejlesztésével úgy alakítottuk ki a szükséges patkó-formát, hogy a mágnes-pofákat egy zárt járommal vettük körül, és a permanens mágnesek így a középrészre kerülnek, (L. a 2. ábrát). Ezen megoldás ilyen formában tulajdonképpen az irodalomban ismert klasszikus *Stätis* típus [2-4] módosított formája olyan módon, hogy a 3. ábrán látható nagy

négyzetes mágnestörzsből, és a neki megfelelő egész készülékből, csak a munkatér által megkívánt patkóformájú részt készítjük el, és a többi - számunkra felesleges - részt elhagyjuk.

Ezen új elgondolásunkkal a kitűzött magfizikai cél (L. [1] és [5]) éppennygy elérhető, mint a 2. ábrán látható formával, de ezzel sikerült a berendezés súlyát tetemesen leszoritani. Előzetes számítások szerint a súly kb. 3000 kg lesz, ami azo-



2. ábra. Sáv-spektrográf: zárt patkó típus



3. ábra. Spektrográf: Slätis-típus

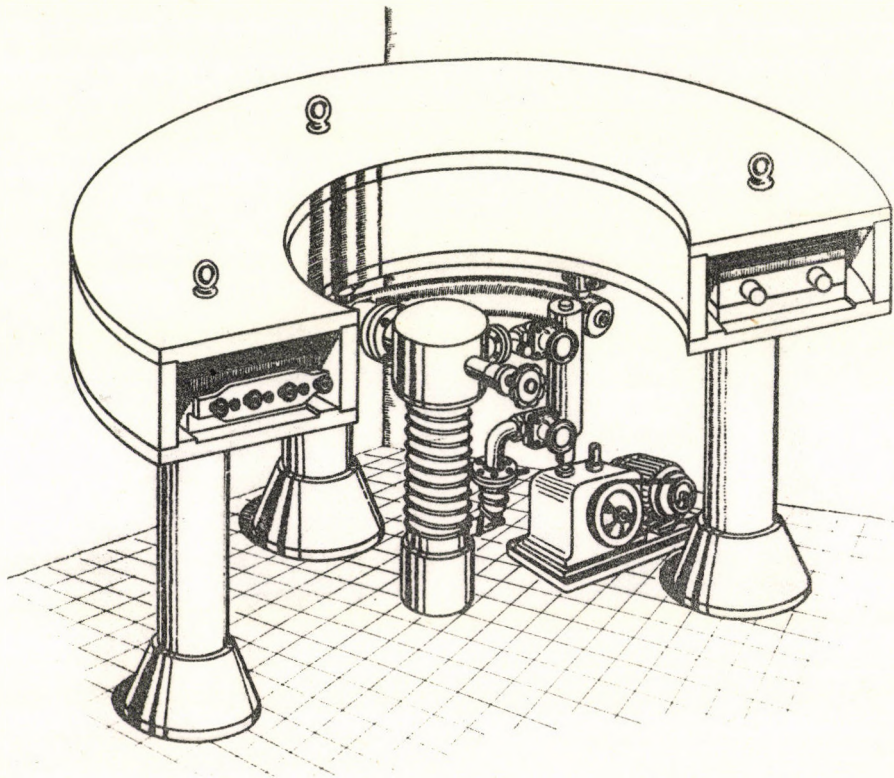
nos munkasugárral bíró négyzetes készülék súlyának csak mintegy az $1/3$ -ad része. E-lőny emellett még az is, hogy a vákuumkamra leszivandó térfogata 60 liter helyett mind-össze 20 liter, és az alkalmazandó permanens mágnes-kocka szükséglet is csak egy-harmadrésznyi.

Mivel a forma - mint említettük - a fizikai problémák által meghatározott kívánalmakat kielégíti és iparilag is kivitelezhetőnek látszik, emellett maradtunk és a következőkben ennek tervezésével kapcsolatos részletkérdések megoldását ismertetjük.

2. A műszaki megvalósítás problémái

A tervezési munkák végleges megkezdése előtt tisztázni kellett, hogy milyen nagyságu lehet az a legnagyobb átmérőjű patkóalaku munkadarab, amelynek elkészítését, és megfelelő hőkezelését hazai nehéziparunk az általunk megkívánt pontossági határ betartása mellett elvállalja és elkészíti. E lehetőségek felől, több alkalommal tárgyaltunk az illetékes műszaki szakemberekkel. Ennek eredményeként sikerült elérni, hogy a 750 mm munkasugárnak megfelelő 1820 mm külső átmérőjű sávspektrográf alkatrészeinek legyártását elvállalják. Így a sávspektrográf alkatrészei a Csepeli Kovácsológyár és Acélmű, a Csepeli Fémművek, a Pestlőrinci Hengermű, a Kőbányai Acélöntőde és a Jászberényi Aprítógyár közreműködésével fognak elkészülni. Természetes, hogy ezen kooperációs munkában tekintélyes részt kell vállalni intézetünk házi műhelyeinek is.

Lényeges volt még azon műveletek elvégzésének a lerögzítése is, amelyek a FERMAX-ból készülő mágnespofák anyagszerkezeti és mágneses homogenitását vannak hivatva biztosítani. Ezért a kihengerelt FERMAX-anyagot a kiszabás előtt a Csepeli Izotóp Laboratóriumban átvizsgálják, és további megmunkálásra csak akkor kerül sor, ha az átvilágítás egyenletes anyagstrukturát mutat. Ezután fogják a megfelelő darabokat kivágni és méretre előmunkálni, körülbelül 1-2 mm ráhagyásokkal. Az így előmunkált darabokat vaslemez szekrényben, FERMAX-forgács közé beágyazva hőkezelik, a Vasipari Kutató Intézet által megadott utasítások szerint. (Felmelegítés 6-8 óra alatt 920°C -ra, hűtárítás 8 órán keresztül és utána lassu lehűtés óránként 15°C sebességgel.) Ennek elvégzését a Csepeli Acélmű elvállalta.

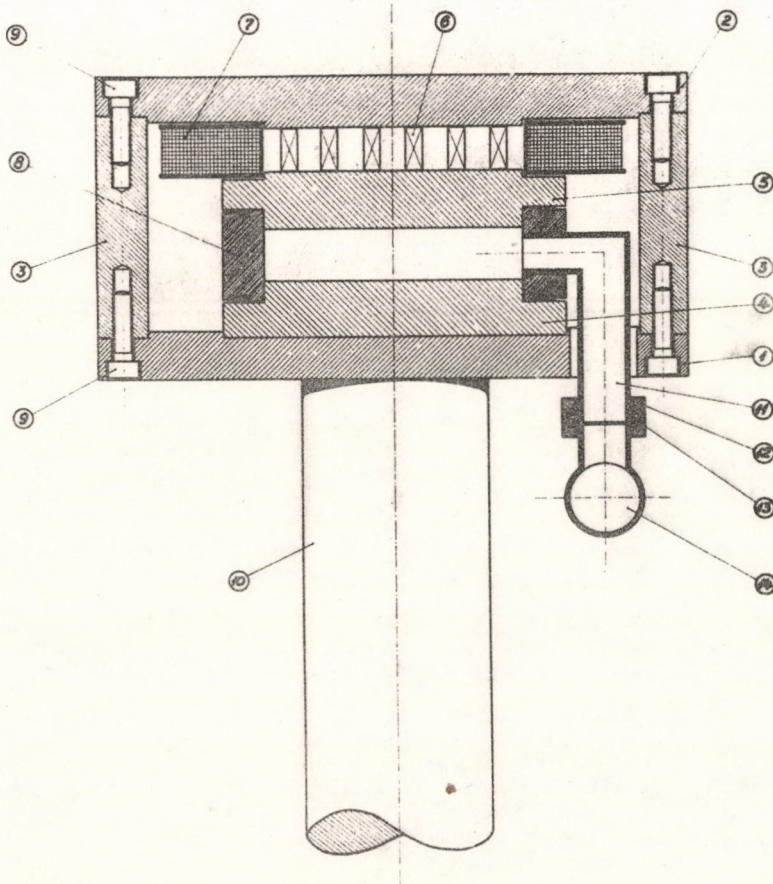


4. ábra. Sávspektrográf előzetes formaterve

3. A sávspektrográf részletmegoldásai

Az építés alatt álló sávspektrográf formatervének axonometrikus rajzát mutatja a 4. ábra. A patkóalaku mágnesörzs három fredálból készülő lábon nyugszik, amelyek az épület földem-tartógerendáin állanak. A vákuum-rendszer célszerűen a készülék alatt, a szokásos elrendezésben helyezkedik el.

a/ Keresztmetszet



5. ábra. Sávspektrográf keresztmetszete

Az 5. ábra a spektrográf keresztmetszetét mutatja. Látható, hogy a járom négy darabból van összeépítve, ①, ②, alsó és felső járomívek és ③ az ezeket összekötő külső és belső járomgyűrűk. Ezeknek az anyaga AC 24-21 KS szénszegény hegeszthető kazánlemez. Az így alkotott zárt járomkeretben vannak elhelyezve a FERMAX lágvasanyagból készült pofák ④, ⑤. Ennek összetétele $C_{max} = 0,045\%$; $Mg = 0,13\%$; $Si = 0,04\%$; $S + Ph = 0,025\%$, mübizonylattal igazolva.

A mágnesestér létrehozását permanens mágneskockák biztosítják ⑥, amelyek egyenletes elrendezésben és szükség szerint változtatható mennyiségben, a járomív

felső része és a felső mágnespofa között kialakított térrészben lesznek elhelyezve. Miután ezen zárt járommal rendelkező spektrográfnál a mágneskockák számának és elrendezésének változtatását csak a készülék szétszerelése, illetve a felső járomív levétele után lehet végrehajtani - ami sok időt és munkát igényel - gondoskodni kellett egy mágnesező tekercs elhelyezéséről, amelynek segítségével a permanens mágneskockák fel- vagy lemágnesezése, a mágneses térerő megfelelő értékre való beállítása szétszerelés nélkül végrehajtható. Ez a tekercs szintén a felső térrészben van elhelyezve és körülöleli a permanens mágneseket (7). A két mágnespofa közötti rész egyben vákuumkamraként is szolgál úgy, hogy a kamra fedeleit maguk a mágnespofák alkotják, míg a kamra oldalfala (8), egy megfelelően kialakított nemmágnesezhető anyagból készülő keret, amely a mágnespofák, lépcsősen leesztergált szélső peremére, gumizsinór tömítéssel illeszkedik. További alkatrészek: (9) összefogó csavarok, (10) lábak, (11) leszívósó, (12) összekötő hollandi, (13) tömítés, (14) pedig az összekötő vákuumcsővezeték.

b/ A vákuumkamra

Szerkesztés szempontjából legkényesebb feladatot ennek a meglehetősen nehezen megmunkálható formájú vákuumkamra-keretnek kivitelezhető megoldása jelentette. Ennek feltétlenül nem-mágnesezhető anyagból kell lennie.

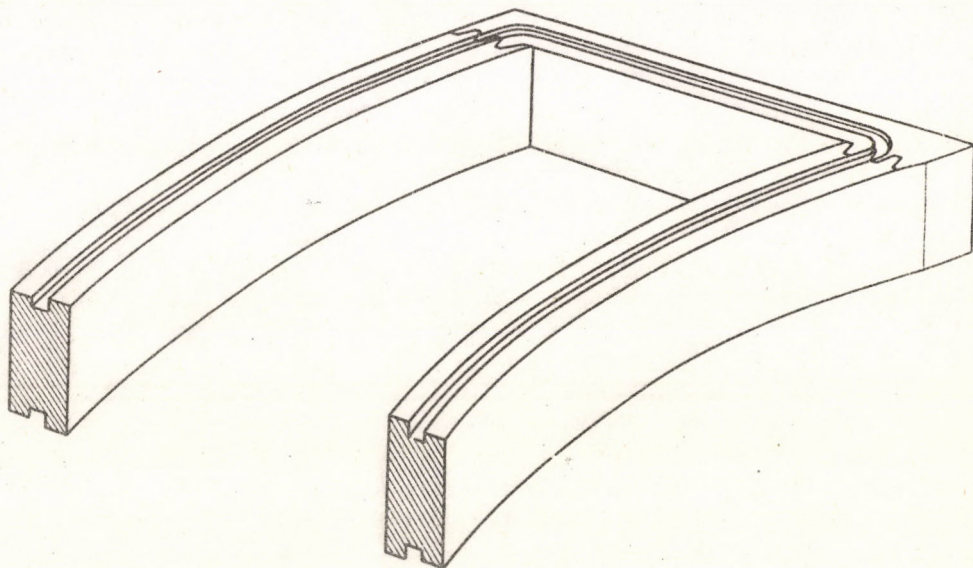
Az egy darabból való kiöntés és ennek így történő megmunkálása szóba se jöhetett, mert tájékozódásaink szerint 2 méteres körasztallal bíró függőleges marógép a hazai vállalatoknál nincs használatban. Különben is egy ilyen méretű nyers darabnak leöntése, nem-mágnesezhető anyagból, zárványmentesen, vákuumba megfelelő kivitelben, igen nehezen lenne megoldható. A hegesztéssel összeépített megoldást vákuumtechnikailag nem tartjuk célszerűnek, de végeredményben a megmunkálási probléma itt is felmerülne.

Egyedül járható utnak látszott végül is ezen kamrakeretnek darabokból való összeépítése, olyan szerkezeti megoldás kidolgozásával, ami az így elkészített vákuumkamra-kerettel szemben támasztott összes követelményeket kielégíti. Ezen követelményeink pedig a következők voltak:

- 1/ A keret előállításához szükséges anyag megfelelő méretben és minőségben belföldön beszerezhető legyen.
- 2/ Az összeépített keret illesztett összekapcsolásai vákuumba megfelelően tömitsenek.
- 3/ Az összeépített félgűrűalakú keret kellő mechanikai szilárdságu legyen, hogy az a szállításnál, szerelésnél fellépő torziós igénybevételeknél deformálódást ne szenvedhessen.
- 4/ Az egyes alkatélemek összekötése olyan legyen, hogy az összekötés helyén alkalmazott tömítést, ragasztást, bármilyen mechanikai igénybevétel alól mentesítse.
- 5/ A csatlakozó felületek lehető növelése, hogy a közte lévő tömítő-ragasztóanyag zárása minél biztosabb legyen.
- 6/ A kamra-keret és a mágnespofák közötti tömítést biztosító körbefutó gumizsinór-horony vonalvezetése olyan legyen, hogy ez a horony - az alkatrészeken külön-külön kimunkálva - összeépítés után folyamatos egynyomvonalú csatornát képezzen.
- 7/ Végül a keret keresztmetszetének olyan formát kell biztosítani, ami lehetővé teszi a darabonként elkészített és utána egybeépített keret magassági méretének utólagos precíz megmunkálását. Ez azért igen fontos mert a keret ezen magassági méretének pontossága biztosítja az ezen nyugvó mágnespofák párhuzamosságát és így a közöttük kialakuló mágnesestér homogenitását.

Az előbbi pontokban támasztott követelményeinknek a következő szerkezeti megoldással igyekeztünk eleget tenni.

Anyagul Sra-58 kemény sárgarézrudat választottunk, amelyet a Csepeli Fémművek a megkívánt méretekben le tud gyártani.



6. ábra. Vákuumkamra-keret sarokrésze

A négy darabból készülő keret két nagy, félkörív-alaku része a Jászberényi Aprítógépgyárban készül el részletrajzok szerint, míg a két záró végdarabot, amely mindössze 270 mm hosszú, intézeti műhelyünk készíti. Az így külön megmunkált darabok végeit modul-osztással pontosan befogazzuk, és ezen kialakított fogazásokon keresztül csavarokkal összefogjuk. A fogazásban tömitésként Araldit gyanta fog szolgálni. Ez a modulosztású fogazás minden darabon méretpontosan elkészíthető, és összezsavarva, összeragasztva kielégíti azokat a követelményeket, amiket darabokból összeépített kerettől megkívántunk.

Véleményünk szerint megoldottuk azt, hogy

- 1/ anyaga beszerezhető;
- 2/ a fogazás közé kent Araldit vákuumra tömiteni fog,
- 3/ az összezsavarozott fogazás a keletkező torziós igénybevételeket felveszi,
- 4/ az összezsavarozott fogazás a tömitőszerepet betöltő Araldit ragasztót a mechanikai igénybevételek alól mentesíti,
- 5/ a csatlakozó felületeket a fogazással duplájára emeltük, ezáltal a nagyobb tömitő felületet elértük.
- 6/ a vákuumgumizsinorhorgony vonalvezetése olyan, hogy a külön alkatrészekben való megmunkálhatóság követelményeit kielégíti. Nevezetesen a nagy ivdarabokon a nyomvonal köralaku, tehát esztétikussal egyidejűen bemunkálható, míg a gumizsinor sarok-fordulatai a két rövid végdarabra esnek és ezek márógéppel elkészíthetők.

7/ kialakíthatjuk a keresztmetszetet úgy, hogy annak magassága utólagosan egyszerűen lemunkálható legyen. Ezt úgy érjük el, hogy az egyes darabok előmunkálásánál a gumihorony melletti belső peremet alul-felül 1-1 mm-el magasabbra hagyjuk, amit aztán utólag az összeépítés után fogunk a megkívánt méretre egysíkra leesztergálni és lecsiszolni.

Próbákat készítettünk a kereten körbefutó tömitőgumizsinór hornyának, méretének és alakjának kialakítására vonatkozóan is. A végső követelmény ugyanis az, hogy ezen tömitőzsinor kellő összenyomásakor a horony mellett lévő magasabb és utólagosan méretre munkált peremrész a mágnespofákra pontosan felfeküdjön, és a pofák párhuzamos fekvését biztosítsa. Ugy kell tehát a horonyt kialakítani, hogy összenyomásakor az teljesen megteljen, és a feleslegesen kinyomuló gumí anyaga a külső alacsonyabb peremrész felé folyjon, ahol erre megfelelő hézagot biztosítottunk. Kísérletet végeztünk arra vonatkozóan is, hogy milyen erő kell az alkalmazni kívánt gumizsinór (8 mm \emptyset) fenti kívánság szerinti összenyomásához. A kísérleti mérés eredményeül azt kaptuk, hogy a szükséges erő a zsinor 1 cm-ére vonatkoztatva 16 kg. Ez a mi esetünkben azt jelentí, hogy az 520 cm kerülettel bíró vákuumkamra tömitőzsinorjának összeszorításához 8300 kg szükséges, amit összesen 34 drb M-16-os acélsavár fog biztosítani.

c/ Forrástartó gyűrű és tubus

A spektrográf sugárforrásaként vékony drótra, vagy fóliából hasított keskeny csikra párologtatott radioaktív anyag szolgál. Ezen drót vagy fóliacsík egy forrástartó gyűrűre rugókkal van felfogva, esetleg felragasztva.

A gyűrűt és a hozzátartozó forrástartó tubust úgy kellett megkonstruálni, hogy az adott légrés mellett minél hosszabb drót, illetve fóliacsík spektrográfba he-

7. ábra. Forrástartó



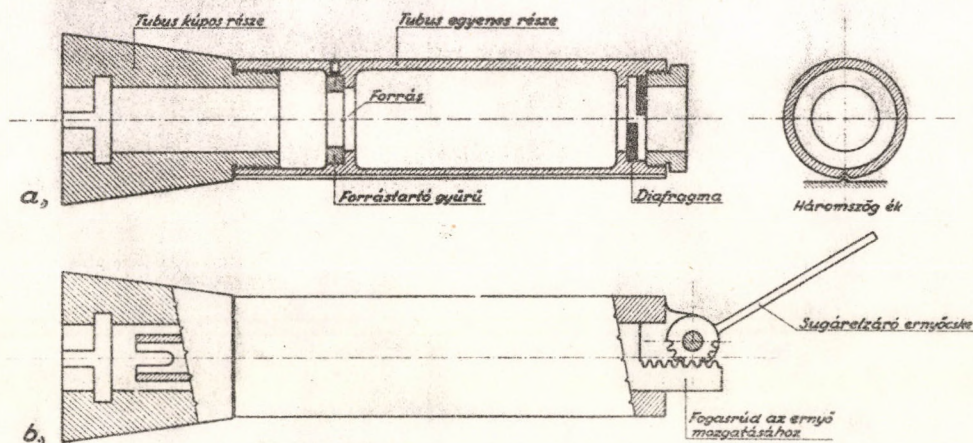
lyezését tegye lehetővé. Az általunk kidolgozott megoldást mutatja a 7. ábra már elkészült formában. Ezzel a megoldással sikerült a rendelkezésre álló 40 mm légrés mellett 20 mm hasznos szálhosszat alkalmazni, ami a berendezés luminózitását emeli. Ezen forrástartó gyűrű számára olyan foglalatot kellett tervezni, amely tökéletesen biztosítja, hogy a szál mindig azonos helyre kerüljön, de később mód legyen arra is, hogy ezen helyzetet a spektrográf átlóvonalához képest változtatni lehessen. A forrástartó gyűrű foglalatja ennek megfelelően egy széjjelcsavarható tubus, aminek egyik darabja kupos végű és pontosan illeszkedik a vákuumkamra végében kialakított kónuszos furatokba, a másik darabja pedig hengeres és a forrástartó gyűrűt és a diafragmát hordja (L. 8a. ábra). A kupos vég az összezsavarható tubus egytengelyű, központos fekvését biztosítja; az pedig, hogy a forrástartó gyűrű és a diafragma a tubus másik darabjának végében van elhelyezve gondoskodik arról, hogy ezek mindenkor pontosan egymással szemben párhuzamosan fekdjenek. A forrás függőleges helyzetét a tubus alján lévő háromszög alakú ékhorony biztosítja, amely a mágnespofára felragasztott háromszögű ékre illeszkedik, így annak helyzetét mindenkor pontosan rögzíti.

A forrástartó tubus első részének cseréjével, a forrásnak a spektrográf átlóvonalához viszonyított helyzetét is módosítani lehet. Megvan a lehetőség arra is,

hogy ezen tubusrészt több darabból összecsavarva készítsük el, és így a becsavart darabok számával lehetne a forrás helyzetét változtatni.

d/ Sugárelzáró

Gondoskodni kellett arról is, hogy a sugárnyaláb utja kívülről elzárható legyen avégett, hogy a szóródó elektronok, a leszívás megtörténteig, a készülékbe már behelyezett fotólemezen a vonalak élességét el ne mossák.



Sa. ábra. Forrástartó tubus

Sb. ábra. Sugárelzáró

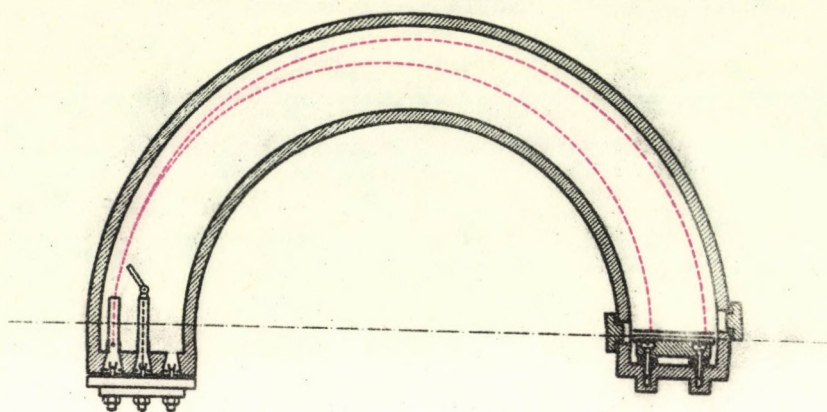
Ennek megoldása a Sb. ábrán látható. A forrástartó tubussal teljesen azonos külső méretű kúposvégű szerkezet készül, amelynek elején csuklósan mozgatott ernyőcske van. Ezen kis ernyő kívülről csavar segítségével nyitható és zárható. A mozgatást a vákuumkamra zárófedelébe beépített kis tengelyek végzik, amelyek *Wilson*-tömítéssel vannak a fedélen átvezetve.

A forrástartó tubus számára a vákuumkamra végében három helyzetet biztosítottunk, amelyeket a konkrét fizikai problémáknak megfelelően lehet használni (L. 9. ábra). Mivel a sugárelzáró ernyőcske foglalata teljesen egyezik a forrástartó tubussal, szükség szerint tehát, az elzáró ernyőcske a forrás bármelyik helyzetében, a mellette üresen álló furatban elhelyezhető. Hogy ennek mozgatása bármelyik állásban lehetséges legyen, a vákuumkamra zárófedelében mindhárom kónuszos nyílás előtt, egy-egy kis meghajtó tengelykét alkalmazunk.

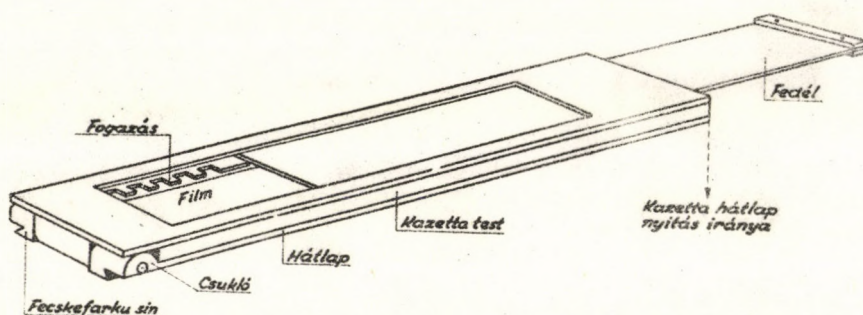
e/ Kazetta

Az elektronok regisztrálására fotólemez, vagy film szolgál. Ennek tartó kazettájával kapcsolatban az volt a követelmény, hogy az fedéllel fénymentesen lezárható legyen, a filmet könnyű legyen benne cserélni, és a vonalak kiértékelésének megkönnyítésére egy mérőfogazás legyen beleépítve. Végül pedig ez a kazetta úgy legyen a spektrográfba elhelyezve, hogy a benne levő felvételi lemez síkja a készülék átlóvonalához viszonyítva befelé +5 cm távolságon belül változtatható legyen. Feladat szerint ez megoldható úgy is, hogy ez a változtatás csak a kamra szétszerelésével végezhető el. Annál inkább el kell tekinteni itt minden komplikált szerkezet alkalmazásá-

tól, mivel erre az állításra csak igen ritkán fog sor kerülni, mert a lemez síkjának és a diafragma ill. a forrás helyének egyidejű megfelelő megváltoztatásával más-más elrendezésű spektrográfhhoz juthatunk. A 10. ábra mutatja a kazettát. A film vagy lemez berakása hátulról, a fedél kinyitása mellett történik. A bemérő fogazás a kazetta testből van kimunkálva, a kazetta fedele szokványos módon kis vágatban csuszlik.



9. ábra. Vákuumkamra forrástartóval és kazettával



10. ábra. Kazetta

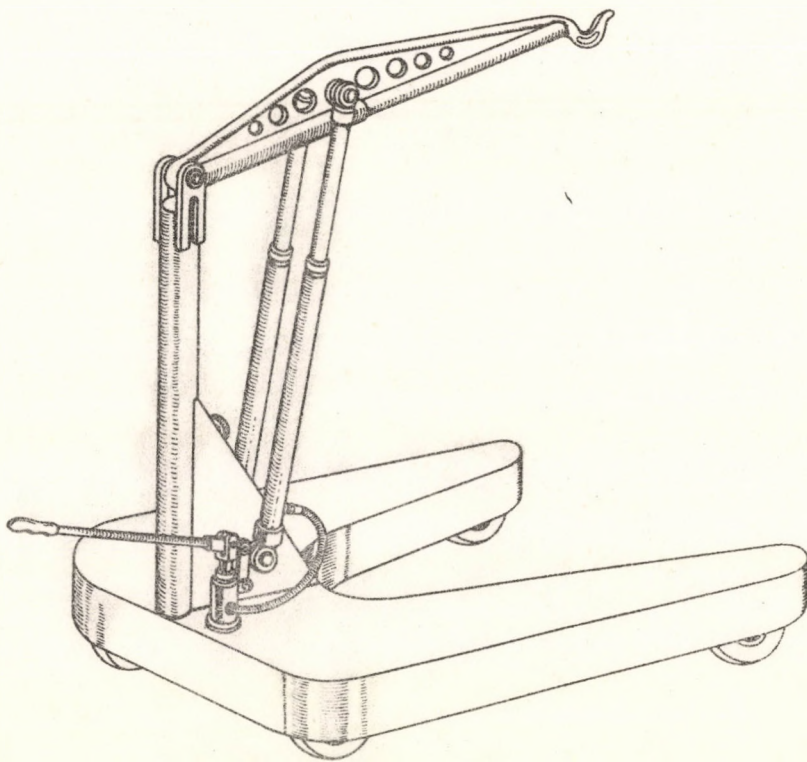
A film síkjának állítását úgy oldottuk meg, hogy ezen kazetta egy külön alaplemeze csusztható be, amihez a kazetta kis fecskefarkok sennel kapcsolódik. Az alaplemez helyzetét a felerősítő csavarok alá helyezett közgyűrűk magasságával tetszőlegesen változtathatjuk. (L. 9. ábra.)

A kazetta behelyezéséhez, a vákuumkamra keretén megfelelő méretű ablakokat kell kivágni, amelyek kis fedéllel lezárhatók. A megkívánt nagy helyzetváltoztatás széles ablakkivágást igényelne, ami viszont a kamra keret keresztmetszetét igen legyöngitené. Ennek kiküszöbölésére, a szükséges ablakot megosztva készítjük, a keret külső-és belső oldalán, amely nyílások szélessége együtt biztosítja a lemez síkjának megkívánt 5 cm-es állíthatóságát.

4/ A Spektrográf elhelyezése, szerelése

Az előzőekben leírtak alapján megtervezett készülék önsúlya 3000 kg körül lesz. Ez a súly laboratóriumunkban, ahol a megengedett földterhelés, régi épületről lévén szó 800 kg/m^2 , 4 m^2 területre megfelelően elosztva, egy teherelosztó beépítésével elhelyezhető. Gondoskodni kellett azonban arról is, hogy az összeszereléshez és üzemközbeni szétszedésekhez, újbóli összerakásokhoz, megfelelő emelőberendezés álljon rendelkezésre.

A készülék egyes fődarabjainak súlya 200-400 kg. körül mozog. Beépített csigasort, vagy villamos emelőt nem akartunk alkalmazni, mert ez egyrészt költséges és felesleges, másrészt a helyiségben szerkezetileg nehezen helyezhető el. Ugy határoztunk, hogy erre a célra hidraulikus mozgatású, gumikerekeken gördülő emelő kocsikat tervezünk és készítünk.

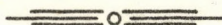


11. ábra. Hidraulikus mozgatású emelőkocsi

Ezen emelő kocsik acélcsővázalattal készülnek a 11. ábra szerinti megoldásban, 1,3 méter emelőmagasságra 250 kg. hasznos terhelésre méretezve. 2 db. ilyen emelőkocsi segítségével a spektrográf bármelyik alkatrésze felemelhető, és kis távolságon belül szállítható lesz. Az emeléshez minden alkatrészen megfelelő horog, vagy csavarmentes furat van, amelybe az emelő horgok szükség szerint becsavarozhatók.

Irodalom

- [1] *Illés Ferenc - Berényi Dénes.*: ATOMKI Közl. 3/1961/
- [2] *H.Slätis.*: Ark. för Fys. 6/1953/415.
- [3] *M.S.Mladjenovic.*: Bull. of the Inst. Nuc. Sci. "B. Kidrich," 6/1956/53.
- [4] *H.Slätis.*: Nucl. Inst. 2/1958/332.
- [5] *Berényi Dénes - Illés Ferenc.*: ATOMKI Közl. 3/1961/



AKTINIUM TARTALMU PREPARÁTUM ELŐÁLLÍTÁSA "URANLAUGRÜCKSTANDE"-BŐL*

Ujhelyi Csaba

A vizsgálatokhoz ismeretlen származású világos, vörösesbarna rádióaktív por állt rendelkezésünkre. Rádióaktív és kémiai vizsgálatokkal megállapítottuk, hogy ez a por *St. Joachimshal*-ből származó "Uranlaugrückstände"-vel azonos. Vizsgálataink alapján leírtunk egy munkamenetet az "Uranlaugrückstände"-ből történő Ac preparátum készítésére. Az így nyert preparátumok nagyrészt a ritkaföldek hidroxidjaiból és mangándioxidhidrátból álltak. Az általunk nyert preparátumok emulálóképességét megvizsgáltuk és erre vonatkozólag néhány jellemző adatot megadtunk. Megállapítottuk, hogy a preparátumból közvetlenül nyert aktív lerakódás lebomlásának mérése az Ac kimutatására nem megbízható.

A munkához felhasznált világos vörösesbarna rádióaktív por (továbbiakban *R* por) származását nem ismertük, ezért rádióaktív és kémiai vizsgálatokkal [1] megállapítottuk, hogy az *R* por *St. Joachimsthal*-ből származó "Rückstände"-vel [2a] azonos.

Az *R* por feldolgozásánál a fénoxidok feltárására cc. H_2SO_4 -at alkalmaztunk¹ [2b]. A [3] és [4a] adataiból – amelyek szerint szulfátokon az Ac jelentős része adszorbeálódik – arra következtettünk, hogy egyedül a H_2SO_4 -as feltárás alkalmazásával az *R* porban lévő Ac mennyiséget csak rossz hatásfokkal tudjuk kinyerni. Valóban, kísérleteink azt mutatták, hogy a H_2SO_4 -as feltárás után NaOH-os kezelést [5a] is kell alkalmazni. Megállapítottuk, hogy ha a H_2SO_4 -as feltárás + NaOH-os kezelés után kinyert Ac mennyiséget 100 %-nak vesszük, akkor a H_2SO_4 -as feltárás egyedüli alkalmazá-

* 1955-ben végzett munka.

¹/ Ilyenkor *G. Graue* és *H. Kading* (*Angew. Chemie*, 47/1934/650.) szerint a protaktinium jelentős része is oldatba megy.

sánál a határfok csak kb. 8 %². Az Ac kinyerés abszolút határfokát nem tudjuk megadni, mert nem lehet megállapítani, hogy az érc feldolgozásánál az ércben eredetileg jelenlevő Ac-nak hány %-a oldódott ki.

1. Kénsavas feltárás

A feltáráshoz felhasznált 122 g R porhoz 122 g kb. 98 %-os H₂SO₄-at adtunk és a porcellán tálban lévő anyagot 2,5 óráig a meginduló SO₂ fejlődés hőmérsékletén tartottuk. A feltárt anyagot 250 ml kb. 12 N HCl-val vízfürdőn bepároltuk és a nedves anyagot (szobahőmérsékleten) 5-ször, minden egyes alkalommal 122 ml 6 N HNO₃-val kezeltük és G4 üvegszűrőn szűrtük³. A szűrleteket bepárolás után vízfürdőn vízzel felvet-tük és a hidroxidok leválasztását 8 N NaOH-dal forrón elvégeztük. (Az oldat térfogata 2000 ml és NaOH-ra kb. 0,2 N.) Az oldatot 3 órai vízfürdőn tartás után szűrtük és 800 ml forró vízzel mostuk. A csapadékot 12 N HCl-ban oldottuk és a 400 ml-re higitott - HCl-ra 6-7 N - oldatból 3-szori kirázással - esetenként 400 ml peroxidmentes étert használva - a FeCl₃-ot [6a] eltávolítottuk. A vízfürdőn bepárolt vizes fázis mara-dékát, 3 ml kb. 12 N HCl, majd 20 perc állás után 100 ml víz adagolása után néhány percig vízfürdőn tar-tottuk, majd szűrtük és 20 ml 0,3 N HCl-val mostuk. A szűrletet 300 ml vízzel higitottuk, a kivált csapa-dékot 5 perc főzés után szűrtük és 20 ml vízzel mostuk. A szűrlethez 50 ml 3,1 N (karbonátmentes) NH₄OH-ot [5b] adtunk (pH~9), majd a kivált hidroxidokat 2 órai vízfürdőn tartás után [5c] szűrtük és 50 ml 0,2 N NH₄OH-dal mostuk. A csapadékot 15 N HNO₃-val oldottuk és a 60 ml-re feltöltött, HNO₃-ra 10 N oldatból az uránt - mivel az R por 0,73 % U₃O₈-at tartalmazott - 2-szeri kirázással [7] peroxidmentes éterral kivontuk. (A vizesfázisban lévő Ac mennyiségéből - a [8] és vizsgálataink szerint - 5 %-nál több nem megy át az éte-res fázisba.)

Az éteres fázis analizálásából megállapítottuk, hogy az R por tóriumot gyakorlatilag nem tartal-maz⁴.

2. Nátriumhidroxidos kezelés

Az 1. részben leírt műveleteknél oldatlanul maradt légszáraz anyagokhoz 200 ml vízben oldott 50 g NaOH-ot [2c] adtunk és óraüveggel lefedett főzőpohárban 24 órán át vízfürdőn tartottuk. Ezután 1800 ml vízzel higitottuk, majd 2 órai vízfürdőn tartás után a csapadékot szűrtük és 1800 ml vízzel mostuk. A csa-padékot 300 ml 6 N HCl-val vízfürdőn szárazra pároltuk és 100 ml kb. 12 N HCl-val 15 percig lefedve állni hagytuk, majd 100 ml víz hozzáadása után 5 percig vízfürdőn digeráltuk és szűrtük. A fel nem oldódott anyagot 200 ml 6 N HCl-val vízfürdőn 5 percig digeráltuk és szűrtük. Ezt a műveletet megismételtük 200 ml 6 N HCl-val és 200 ml vízzel⁵. A szűrleteket nedvesre bepároltuk, majd 70 ml 6 N HCl hozzáadása után szűr-tük és a szűrőn maradt anyagot 10 ml 6 N HCl-val mostuk. A 80 ml szűrletből kétszeri (80-80 ml) éterral történő kirázással a FeCl₃-ot [6a] eltávolítottuk.

A vizes fázissal egyesítettük az 1. részben leírt U/VI/ kivonás vizes fázisának szárazra párolt maradékát. Az így nyert oldatot olyan mértékben pároltuk be, hogy a 100 ml vízzel vízfürdőn felvett oldat HCl-ra kb. 1 N volt. A fel nem oldódott anyagokat⁶ 1 napi állás után szűrtük és 50 ml 0,1 N HCl-val mos-tuk. A szűrletet 750 ml vízzel higitottuk és a kivált csapadékot⁷ félórai forralás után szűrtük. A szűr-

^{2/} Ezen érték megállapításánál az 1. részben leírt munkamenet végén - az U/VI/ eltávolítá-sa után - még H₂S-es lecsapást is kellett alkalmazni, mivel a H₂S-es lecsapás nélkül nyert hidroxidok teljes aktivitásának csak kb. 34 %-a származott az Ac bomlástermékeiktől.

^{3/} Oldatba ment 18,2 g Fe₂O₃ és oldatlanul maradt 99 g szürkésfehér színű - vízfürdőn szárazra párolás után mért - anyag.

^{4/} A használt kirázási körülmények mellett a Th(NO₃)₄-nak minimum 83 ± 1 %-a [7] átmegy az éteres fázisba.

^{5/} Ezen műveletek következtében oldatba ment 4,01 g Fe₂O₃ és oldatlanul maradt 44,3 g szür-késfehér színű anyag.

^{6/} Teclu égővel izzitva 4,4 g.

^{7/} Teclu égővel izzitva 1,5 g.

lethez 60 ml 3,3 N (karbonátmentes) NH_4OH -dot adtunk (pH -9) és a kivált csapadékot 2 órai vízfürdön tartás után [5c] szűrtük, majd 160 ml 0,1 N (karbonátmentes) NH_4OH -dal és 770 ml vízzel mostuk (pH -6). A csapadékot HCl-as oldás és szárazra párolás után 200 ml HCl-ra 0,5 N oldatba vittük át. A felforralt oldathoz adtunk 200 ml forró 1,7 N oxálsav oldatot [5d, 5e, 6b] és a kivált csapadékot 24 órai állás után [5f] szűrtük és 50 ml forró vízzel mostuk. A csapadék kiizzításával nyert oxidokat (1,97 g) kb. 12 N HCl-ban oldottuk, majd olyan mértékben szárazra pároltuk, hogy az 1600 ml-re hígított oldat HCl-ra 0,2 N [5g, 9] volt. Az oldatból H_2S bevezetésével a szulfidokat⁸ lecsaptuk, szűrtük és 100 ml 0,1 N HCl-val mostuk. A szűrletben találtuk a ritkaföldekkel együtt kinyert Ac-ot⁹.

Emanáló képességi vizsgálatok (Jól emanáló preparátum előállítás)

O. Hahn-féle jól emanáló preparátum [10] készítésénél előírás, hogy a hidroxidok NH_4OH -os leválasztását hidegen kell végezni és a csapadékot jól ki kell mosni. Ismeretes azonban hogyha a lecsapást nem forró oldatban végezzük és a leválasztott hidroxidokat tartalmazó oldatot szűrésig nem hagyjuk két óráig vízfürdön állni¹⁰, akkor az Ac tökéletlenül válik le [5h]. Az előbbiekből tehát az következik, hogy jól emanáló preparátumot csak Ac veszteség árán lehet előállítani. A preparátum előállításánál nyert tapasztalataink az előbb említett irodalmi megállapításokkal teljesen megegyeztek.

Eljárás

A 2. rész végén leirt H_2S -es lecsapás bepárolt szűrletét 1-2 perc alatt vízfürdön 50 ml 0,1 N HCl-val felvettük. A hidroxidok leválasztását (szobahőmérsékleten) 12 ml 3,3 N (karbonátmentes) NH_4OH -dal [5b, 4b] végeztük (pH -9) és félóra múlva szűrtük. A szűrletet többször vissza kellett a szűrőre tölteni, mert a szűrletből fehér csapadék vált ki. A csapadékból kimosható $\text{Ca}(\text{OH})_2$ -ot 200 ml vízzel eltávolítottuk (pH -6). A szűrlet első részletéből (180-200 ml) 1/2 - 1 órai állás után fehér csapadék vált ki, míg a második részletből (60-80 ml) nem történt kiválás. A szűrőn lévő csapadékot 3 napi CaCl_2 -os exszihiátorban történő száradás után elporítottuk. Az így szárított anyagmennyiség 2,36 g, amely 1,25 g oxidnak felel meg. A 2,36 g-ból végablakos (30 mg Al/cm²) G.M. csóvel [11] bemért 0,14 g anyag¹¹ - felaktiválódás után - 32 mg U-nal¹² adott egyenlő aktivitást. Az emanálóképesség megállapítására a preparátumból 0,14 g-ot (5 cm² területen elterítve) aktiváló edénybe¹³ helyeztük és a 2,4 cm átmérőjű sárgaréz korongot 150 percig aktiváltuk 210 V feszültség mellett. Az aktivált korong - a levétel után rögtön mérve - 34 mg U aktivitásával egyenlő aktivitást adott.

Az emanálóképesség - önkényes egységben kifejezett - csökkenését a rétvastagság növekedésével az 1. ábra adatai szemléltetik.

Az emanálóképesség kiizzítás következtében beálló csökkenését [10, 12] megvizsgálva megállapítottuk, hogy a Teclu égővel 10 percig izzított hidroxidokból nyert oxidok emanálóképessége - közvetlenül a kiizzítás befejezése után 10 perc múlva megkezdett 100 perc aktivitási idő után mérve - a hidroxidok emanálóképességének 13 ± 1 %-ára csökkent. A kiizzított oxidok emanálóképessége kb. 3-szorosára nőtt, amikor a kiizzított oxidokat aktiválás előtt 2 óráig 5 N H_2SO_4 gőzterében (89 % vízgőztartalom)

⁸ Teclu égővel izzítva 0,6 g.

⁹ A ritkaföldek mellett kalcium és mangán is van. A preparátum tartalmaz I_0 (Th-230)-ot, mert az éteres kirázással az eltávolítása nem teljes.

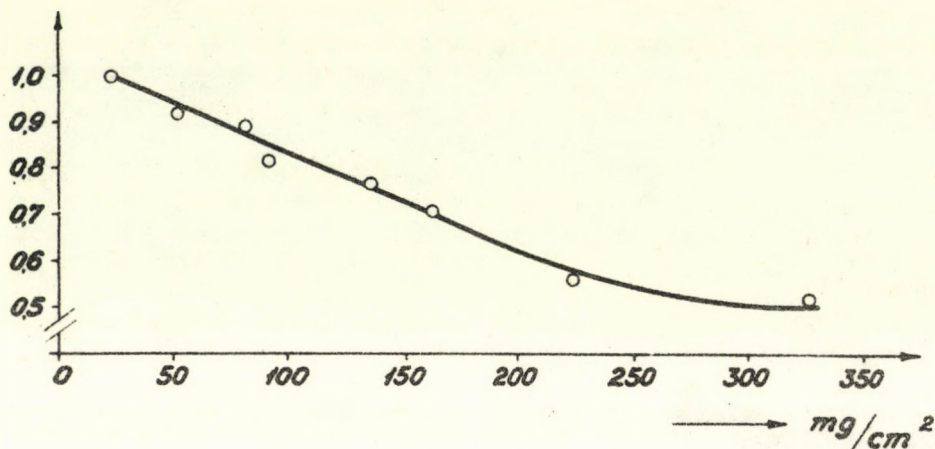
¹⁰ Sőt még ebben az esetben is marad Ac az oldatban, amelyet $\text{Fe}(\text{OH})_3$ hordozóval távolítanak el.

¹¹ A mérőcsésze 6,4 mg/cm² vastag csillámlennel volt leragasztva.

¹² A vonatkoztatási alapul felhasznált U standard [7] 23,2 mg uránt tartalmazott (csészében elhelyezett) 450 mg ($\text{Fe}_2\text{O}_3 + \text{U}_3\text{O}_8$) keverékben.

¹³ Fémkorongra erősített plexidugóval ellátott fémhenger (\varnothing : 3 cm, magasság: 3 cm).

tartottuk. Az 5 N H_2SO_4 gőzterében [10] eltartott preparátum emanálóképessége 5 hónappal később is ugyanaz volt. Ezt az eredményt összehasonlítva *O. Hahn* toronnal foglalkozó vizsgálataival [10] - ahol a vizsgóztérbe helyezett vashidrogél preparátum emanálóképessége csak napok teltevel kezdett lassan növekedni - megállapíthatjuk, hogy a fenti viselkedés jellemző az aktinorra.



1. ábra. Az önkényes egységben kifejezett emanálóképesség és az emanáló preparátum rétegvastagsága közötti összefüggés.

nü preparátum emanálóképessége kb. $2/3$ -a a főtömegében ritkaföldhidroxidokból álló (NH_4OH -dal szobahőmérsékleten leválasztott) világos homokszimű preparátum emanálóképességének. A preparátum kiizitásakor az emanálóképesség kb. felére csökkent.

Irodalmi közlés [5h] szerint ammóniás lecsapásoknál Ac maradhat az oldatban, amely később mangántartalmu hidroxiddal kiválik [13]. Ezért a jól emanáló preparátum előállításánál nyert szűrletből kivált csapadékot (amelyet a csapadék kiválásától számított 32 nap múlva nyertünk ki) egyesítettük a kb. 50 napi állás után az üvegfalra újból kivált barna csapadékkal. Az egyesített csapadék 151 mg, amelynek 17,7 mg-ja ^{14}U 120 mg U aktivitásával adott egyenlő aktivitást a felaktiválódás után.

Az ammóniás lecsapások szűrleteiből félév állás után újból kivált 99 mg anyag, amely a felaktiválódás után 390 mg U aktivitásával egyenlő aktivitást adott.

Ac kimutatása

Az Ac kimutatására sárgaréz korongot (\emptyset 2,4 cm) 100 percig aktiváltunk és az aktivitás csökkenését - a korongnak az aktiváló edényből történt kivételétől számított - 50 perc múlva [14] mértük ¹⁵. Az AcB felezési idejére $35,67 \pm 0,34$ perc értéket ¹⁶ kaptunk. Az általunk megállapított érték hibahatáron belül megegyezik a pontatlanabb grafikus kiértékelés útján nyert $36,1 \pm 0,2$ perc irodalmi értékkel [15]. A [15] alatt idézett szerzők a "csoportos visszalökés" [16] következtében az aktiv anyag mennyiségében a mérés időtartama alatt bekövetkező csökkenés megakadályozására, az aktivált

¹⁴A csészében 1,5 mg Zaponlakk szárazanyaggyal rögzített anyag $3,5 mg/cm^2$ vastag Al lemezzel volt lezárva.

¹⁵Ekkor már az AcB és a belőle származó tagok között a futóegyensúly beállt.

¹⁶Ez az érték 14 meghatározás középértéke a standard deviációval. Minden egyes felezési idő értéket 200 perc időközben egyenletesen elosztott 50 darab 3 perces mérési adatból számítottuk a legkisebb négyzetek elve alapján.

korongot letakarták. Mi a korongot nem takartuk le és így az összevetett eredményekből az tűnik ki, hogy az aktivitás veszteség - a mért kis aktivitások esetében - nem jelentkezik lényeges mértékben.

Az Ac(B+C) mérése útján történő Ac kimutatást a Ra(B+C) jelenléte zavarja, mivel a felezési idők nagyságrendben összehasonlíthatók¹⁷. Megvizsgáltuk a Ra(B+C) béta-aktivitásának csökkenését az AcB felezési idejének meghatározásánál alkalmazott aktiválási és mérési körülmények mellett. A mérési adatokból különböző mérési időközökre - a legkisebb négyzetek elve alapján - kiszámolt felezési időket az 1. táblázatban foglaltuk össze. A feltüntetett adatokból kitűnik, hogyha a mérések nem végezhetőek el kellő pontossággal, akkor a Ra(B+C)-t össze lehet téveszteni az Ac(B+C)-vel, ill. az Ac(B+C) mellett szennyezésként jelenlevő Ra(B+C)-t nem tudjuk a mérési adatokból észrevenni.

1. Táblázat.

A Ra(B+C) bomlásából - az $A = A_0 \exp(-\lambda t)$ összefüggésből különböző időközökre - számított felezési idő értékek.

Időköz (perc)	76	116	156	196
Felezési idő (perc)	42,1	37,2	34,7	32,5
A mért aktivitások valószínű hibáinak átlaga.		0,7 %	-	1,0 %
A számított és mért aktivitások eltéréseinek átlaga		4,8 %	-	9,3 %

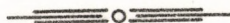
Az előbbiekből kitűnik, hogy az aktiválós módszer az Ac kimutatására nem megbízható. Legcélszerűbb az Ac-től elválasztott RdAc, vagy AcX aktivitás csökkentését [5j], ill. a bomlástermékeitől elválasztott Ac preparátum felaktiválódási görbéjét [5k] kimérni. Mi az Ac preparátum felaktiválódási görbéjét mértük ki.

Végül köszönetemet fejezem ki Dr. Szalay Sándor intézet igazgatónak, aki a munka elvégzését indítványozta és támogatta. Továbbá köszönetet mondok Újhelyi Csabné és Veress Zoltánné laboránsoknak a mérések és számítások elvégzésében nyújtott segítségükért.

¹⁷/A Th(B+C) jelenlétét könnyen ki tudjuk mutatni, mert a felezési időkben nagyságrendi eltérés van.

Irodalom

- [1] *Ujhelyi Cs.*, Nincs közölve. 1955.
- [2] *F. Henrich*, "Chemie und chemische Technologie Radioaktiver Stoffe", Verlag von Julius Springer, Berlin, 1918; a/ p. 307; b/ p. 313; c/ p. 300.
- [3] *G. T. Seaborg - J. J. Katz - W. M. Manning.*: "The Transurium Elements", Part II, Nat. Nucl. Energy Ser., Div. IV.; Vol. 14 B, McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, 1949, pp. 1377-78.
- [4] *G. T. Seaborg - J. J. Katz.*: "The Actinide Elements", Nat. Nucl. Energy Ser., Div. IV., Vol. 14 A, McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, 1954; a/ p. 34; b/ p. 33;
- [5] "*Gmelins Handbuch der anorg. Chemie, Actinium und Isotope (M_sTh₂)*", Syst. Nr. 40, Verlag Chemie, G.m.b.H. Berlin, 1942; a/ p. 15; b/ p. 27; c/ p. 48; d/ p. 14; e/ p. 50; f/ p. 12; g/ p. 28; h/ p. 47; i/ p. 27; j/ p. 55; k/ p. 54.
- [6] *W. Bitz - W. Fischer.*: "Ausführung qualitativer Analysen anorganischer Stoffe," Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1952; a/ p. 134; b/ p. 146.
- [7] *Ujhelyi Cs.*: *Magy. Kém. Foly.* 61/1955/437.
- [8] *L. Imre.*: *Z. Anorg. Chem.* 166/1927/14.
- [9] *D. E. Hull - W. F. Libby - W. M. Latimer.*: *J. Am. Chem. Soc.* 57/1935/1649.
- [10] *O. Hahn.*: *Die Naturwissenschaften* 12/1924/1140.
- [11] *Szalay S.*: *A Magy. Tud. Akad. III. (Mat. és Fiz.) Oszt. Közleményeiből*, V/1955/89.
- [12] *Handbuch der Physik*,: "Elektronen, Atome, Moleküle", Band XXII.; Verlag von Julius Springer, Berlin, 1926, p. 253.
- [13] *C. Auer v. Welsbach.*: *Z. anorg. Chem.* 69/1911/360.
- [14] *Handbuch der Analytischen Chemie, III. Quantitative Analyse, Band III, "Elemente der Dritten Gruppe"*, Springer Verlag, Berlin, 1942 p. 830.
- [15] *B. W. Sargent.*: *Can. J. Research.* 17 A/1939/103.
- [16] *E. Broda.*: "A radiokémia újabb eredményei", Akadémiai Kiadó, Budapest, 1952, p. 97.



MÉRÉSEK ÉS SZÁMÍTÁSOK GYORSÍTÓINK SUGÁRVÉDELMI PROBLÉMÁINAK MEGOLDÁSÁHOZ

Pázsit Ágnes

γ és neutron-védelemre számolási módszereket ismertetünk. A közölt módszerekkel számításokat végeztünk az intézetben működő és épülő gyorsítókra. A számításokat saját és mások eredményével összehasonlítottuk. A számolt védőrétegvastagság 30-40 %-kal nagyobb, mint a mért.

Feladatunk volt az intézetben működő és épülő gyorsítók sugárvédelmi problémáinak megoldása. Míg reaktorok árnyékolásával kapcsolatban számos irodalmi mű található, addig a gyorsítókkal kapcsolatos sugárvédelmi problémák irodalma szegény. A sugárgyengítésre vonatkozó irodalomban keskeny sugárnyalábra illetve kiterjedt sugármezőre vonatkozó mérési eredményeket közölnek. A gyorsítók sugárzása pontszerűnek tekinthető, de a gyorsítók konstrukciója miatt gömbhøj árnyékolót nem lehet alkalmazni, ami pontszerű forrás esetén számolható lenne. Az alkalmazható hengeres vagy sík árnyékolók számítása a sugárrészecskék többszörös szóródása a védőréteg más-más pontjainak a forrástól mért különböző távolsága és különböző vastagsága miatt nem megoldott. A keskeny nyalábra és reaktorárnyékolásra használt közelítő számolási módszerek alkalmazása gyorsítók esetében az előbb elmondott nehézségek miatt csak durva becslést ad a szükséges védőréteg-vastagságra. Ezért a számítást kísérletileg mindig ellenőrizni kell és szükség esetén korrigálni.

Gyorsítókkal létrehozott magreakciók esetében általában a γ és a neutron-sugárzás, valamint a kettő kombinációja ellen kell védekezni. Magreakciót kísérő γ -sugárzáson kívül felléphet még gyorsítóknál fékezési sugárzás is. Ennek általában nem olyan nagy az energiája és az intenzitása, hogy ellene különösebb védelemre lenne szükség. Célszerű viszont a fékezési sugárzást mérni, hogy ellenőrizzük, nem áll-e fönn veszélyes szint.

Az érvényben lévő MSz 62-57 szabvány szerint γ -sugárzásra vonatkozóan a maximális heti dózis 0,3 r/hét, neutronokra 0,3 rem/hét. Ez utóbbit szokás a $\text{cm}^2 \cdot \text{sec}^{-1}$ -ként

megengedett neutronszámmal is megadni, ami gyors neutronokra vonatkozóan $30 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{sec}$. 1960-as izotópszabvány-tervezet szerint a gamma dózis $0,1 \text{ r/hét}$, gyors neutronokra pedig $10 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{sec}$ a megengedett sugáradag.

A gyakorlatban a megengedett sugáradagnál lényegesen nagyobb sugármennyiségek is fellépnek, amit csökkenteni kell. Erre egyszerű lehetőségek vannak:

- 1/ A sugárforrástól való távolságot növeljük,
- 2/ A sugárzásban eltöltött időt csökkentjük,
- 3/ Védővértet alkalmazunk.

Legkönnyebb a védelmet az első két tényező kombinációjával megoldani, azonban nagy intenzitású források esetén ez nem elegendő. Ilyenkor válik szükségessé a védővért alkalmazása. Gammasugárzás esetében ólom, vas és beton a szokásos gyengítő közeg, míg neutronsugárzás ellen a könnyű fajsúlyú elemeket (főképpen H-t, B-t) tartalmazó anyagot szokás használni. A használni kívánt anyag kiválasztása után számítás útján tájékozódhatunk, majd mérés segítségével véglegesen megállapíthatjuk a szükséges vértvastagságot.

Számítások

Gammasugárzás elleni védelem tervezésére különböző számítási módszerek állnak rendelkezésünkre:

I. Módszer: [5]

Keskeny sugárnyaláb esetén és a szórt sugárzás figyelmen kívül hagyásával érvényes. A tervezés e szerint két lépésben történik:

- 1./ Meg kell határozni az F gyengítési tényezőt:

$$F = \frac{DT}{0,3b}$$

ahol D a forrás dózisteljesítménye r/órában ,
 T 1 hétre eső munkaidő, órában,
 $0,3$ megengedett dózis,
 b biztonsági tényező (maximálisan 1)

másrészt: F az eredeti és exponenciális gyengítéssel kapott intenzitások viszonya:

$$F = \frac{I_0}{I}$$

2./ Az egyszerű $I = I_0 \exp(-\mu x)$ exponenciális törvényből kell kiszámítani az x rétegvastagságot. (μ adszorpciós koefficiens).

II. Módszer [3]

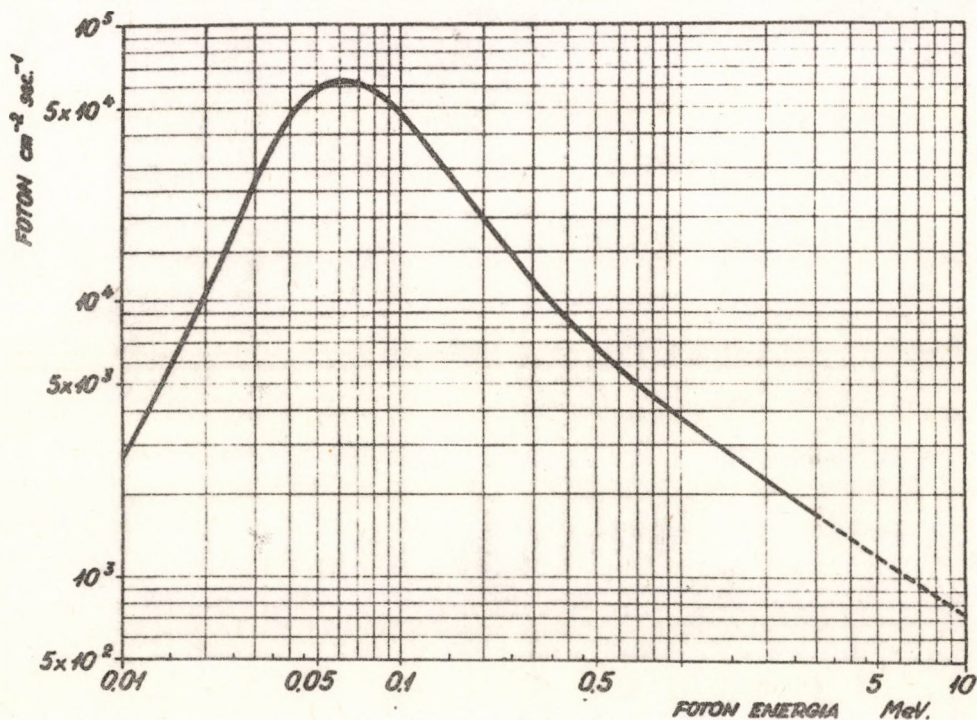
E szerint a dózis a következő félempirikus formula segítségével határozható meg:

$$D = S \cdot B \cdot \exp(-\mu \cdot x) \cdot (4\pi^2 \pi \xi)^{-1} \quad /1/$$

ahol D megengedett dózis, (r/hét)
 S a forrás sec-kénti hozama, (γ/sec)
 μ abszorpciós koefficiens,
 r a sugárforrás és a védendő objektum távolsága cm-ben
 x védőrétegvastagság cm-ben
 ξ konverziós faktor. Értéke a foton energiájától függően változik, a sec-ként megengedett gammafotonok számát jelenti, (l. ábra.)

B "build up" faktor, ami a valóságos gammadózis és az exponenciális gyengítéssel számított dózis viszonyát jelenti. (2. ábra.) A sugárzás többszörös szóródása miatt, a gyengülés nem követi pontosan az exponenciális törvényt. Az eltérés kiküszöbölése teszi szükségessé a " B " bevezetését.

A védelmi számítást ez utóbbi B faktor fellepte teszi nehézkesé, mivel ezen tényező értéke a sugárzás energiájától, az abszorpciós koefficiensstől és a védőréteg-



1. ábra. A konverziós faktor energia függése. [3]

vastagságtól függ. B -t legjobb közelítéssel a következő félempirikus formulából határozhatjuk meg:

$$B = A_1(E) \exp[-\alpha_1(E) \cdot \mu x] + A_2(E) \exp[-\alpha_2(E) \mu x] \quad /2/$$

ahol: A_1 és A_2 -re definíció miatt teljesül, hogy

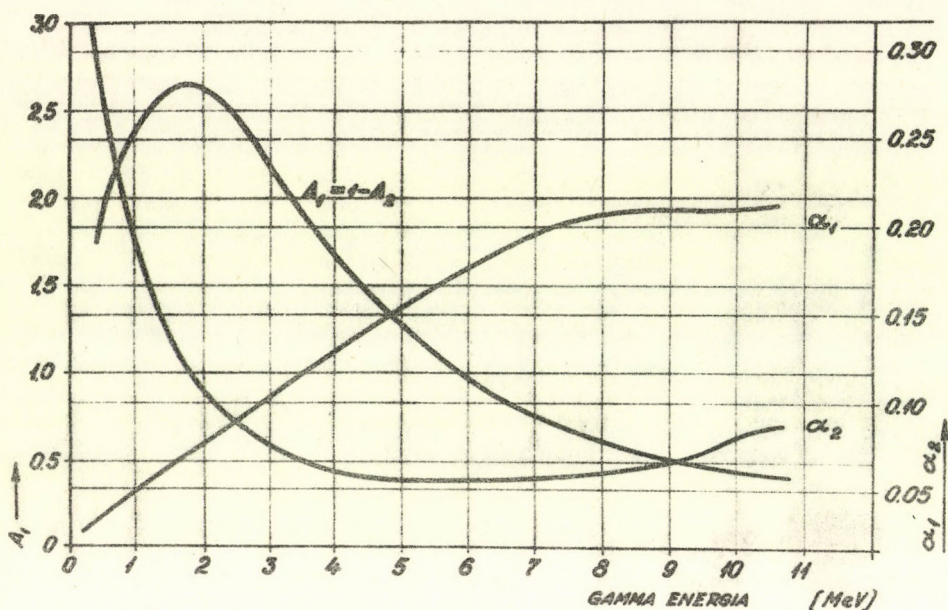
$$A_1 + A_2 = 1$$

α_1 , α_2 és A_1 táblázat vagy nomogram segítségével megadható értékek. (2. ábra) /2/-t az /1/-be helyettesítve kapjuk, hogy

$$D = S(4\pi^2 \pi E)^{-1} A_1(E) \exp[(-\alpha_1 + 1) \cdot \mu x] + (1 - A_1) \exp[(-\alpha_2 + 1) \cdot \mu x]$$

melyből az x rétegvastagság kiszámítható. A számítások eredményét foglalja össze az 1. táblázat.

Neutronsugárzás esetén védőrétegvastagságot nehéz számolni a neutronok intenzív szóródása miatt. Po-Be, vagy egyéb, laboratóriumban használt forrás esetén, nem



2. ábra. Pontszerű forrás dózis "build up" faktora Pb árnyékolóra [14]

1. Táblázat.

Gamma sugárzás elleni védőréteg számítások vastag target esetén 1 mA ionáramnál a targettől 3,5 m-re. A $\text{Li}^7(p, \gamma)\text{Be}^6$ reakció esetén a rendelkezésre álló proton energiánál nem ismerjük a reakció keresztmetszetét, ezért extrapolált keresztmetszet értékekkel számoltunk.

Reakció	Bombázó rész energiája MeV-ben:	Hatáskeresztmetszet az adott energiánál m barnban	Kilépő részek energiája %-os összetétel szerint MeV-ben:	Hozam: $\gamma/\text{sec-ban}$	Védőréteg vastagság cm-ben:
$\text{Li}^7(p, \gamma)\text{Be}^6$ [1]	0,441 [1-2]	6 [2]	17,6 67 % 14,8 33 % [2]	$4 \cdot 10^9$	Pb 3,8 [3-4-5]
$\text{B}^{11}(p, \gamma)\text{C}^{12}$ [1]	0,163 0,675 [6]	$5,5 \cdot 10^{-3}$ $2,3 \cdot 10^{-2}$ [6]	11,6 100 % 12,0 100 % [6]	$2,65 \cdot 10^6$ $1,44 \cdot 10^5$	Nem
$\text{C}^{12}(p, \gamma)\text{N}^{13}$ [1]	0,465 [1-2]	$1,2 \cdot 10^{-1}$ [2]	2,3 100 % [2]	$5,89 \cdot 10^7$	igényel
$\text{Be}^9(p, \gamma)\text{B}^{10}$ [1]	0,5 1 [7]	$1,7 \cdot 10^{-2}$ 0,4 [7]	7,4 100 % [2]	$1,2 \cdot 10^7$ $2,3 \cdot 10^8$	védőréteggel

tul nagy intenzitásokra, használható *Blizard* kísérleti formulája [4]:

$$D = B \cdot S \cdot \exp. (-\Sigma_{Rem} t) \cdot (4r^2 \pi \beta)^{-1}$$

ahol β konverziós faktor (2. táblázat) ($n/cm^2 \cdot sec$)

D a megengedett dózis, (rem/hét)

t védőrétegvastagság, (cm)

$\lambda = \frac{1}{\Sigma_{Rem}}$ relaxációs hossz (3. táblázat)

B "Build up" faktor

A B értékét nem minden esetre határozták meg, de H tartalmu árnyékolóra, ha $t \geq 20$ cm $B \approx 5$ -nek vehető. Ez nagyon megkönnyíti a számításokat, viszont nagyon megnöveli azok hibáját.

2. Táblázat.

A β konverziós faktor értékei különböző energiáknál.

Neutron energia	0,025 eV	1,0 eV	10 eV	0,1 MeV	0,5 MeV	1 MeV	2 MeV	3-10 MeV
$\beta (n/cm^2 \cdot sec)$	2000	2000	1000	200	80	60	40	30

3. Táblázat.

Neutronok relaxációs hossza viz, paraffin és beton esetében
2-14 MeV-ig.

Neutron energia MeV	Relaxációs hossz λ cm			Neutron energia MeV	Relaxációs hossz λ cm		
	viz	paraffin	beton ($\rho=2,3 \text{ g/cm}^3$)		viz	paraffin	beton ($\rho=2,3 \text{ g/cm}^3$)
2	4,5	4,0	8,5	10	11	10	12,5
4	6,5	5,7	10	12	12	11	13
6	8,2	7,3	11,5	14	13	12	13,5
8	9,5	8,5	12				

A számítások eredményét a 4. táblázat foglalja össze. Ezen rétegvastagságok csak tájékoztató jellegűek, mivel itt elég nagy az intenzitás és az energia is eltér a Po-Be és egyéb laboratóriumi források energiájától.

4. Táblázat.

Védőréteg számítások neutronsugárzásra vastag target esetén 1 mA-es ionáramnál a targettől 3,5 m-re, heti 40 munkaóránál, 0,3 rem mellett.

Reakció	Bombázó rész energiája MeV-ben:	σ barn-ban	Neutron energia MeV-ben:	Hozam n/sec-ben	Vizréteg: cm-ben
$\text{Li}^6(d,n)\text{Be}^7$ [1]	1	0,2 [9]	3	$8,8 \cdot 10^9$	$46,7 \approx 47$ [4]
$\text{D}(d,n)\text{He}^3$ [1]	1	0,1 [10]	3	$4,4 \cdot 10^{10}$	$54,9 \approx 55$ [4]
$\text{O}^{18}(d,n)\text{N}^{14}$ [1]	0,8	0,047 [9]	6	$9,25 \cdot 10^8$	$48,6 \approx 49$ [4]
$\text{Be}^9(d,n)\text{B}^{10}$ [1]	0,8		5	$1,06 \cdot 10^{11}$ [11]	78,0 [4]

Mérések

A vértvastagság-számítás helyességének eldöntése érdekében mértük különböző közegek neutron gyengítését.

Neutronszámlálóként az intézetben készített "long counter" típusú számlálót használtunk BF₃-os számlálócsővel, illetve gyorsítóval történt mérés esetén szovjet "PH-3" típusú szcintillációs számlálóval mértünk.

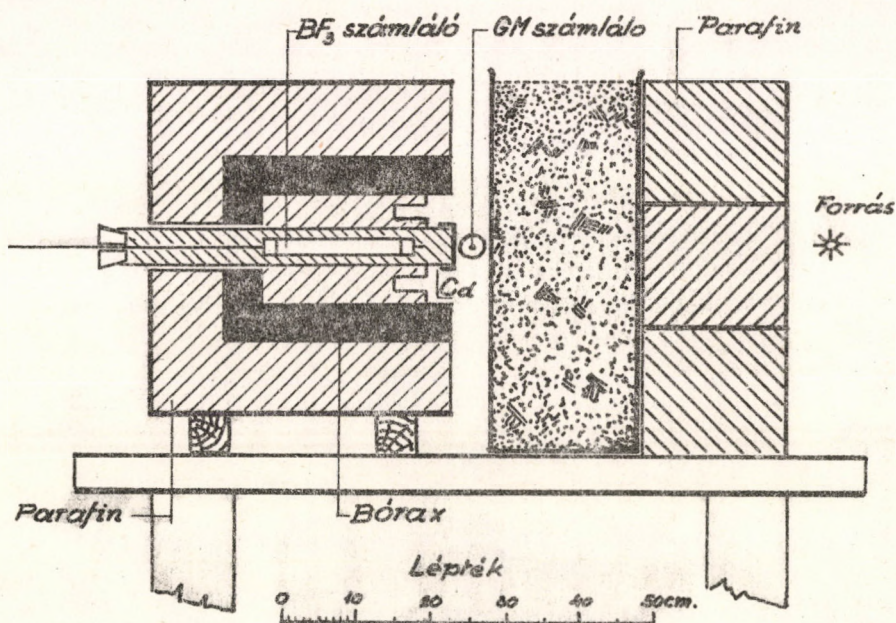
A gamma-gyengítés mérését halogén töltésű béta-számlálóval végeztük.

Árnyékolóként 40 x 40 x 20 cm-es különböző összetételű beton tömböt, parafint, illetve vízzel töltött tartályt használtunk. Az árnyékolót közvetlenül a számlálóső elé helyeztük.

Háromfajta sugárforrással végeztünk méréseket:

- 1./ Po-Be forrással, amelynek hozama $8,94 \cdot 10^8$ n/sec,
 - 2./ $\sim 2,5$ mC erősségű Co⁶⁰ gamma-forrással,
 - 3./ 100 kV-os gyorsítóból származó neutronokkal. (14 MeV).
- A generátor hozama: $6 \cdot 10^8$ n/sec.

A számlálócsőtől 50 cm távolságra helyeztük el a neutron és a gamma-forrást, melyek az elrendezés méreteihez képest pontszerűnek tekinthetők. A mérőberendezés sémája a 3. ábrán látható.



3. ábra. A mérőberendezés sémája.

Po-Be és Co⁶⁰ forrással végzett mérések eredményét foglalja össze az 5. táblázat.

5. Táblázat.

Po-Be és Co⁶⁰ forrással végzett gyengítési mérések.

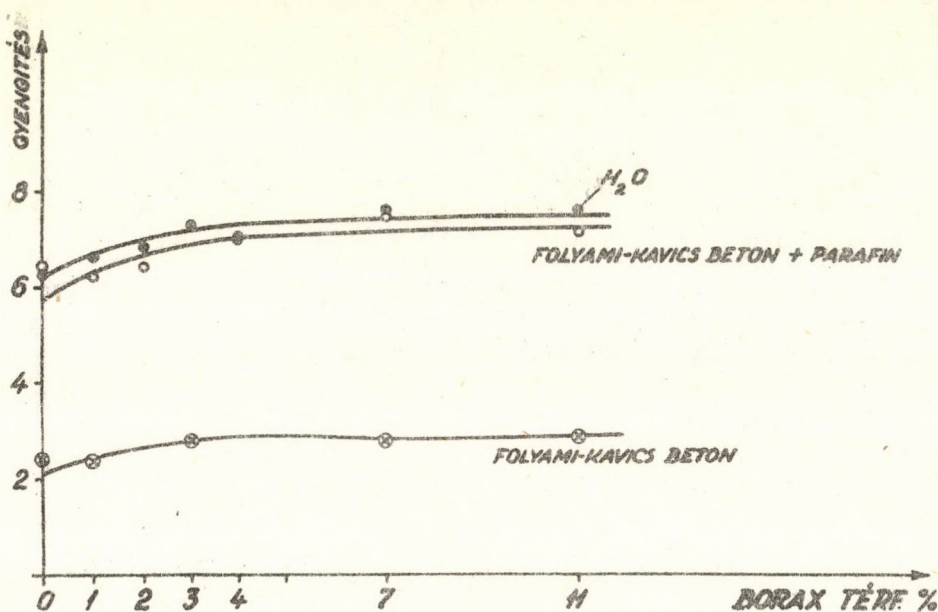
Gyengítő közeg	g/cm ³	Rétegvastagság cm	Neutron gyengítés	Gamma gyengítés
H ₂ O	1	20	6,23	2,03
H ₂ O + Fe(15,5+4,5)	2,59	15,5+4,5	5,81	6,16
Paraffin	0,9	20	4,18	
Folyami kavics beton	3,3	20	2,40	7,16
Bazalt beton	2,88	20	2,50	7,10
Márvány beton	3,31	20	2,59	7,23

A táblázatból látható, hogy a legjobb neutron gyengítő közeg igen kis mértékben csökkenti a gamma-sugárzás intenzitását, míg a víz-vas keverék (arány: 15,5 cm víz, 4,5 cm vas) jó neutron és egyben jó gamma gyenbitő közeg. Neutron gyengítésre igen jó még a paraffin. Az előző két anyag (víz és víz-vas) után ez gyengíti legjobban a neutron sugárzást; gamma-gyengítés szempontjából viszont éppen úgy, mint a víz ez sem megfelelő. A különböző betonoknál megfordul a helyzet: valamennyi elég jól véd gammasugárzás ellen, de a neutronokat alig gyengítik. A vizsgált beton összetétele a következő.

20 % vas,
22 % cement,
58-47 % töltőanyag,
1-11 % bórax.

A bórax tartalmat 1-től 11 térfogat %-ig változtattuk a töltőanyag rovására.

Töltőanyagként folyami kavicsot, bazaltot és márvány zuzalékot használtunk.

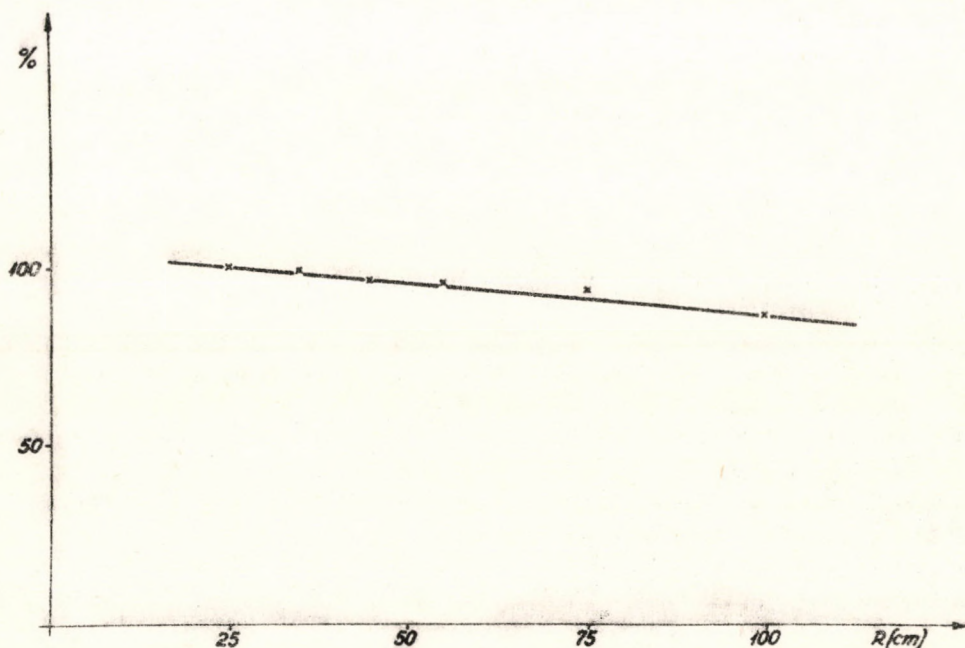


4. ábra. 20 cm vastag folyami kavics-beton / \emptyset / víz /0/ és folyami kavics-beton + paraffin / \circ /, neutron gyengítése a bórax térfogat % függvényében.

Ezeknek megfelelően neveztük el az egyes betonfajtákat.

Sok esetben szükséges kombinált gamma-neutron-védelmet alkalmazni. Erre alkalmas pl. a folyami kavics-beton és paraffin együtt. Ez így alig rosszabb neutrongyengítő közeg, mint a víz, ugyanakkor a gammasugárzást is jól gyengíti. Ennek a keveréknek és a víznek a neutron gyengítése látható a 4. ábrán a bórax térfogat % függvényében. Co^{60} pontszerű gamma forrás gyengítésére kapott értékek irodalmi adatokkal való összehasonlításából 21 %-os eltérés adódik. (20 cm vastag vízréteg gyengítése méréseink szerint 2,0%, míg az irodalom 1,6 értéket ad kiterjedt forrásokra vonatkozóan [12]. Ez a különbség abból adódhat, hogy kiterjedt forrás esetén a gyengítő nagy felületét azonos erősségű sugárzás éri. A gyengítő közegben szóródik a sugárzás, ami pedig a gyengítést csökkenti.

Mérést végeztünk annak megállapítására, hogy célszerű volt-e a számlálót közvetlenül a védőréteg elé helyezni. A forrástól különböző távolságban mértünk. Ha a gyengítés értékét a detektortól 25 cm-re lévő pontban 100 %-nak tekintjük, akkor a távolabbi pontokban az értéke csökken, ami az 5. ábrán látható. Az eredményt a berendezési tárgyakra való beszórással lehet magyarázni.



5. ábra. A detektor - forrás (R) távolságának változtatása befolyásolja a gyengítés értékét. 100 %-nak a 25 cm-hez tartozó gyengítés értékét vettük.

Neutronokra vonatkozó méréseket nehéz összehasonlítani az irodalmi értékekkel az erős szóródás miatt. Ezért kívánatos ellenőrizni a neutron fluxust.

100 kV-os neutron-generátorral végzett mérések esetén a target alatti helyiségben, a targettól 250 cm távolságban végeztünk fluxus meghatározást, $6 \cdot 10^6$ n/cm².sec-os hozam esetén 4-500 n/cm².sec-ot mértünk a kérdéses helyen, ami a tolerancia dózis 13-17-szerese. Ez után a target alá helyeztünk egy 110 x 110 x 35 cm-es vizrőteget. Így a neutron fluxust mérve ~ 70 n/cm².sec-ot kaptunk, a tolerancia dózis kb 2-2,1-szeresét. A mérés folyamán a sec-ként kilépő neutron számot egy másik scintillációs számlálóval mértük, hogy az esetleges változást korrekcióba vehessük. Ilyen módon az előbbi helyen korlátozott munkaidőre megoldottnak tekinthetjük a sugárvédelmet.

A mérések és a Blizard módszer összehasonlításából megállapítható, hogy a számítások általában nagyobb védőréteg-vastagságot adnak, mint a mérések. Pl. a 100 kV-os gyorsítóval történt számítás és mérés esetén ez az eltérés 33 %, Po-Be forrásra pedig 40 %-os eltérés adódott.

Végül szeretnék köszönetet mondani *dr. Szalay Sándor* int.ig-nak, amiért lehetővé tette ezen munkák elvégzését, valamint *dr. Bornemisza Györgynének* és *dr. Csikai Gyulának* az értékes tanácsaikért és diszkusszióért.

Irodalom

- [1] *F. Ajzenberg Selove - T. Luritsen.* : Nuclear Physics 11/1959/3.
- [2] *W. A. Fowler - C. C. Lauritsen.* : Phys. Rev. 76/1949/314.
- [3] *B. T. Price - C. C. Horton - K. T. Spinney.* : Radiation Shielding Pergamon Press London. New York. Paris 1957. International Series of Monographson Nuclear Energy Division X. vol. 2. (§ 2,3 - § 2,8)
- [4] *J. R. Harrison.* : Nuclear Reactor Shielding Temple Press Ld. Bowling Green Lane, London E.C. 1. 1958.
- [5] *Bozóky.* . Védekezés az atommag sugárzás ellen. Műszaki Kiadó 1958. VII. füzet.
- [6] *T. Huus - R. B. Day.* : Phys. Rev. 91/a/1953/599.
- [7] *N. Jarmie - J. D. Seagrave.* : Charged Particle Cross Sections. 1956. LA-2014.
- [8] *E. Segre.* : Experimental Nuclear Physics John Willy Sons Inc., New York Chapman Hall. Ld. London vol. 1. Pt. II. p. 222.
- [9] Handbuch der Physik Band XXXVIII/2. Springer Verl. Berlin G.H. 1959. p. 1.
- [10] *H.A. Власов.* : Нейтроны Гостехиздат М. 1955. 9 §.
- [11] *E. Broda.* : A rad. kémia újabb eredményei. Akad. Kiadó /1952/ 44 o.
- [12] *H.Г. Гусев - Е.Е. Ковалев.* : Номограммы для расчета защиты от гамма лучей Ra, Co⁶⁰, Cs¹³⁷, Ir¹⁹² атомиздат. Москва 1959.
- [13] *K. Wirtz - K. H. Beckurts.* : Elementare Neutronenphysik, Berlin G.H. 1958. Springer-Verl. p. 206.
- [14] *Rockwell,* U.S. Atomic Energy Comission. Reactor Shielding Design Manual. Mc. Graw-Hill Book Company, Inc. 1956.



Be(α , n) NEUTRONFORRÁSOK ENERGIASPEKTRUMA

Medveczky László

A Be(α , n) források gyors neutron energiaspektrumára vonatkozó adatok összefoglaló ismertetése után, két komerciális Po-Be és egy Ra-Be forrás gyors neutronspektrumára vonatkozó vizsgálatunk eredményét ismertetjük.

A Po-Be neutronforrások energiaspektrumában az intenzitás maximumok helye és száma jól megegyezik. A tiznél nagyobb számú maximum közül a jelentősebbek 3,1; 4,2; 4,8; 6,4; 7,4 és 9,4 MeV energiánál vannak. A maximumok intenzitás viszonya és ezért az átlagenergia-érték (4,94 illetve 5,58 MeV) különböznek. Az itt közölt és az általunk korábban közölt Po-Be spektrumok - a források sajátosságainak figyelembevételével - jó összhangban vannak.

A Ra-Be forrás energiaspektruma szintén folytonos 1 és 6 MeV közötti intenzitás-maximummal és 11,5 MeV felső határral. Az átlagenergiaértéke 4,6 MeV. Vizsgálataink nem igazolták Hess és De Pangher azon számításait, amelyek a Ra-Be források spektrumában a $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$ reakción kívül lehetséges más magfolyamatokból származó neutronok energia és intenzitás eloszlására vonatkoznak.

A neutron felfedezéséhez Chadwick [1] 1932-ben tulajdonképpen a $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$ magfolyamat tanulmányozásán keresztül jutott. Neutronok előállítására több évig csak az (α , n) magfolyamatok szolgáltak. Más módszerekkel, gyorsítókkal előállított magreakciókkal, illetve reaktorokból jelentősen nagyobb neutronfluxus nyerhető, de az (α , n) magfolyamatot hasznosító neutronforrások azért ma is nélkülözhetetlenek. Különösen kedvelt az alkalmazásuk ott, ahol kiterjedelmű, vagy kisebb intenzitású neutronforrásra van szükség. Az ilyen forrás viszonylag olcsóbb és kezelőszemélyzet nélkül is folyamatosan használható.

Az (α , n) forrásokban céltárgyul könnyű elemeket használnak. Li, Be, B, O, F, Na, Mg, Al vagy ezen elemek kombinációjából készült források alkalmazásával egyaránt találkozhatunk, de kétségen kívül a berilliumos neutronforrások a legelterjedtebbek, ami érthető, ugyanis ennél az elemnél legnagyobb az (α , n) magfolyamat hatáskeresztmetszete.

Alfa-sugárzóként a természetes radioaktív elemek (Ra^{226} , Rn^{222} , Po^{210} , $Th(C+C')$ Ac^{227} /¹/ és transzuránok / Pu^{239} , Am^{241} , Cm^{242} / szerepelnek, amelyek közül a bomlástermékeivel együtt lévő Ra^{226} és a Po^{210} felhasználását láthatjuk leggyakrabban. A hosszabb felezési idő, a fémöntvény alakjában való előállítás lehetősége és az, hogy a Po^{210} -hoz hasonlóan szintén csekély a γ háttér, újabb - különösen $PuBe_{13}$ ötvözet alakjában - a Pu-Be forrásokat tette elterjedtté.

A $Be(\alpha, n)$ forrásokból kilépő neutronok elsősorban a $Be^0(\alpha, n)C^{12}$ magfolyamatból származnak. Ezen kívül még a $Be^0(\alpha, n)B^9$ és a $Be^0(\alpha, n)He^4$ magfolyamatok is végbemehetnek. Ez utóbbi reakciók Q értéke $-1,667$ ill. $-1,572$ MeV [15], tehát a küszöbenergia a $Be^0(\alpha, n)C^{12}$ magfolyamaténál jelentősen magasabb. *Bjerge* [16] az említett két magfolyamathoz tartozó neutronokat $4,9$ MeV-nél, *Stuhlinger* [17] $4,8$ MeV-nél nagyobb energiájú alfarészek esetében észlelte. Ezen kisebb energiájú neutronokat szolgáltató magfolyamatok tehát olyan forrásoknál jelentősek, amelyekben az alfasugárzó Ra , Rn , $Th(C+C')$ vagy Ac .

Energetikailag lehetséges továbbá, hogy a forrás által kibocsátott neutronok (szekunder) neutrontermelő folyamatot hoznak létre. Ezen magfolyamatok hatáskeresztmetszete a primér reakciónál jelentősen kisebb [18, 19], ezért e magfolyamatok ismeretétől eltekintünk.

I. A $Be(\alpha, n)$ FORRÁSOK ENERGIÁJÁRA VONATKOZÓ ADATOK (ÖSSZEFOGLALÁS)

A $Be(\alpha, n)$ forrásokat tehát a $Be^0(\alpha, n)C^{12}$ magfolyamat vastag céltárggyal történő előállításának tekinthetjük, amelyek spektrumát - az előbb említettektől eltekintve - az alábbi tényezők befolyásolják:

- a./ a forrásban lévő alfaemittáló (vagy emittálók pl. Ra - Be) energiája,
- b./ a Be target vastagsága, illetve a szemcsék mérete,
- c./ a forrás alakja (homogén, sík, hengeres, stb. Homogén forrásokban az alfarészek bombázási lehetősége minden irányban azonos, a többi forrásban bizonyos irányok kitüntetettek.)

A fentiek alapján, a $Be(\alpha, n)$ forrásokat magfizikailag nem szabad külön tárgyalni. Alfa-sugárzók szerinti csoportosítás csak a spektrumok összehasonlításának megkönnyítése miatt engedhető meg.

A nagy anyagra való tekintettel a különböző szerzők által közölt energia-eloszlásokat táblázatosan összesítjük, s ahol a lehetőség megvolt, grafikusán is bemutatjuk. E forrásokra vonatkozó közlések közül, csak azok feldolgozására szorítkoztunk, amelyek a források neutronenergia spektrumával foglalkoznak, vagy arra vonatkozóan is közölnek adatot. Több szerzőnél ez csak mellékeredmény, mert a forrást egyéb vizsgálatokhoz használták fel. Mások elsődleges célja neutronspektrométer szerkesztése és csak a mérőberendezéssel elérhető energiafelbontás bemutatására közölnek energiaspektrumot. Sokszor a forrásra vonatkozó minden adat és a spektrum diszkussziója is hiányzik, pl. [20, 21]. Ábráinkon a hatótávolságok illetve az energiák szerinti intenzitás eloszlásokban (dN/dR ill. dN/dE) a maximumot ugyanolyan ordináta érték jelöli. A hatótávolság

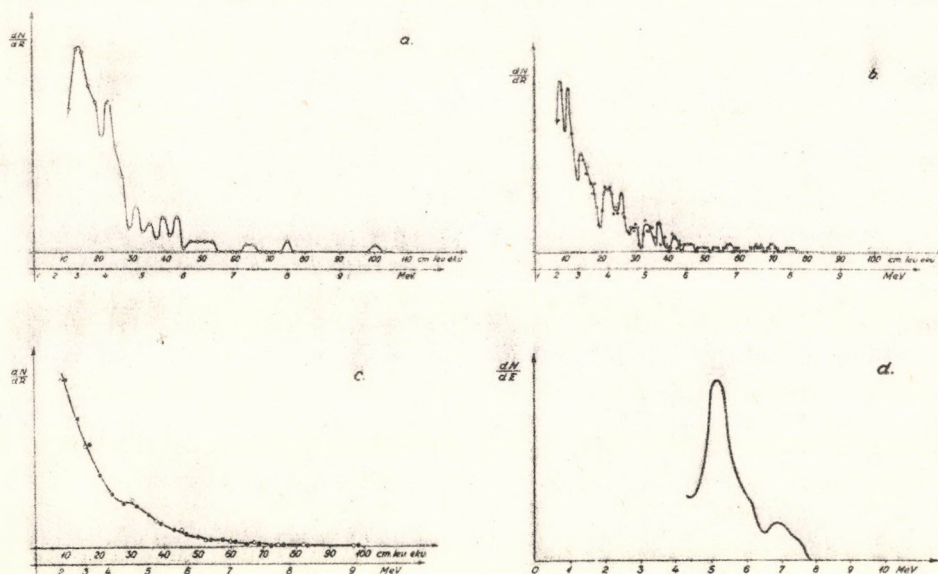
¹/ Po^{210} (RaD) felhasználásával készült forrásokat is hoznak forgalomba. Ezekről a Po - Be forrásokéval azonos neutronenergia-eloszlást kell várnunk [30], mert a RaD és RaE gyakorlatilag nem emittál α -részeket, továbbá neutrontermelés szempontjából a RaD és RaE bomlását kísérő γ sugárzás nem számottevő.

függvényében feltüntetett intenzitás-eloszlásoknál az energialeptéket is feltüntettük. Az energia szerinti lineáris léptékkel feltüntetett spektrum elkészítése mérési adatok hiányában az eloszlás meghamisításának veszélye nélkül megvalósíthatatlan volt.

Az I. táblázatban a források energiájára vonatkozó adatokat időrendi sorrendben gyűjtöttük össze^{1/} és mindig szigorúan ragaszkodtunk a szerzők közléséhez. Így elsősorban a maximumok, illetve a maximális energia értékét csak akkor adjuk meg számszerűen, ha az a közleményben is szerepelt.

I. A neutron felfedezését követő első években közölt energiaeloszlások

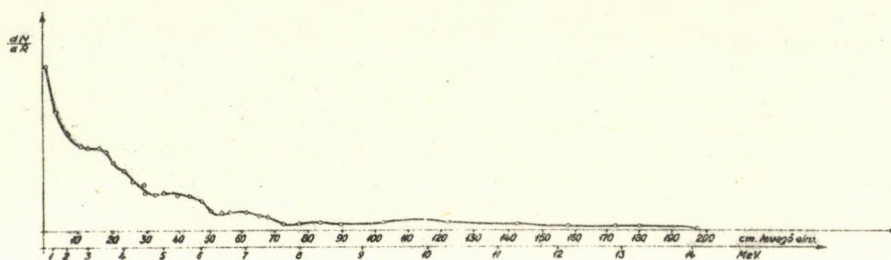
A neutronenergiaeloszlásra vonatkozó közlések jelentős része ma már csak történelmi jelentőségű. Az első években általában párhuzamosan szembenfekvő vastag Be-réteg és fémkorongon lévő alfaemittálóval hozták létre a $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$ magfolyamatot és a kibocsátott részecskék maximális energiájának megállapítására irányultak a vizsgálatok, de már az 1932-ben megjelent közleményekben is [2-6] több csoport felismeréséről találunk említést.



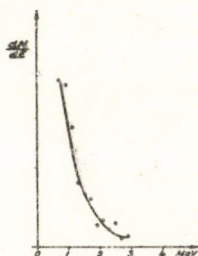
1. ábra. Po-Be neutronforrás energiaeloszlása a./ Blau [12] b./ Bonner és Moti-Smith [13] c./ Bernardini és Bocciarelli [9, 14] d./ Az energiaeloszlás 4,3 MeV feletti "legvalóságosabb alakja" Bernardini és Bocciarelli [10] szerint.

^{1/} Néhány helyen eltérés van a feltüntetett időpont és a közlemény megjelenési ideje között. A korábban titkos anyagoknál nem a feloldás, hanem a dolgozat dátumát közöljük. Több eredményt annak szerzője már kongresszuson ismertetett, vagy más formában hozott nyilvánosságra, de nyomtatásban esetleg csak évek múlva közölt (pl. [22]). Ilyen esetben megkülönböztetést csak akkor tettünk, ha az időkülönbség számottevő és egyértelműleg kiderült a közleményből.

E kezdeti időszakot jellemzi az is, hogy az energiaspektrumok (1.1, 2, 3 ábrák) értelmezése általában ma már nem állja meg a helyét. A Bohr-féle közbenső magra való utalást csak *Bernardini* és *Bocciarelli* [9-11] dolgozataiban találhatunk. Hasonlóan itt jelenik meg először a mérési eredmények feldolgozásánál a neutron-proton ütközési hatáskeresztmetszet figyelembevétele, de az jóval később [8] újra hiányzik. A szerzők általában még nincsenek tekintettel a mérési elrendezésük által okozott tényezőkre. Sehol sem találunk itt még utalást a környezet által szórt neutronokra és nem veszik tekintetbe a mérőberendezés méreteinek az eloszlást befolyásoló hatását.



2. ábra. Rn-Be neutronforrás hatótávolság eloszlása *Dunning* vizsgálatai [7] alapján.

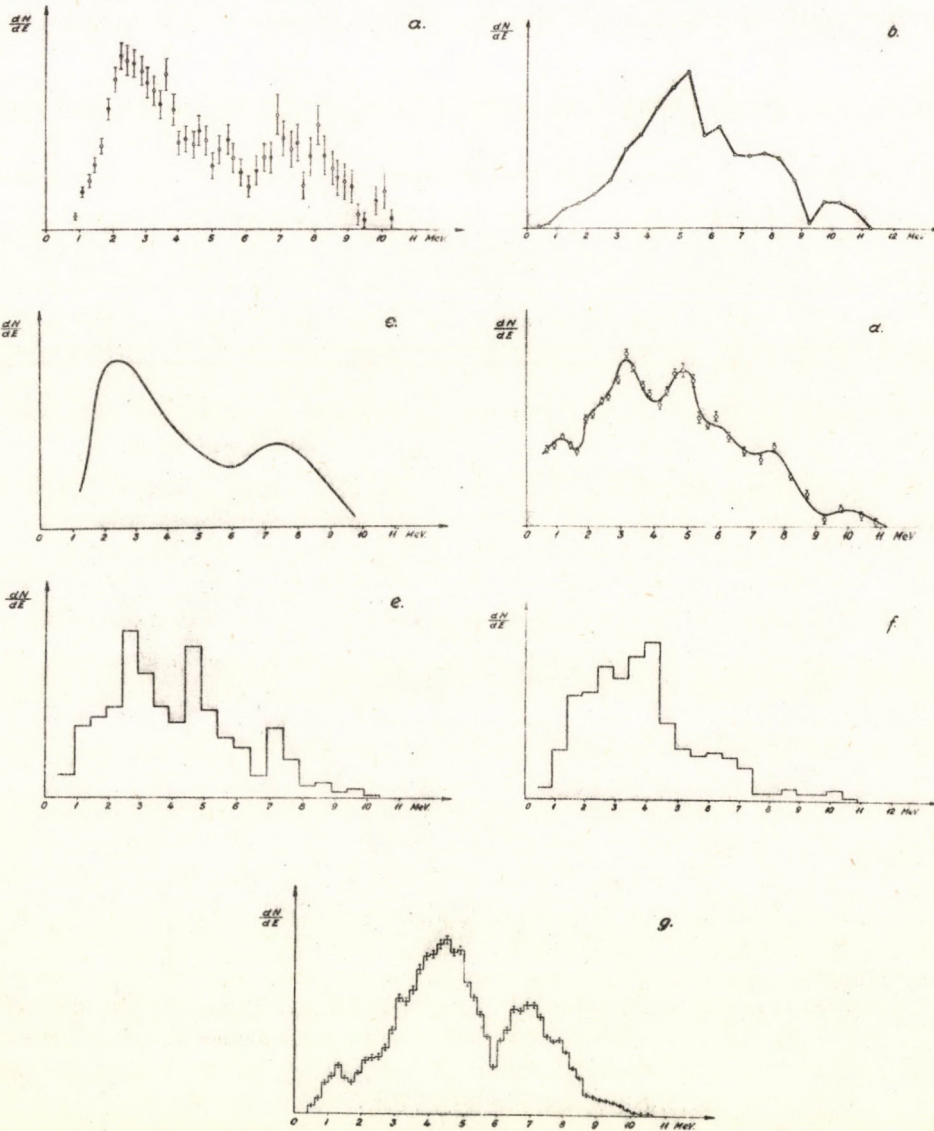


3. ábra. Ra-Be neutronforrás energiael-
oszlása *Bagge* [8] mérése alapján.

2. Po-Be neutronforrás energiaspektruma

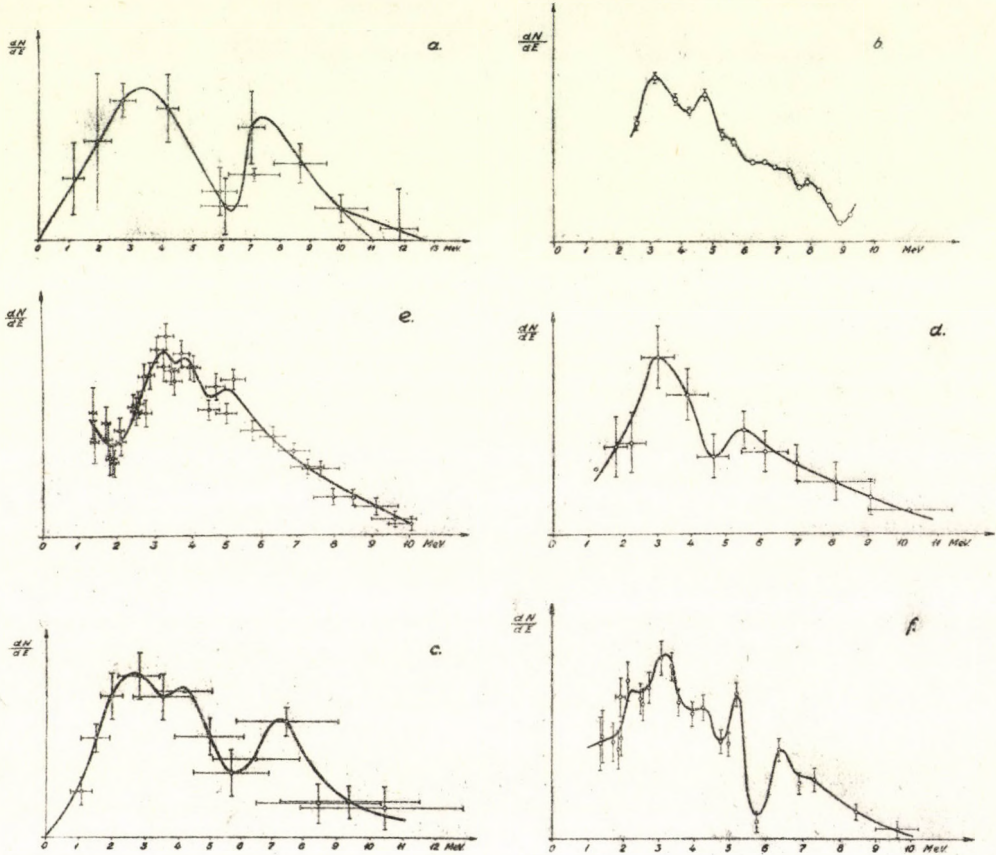
Po-Be neutronforrások energiaeloszlására vonatkozólag mint az I. táblázatban és a 4. 5. 6. ábrából láthatjuk elég szép számmal közöltek kísérleti eredményt az irodalomban. Összehasonlítva azokat, csupán a gyorsneutronspektrum kb. 11 MeV-nél lévő felső határában találhatunk egyezést. A maximumok helye és száma lényegesen különbözik még ugyanazon berendezéssel eszközölt mérések esetén is. Éppen ez alapján jutott *Cochran* és *Henry* [23] arra a következtetésre, hogy a források "individuális spektrummal" rendelkeznek. *Whitmore* és *Baker* [24] lényegesen kisebb statisztikai hibával és kisebb szórást adó módszerrel dolgozott. Az idevágó irodalomban eddig övök volt a legismertebb spektrum, értelmezésében azonban súlyos nehézség mutatkozik. A 4,8 MeV-nél lévő maximumot a C^{12} végmag 2,5 MeV energiájú gerjesztett állapotával magyarázzák. Időközben kétséget kizáró módon megállapítást nyert, hogy a C^{12} mag 4,43 MeV alatti gerjesztési nivóval nem rendelkezik [25]. Ennek megfelelően kb. 6 MeV-nél a Po-Be forrás spektrumában intenzitás minimumot kell észlelni, amit több szerző eredménye [21, 23, 26,

27, 28, 29] mutat is. *Whitmore* és *Baker* viszont 5,8 MeV-nél kis maximumot kapott. *Sen* [30] a neutronoknak a forráson belüli rugalmas ütközésében és az így létrejött energiavesztéssel magyarázza az energianívó hiányában nehezen értelmezhető maximumot. *Hess* szerint [31] e folyamat legfeljebb 20-30 %-ban következik be, de számításai szerint az nem hoz létre a spektrum alakjában jelentős változást. Magfizikailag legegyszerűbben e



4. ábra. Po-Be neutronforrás fotoemulziós módszerrel mért energiaspektruma. a./ *Richards* [26] b./ *Demers* [44] c./ *Perlman, Richards és Speck* [27], az ábrát *Hess* [31] közleményéből vettük át. d./ *Whitmore és Baker* [24] e./ *Sen* [30] f./ az e./ alatti forrás Pb abszorbensszel. g./ *Medveczky* [29] vizsgálatai alapján.

dolgozat szerzőjének korábbi eredménye [29] magyarázható és Hess [32] szerint a Po-Be forrás energiaeloszlására vonatkozólag a legjobbnak ez mondható. Igen sajnálatos, hogy Whitmore és Baker közlése a forrásra és a mérési módszerre nézve hiányos. Ezen adatok hiányában ugyanis nem lehet spektrumuk és a szerző korábbi eredménye között fennálló diszkrétanciát megszüntetni^{2/}. Nem valószínű, hogy Whitmore és Baker mérés-technikai hibát (pl. a dőlésszög maximálásának figyelmen kívül hagyása, amire dolgozatukban utalás nincs) követett volna el, akkor viszont a Po-Be neutronforrások energiaeloszlásá-

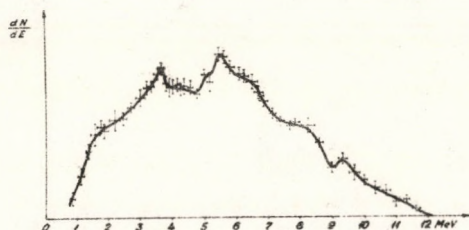


5. ábra. Po-Be neutronforrás proporcionális számláló és abszorbens, illetve proporcionális számlálóból készített teleszkóp spektrométerrel nyert energiaspektruma. a./ Gossick és Henry [21] b./ Gursky, Cowan és Winnemore [46] c./ d./ e./ f./ Cochran és Henry [20, 23, 28] mérése alapján.

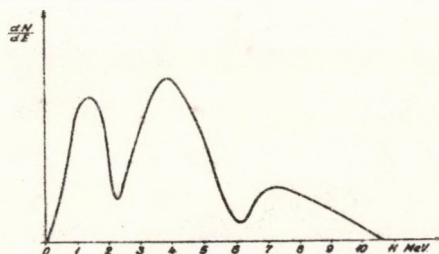
^{2/} Whitmore és Baker a neutronok energiájának értékéül a visszalökött protonét vették, figyelmen kívül hagyva a kettő irányba által alkotott szög \cos^2 -val való osztást. Ezt a korrekciót majdnem fedik a statisztikus hibák, de valószínűleg valamennyi energia kb. 2,5-3 %-kal egy nagyobb lenne [49].

nak kísérleti meghatározását nem tekinthetjük lezárt kérdésnek.

A bemutatott kísérleti eredményeken kívül többen végeztek számítást a Po-Be forrás várható gyors neutron energiaspektrumára vonatkozóan. Legújabbán Hess [31] számolta ki több (α, n) forrás spektrumát, így a Po-Be, Ra-Be, Pu-Be forrásokét is. A Po-Be forrásra vonatkozó energiaeloszlás (7. ábra.) jobb eredményt mutat ugyan korábbi szerzők hasonló próbálkozásánál, de a mérések által nyújtott spektrumokkal az egyezés nem mondható kielégítőnek. Hess számításaiban nem vette tekintetbe a magfolyamatból származó neutronoknak az őket kiváltó alfa részek irányához való szögeloszlásának anizotrópiáját. Számítási módszere a szerző szerint nem is érzékeny erre. Nyilvánvaló, hogy a számított neutronspektrumok csak akkor adhatnak majd jó egyezést a kis hibával rendelkező kísérleti eredményekkel, ha a magfolyamat pontos neutronerjesztési görbéjén kívül még a helyes szögeloszlást is tekintetbe veszik. Természetesen az így számított energiaspektrum is csak homogén, hordozómentes és ideálisan vékony Po^{210} -et tartalmazó neutronforrás esetére lesz érvényes.



6. ábra. Po-Be neutronforrás szcintillációs koincidencia spektrométerrel nyert energiaspektruma [45].



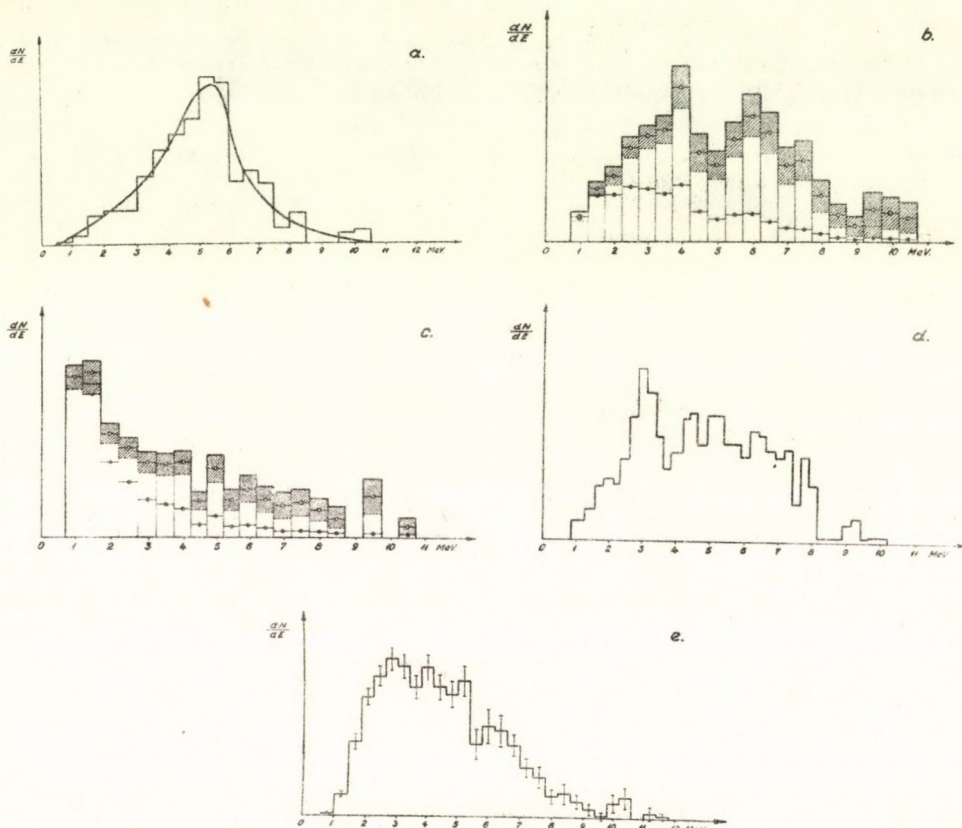
7. ábra. Po-Be neutronforrás energiaspektruma Hess [31] számítása szerint.

3. Ra-Be neutronforrás energiaspektrumára vonatkozó irodalmi közlések

A Ra-Be neutronforrások energiaeloszlása a Po-Be forrásokénál várhatólag komplikáltabb, mert ez utóbbiaknál lévő egyetlen alfakibocsátó helyett, a Ra^{226} bomlásából származó sor többi emittáló tagja, összesen 5 különböző energiájú csoport hozza létre a magfolyamatot. E forrásokban az (α, n) magfolyamaton kívül még a (γ, n) magfolyamatokból is keletkeznek kb. 0,6 MeV-nél kisebb energiájú neutronok. Ezek száma azonban a szokásosan készült [33] Ra- α -Be forrás energiaeloszlásában nem hozhatnak létre jelentős változást, mert az összes keletkezett neutronoknak csak körülbelül 3 %-át [31] képezik.

A spektrum várható felső határa kb. 13 MeV. E neutronok száma kicsi és - talán apparatív okokból is - az észlelt maximális energia valamennyi szerzőnél (8 és 9 ábra, továbbá I. táblázat) alacsonyabb. A neutronspektrumokban észlelt különbséget a szerzők többféle okkal magyarázzák. Többen [22, 24, 25] gondolnak az ólomabszorbens

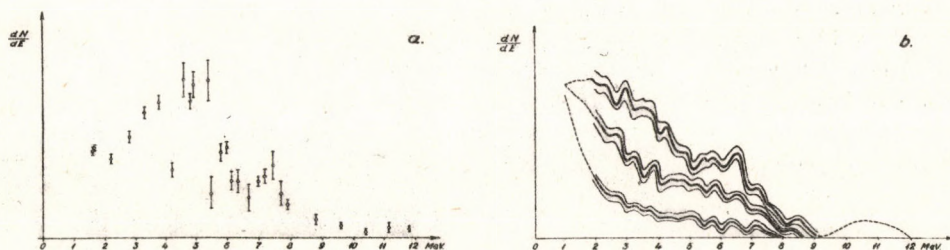
vastagságára, illetve a rugalmatlanul szóródó neutronoknak az energiaeloszlás alakját befolyásoló hatására. Érvényesülhetnek a berendezés mérete, a forrás alakja által létrehozott effektusok [34] is, bár *De Pangher* legújabb vizsgálatai [36] ezt nem igazolták. Három különböző méretű Ra-Be forrás átlagos neutronenergiáját mérve, nem tapasztalta annak a forrás alakjától való függését. Még kevésbé látszik valószínűnek, hogy az alfaforrás vastagsága volna legnagyobb befolyással [35] a maximumok helyére, alakjára.



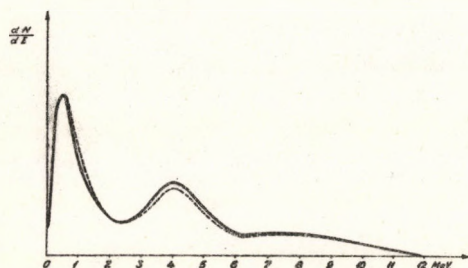
8. ábra. Ra-Be neutronforrás fotoemulziós módszerrel mért energiaspektruma a./ *Demers* [50] b./ *Teucher* [51] c./ *Houtermans és Teucher* [22] d./ *Watson e./ Drška, Chudáček és Štěrba* [35] vizsgálata alapján. b./ és c./ ábrában az észlelések számát \bullet jelzi, \circ ugyanaz a korrigálás után. A vonalkázott terület a statisztikai hiba értékét mutatja. d./ ábrát *De Pangher* [42] közléséből reprodukáltuk.

A Ra-Be neutronforrások energiaspektrumával foglalkozva szólnunk kell a $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$ magfolyamaton kívül lehetséges előbb már említett reakciókból származó neutronokról, amelyekről többször mint e forrás spektrumának "lassu neutron csoportjára" is olvashatunk. A gyors és ez utóbb említett neutronok intenzitás-arányát illetően az irodalomban igen nagy az ellentmondás. Korábbi szerzők [16, 17, 37] szerint "a lassu csoport" az összes neutronok intenzitásának 90 %-át képezi. Később [38] mérték azon távolság négyzetátlagát, ami alatt a forrásból kilépő neutronok az indium rezonancia szintjére (1,44 keV) lassultak le vízben. Majd ugyanezt *Richard*s [26] Po-Be forrásra

vonatkozó spektrumából feltételezett energiaeloszlás alapján számolták és e távolságra kb. 30 %-al nagyobb értéket kaptak. A különbséget a lassu csoportnak tulajdonítva, annak arányát a gyors neutronokéhoz viszonyítva, 30 %-ra becsülték. *Salow* és munkatársai [39] Ra- α -Be és Ra- γ -Be források paraffinon thermálisra lassult neutronjainak viszonylagos számát mérte a paraffin rétegvastagság függvényében és megállapította, hogy a fotoforrás közepes energiájánál kisebb energiával a Ra- α -Be forrás összsejtonjainak legfeljebb 10 %-a rendelkezik. *Hill* [40], az 1 MeV-nél kisebb energiájú neutronok számát az összintenzitás 10 %-ában maximálja. Legújabbban *De Pangher* [41] a spektrumnak



9. ábra. Ra-Be neutronforrás energiaspektruma *Hill* (a.) [40] illetve *Schmidt-Rohr* (b.) [34] mérései szerint. A b. spektrum 0; 5 illetve 10 cm Pb abszorbenssel készült. Növekvő abszorbens vastagsággal az intenzitások csökkennek. A vékony vonalak a statisztikai hiba határát jelzik. A szaggatott vonallal jelzett részek egyes impulzusok vizuális észleléséből származnak.



10. ábra. Ra-Be neutronforrás számított energiaspektruma.

— *De Pangher*
 - - - *Hess*

azon részintenzitását, amely az átmeneti atommag három részecskére való széteséséből származik, 37 %-ban állapítja meg, majd a 0,1 MeV-nél kisebb energiájú neutronokat az összintenzitás 26 %-ául veszi [42]. *Hess* [31] Ra-Be neutronforrás energiaeloszlására vonatkozó számításaiban a kisenergiájú neutronok létrejöttét a $\text{Be}^9(\alpha, \alpha' n)\text{Be}^8$ magfolyamatnak tulajdonította. A két szerző számítási eredménye között a különbség jelentéktelen. Szerintük a Ra-Be források által kibocsátott neutronok spektrumában a 2 MeV-nél kisebb energiájú részecskék intenzitásának a csökkenő energiák felé haladva kb. 0,5 MeV-nél elért maximális intenzitással, hirtelen növekedést kell mutatnia (10. ábra.).

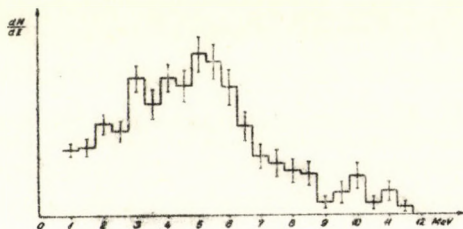
4. Po-on és Ra-on kívül még használatos α -kibocsátókkal készült Be(α, n) források energiaspektruma

Vizsgálatunk célja a Po-Be és Ra-Be források gyors neutron energiaspektrumának mérése. A teljesség kedvéért e két forrásra vonatkozóan az irodalomban talált ada-

tokat kiegészítettük a többi Be(α, n) forrásra vonatkozó néhány spektrum közlésével.

A Rn-Be neutronforrás energiaspektrumát *Dunning* [7] vizsgálta. Az általa nyert hatótávolság-eloszlást a 2. ábrán már bemutattuk. E források szélesebb körű használatával az emanációveszély és főként a Rn rövid felezési ideje miatt ma igen ritkán találkozunk. Ujabb adatot mindössze *Bak* és munkatársai [65] közlésében találunk, akik több különböző Rn-nal készült (α, n) neutronforrás átlagenergiáját mérték és azt 2,0 - 4,7 MeV értékek adják meg.

Az Ac-Be forrásokban Po-Be-hez hasonlóan szintén csak egy alfa-emittáló van, az Ac²²⁷, de ennek felezési ideje (22 év) a Po²¹⁰-nél sokkal hosszabb. Ilyen neutronforrás energiaeloszlására vonatkozóan eredményt *Dixon* és munkatársai [63] publikáltak (11. ábra.) amit fotoemulziós módszer felhasználásával nyertek. Az energiaspektrumot nagy vonásokban *Whitmore* és *Baker* [24], továbbá *Elliot* és munkatársai [45] Po-Be forrásra vonatkozó energiaeloszlásával tartják a szerzők megegyezőnek. Az α kibocsátó nagyobb energiája miatt a Po-Be spektrumával összehasonlítva itt valamennyi maximum kb. 0,5 MeV-vel a nagyobb energiák felé tolódott el.



11. ábra. Ac-Be neutronforrás energiaeloszlása [63]

Rövid felezési ideje és nagyobb mennyiségben való előállításának nehézsége miatt nem szokásos (α, n) forrást Th(C+C') felhasználásával készíteni, bár mindkét alfa-kibocsátó nagy energiájú sugárzása miatt, az előnyösnek látszana. Készítésével illetve vizsgálatával egyedül *Bromley* közleményében [60] találkoztunk, aki a 4 mC intenzitású forrás energiaeloszlását (12. ábra.) ködkamrával mérte. A szerző szerint a

I. Táblázat

A Be(α, n) neutronforrások energiaeloszlására vonatkozó irodalmi közlések.

(A táblázatban a mérési módszerre vonatkozó használt rövidítések: ion. k. = ionizációs kamra és abszorbens együttes alkalmazása; köd.k. = ködkamra; foto. = fotoemulziós módszer prop. = proporcionális számláló és abszorbens együttes alkalmazása; sz.k.s. = szcintillációs koincidencia spektrométer; tele. = ionizációs kamrákból, illetve proporcionális számlálóból készített teleszkóp spektrométer.

1. oszlop: A vizsgálat, vagy közlésének éve.
2. oszlop: A forrásban használt α -kibocsátó.
3. oszlop: Szerzők neve.
4. oszlop: Mérési módszer.
5. oszlop: A mért visszalökött részecskék száma.
6. oszlop: A szerzők által közölt maximumok MeV-ben.
7. oszlop: A forrás maximális energiája a szerzők szerint MeV-ben.
8. oszlop: Az irodalmi jegyzék megfelelő sorszáma.
9. oszlop: A spektrumot bemutató ábra száma.)

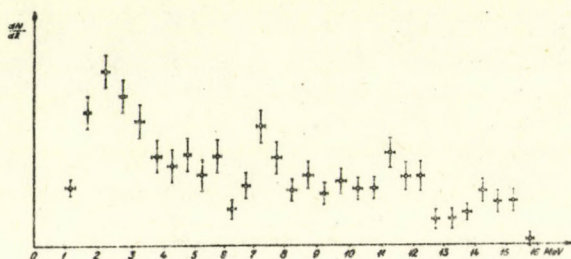
I. Táblázat

(A táblázat magyarázata a 142. oldalon.)

1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.
1932	Po	Chadwick	ion.k.			5,7	52	
1932	Po	Curie és mások	ion.k.		4,5; 7,8		2	
1932	Po	Feather	köd.k.			7,6	3	
1932	Po	Meitner és mások	köd.k.	95	0,28	6,3	4	
1932	Po	Auger	köd.k.				5	
1932	Po	Blau és mások	foto			kb. 9	6	
1933	Po	Auger és mások	köd.k.	151			53	
1933	Po Rn	Auger	köd.k.	418	5-10 mm		37	
1933	Po	Chadwick	ion.k.		H. ekv.		54	
1933	Po	Curie és mások	ion.k.		4,1 > 8		55	
1933	Po	Rieder	köd.k.	87	4,5; 7,8; 6/7/;		56	
1933	Po	Kirsch és mások	foto			12,5	57	
1934	Po	Blau	foto	500			12	1. a.
1934	Rn	Dunning	ion.k.		0,5-1,5; 4,8; 6,5; 8,0; 12,5; 14,2	14,2	7	2
1934	Po	Winand	ion.k.		4,05; 7,5 ill. 4,5 ± 10 % 8,4 ± 10 %		58	
1934	Po	Bonner és mások	köd.k.	575		8,1	13	1. b.
1936	Po	Bernardini és mások	prop. tele		4,2; 6,3; 7,9	11	9, 10, 14	1. c. 1. d.
1940	Ra	Bagge	köd.k.	330			8	3
1944	Po	Richards	foto	1000	2-4	10,25	26	4. a.
1945	Po	Demers	foto	1284	5,2; 10,1		44	4. b.
1945	Ra	Demers	foto	357	5		50	8. a.
1946	Po	Perlman és mások	foto				27	4. c.
1946	Po	Richards és mások	foto		2-3	10	43	
1947	Ra	Hill	prop. tele	15000		12	40	9. a.
1949	Ra	Teucher	foto	650	4; 6-8; 3-8		51	8. b.
1949	Ra	Houtermans és mások	foto		1		22	8. c.
1950	Po	Gossick és mások	prop.				21	5. a.
1950	Po	Whitmore és mások	foto	7000	3,2; 4,8; 7,7; 1,2; 11; 5,8 (?); 9,7 (?);		24	4. d.
1951	Ra	Watson	foto	505			59	8. d.
1951	Th(C+C')	Bromley	köd.k.		2,15; 7,3; 11,5; 14,5	15,5	60	12
1953	Po	Cochran és mások	prop. tele				23	5. c. d.
1953	Po	Gursky és mások	prop. tele		3,2; 4,6; 5,5		61	
1953	Ra	Schmidt-Rohr	ion.k. tele	5000			34	9. b.
1954	Po	Gursky és mások	prop. tele		3,25; 4,8; 7,9 5,9(?) > 9,0(?)		46	5. b.
1954	Po	Winnemore és mások	prop. tele		3,4; 5,9; 7,7 9,5		48	
1954	Po	Elliot és mások	sz. k. s.		3,7; 5,5 9,4 nagy 1,8; 5,0; 8,3 6,5 kisebb		45	6.
1954	Po	Medveczky	foto	12315	1,3; 4,4; 6,9	10,7	29	4. g.
1955	Po	Baer	prop. tele				28	5. b.
1955	Po	Cochran és mások	prop. tele				20	5. e.
1955	Pu	Stewart	foto	2057	3-5; 7,5; 9,6	10,6	62	13
1957	Ac	Dixon és mások	foto	1013			63	11
1958	Ra	Drška és mások	foto	2020			35	8. e.
1959.	Po	Sen	foto	1010			30	4. e. f.
					ill. 750			
1960	Pu	Broek és mások	sz. k. s.		9,7		64	

bombázó α -részecskék nagy energiája miatt a C^{12} végmag 7,6 MeV-nél magasabb gerjesztési szintjeiből való átmenete, valamint a magfotoeffektuson kívül még a $Be(n, 2n)2\alpha$ és a $Be(\alpha, n)3\alpha$ magfolyamatok is lehetségesek energetikailag, de e folyamatokból származó neutronok kis száma nem befolyásolja az energiaeloszlást.

Az alfa bomló transzuránok közül Pu^{239} , Am^{241} és Cm^{242} felhasználásával szoktak neutronforrásokat készíteni. Sajnos az utóbbi két alfa-emittálóval készült forrás energiaspektrumával kapcsolatosan nem sikerült adatot találni a rendelkezésünkre álló irodalomban.



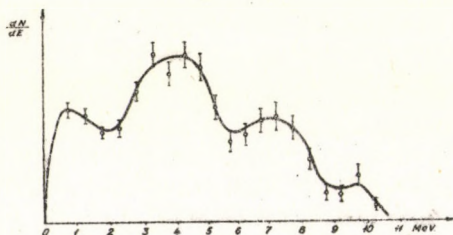
12. ábra. $Th(C+C')$ -Be neutronforrás energiaspektruma [60]

A Pu-Be forrás legtöbbször $PuBe_{13}$ ötvözetként kerül forgalomba. E forrás több okból kifolyólag igen előnyös.

1./ Fémötvözet lévén a Be és Pu keveredése homogén, a forrás neutronspektruma nem lehet a Be szemcsék méretének függvénye és fajsúly szerinti szeparálódás nem léphet fel.

2./ Igen csekély a γ intenzitás,

3./ A forrás élettartamát, illetve stabilitását a Pu^{239} hosszú (24360 év) felezési ideje szabja meg. Más lehetséges izotópok még a Pu^{238} , Pu^{240} és Pu^{241} . A Pu^{239} felezési ideje 89,6 év, de a szokásos forrásokban igen csekély mennyiségben van jelen még a szintén kevés, 6580 év felezési idejű Pu^{240} mellett is. Így ezen izotópok jelenléte pár évtizedes periódusban sem változtatja számottevően a forrás intenzitá-



13. ábra. Pu-Be neutronforrás energiaspektruma [62]

sát. Veszélyesebb e szempontból a Pu^{241} mennyiség aránya, mert annak leányterméke az Am^{241} viszonylag rövid 12,9 év felezési idővel bomlik. A Pu^{241} nagyobb mennyisége a forrás neutron intenzitásának nagy stabilitását rontaná [66].

4./ Megemlítjük még, hogy a Ra-Be források árához viszonyítva a $PuBe_{13}$ olcsó

$Pu-Be_{13}$ neutronforrások energiaspektrumát Stewart [62] tanulmányozta. A fotoemulziós módszerrel készült energiaeloszlást a 13. ábrán mutatjuk be. Korábbi szerzők Po-Be forrásra vonatkozó eredményével [24] összehasonlítva az egyezést 6 MeV felett megfelelőnek tartja. Ezen határ alatt azonban lényeges az eltérés, mert 3 és 5 MeV között csak egy nagy maximumot észlelt. A 9 - 10 MeV között jelentkező kisebb maxi-

mum a C^{12} végmag alapállapotába való átmenetbe tartozó neutronok előreszórását engedi sejteni. Legújabbban *Broek* és *Anderson* [64] szcintillációs módszerrel megismételték *Stewart* vizsgálatait és azzal egyező eredményt kaptak. Határozottan megerősítették a 9,7 MeV-nél lévő maximum létezését. Meglepő *De Fangher* eredménye [36], aki a Ra-Be forrásokkal ellentétben a Pu-Be neutronspektrumoknak a forrás méretétől való függését észlelte.

II. A VIZSGÁLT NEUTRONFORRÁSOK FŐBB ADATAI ÉS A MÉRÉSI METODIKA

1. Po-Be források

A Po-Be források készítési módjára vonatkozóan sajnos csak hiányos tájékozódásunk van. Az *Amershamból* származó forrás (továbbiakban Po-Be II.) a berilliumot por alakban (szemcseméret 200-300 mesh) tartalmazta, s erre desztillálták rá a gyakorlatilag hordozómentes poloniumot [67]. A másik forrás (továbbiakban Po-Be I.) a neutronfluxus /Curie értékből következtetve más eljárással készülhetett. A specifikus neutronfluxus értékből az valószínűsíthető, hogy a forrásban a Po hordozóval volt jelen.

A források és a besugárzási körülmények főbb adatait a II. táblázat tartalmazza. A vizsgált Po-Be források hengeralakúak voltak, amelyek tengelyének irányában helyeztük el a magfizikai lemezeket. A besugárzást 4 méter magas helyiségben végeztük. A szoba középpontjában függesztettük fel a forrást vékony dróton és a besugárzandó emulziókat kivéve 2 méternél közelebb egyik irányban sem volt a neutronok szórását létrehozó más anyag. A besugárzás tartama alatt a lemezeket a fénybiztos papircsomagolásban belül alumíniumfólia burkolta. A lemezek és a forrás hossz tengelye közös egyenesbe esett. A lemezeknek a forrásokhoz viszonyított besugárzás alatti helyzetéből kifolyólag a méréseket is a lemez hossz tengelye mentén végeztük, attól legfeljebb 2 mm-re távolodva el. Besugárzási körülményeinket szerencsésnek mondhatjuk, mert a forrásból érkező neutronok iránya az emulziók hossz tengelyével azon a területen, ahol a mérések folytak mindkét esetben 1° -nál kisebb szöget alkotott.

2. A Ra-Be forrás

A Ra-Be forrás neutronenergiaspektrumára vonatkozó vizsgálati körülményeink nem oly kedvezőek, mint az a Po-Be források esetében volt. A forrás 50 mC $RaCl_2$ -ot tartalmazó kb. 10 mm átmérőjű 12 mm magas henger és készítési módja lényegében az *Anderson* és *Feld* által leírt módszerrel [33] volt azonos [69]. A lemezek besugárzása mindig 50 cm távolsággal történt, de különböző időtartamig. A legrövidebb besugárzási időtartam 8, a leghosszabb 50 nap volt. A forrásból származó gamma sugárzás intenzitásának csökkentésére 62 mm vastag ólomvértet használtunk. A forrás és az emulziók között - az előbbihez hasonló fényvédő csomagolásban kívül - még 0,5 cm vastag vaslemez volt. A forrást még 13 cm vastag paraffin és 2 cm vastag ólom köpeny is borította, amelyeken a besugárzás irányában 5 cm átmérőjű hengeres nyílás volt.

II. Táblázat:

A vizsgált Po-Be neutronforrások és a mérési körülmények főbb adatai.

A forrás száma vagy jele	Po-Be I. 377	Po-Be II NP 189
Előállító	Szovjetunió	The Radiochemical Centre, Amersham
Po-tartalom készítéskor és annak dátuma	4,1 Curie 1956.VII.26	10 Curie 1957.X.30
Be-tartalom	nem ismert	230 mg
Totális neutron- fluxus (bizony- latok szerint)	$8,2 \times 10^6$ n/sec $\pm 10\%$	$3,09 \times 10^7$ n/sec $\pm 10\%$
Forrás méretei: külső	13,5 mm Ø-jü 18,5 mm ma- gas henger	15 mm Ø-jü 17 mm magas henger
belső (aktiv térfogat)	nem ismert	7,4 mm Ø-jü 7,4 mm magas henger
A besugárzás időpontja	1956.nov.18.	1957.dec.15.
Időtartama	42 óra	12 óra
Lemezek távolsága (forrásszéltől le- mezzélig)	255 mm	250 mm

3. Mérési módszer

A neutronokat magfizikai fotoemulziókkal detektáltuk és az energia megállapítást a szokásos mó-
don, a visszalökött protonok energiájának mérése segítségével végeztük el. Ismeretes, hogy az energia- és
impulzusmegmaradási tételek alapján a visszalökött proton energiájából (E_p) a neutronenergiája

$$E_n = E_p \sec^2 \varphi$$

ahol φ a neutron és proton iránya által bezárt szög. A visszalökött protonok forrásául az emulzió zselatinjának hidrogén-tartalmát használtuk.

A Ra-Be forrás neutronspektrumára vonatkozó méréseinkben $\varphi \leq 15^\circ$ értéket választottunk, azaz csak olyan protonok nyomát mértük meg, amelyek az előhívatlan emulzióban 15° félnyílású kup térfogatóban volt. A kup szimmetria-tengelye a neutronok irányát jelentő $\varphi = 0$ iránnyal esett egybe. Elegendő nyomsűrűség esetében a mérést valamivel egyszerűsíthetjük. Ilyenkor a nyom irányának mérése helyett, csak ellenőrizzük, hogy annak iránya olyan derékszögű gulában haladjon, amelynek oldalai a gúla $\varphi = 0$ irányt jelentő magasságával α_{\max} illetve ψ_{\max} -nál kisebb szöget alkotnak. Ebben az esetben a neutronenergiáját

$$E_n = E_p \sec^2 \varphi$$

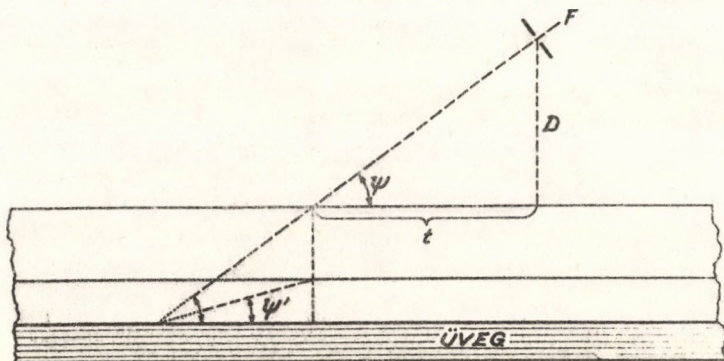
adja meg, ahol

$$\sec^2 \varphi = \sec^2 \alpha \cdot \sec^2 \psi$$

A Po-Be neutronforrások energiaeloszlására vonatkozó itt közölt méréseinkben lényegében ez utóbbi módszert alkalmaztuk. $\alpha_{\max} = \psi_{\max}$ értéke 10° volt. α értékét a mikroszkóp-okulárban a 0° és 10° irányokat jelölő okulárbetéttel könnyen kijelölhettük. Annak eldöntésére azonban, hogy a nyom előhívás előtti dőlési szöge $\psi \leq 10^\circ$ volt, meg kell mérni a mikroszkóp finombeállító csavarja segítségével a nyomnak az emulzió síkjára merőleges vetületének hosszát. A dőlési szögek így mért értékének átlagát (ψ) vettük az azimutális szög átlagául (α) is. α mérésének kiküszöbölése és a φ átlag-értékével való számolás nagy időmegtakarítást jelent.

A Po-Be források neutronspektrumának vizsgálatához mindkét esetben 200μ vastagságú Agfa K2 típusu emulziót használtunk. A lemezek elegendően frissek voltak és az összehasonlító lemezek vizsgálata alapján háttér levonására nem volt szükség. A háttérnyomok száma azonos emulziótérfogatra vonatkoztatva nem érte el a mért effektus $0,2\%$ -át.

A Ra-Be neutronforrás energiaeloszlásának vizsgálatához több típusú és különböző rétegvastagságú magfizikai lemezt használtunk. Ezek közül az Ilford C2 emulziókat azonosan kezeltük, mint azt a Po-Be-neutronforrásra vonatkozó korábbi vizsgálatainkban [29] tettük. Az emulziókat besugárzás előtt telített vizsgózoban $35 \pm 1 \text{ C}^\circ$ -on 90 órán keresztül eradikáltuk, majd megszáritottuk. Az így kezelt emulzióban törlés után közvetlenül előhívva csak legfeljebb 1-2 nyomot észleltünk, tehát a törlés megfelelő volt. A háttér levonását az összehasonlító lemezen a besugárzás időtartama alatt létrejött radioaktív nyomok mérése alapján végeztük.



14. ábra. Kollimált alfa sugárnyaláb iránya az emulzióban előhívás előtt (ψ) és után (ψ').

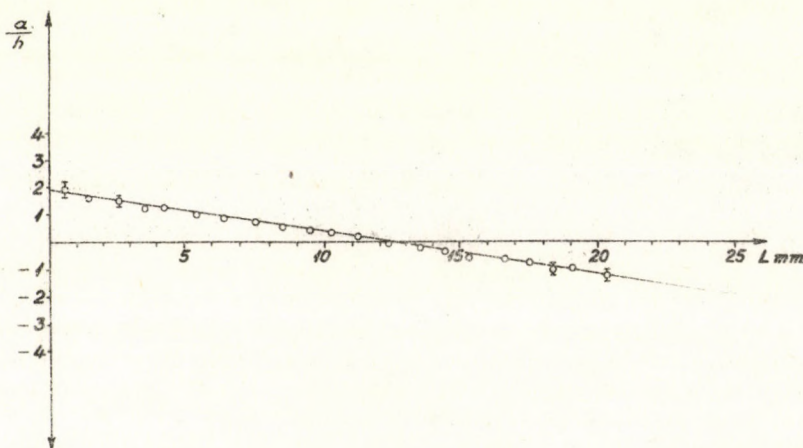
Ugyancsak összehasonlító lemez alapján állapítottuk meg a levonandó háttérrel a Forte P/22 és Agfa K2 emulzióknál is. A Forte emulziókat közvetlenül elkészítésük után kaptuk és kezdtük meg a besugárzást. Kedvezőtlenebb helyzetben voltunk az Agfa emulziókkal. Az előbb leírt módszerrel való törlésről az igen magas fátolképződés miatt, kénytelenek voltunk lemondani. (1954 és 1955-ben nyert e tapasztalatunkkal egyező eredményt közölt később *Lochmann* [70] is.) E vizsgálatokhoz használt 100 és 400μ rétegvastagságú Agfa K2 emulziókban (sorozatszám 8017, 8018) a háttér a szokásostól jelentősen eltért, mert a levegő és a hordozó üveglemez radioaktív elemeitől származó alfa nyomokon kívül 10μ -nál rövidebb nyomok is elég éles maximumot szolgáltatottak. Az említett szempontok miatt ezen Agfa K2 emulziók háttér-vizsgálatát fokozottabban gondossággal kellett végezni és annak megállapítását a neutronenergia-spektrum méréséhez felhasznált emulzió térfogattal egyező és tökéletesen azonos módon vizsgált összehasonlító lemez mérési eredménye alapján végeztük.

A visszalökött protonok mérésekből nyert energiaspektruma és az azt létrehozó neutronok energia intervallumonkénti intenzitás-eloszlása között különbség mutatkozik. Ennek oka a neutron-proton ütközési hatáskeresztmetszetének az energiától való függése, továbbá hogy az emulzió meghatározott vastagságu rétegében a különböző hosszúságu nyomok nem azonos valószínűséggel találhatók meg. Ez utóbbi tényező miatt szükséges korrekciót *Richards* [71] nyomán számoltuk ki, az n-p hatáskeresztmetszet értékét *Hughes* és *Schwartz* [72] közléséből vettük.

A visszalökött protonokkal végzett energiámérésünk lényegében a proton emulzióban megtett hatótávolságának megállapításán alapszik. Nélkülözhetetlen tehát e használt emulziótípusok pontos hatótávolság-energia összefüggése, mert annak pontossága az energiámérés eredményeinek megbízhatóságát is döntő mértékben befolyásolja.

A Forte P/22 és a törölt Ilford C2 emulziókra korábbi vizsgálataink alapján [73, 74] a *Lattes*, *Fowler* és *Cüer* által megállapított értékeket [75] használtuk fel. Az Agfa K2 emulziókra kísérleti körülményeink között vizsgálataink szerint [76] a *Bebel* által számított [77] hatótávolság-energia összefüggést kellett alkalmaznunk.

A vizsgálatokhoz használt magfizikai lemezeket az emulziótípus és rétegvastagságtól függően a megfelelő eljárással hívtuk elő. A Po-Be neutronforrásokra vonatkozó mérésekhez használt Agfa K2 emulziókat amidolos eljárással [68, 78, 80] kezeltük. Ugyanezen előhívási eljárást alkalmaztunk a Ra-Be forrás vizsgálatához használt 250 μ -os Forte P/22 és 400 μ rétegvastagságu Agfa K2 lemezekhez is. A vizsgálatban törölt Ilford C2 emulziókat *Wiener* és *Yagoda* közlése szerint [79] hydrochinonos eljárással hívtuk elő.



15. ábra. A vizsgálatoknál használt egyik emulzió zsugorodási tényezőértékének meghatározása ($S = 1,12 \pm 1,5\%$). A hibát csak ott tüntettük fel, ahol az a mérési pont értékét jelző körnél nagyobb.

A magfizikai emulziók ezüstös tartalmának csak kis töredéke válik az expozíciók által előhívhatóvá. A felesleges ezüstöt fixálásakor kioldjuk és annak távozásával a lemez eredeti térfogatának felénél is többre húzódik össze. A gyakorlat szerint jó előhívás és szárítás esetén, csak a rétegvastagságcsökkenés észlelhető ezért a zsugorodási tényezőt (S) sokszor az előhívatlan és előhívott rétegvastagságok hányadosaként definiálják. A zsugorodási tényező meghatározására szolgáló szokásos módszerek közül a *Greenberg* és *naslam* által közölt [81] eljárást alkalmaztuk. A módszer lényege az, hogy az emulziót valamely pontszerű forrásból (F) jól meghatározott irányú kollimált α -részecske nyalábbal sugározott be, és előhívás után e részecskék nyomának a dőlésszögét mérjük meg. A zsugorodási tényezőt a két dőlési szög tengenszének (14. ábra.) hányadosából nyerjük. Ha forrásunk pontszerű akkor kollimator használata nélkül is e forrástól különböző távolságra (t) más dőlési szögű pályák jönnek létre. Ha a különböző dőlésszögű nyomokra $S = \text{konstans}$, mivel a forrásnak az emulziótól való távolsága (D) konstans akkor

$$\frac{t}{D} = \frac{a}{S \cdot h}$$

ahol a a nyom vízszintes, h a függőleges vetületét jelöli. Ugyanezen eredményt kapjuk, ha t helyett a nyomoknak egy tetszőleges ponttól való távolságát (L) vesszük. A mérést ez igen megkönnyíti, mert csupán

a mikroszkóp keresztasztalát mozgatjuk el az egyik kiválasztott tengely iránya mentén és mérjük a mozgás irányába eső nyomok két vetületének hosszát, továbbá azoknak - például az első kimért nyomtól való - távolságát.

A zsugorodási tényezőt közvetlen vastagság-mérésből is meghatároztuk. A vastagságmérés tapintó-mérőóra, illetve fénymutató tapintó mérőműszer (optiméter) segítségével történt. A különböző módszerekkel kapott értékek a hibahatáron belül jól egyeztek.

A dőlési szög pontosabb meghatározása érdekében az elhívott emulziókat 10 %-os glicerin oldatba áztattuk. A *Nignone* által 200 μ vastag emulzióra ajánlott [B2] áztatási idő a különböző sorozatu Agfa K2 emulzióknál ugyanazon hőmérsékleten nem eredményezett azonos duzzadást. A zsugorodási tényező értéke különböző sorozatoknál 1,1 és 1,25 között volt, de a mérés tartama alatt változatlan maradt. (15. ábra.)

A nyomok hosszának mérését általában C. Zeiss Jena gyártmányu LgOG. típusu, némely esetben pedig Leitz Ortholux II. típusu mikroszkóppal végeztük. Mindkét tipushoz magfizikai emulziós mérésekhez készült Leitz gyártmányu objektíveket és a megfelelő kompenzált okulárokat használtuk. A spektrumokat általában három személy méréséből állítottuk össze. A különböző észlelők által mért adatok összegezhetségesről minden esetben meggyőződöttünk.

A nyomok hosszának kiszámolásához az e célra korábban szerkesztett két, pontsoros nomogramot [B3] használtuk.

III. MÉRÉSI EREDMÉNYEK

1. Po-Be neutronforrások energiaspektruma

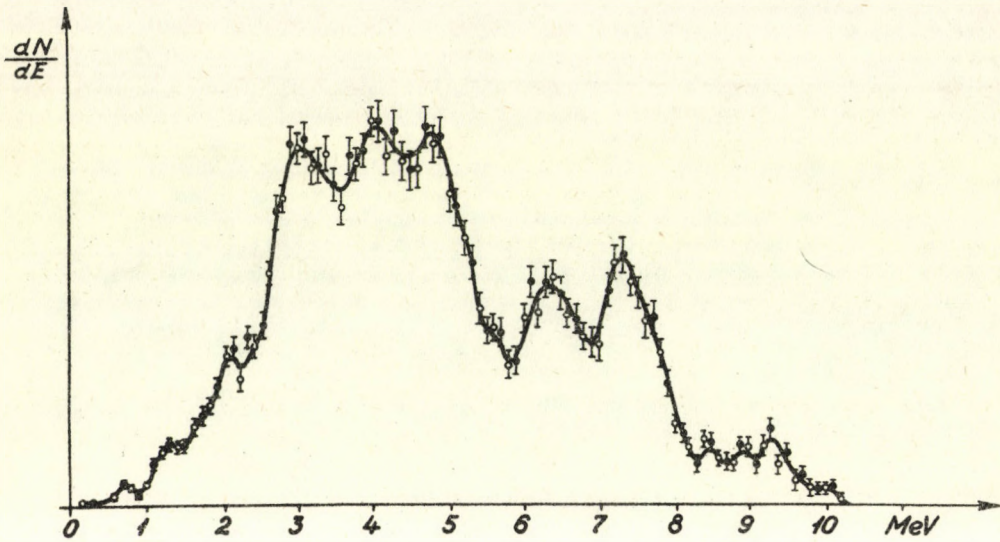
Az előző részben ismertetett körülmények között és módszerrel a Po-Be I. forrás energiaspektrumát vizsgálva a nyert energiaeloszlást a 16. ábrán mutatjuk be.

A Po-Be I. forrás neutronspektrumának vizsgálatához 189 mm² emulzióban összesen 7662, az előzőekben leírt követelményeknek megfelelő visszalökött proton nyomát mértük meg. A szükséges korrekció után a neutronok számát vizsgálati módszerünk által megengedhető 0,2 MeV-es intervallumokban tüntettük fel, és az intenzitás maximumát korábbi energiaspektrumok maximális intenzitásával azonosnak vettük. Az ordináták ezen önkényes léptékben való feltüntetésével az első részben közölt eredményekkel való összehasonlítását kívánjuk egyszerűbbé tenni. Mind az eredeti, mind az ehhez képest a kezdőpont félintervallum szélességgel való eltolásával készült új átfedő intervallum felosztás esetén is feltüntettük a mérések statisztikai hibáját.

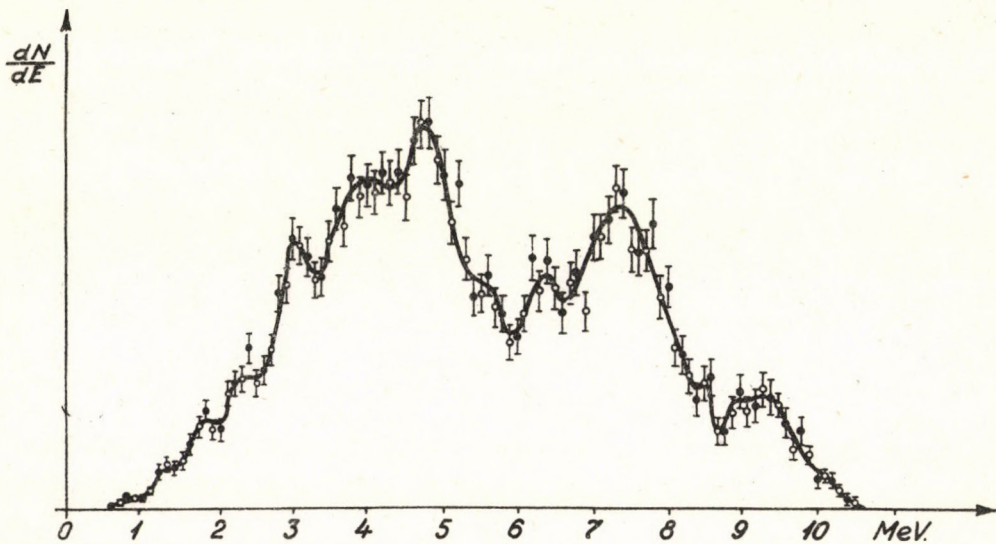
A 16. ábra szerint a neutronspektrum $E_n < 6$ MeV, illetve $E_n > 6$ MeV energiájú két széles sávból áll és a maximális energia 10,5 MeV. Az intenzitás maximuma kétségen kívül 5 és 5,5 MeV között van, de a sűrűségfüggvény szignifikáns és kérdéses maximumot összesen tiznél többet tartalmaz. Jól kiemelkedő, biztosan megállapítható maximum van: 3,1; 4,2; 4,8; 6,4; 7,4 és 9,4 MeV energiánál. Kérdéses a maximum léte 0,8; 1,4; 2,2; 5,8; 8,6; 9,0 és 10,2 MeV-nél.

Teljesen hasonló feltételek mellett történt a Po-Be II. forrás neutronenergia eloszlásának vizsgálata is. A Po-Be I. forrás spektrumához hasonlóan elkészített energiasűrűség függvényét a 17. ábrán láthatjuk. Az energiaspektrum megállapításához 67,1 mm² térfogatu emulzióban 4960 visszalökött proton nyomát mérte meg a három észlelő.

A Po-Be II. forrás energiaspektrumának alakja lényegesen megegyezik a Po-Be I. forrásával. Itt is két széles sávot kaptunk, de az $E_n < 6$ MeV és $E_n > 6$ MeV energiájú sáv intenzitás aránya nem azonos. A Po-Be II. forrás spektrumában nagyobb intenzitással mutatkozik az $E_n > 6$ MeV energiájú rész, mint azt a Po-Be I. forrás esetében tapasztaltuk. A forrásból kilépő neutronok energiájának felső határa 10,7 MeV. Az energiaspektrumban jelentkező maximumok száma kb. azonos az előbbivel. Itt is jól ki-



16. ábra. Po-Be neutronforrás energiaspektruma a Po-Be I. forrásra vonatkozó vizsgálati eredményünk alapján. A forrás és a vizsgálatok legfontosabb adatait a II. táblázatban találhatjuk. Az energiaeloszlást 7662 visszalökött proton nyomának méréséből nyertük. Az intervallumonként eső neutronok számát az eredeti intervallumfelosztáshoz (üres kör) viszonyítva a kezdőpont félintervallum-szélességgel való eltolása utáni új átfedő intervallum (tele kör) felosztással is feltüntetjük.

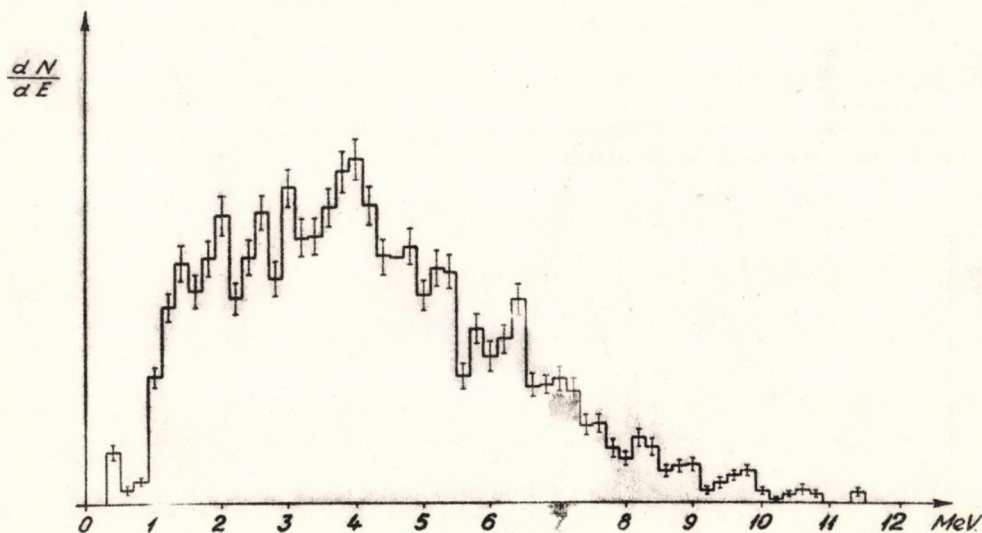


17. ábra. Po-Be neutronforrás energiaspektruma Po-Be II. forrással végzett vizsgálataink alapján. A mért visszalökött protonok száma 4960. A spektrumban használt jelölések magyarázata a 16. ábra szövegében található.

emelkedik a 3,1; 4,2; 4,8; 6,4; 7,4 MeV-nél lévő öt maximum. Szignifikánsabb a 9,4 MeV-nél mutatkozó, amelyik a 9,0 MeV-nél jelentkező kérdéses maximummal együtt határozott kiemelkedést ad. Hasonlóan megállapítható 0,8; 1,4; 5,7 és 8,6 MeV-nél kis maximumok létezése. Az előbbinél is jobban vitatható, hogy 10,2 MeV-nél maximum volna, viszont a Po-Be I. spektrumában 2,2 MeV-nél jelentkező kis maximum helyett 1,9 és 2,4 MeV-nél láthatunk kis maximumokat. Tehát a maximumok helye és száma a két Po-Be forrásnál jól egyezik.

2. Ra-Be neutronforrás energiaspektruma

A Ra-Be neutronforrás energiaspektrumának megállapításához összesen 437 mm² emulziótérforogtatásban mértük a protonok nyomát. Mint a metodikai részben ismertettük e vizsgálatokhoz alkalmazott lemezeken (részben a hosszabb expozíciós idők miatt) háttéreffektus levonására volt szükség. A protonnyomoknak e levonás után nyert száma 4174, és azt a szükséges korrekciók végrehajtása után 0,2 MeV-ként a 18. ábrán mutatjuk be.



18. ábra. Ra-Be neutronforrás energiaspektruma 4174 visszalékött protonnyomból a szokásos korrekciók végrehajtása után.

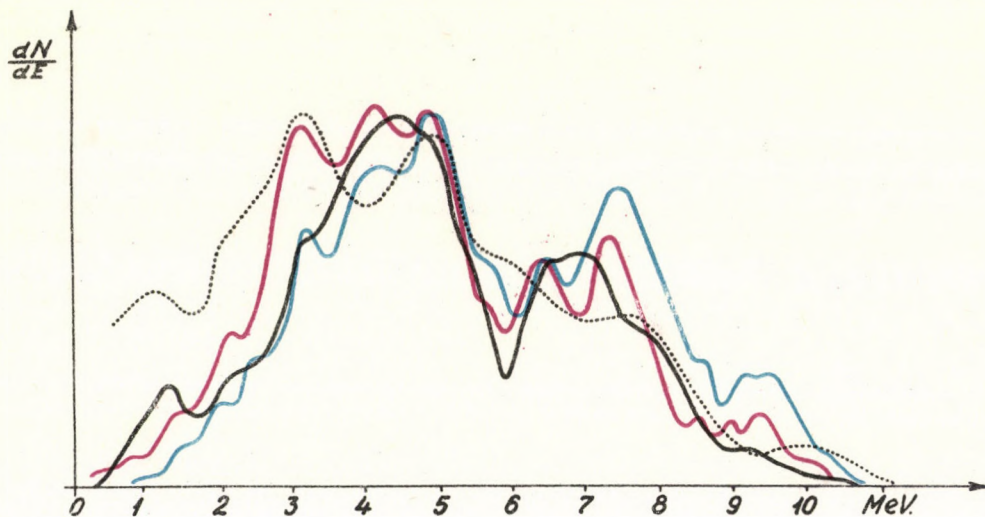
A neutronenergia-eloszlás intenzitás-maximuma 1 és 6 MeV között van, de lényegében 0,3 MeV-től a maximálisként észlelt 11,5 MeV energiáig a spektrum folytonosnak tekinthető, amire 15 kisebb-nagyobb maximum szuperponálódik. Jelentősebbnek a 0,4; 1,9; 2,5; 3,0; 3,9; 5,3; 6,3; és 9,7 MeV-nél jelentkező maximumokat kell minősítenünk. A kisebb illetve kétes maximumok 1,4; 4,8; 5,8; 7,0; 7,6; 8,3; 8,9 és 10,6 MeV energiánál vannak.

IV. DISZKUSZIÓ

1. Po-Be neutronforrások

Az energia és impulzus megmaradásának feltételezésével a Po-Be források energiaspektrumának felső határát 10,86 MeV-nél várhatjuk. A leghosszabb észlelt nyomok Po-Be I. esetében 10,3 MeV, Po-Be II. forrásnál 10,6 MeV. Ez gyakorlatilag egyezőknek vehető az elvileg várható maximális energiával, ha tekintetbe vesszük a 10 MeV-nél nagyobb energiájú visszalökött protonok aránylag kis számát.

A két forrás méréseinkből nyert neutronenergia-eloszlását (az összehasonlítás egyszerűsítésére - az intenzitás-maximumokat azonos ordináta adatokkal véve) - együtt is feltüntettük (19. ábra). Berajzoltuk ugyanezen ábrába még a Po-Be neutronforrás energia-eloszlására vonatkozó korábbi vizsgálatokból származó, az első részben már ismertetett két neutronspektrumot is. A 4. g. ábrán hisztogramban közölt neutronenergia-eloszlást a statisztikai hibahatárokon belül kihúztuk. Az összehasonlításban külföldi szerzők spektrumai közül elégségesnek látszik *Whitmore* és *Baker* eredményeinek feltüntetése, az idegen szerzők eredményei közül ez készült a legjobb feloldóképességű módszerrel és legkisebb statisztikai hibával.



19. ábra. Különböző Po-Be források energiaspektrumának összehasonlítása. Piros vonal Po-Be I., kék vonal Po-Be II., fekete folytonos *Medveczky* [29], fekete pontozott *Whitmore* és *Baker* [24] közlése alapján.

Mint a 19. ábrából megállapítható, saját vizsgálatainkban az energiaspektrum felső határa szinte azonos. Kb. 0,5 MeV-vel magasabb *Whitmore* és *Baker* spektrumának felső határa, de az az energia és impulzusmegmaradási tételből számított maximális energiánál is kb. 4-5 %-kal magasabb lenne, ha a protonnyomok hosszának $\varphi = 0$ irányra való - a szerzők által elhanyagolt - [49] visszaszámítását is tekintetbe vesszük.

A Po-Be I. és Po-Be II. forrásokkal végzett vizsgálataink eredményéből megszületett neutronspektrumok két széles sávból állnak, amelyeket a kb. 6 MeV energiánál jelentkező elég mély minimum választ el. A minimum újból megerősíti azon megállapítást

hogy a C^{12} végmagnak, 4,433 MeV-nél alacsonyabb, kb. 2-3 MeV energiájú gerjesztési nivója nincs. Jellegzetes, hogy a Po-Be II. forrás spektrumában az intenzitás ezen energia felett, míg a Po-Be I. forrásában ez alatt a nagyobb. Ennek oka, feltételezésünk szerint a forrás készítési módjában keresendő. A Po-Be II. forrásban a Po hordozómentes volt, de a Po-Be I. forrásban valószínűleg számottevő mennyiségű hordozóval együtt volt jelen, ami az alfa részecskék és ezáltal a forrás átlagenergiájának csökkenéséhez vezetett.

Feltételezésünket alátámasztja az is, hogy az igen nagy tisztaságu Po-t tartalmazó régebbi forrásunk energiaspektruma [29] a Po-Be II. forrásával mutat jobb egyezést, különösen 2 és 7 MeV között. Ezen energiák feletti és alatti különbség pedig, a forrás és főként az észlelés iránya által megszabott geometriai feltételek miatt indokolt. A sik forrásnál a Po és Be felülete közötti távolság miatt a bombázó alfa részek irányához viszonyítva 4° és 176° közti irányban kilépő neutronok juthattak az emulzióba. Az észlelés geometriája miatt azonban a $90^\circ \pm 37^\circ$ irányba kilépő neutronok intenzitása volt a legnagyobb. Ezért a C^{12} alapszintjébe való átmenethez tartozó, a bombázó alfarészek irányához viszonyítva kisebb szög alatt kilépő, nagyobb energiájú neutronok száma kevesebb. Hasonló ok miatt jelentkezett az 1,4 MeV-nél lévő maximum nagyobb intenzitással, mint a Po-Be II. forrás spektrumában. Ugyanis a végmag 7,656 MeV energiájú gerjesztési nivójába való átmenethez tartozó neutronoknak az észlelés irányában éppen ilyen az energiája.

A Whitmore és Baker féle spektrumhoz viszonyítva a különbség nagyobb és nehezebben magyarázható. Az ott közölt maximumok közül többet (1,2; 3,1; 4,8; 7,7 és 9,7 MeV) mi is észleltünk. Lényegesebb különbség a hivatkozott szerzőknél a kb. 2,5 MeV alatt lévő jelentősen nagyobb intenzitás, a 4 MeV-nél lévő minimum és a 6 MeV-nél többek által észlelt minimum hiánya. A kis energiáknál észlelt nagy intenzitás oka abban keresendő, hogy a dőlési szög mérésének pontossága (a kis mélység-élességű, sik felületek leképzésére jól korrigált objektivek használata, valamint a zsugorodási tényező értékének csökkentése miatt) nálunk jelentősen nagyobb volt. Lehetséges, hogy hasonló apparatív oka van a Whitmore és Bakernél 4 MeV-nél mutatkozó illetve 6 MeV-nél hiányzó intenzitás-minimumoknak is.

A Po-Be neutronforrások energiaspektrumában lévő maximumok értelmezése, a 9 MeV-nél nagyobb energiájú neutronok által alkotott kisebb csucs kivételével szinte lehetetlen. A Po-alfa részecskék ugyanis a C^{13} átmeneti magban 8 rezonancia nivót gerjeszthetnek [15] és a közbenső magból a C^{12} végmagba három lehetséges átmenettel jöhet létre neutron. Nem szabad elfelejteni továbbá, hogy a magfolyamatból származó neutronok irányeloszlása nem izotróp. [84-89]. A 9 MeV feletti energiáknál mutatkozó kis maximumot a C^{12} végmag alapállapotába való átmenethez tartozó előreszórás okozhatja és a (különböző statisztikai hibával) több szerző Po-Be forrásra vonatkozó eredményében [24, 26, 44-46], valamint egyéb Be(α ,n) forrás neutronspektrumában [34, 62, 63, 64] is megfigyelhető.

Nem monoenergetikus neutronforrások használata esetén többször a forrás átlagenergia értéke szükséges, ami nyilvánvalóan függ a neutronspektrumtól. Az igen különböző energiaeloszlásoknak megfelelően az erre vonatkozó adatok sem azonosak. A III. táblázat szerint az állapítható meg, hogy Demers több okból kifogásolható eredményét (különböző vastagságu Pb abszorbens és abszorbens nélkül nyert eredmények összesítése, magas korrekciós faktorok, kevés nyom) nem számítva, a vizsgálatainkból származó értékek jelentősen magasabbak. Több forrás spektrumának visszalökött proto-

nok számlálása alapján működő proporcionális számlálóval való vizsgálatából származik *Moyer* közlése [90], de sajnos az eredeti spektrumokat nem ismerjük. *Hess* értéke a 7. ábrán látható spektrumra vonatkozik. *Hess* és *Smith* [91] a forrásból nyert neutronok polyetilénben mért abszorpciós görbéjét vetették egybe a különböző monoenergetikus neutronokra vonatkozó, hatáskeresztmetszetekből számított értékkel. A számított [31] és a mérésekből kapott értékek egyezését jónak találják, mert a monoenergetikus neutronok energiája a szerzők szerint ezen módszerrel $\pm 10\%$ hibával állapítható meg. A neutron-detektor energia-érzékenysége szintén $\pm 10\%$, amit nem vettek korrekcióba.

A Po-Be források energiaspektrumára vonatkozó vizsgálataink végkövetkeztetéseként az állapítható meg, hogy a források spektrumában 10-nél több kisebb-nagyobb maximum van. Ezen intenzitás-maximumok energia-értékét a $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$ magfolyamat szabja meg, ezért a forrás készítési módjától (homogén, sík stb.) függetlenül a főmaximumok azonos energiáknál vannak. Az egyes maximumok intenzitásának arányát és ezzel a forrás átlagenergiaértékét az alfa emittáló energiaeloszlása szabja meg. Tehát a készítési mód szerint a források energiaeloszlásának alakja és ezáltal átlagenergia-értéke nem a maximumok helyében, hanem azok intenzitás-arányában mutat különbséget.

III. Táblázat.

Po-Be neutronforrások átlagenergia-értéke különböző szerzők szerint.

Szerző neve	Átlagenergia- érték MeV	A spektrum és az átlagenergiaérték közlés irodalom jegyzékbeli száma
<i>Richards</i>	4,1	26
<i>Demers</i>	5,6	44
<i>Richards, Speck, Perlman</i>	4	43
<i>Whitmore, Baker</i>	3,9	24, 91,
<i>Moyer</i>	4,5	90
<i>Gursky, Winnemore, Cowan</i>	4,68	46
<i>Medveczky</i>	5,22	29
<i>Hess</i>	4,08	31, 91
<i>Hess, Smith</i>	4,2	91
<i>Medveczky: Po-Be I.</i>	4,94	
<i>Medveczky: Po-Be II.</i>	5,58	

2. Ra-Be neutronforrás

Vizsgálati eredményünket más szerzők Ra-Be forrásra vonatkozó energiaspektrumával összehasonlítva, megállapítható, hogy a *Houtermans* és *Teucher* [22] által közölt energiaeloszlásban a 2 MeV-nél kisebb energiájú neutronok száma viszonylag nagyobb, bár az ólom abszorbens vastagsága alig 20 %-kal volt több. *Smith-Rohr* [34] által közölt spektrumok közül ólom abszorbens nélkül kapott eredmény kb. 3-4 MeV fölötti részével meglepően jó az egyezés. Vizsgálati eredményünk *Drška* és munkatársai [35] közleményében látható energiaeloszláshoz hasonlít legjobban. A külföldi szerzők vastagabb ólomvértet használtak ugyan, mégis a 2 MeV-nél kisebb energiájú neutronok in-

tenzitása nálunk nagyobb, amit valószínűleg a forrás közelében lévő szóró közegek okozhattak. (A különböző gyártmányu magemulziók összehasonlításánál, ami a vizsgálatok elsődleges célja volt, az nem zavart.) Növelhette az eltérést, hogy *Drška* és munkatársai az Agfa K2 emulzió hatótávolság-energia összefüggéséül olyan adatokat [92] használtak fel, amelyek szerint a hatótávolság-értékek valamennyi energiánál kb. 10 % kal rövidebbek. Vizsgálatunk során kb. kétszerannyi protonnyomot mértünk meg, mint hivatkozott szerzők (l. I. táblázat), ezért mérési eredményünk statisztikai hibája jelentősen kisebb. A 0,4 MeV-nél lévő kis csucs létezése vitatható, mert a méréseinkhez használt egyik (Agfa K2) emulziósorozatban sajnálatosan éppen ezen energiatarománynak megfelelő hosszúságu nyomokból jelentős volt a háttéreffektus. Ilyen nyomok megjelenését (γ, n) folyamatból származó neutronok is okozhatják.

Foglalkoznunk kell még vizsgálatainkkal kapcsolatosan is a Ra-Be források kisenergiájú neutronjainak kérdésével. *Hess* és *De Pangher* számításai szerint e források spektrumában 0,5 MeV-nél kb. 2 MeV-ig tartó intenzitás-maximumnak kell lenni (10. ábra). Mérési módszerünk érzékenysége 0,5 MeV alatt igen gyorsan csökken [93], mégis a hivatkozott szerzők által számított maximumot a spektrum 2 MeV alatti részének megemlékezésével észlelnünk kellett volna. Állításunkat valószínűsíti a forrás spektrumának 4,6 MeV átlagenergia-értéke is. Ez *Hill* [40] 4,17 MeV értékénél ugyan magasabb, de a Po-Be és Ra-Be források átlagenergia-értékében a *Hess* és *Smith* által azonos körülmények között észlelt 0,5 MeV különbség [91] vizsgálati eredményeinkben is jelentkezik. *De Pangher* az általa mért átlagenergia [42] és a *Watson* által megállapított spektrum (8. d. ábra) közti különbségből következtette, hogy a Ra-Be források által kibocsátott neutronok 26 %-ának energiája 0,1 MeV-nél kisebb. Mivel a Ra-Be és Po-Be források átlagenergiája között nem észleltünk kisebb különbséget, mint *Hess* és *Smith*, továbbá a Po-Be források spektrumában alacsonyenergiájú csoport nem észlelhető [31], megállapítható, hogy a nem $Be^9(\alpha, n)C^{12}$ magfolyamatból származó neutronok intenzitása a Ra-Be források spektrumában a *De Pangher* által közölt 26 %-nál kisebb. Megállapítható, hogy ezen neutronoknak *Hess*, illetve *De Pangher* által számított energiaeloszlását méréseink nem igazolták.

Irodalom

- [1] *Chadwick, J.*: Nature 129/1932/312.
- [2] *Curie, I. - Joliot, F. - Savel, P.*: Compt. rend. 194/1932/2208.
- [3] *Feather, N.*: Proc. Roy. Soc. /London/ (A) 136/1932/709.
- [4] *Meitner, L. - Philipp, K.*: Naturwissenschaften 20/1932/929.
- [5] *Auger, P.*: Comp. rend. 195/1932/234.
- [6] *Blau, M. - Wambacher, H.*: Sitz. Ber. Akad. Wiss. Wien Mathem-naturw. Klasse, 141 (II. a.)/1932/169.
- [7] *Dunning, J.*: Phys. Rev. 45/1934/586.
- [8] *Bagge, E.*: Physik. Z. 43/1942/226.
- [9] *Bernardini, G. - Bocciarelli, D.*: Rend. Acc. Lincei 24/1936/59.
- [10] *Bernardini, G. - Bocciarelli, D.*: Rend. Acc. Lincei 29/1936/132.
- [11] *Bernardini, G. - Bocciarelli, D.*: Rend. Acc. Lincei 23/1936/265.

- [12] Blau, M.: J. phys. radium (7) 5/1934/61.
- [13] Bonner, T.W. - Mott-Smith, L.M.: Phys. Rev. 46/1934/ 258.
- [14] Bernardini, G.: Züricher Vorträge /1936/, Bretscher L.E. Kernphysik. Springer, Berlin /1936/ pp. 58-62.
- [15] Ajzenberg-Selove, F. - Lauritsen, T.: Nuclear Phys. 11/1959/1.
- [16] Bjerger, T.: Proc. Roy. Soc. /London/ (A) 164/1938/243.
- [17] Stuhlinger, E.: Z. Physik. 114/1939/185.
- [18] Howerton, R.J.: Tabulated Neutron Cross Section Part. I. UCRL-5226, U.S. Atomic Energy Commission 1958. p. 51.
- [19] Vasil'ev, S.S. - Komarov, V.V. - Popova, A.M.: Soviet Physics JETP. 6/1958/411.
- [20] Cochran, R.G. - Henry, K.M.: Rev. Sci. Instr. 26/1955/757.
- [21] Gossick, B.R. - Henry, K.M.: ORNL-711 /1950/.
- [22] Houtermans, F.G. - Teucher, M.: Z. Physik 129/1951/365.
- [23] Cochran, R.G. - Henry, K.M.: ORNL-1479 /1953/.
- [24] Whitmore, B.G. - Baker, W.B.: Phys. Rev. 78/1950/799.
- [25] Ajzenberg, F. - Lauritsen, T.: Revs. Modern Phys. 27/1955/77.
- [26] Richards, H.T.: MDDC-1504 /1944/.
- [27] Perlman, I.H. - Richards, H.T. - Speck, L.: U.S.AEC. Report MDDC-39, /1946/.
- [28] Baer, W.: J. Appl. Phys. 26/1955/1235.
- [29] Medveczky L.: MTA III./mat.fiz./ Oszt. Közl. V. /1955/481. és Acta Phys. Hung. 6/1956/261.
- [30] Sen, B.: Indian J. Phys. 33/1959/158.
- [31] Hess, W.N.: Ann. Phys. 2/1959/115.
- [32] Hess, W.N.: magánközlés /1959, június 29/
- [33] Anderson, H.L. - Feld, B.T.: Rev. Sci. Instr. 18/1947/186.
- [34] Schmidt-Rohr, U.: Z. Naturforsch. 8a/1953/470.
- [35] Drška, L. - Chudáček, J. - Štěrba, F.: Czechosl. J. Phys. 8/1958/648.
- [36] De Pangher, J.: Bull. Am. Phys. Soc. Ser. II. 5/1960/370.
- [37] Auger, P.: J. phys. radium (7) 4/1933/719.
- [38] Anderson, H.L.: Neutrons from Alpha Emitters, Preliminary Report No. 3. Nuclear Science Series, National Research Council 1948.
- [39] Yalow, A.A. - Yalow, R.S. - Goldhaber, M.: Phys. Rev. 69/1946/253. (A)
- [40] Hill, D.L.: AEC. Report AECD-1945, /1947/.
- [41] De Pangher, J.: HW-55085 /1958/.
- [42] De Pangher, J.: HW-56199 /1958/.
- [43] Richards, H.T. - Speck, L. - Perlman, I.H.: Phys. Rev. 70/1946/118.(A)
- [44] Demers, P.: MP-74 /1945/.
- [45] Elliot, J.O. - McGarry, W.I. - Faust, W.R.: Phys. Rev. 93/1945/1348.
- [46] Gursky, H. - Cowan, D.A. - Winnemore, B.: A Study of the Po-Be Neutron Spectrum. Vanderbilt University Nashville, Tennessee, megtalálható [47]-ben.
- [47] Curtis, C.D.: Final Report Vanderbilt University Nashville 1956.
- [48] Winnemore, B. - Gursky, H. - Cowan, D.A. - Curtis, C.D.: A Further Study of the Po-Be Neutron Spectrum; megtalálható [47]-ben.
- [49] Whitmore, B.G. - Baker, W.B.: magánközlés /1956/.
- [50] Demers, P.: MP-204 /1954/.
- [51] Teucher, M.: Z. Physik 126/1949/410.
- [52] Chadwick, J.: Proc. Roy. Soc. /London/ (A) 136/1932/692.
- [53] Auger, P. - Monod-Herzen, G.: Compt. rend. 196/1933/1102.

- [54] Chadwick, J.: Proc. Roy. Soc. (London) (A) 142/1933/1.
[55] Curie, I. - Joliot, F.: J. phys. radium (7) 4/1933/21.
[56] Rieder, F.: Sitz. Ber. Akad. Wiss. Wien 142/II. a./1933/169.
[57] Kirsch, G. - Wambacher, H.: Sitz. Ber. Akad. Wiss. Wien 142 (II. a)/1933/241.
[58] Winand, L.: J. phys. radium (7) 5/1934/597.
[59] Watson, E.C.: magánközlés /1960. március 18/
[60] Bromley, D.A.: Can. J. Phys. 29/1951/129.
[61] Gursky, H. - Winemore, B. - Cowan, D.A.: Phys. Rev. 91/1953/209 (A)
[62] Stewart, L.: Phys. Rev. 98/1955/740.
[63] Dixon, W.R. - Bielesch, A. - Geiger, K.W.: Can. J. Phys. 35/1957/699.
[64] Broek, H.W. - Anderson, C.E.: Bull. Am. Phys. Soc. Ser. II. 5/1960/33.
[65] Bak, M.A. - Gorshkov, G.V. - Matvijenko, V.I. - Petrzhak, K.A. - Romanou, Yu.F.:
Bul. inst. politeh. Jasi, 3/1957/57. - Nucl. Sci. Abstr. 13/1959/22892 referátuma alapján.
[66] Tate, R.E. - Coffinberry, A.S.: Plutonium-Beryllium Neutron Sources, Their Fabrication and Neutron Yield. Proc. 2-nd U.N. Int. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy. Vol. 14. United Nations, Geneva, 1958. p. 427.
[67] The Radiochemical Centre, Amersham, 1959. január 20-án kelt levele.
[68] Bujdosó E. - Medveczky L.: Magyar Fizikai Folyóirat V/1957/353.
[69] Imre L.: szóbeli közlés.
[70] Lohmam, W.: Z. Naturforsch. 11a/1956/592.
[71] Richards, H.T.: Phys. Rev. 59/1941/796.
[72] Hughes, D.J. - Schwartz, R.E.: Neutron Cross Sections. BNL 325, 1958. július 1. II. kiadás.
[73] Medveczky L. - Polster, A.: MTA III. /mat.fiz./ Oszt. Közl. VII./1957/145. és Acta Phys. Hung. VIII/1957/211.
[74] Medveczky L.: Fiz. Szemle 2/1952/117.
[75] Lattes, C.M.G. - Fowler, P.H. - Cuer, P.: Proc. Phys. Soc. (London) 59/1947/883.
[76] Medveczky L. - Somogyi Gy.: Acta Phys. Hung. /közlés alatt/
[77] Bebel, D.: magánközlés 1957.
[78] Bujdosó E. - Medveczky L.: Acta Phys. Hung. VII/1957/135.
[79] Wiener, M. - Yagoda, H.: Rev. Sci. Instr. 21/1950/39.
[80] Bujdosó E. - Medveczky L.: Nuclear Instruments 2/1958/270.
[81] Greenberg, L.H. - Haslam, R.N.H.: Can. J. Phys. 31/1953/1115.
[82] Mignone, G.: Nuovo cimento 8/1951/896.
[83] Bujdosó E. - Medveczky L. - Török S.: Acta Phys. Hung. VII/1957/373.
[84] Bennett, W.E. - Roys, P.A. - Toppel, B.J.: Phys. Rev. 94/1954/924 (A)
[85] Risser, J.R. - Price, J.E. - Class, C.M.: Phys. Rev. 105/1957/1288.
[86] Amaldi, E.: The Production and Slowing Down of Neutrons. Encyclopedia of Physics Vol. XXXVIII/2 Berlin G.H. 1959. Springer, p. 1.; p. 114.
[87] Garg, J.B. - Calvert, J.M. - Gale, N.H.: Nuclear Physics 19/1960/264.
[88] Ajzenberg-Selove, F. - Stelson, P.H.: Phys. Rev. 120/1960/500.
[89] Gale, N.H. - Garg, J.B.: Nuovo Cimento XIX/1961/742.
[90] Moyer, E.J.: UCRL-1635/1952/
[91] Hess, W.N. - Smith, A.R.: UCRL-8617/1959/
[92] Rotblat, J.: Prog. in Nuclear Phys. 1/1950/37.
[93] Nereson, N. - Reines, F.: Rev. Sci. Instr. 21/1950/534.

ORIENTÁLT MAGOK

Novák Dezső

A magfizika egyik legmodernebb segédeszköze az orientált magok technikája. Ennek a módszernek a szerepe a paritásmegmaradással kapcsolatos kísérletekben közismert, de értékes kísérleti eredmények nyerhetők az orientált magok segítségével a magfizika és a szilárdtest fizika egyéb területein is.

Orientált magokról akkor beszélünk, ha egy anyagdarab atommagjainak spinjei nem statisztikus rendezetlenségben helyezkednek el a térben, hanem vektori eredőjük valamilyen kitüntetett irányba mutat.

Egy $I (I \neq 0)$ spinű mag potenciális energiája független a beállítás irányától, ha erőtér nem hat rá. Z irányu mágneses térhez képest a magok $(2I + 1)$ féleképpen állhatnak be. Az egyes állapotokat a mágneses kvantumszám $m = -I, \dots, 0, \dots, +I$ értékei jellemzik. Annak a w/m valószínűsége, hogy egy magot m állapotban találjuk, gyenge térekben, közel független m értékétől. Orientált magok esetén a w/m , vagyis az állapotok betöltöttsége függvénye m -nek. Ekkor a spinek túlnyomórészt valamilyen kitüntetett irányba, vagy irányokba mutatnak.

Ahhoz, hogy a spinek ne izotróp módon helyezkedjenek el, szükséges, hogy külső erőtérrel valamelyik irányt kitüntessük és az egyes spinbeállítások közti potenciális energia különbséget nagyobbá tegyük, mint a hőmozgás kT kinetikus energiája. Ellenkező esetben ugyanis a hőmozgás az orientációt "szétrázza". A jelenleg előállítható erőterek erőssége olyan, hogy ez a feltétel szükségessé teszi igen alacsony hőmérsékletek alkalmazását (kb. $0,01^\circ \text{K}$ körül). Bizonyos orientálási módszereknél (dinamikus és tranziens módszerek) a fenti feltétel nem teljesül. Ezekkel a módszerekkel létrehozott orientációt a hőmozgás valóban meg is szünteti. De hogy ez a folyamat lassan menjen végbe, a kísérletet 1°K körüli hőmérsékleteken kell végrehajtani. Ilyen hőmérsékletek előállítása sokkal egyszerűbb, mint a $0,01^\circ \text{K}$ körülieké.

Az alacsony hőmérsékletek előállítása cseppfolyós gázok segítségével történik. Az $1-4,2^\circ \text{K}$ közötti intervallum a legalacsonyabb forráspontu anyag, a hélium (f.p. = $4,2^\circ \text{K}$) segítségével érhető el oly módon, hogy a cseppfolyós héliumot csökkentett nyomás alatt párologtatjuk el. 1°K -on a cseppfolyós hélium gőznyomása kb. $1,2$

Hgmm; párolgó folyadék felett ennél alacsonyabb nyomást már csak nagy nehézségek árán lehetne fenntartani. 1° K alatti hőmérsékletek meglehetősen bonyolult módon, a mágneses hűtés módszerével nyerhetők. Ha 1° K-ra hűtött, mágneses térbe helyezett paramágneses anyagot elszigetelünk környezetétől, majd a rá ható mágneses teret kikapcsoljuk, akkor a magnetokalorikus effektus következtében az anyagminta $0,1 - 0,01^{\circ}$ K hőmérsékletre hül le. Hűtési célokra azok a paramágneses anyagok a legalkalmasabbak, amelyekben az egyes atomok elektronhéjai között a legkisebb az elektromos vagy mágneses kölcsönhatás. A kristályok saját belső terei ugyanis az atomokat a mágneses tér kikapcsolása után is bizonyos mértékig rendezett állapotban tartják, akadályozva ezzel a lehűtést, (mintha a mágneses teret nem kapcsoltuk volna ki teljesen). E célra megfelelő anyagoknak bizonyultak a különféle komplex sók (timsók, Tutton-sók, stb.), pl. CsK $(SO_4)_2 \cdot 12H_2O$, $Fe(NH_4)(SO_4)_2 \cdot 12H_2O$, $CuK_2(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$, $2Ce(NO_3)_3 \cdot 3Mg(NO_3)_2 \cdot 24H_2O$ stb.

A z o r i e n t á c i ó t j e l l e m z ő p a r a m é t e r e k

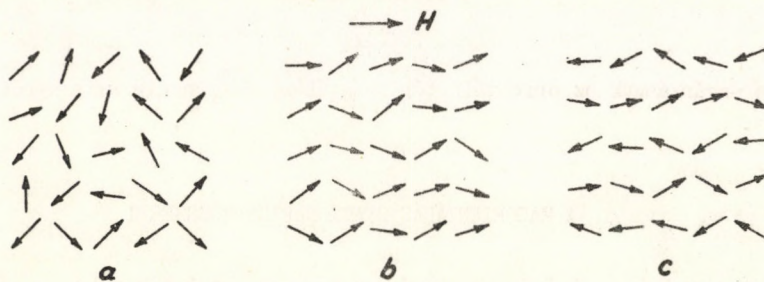
A létrejött orientáció jellemzésére több paraméter szolgálhat. Az orientáció mértékét pl. meg lehet adni oly módon, hogy egy $w/m/$ eloszlás függvényvel megmondjuk miként oszlanak meg a magok a különféle spin beállású állapotok között. Ha az egyes m mágneses kvantumszámú állapotokban a potenciális energia értéke $E/m/$, a hőmérséklet T , akkor a $w/m/$ eloszlás a Boltzmann eloszlás segítségével adható meg:

$$w(m) = a \exp - \frac{E(m)}{kT} \quad /1/$$

$E(m)$ értékét meghatározhatjuk az orientációt létrehozó erőteréből.

Gyakrabban használt jellemző adat az orientáció foka. Ezt a következőképpen kaphatjuk meg: A különböző irányokba mutató magspineknek az erőter z irányába vett vetületeit átlagoljuk és osztjuk I -vel:

$$f_1 = \frac{I_z}{I}$$



1. ábra. A magspinek állása a. rendezetlen, b. polarizált, c. beállított állapotban.

Az ilyen módon képezett hányados értéke zérus, ha a spinek rendezetlenül helyezkednek el, (1a. ábra.) és $f_1 = 1$, ha az összes spin egy irányba mutat ($f_1 = 1$ -hez közeleső hely-

zetet mutat az lb. ábra.). Az orientálás fokát az egyes állapotok betöltöttségével kifejezve:

$$f_1 = \frac{\overline{I_z}}{I} = \frac{1}{I} \sum_{m=-I}^{+I} mw(m) \quad /2/$$

Néhány orientálási módszernél azonban az lc. ábra szerint rendeződnek el a spinek. Ekkor természetesen $f_1 = 0$, mert az egyes tagok összege páronként nullát ad, annak ellenére, hogy gyakorlatilag jól használható rendezettség alakul ki. Ez az állapot tehát nem jellemezhető az f_1 érték segítségével. Ezért képezzük az un. másodrendű orientációs fokot:

$$f_2 = \frac{\overline{I_z^2}}{I}$$

Abból a célból, hogy rendezetlen esetre zérust, maximális orientálás esetére pedig egyet eredményezzen, a kifejezést ilyen alakban célszerű megadni:

$$f_2 = \left(\frac{1}{I(2I-1)} 3 \sum m^2 w(m) \right) - \frac{I+1}{2I-1} \quad /3/$$

Bonyolultabb elrendeződések esetére hasonló módon képezhetnénk a k -ad rendű, f_k (itt $k = 2I + 1$) polarizációs fokokat, ezeknek azonban gyakorlati esetekben nincs jelentőségük. Ha $f_1 \neq 0$, $f_2 \neq 0$ akkor polarizációról, ha $f_1 = 0$ és $f_2 \neq 0$, akkor beállításról (alignmentről) beszélünk. Általános értelemben magorientálás akkor lép fel ha van olyan f_k , amely nem azonosan zérus. Kísérleti szempontból a polarizáció értékesebb esetet jelent, mint a beállítás. Bár a felhasználható legkisebb orientáció mértéke a feladattól függ, általában a legkisebb használható érték kb. $f_1 = 0,1 - 0,2$. Megjegyzendő még, hogy - mint az a /3/ képletből látható - feles magspinű ($I = 1/2$) részek egymással antiparalel beállítását nem tekintjük beállításnak (alignmentnek).

Rádióaktív magok esetén az orientáció jellemzésére gyakran megelégszenek az un. sugárzási anizotrópia megadásával:

$$E = \frac{R(\frac{\pi}{2}) - R(0)}{R(\frac{\pi}{2})}$$

ahol $R(0)$ a sugárzásnak az orientáló tér irányában, $R(\frac{\pi}{2})$ pedig arra merőlegesen mért intenzitása.

I. A MAGORIENTÁLÁS STACIONÁRIUS MÓDSZEREI

1/0 r i e n t á l á s k ü l s ő m á g n e s e s t é r r e l . (Brute force method.)

Valamely irány kitüntetésére és az egyes magspin állapotok közti eloszlás-különbség létrehozására többféle lehetőség van. Legkézenfekvőbb az orientálást erős, külső mágneses térrel végrehajtani (Gorter 1934, Kurti és Simon 1935).

Egy I spinű és μ mágneses momentumu részecske egy H erősségű mágneses térben a következő potenciális energiával rendelkezik:

$$E = \frac{\mu}{I} H \cdot I = g_N \mu_N H \cdot I$$

ahol g_N a mag giromágneses együtthatója, μ_N pedig a magnágneton. A H mágneses térben a különböző m kvantumszámú állapotok potenciális energiája

$$E(m) = g_N \mu_N \hbar m$$

az egyes állapotok betöltöttségének valószínűsége:

$$w(m) = e^{-\beta m}$$

ahol

$$\beta = g_N \mu_N H / kT = \mu H / kT$$

Ebből az orientáció fokára Poppema számítása szerint

$$f_1 \approx \frac{1}{3} \frac{I+1}{I} \cdot \frac{H}{kT} \quad \text{adódik.}$$

Előnye a módszernek, hogy segítségével elvileg bármely olyan izotóp orientálható, amelynek mágneses momentuma nem nulla. Előnyös az is, hogy a mágneses tér eleve "különbséget tesz" a pozitív és negatív irány között, tehát polarizáció és nem beállítás jön létre.

Ahhoz, hogy gyakorlatilag használható mértékű polarizációt ($f_1 \sim 0,2$) kapjunk, néhányszor tizezer oersted nagyságrendű mágneses tér szükséges $0,01^\circ$ K körüli hőmérsékleteken. Hátránya a módszernek, hogy erős mágneses térnek és adiabatikus kimágnesezéssel (tehát mágneses tér megszüntetésével) előállítható hőmérsékletnek egyidőben történő alkalmazását követeli meg (I. táblázat). Esetleg kivezető utat jelenthet, ha egy másik kimágnesezett paramágneses anyaggal hűtjük a mágneses térben levő

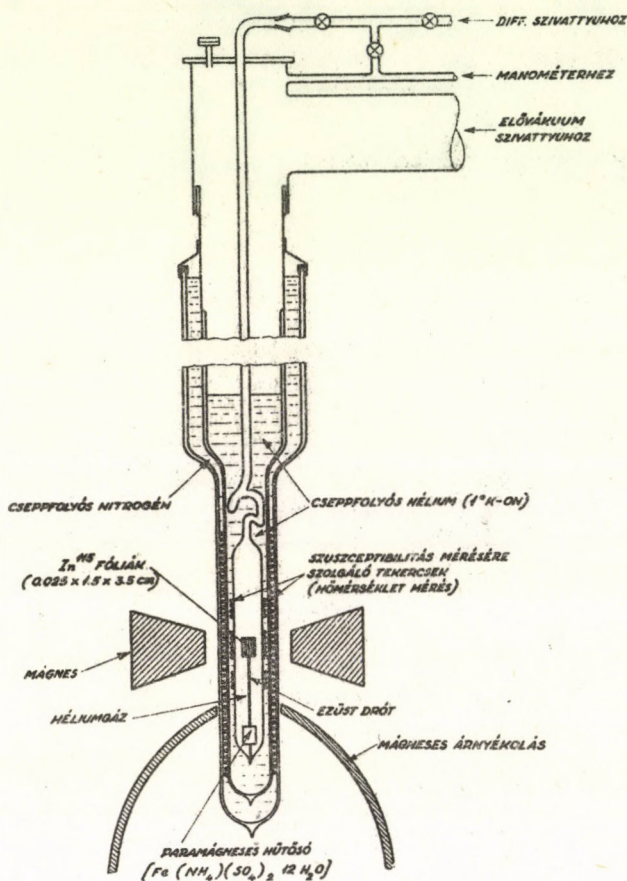
1. Táblázat.

20 %-os ($f_1 = 0,20$) magpolarizáció eléréséhez szükséges mágneses tér értékek H^1 , H^2 , Li^6 , Li^7 , Co^{60} , In^{115} magokra, $T = 0,01^\circ$ K hőmérsékleten; külső térrel való orientálási módszerrel.

$T = 0,01^\circ$ K $f_1 = 0,20$	H^1	H^2	Li^6	Li^7	Co^{60}	In^{115}
I (magspin egységekben)	1/2	1	1	3/2	7/2	9/2
Magnágneton momentum (magnágneton egységekben)	2,79	0,86	0,82	3,25	2,3	5,49
Szükséges mágneses tér- erő kilooerstedben	19	92	96	29	54	23,5

orientálandó mintát. Ez a megoldás azonban szintén nehézségekkel jár, mivel az anyagok hőátadó és hővezetőképessége ilyen hőmérsékleteken - a fémeket kivéve - már nagyon kicsiny.

Ha pl. alacsony hőmérsékleten egy anyagot mágneses térbe helyezünk, akkor a magspineknak az átrendeződése, a mágnesezési hő leadása és a termodinamikai egyensúlynak megfelelő állapot létrejötte nem azonnal következik be. Az ún. relaxációs idő, amivel ezt a folyamatot jellemezni lehet, igen alacsony hőmérsékleten rendkívül nagyra válik, egyes kristályokban perc nagyságrendű vagy még annál is hosszabb lehet. Mágne-



2. ábra. In^{115} magok orientálása a külső tér módszer segítségével. A csökkentett gőznyomás alatt, 1°K -on forrásban levő cseppfolyós hélium által előhűtött vasammoniumsulfátot adiabatikus kimágnesezéssel $0,035^\circ\text{K}$ hőmérsékletre hűtötték oly módon, hogy a mágneses pofák közül az árnyékoló vérték mögé súlyesztették. A hőkontaktus révén az In^{115} foliák $0,043^\circ\text{K}$ -re hűltek és a mágneses térbe kerülve magjaik polarizálódtak. $f_1 \sim 0,02$ (Dabbs, Roberts, Benstein kísérlete, 1955).

ses hűtései hosszú ideig 1° K-nál alacsonyabb hőmérsékletet nehéz fenntartani. Csak fémekben és ötvözetekben előnyös a helyzet. Itt a relaxációs idő néhány másodperc is lehet, ami elfogadható érték.

Végleges megoldás az volna, ha néhány százezer oersted erősségű mágneses teret tudnánk előállítani, 4-5 cm légrés esetén, legalább $10-20 \text{ cm}^2$ -nyi felületen. Ekkor már a cseppfolyós hélium segítségével nyerhető 1° K hőmérsékleten is létrejönne polarizáció. Addig azonban a módszer gyakorlati jelentősége elég kicsiny.

Ezzel a módszerrel eddig egy sikeres kísérletet végeztek. *Dabbs, Roberts és Bernstein* 1955-ben In^{115} magokat polarizált. A mintát polarizált termikus neutronnyalábbal bombázták, és mérték a neutron abszorpciót a neutronok és magok spinjeinek párhuzamos, ill. antiparalel állásánál. Noha az In^{115} nagy mágneses momentumánál ($\mu_N = 5,1$ magmágneton) fogva különösen alkalmas ezen eljárás számára, csak 2 %-os ($f_1 = 0,02$) polarizációt tudtak elérni. Ilyen csekély orientáció általában nem használható; Az In^{115} azért kivétel, mert a neutronabszorpció hatáskeresztmetszete igen erősen függ a neutron és a mag spinjeinek egymáshoz való viszonyától. Ebben a kísérletben pl. az átmenő neutronnyaláb intenzitása 5,5 %-kal változott a kétféle beállítás között.

Magát a kísérletet a következőképpen folytatták le (2. ábra). A cseppfolyós héliummal 1° K-ra lehűtött, 16 400 oe. mágneses térbe helyezett paramágneses vasamóniumszulfátot ($\text{Fe}(\text{NH}_4)(\text{SO}_4)_2 \cdot 12\text{H}_2\text{O}$) a héliumgáz kiszivattyúzása után adiabatikus kimágnesezéssel $0,035^\circ$ K hőmérsékletre hűtötték. Ezüstrod által létesített hőkontaktus révén a 20 db. In^{115} fólia $0,043 \pm 0,005^\circ$ K hőmérsékletű lett. Ezután a Dewar-edényeket lejjebb süllyesztették, hogy a vasamóniumszulfát kristály az árnyékoló vérték mögé, az In^{115} fóliák pedig a mágneses pofák közé kerüljenek. Végül a 11 500 oe. erősségű polarizáló mágneses teret fokozatosan kapcsolták be, hogy a kóboráramok okozta felmelegedést elkerüljék.

2/ Kristályokon vagy atomokon belüli kölcsönhatásokon alapuló módszerek. (hiperfinom-szerkezet módszerek paramágneses anyagoknál)

A kristályokon, ill. atomokon belüli, elektromos, ill. mágneses terek erőssége számos esetben felülmúlja a jelenleg előállítható külső terek értékét. Ezeknek a tereknek a felhasználására már igen korán gondoltak. Mindezen kölcsönhatások fellépte para- és ferromágneses anyagokban várható. Kísérleti vizsgálatuk paramágneses anyagokban volt lehetséges a paramágneses rezonancia segítségével.

Figyelembevétel a szóhajóvó kölcsönhatásokat energetikai szempontból a viszonyokról áttekintő képet kaphatunk a *Pryce és Abragam* (1951) által bevezetett ún. fenomenológikus spin-Hamilton függvény segítségével. Ők megmutatták, hogy egy a z tengelyre vonatkozóan axiális szimmetriával rendelkező paramágneses kristályban lévő ion energiája a kristály belső terei és a z irányú külső mágneses tér együttes jelenléte esetén a következő operátorral jellemezhető:

$$H = \mu_B g_z H_z S_z + g_x H_x S_x + g_y H_y S_y + g_N \mu_N H \cdot I + A S_z I_z + B S_x I_x + S_y I_y + eQ \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} 3I_z^2 - I \cdot I + I + D S_z^2 - \frac{L}{3} S + I \quad /4/$$

ahol:	μ_B	: Bohr magneton
	$H(x, y, z)$: külső mágneses tér
	$I(x, y, z)$: magspin
	$S(x, y, z)$: elektronhéj eredő impulzusmomentuma
	μ_B	: magmagneton
	g_H	: mag giromágneses együtthatója
	g''	: atomi Landé-faktorok a tér irányában
	g_L	és arra merőlegesen
	v	: a kristály belső elektromos terének potenciálja
	Q	: mag elektromos kvadrupól momentuma
	A, B, D	: konstansok
	e	: elektromos töltésegység

Az első tag az elektronhéj energia nivóinak a külső mágneses tér hatására létrejövő Zeeman-felhasadását, a második pedig a magspin és a külső mágneses tér közti kölcsönhatást jellemzi. A harmadik tag a magspin és elektronspin közti közvetlen csatolást, a negyedik tag a kristály inhomogén elektromos terének és a mag kvadrupól momentumának kölcsönhatását, az utolsó tag pedig a kristály elektromos terének és az elektronhéjnak a kölcsönhatását adja meg. Az utolsó három kölcsönhatás okozza a spektrumok hiperfinom szerkezetét is. Így a szereplő konstansokat az egyes anyagoknál paramágneses rezonancia segítségével végzett hiperfinom szerkezet vizsgálatokkal lehet meghatározni.

a/ Gorter - Rose módszere

A spektrumok hiperfinom szerkezetének vizsgálatából megállapítható, hogy paramágneses atomokban az aszimmetrikus elektronfelhő a mag helyén $10^5 - 10^6$ oersted erősségű mágneses teret hoz létre. 1948-ban Gorter és tőle függetlenül Rose mutatták rá, hogy mivel az elektronok mágneses momentuma a magokénál kb. 1000-szer nagyobb, az elektronhéj már néhány száz oersted erősségű külső térrel teljesen orientálható. Az orientált elektronhéj pedig a $10^5 - 10^6$ oersted erősségű hiperfinom csatolás révén a magok polarizációját hozza létre, megfelelően alacsony hőmérséklet ($0,01 - 0,1^\circ \text{K}$) esetén. /4/-ben a jelenséget az első és harmadik tag írja le:

$$H = \mu_B g'' H_z S_z + g H_x S_x + H_y S_y + A S_z I_z + B S_x I_x + S_y I_y$$

A módszer számára azok a paramágneses kristályok felelnek meg, amelyekben külső tér nélküli esetben is erős a hiperfinom felhasadás, azaz amelyekre vonatkozóan a mikrohullámu paramágneses rezonancia mérésekből nagy A , ill. B értékek adódtak. Az elemek közül könnyen orientálhatók a ritka földfémek és általában az átmeneti csoportba tartozó elemek magjai. A telítetlen 3d héju elemek csoportjának ferromágneses tagjait természetesen paramágneses vegyületeikbe kell vinnünk.

Ennél a módszernél, a kisebb mágneses térerő miatt célszerű az orientálandó elemet a hűtési célokat szolgáló paramágneses kristályba vinni. De használják a hőkontaktus segítségével való előhűtést is.

1960-ig három elem hét izotópjánál tudtak magpolarizációt elérni a Gorter - Rose módszer segítségével (Mn^{52} , Mn^{54} , Mn^{55} , Co^{59} , Co^{60} , Co^{60} , Sm^{149}).

Példaként Bernstein, Roberts és mások 1954-ben végzett kísérlete említhető meg. Ők $\text{Sm}(\text{C}_2\text{H}_5\text{SO}_4)_6 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$ egykristályban Sm^{149} magokat polarizálták. Egy másik paramágneses sóval hűtötték a kristályt $0,10 - 0,15^\circ \text{K}$ hőmérsékletre. A magorientációt $11\,000$ oersted mágneses térrel hozták létre. Polarizálatlan neutronokkal sugározták be

a mintát, és vizsgálták a reflektált neutronnyaláb polarizációját. Az eredményekből az Sm^{146} magokra $f_1 = 0,12$ polarizációs fok adódott.

Ugyancsak 1954-ből és a fenti szerzőktől származik egy mérés Mn^{55} -re vonatkozólag. $\text{Mn}^{55}(\text{ND}_4)_2(\text{SO}_4)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ kristályt saját kimágnesezése révén $0,2^\circ \text{K}$ hőmérsékletre hűtötték. Eközben a mágneseztér $11\,000 \text{ oe.}$ -ről 2350 oe. -re csökkent. 16% -os polarizációt ($f_1 = 0,16$) tudtak elérni. A mintát részben-polarizált termikus neutronokkal sugározták be. A neutron abszorpció értékét a keletkezett Mn^{56} aktivitásának méréséből állapíthatták meg. Ha a mag - ill. neutronspinek paralel álltak egymáshoz, akkor az abszorpció $3,4\%$ -kal volt kisebb, mint a spinek antiparalel állásánál.

Gamma- ill. bétasugárzó izotópokkal, különösen Co^{60} , ill. Co^{58} -al is több sikeres mérést végeztek, főleg a paritásmegmaradással kapcsolatos vizsgálatok keretében. A Wu, Ambler, Hayward, és mások által végzett mérésnél is a Gorter - Rose módszert alkalmazták. Cériummagnéziumnitrátot a felületén Co^{60} réteggel párologtattak be. Kb. $f_1 = 0,6$ értékű polarizációt hoztak létre. $\epsilon = 17\%$ -os maximális γ -anizotrópiát észleltek. A β és γ sugárzás irány anizotrópiáját szcintillációs számlálókkal vizsgálták. A β sugarak detektálása csak a Dewar edénybe, alacsony hőmérsékletre helyezett szcintillációs kristállyal és hosszú fényvezetővel volt megoldható. Azt kapták, hogy a β -sugarak kilépése valószínűbb a polarizált spinnel ellentétes irányban.

b/ Bleaney módszere (1951). Magorientálódás a mágnese hiperfinom felhasadás alapján.

Ugyancsak paramágneses rezonancia kísérletekből ismeretes, hogy paramágneses ionokat tartalmazó kristályokban az ionok egymás erős, elektromos térben helyezkednek el. Az elektronhéj ennek hatására létrejövő orientációja, amely már viszonylag magas hőmérsékleten ($10-100^\circ \text{K}$) is csaknem teljes, okozza pl. a mágnese szuszceptibilitás anizotropiáját. Olyan kristályokban, melyekben ez a tér axiális szimmetriát mutat, az elektronhéj orientációja az egykristály valamelyik tengelyének irányában alakul ki. Megfelelően alacsony hőmérsékleten, $0,01^\circ \text{K}$ körül, azután az elektronhéj és a magok közti mágnese kölcsönhatás a magok orientálására vezet. A folyamatot a /4/-ben a harmadik és az ötödik tag jellemzi. Nagy előny, hogy külső tér egyáltalán nem szükséges, mindössze megfelelő kristályba (nagy D, $A \gg B$) kell belevinni a vizsgálandó izotópot és az egykristályt $0,01^\circ \text{K}$ körüli hőmérsékletre hűteni, célszerűen a saját kimágnesezése útján. Hátrány, hogy nem polarizáció, hanem csak beállítás jön létre, (lc. ábra.) mivel az elektronhéjat orientáló tér egyforma a pozitív, ill. negatív irányban: /4/-ben S_z a négyzetben szerepelt. Bleaney módszere ugyancsak főleg az átmeneti elemekre, különösen a 3d és a ritka földfémek izotópjaira alkalmazható jó eredménnyel.

Az eljárás egyszerűsége miatt ez a módszer volt 1960-ig a legsikeresebb. Hét elem 11 izotópját (Mn^{55} , Co^{58} , Co^{59} , Co^{60} , Co^{61} , Ce^{139} , Ce^{141} , Pr^{142} , Nd^{147} , Ho^{166} , Yb^{175}) tudták orientálni segítségével. A legelső mérés egyikét Daniels, Grace és Halban végezték 1951-ben. $\text{CuRb}(\text{SO}_4)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ -ban a rézionok egy részét $70 \mu\text{C}$ Co^{60} -al helyettesítették. 1°K körüli hőmérsékletéről $28\,000$ oersted megszüntetésével $0,02^\circ \text{K}$ -re hűtötték a söt. Vizsgálták a Co^{60} -ból keletkező Ni^{60} gamma sugárzását. Az $1,33 \text{ MeV}$ -es vonalra $\epsilon = 25\%$ -os sugárzási anizotrópiát kaptak.

c/ Pound módszere (1949); magorientálódás az elektromos hiperfinom felhasadás alapján.

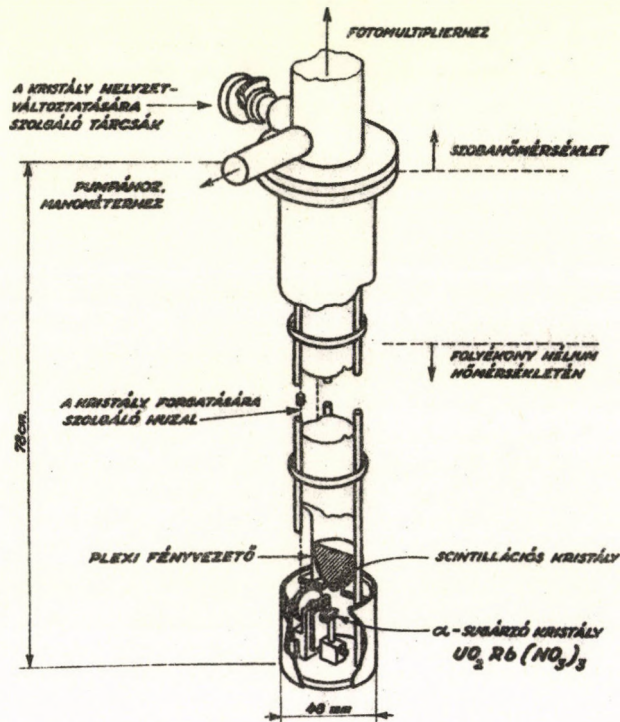
A kristályok erős inhomogén elektromos tere a magok elektromos kvadrupol momentumára 1°K alatti hőmérsékleten közvetlenül is hatással lehet, feltéve, hogy a

mag kvadrupol momentuma elég nagy értékű. /4/-ben

$$H = eQ \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} [3I_z^2 - I(I + 1)]$$

tag írja le a kölcsönhatást, amelynek eredményeként beállítás jön létre külső tér alkalmazása nélkül, pusztán megfelelő egykristálynak 0,01 - 1,0° K körüli hőmérsékletre való hűtése által. A beállítás létrejötte, mint az szemléletesen is belátható, a kvadrupol momentum szimmetrikus voltának tulajdonítható. Alkalmos izotópok (nagy mag-kvadrupol momentum $I \geq 1$) találhatók a 150-190 tömegszámok között és a periodusos rendszer végén.

Pound módszere alapján 3 alfa-sugárzó izotópon (U^{238} , U^{235} , Np^{237}) végeztek



3. ábra. Magorientálódás a hiperfinom felhasadás alapján. Az alfa sugárzó $UO_2Rb(NO_3)_3$ kristályban a belső terek hatására a magok már 1,1° K hőmérsékleten is az egyik kristály tengely irányába állítódnak be. Az alacsony hőmérsékletre helyezett scintillációs kristály előtt elforgatva az $UO_2Rb(NO_3)_3$ kristályt, megkapták a felületére rávitt U^{238} , U^{235} , Np^{237} izotópok alfa-sugárzásának szögeloszlását.

méréseket (Dabbs, Roberts és Parker 1958) Mindhárom esetben $UO_2Rb(NO_3)_3$ egykristály külsejére párologtatták rá a vizsgálandó izotópot, hogy az alfa-sugarak ne abszorbeálódnak a kristályban. Ebben a kristályban az UO_2 ion O-U-O láncként az egyik kristálytengely irányában helyezkedik el. A közeli oxigén atomok erős inhomogén elektromos tere állítja be az uránium magokat a tengely irányába. Az elektromos tér a kristály felületén elhelyezkedő magokra is kiterjeszti az orientációt. Az U^{235} esetében pl. cseppfolyós héliummal előállított $1,1^\circ$ K hőmérsékleten 8-9 %-os sugárzási anizotrópiát kaptak. A megfigyelés oly módon történt, hogy a Dewar-edény aljába helyezett $UO_2Rb(NO_3)_3$ kristályt 90 fokkal elforgatták, szcintillációs számláló kristálya előtt. (3. ábra.) Azt találták, hogy az alfa-részeknek a magból való kilépése a spin irányára merőlegesen valószínűbb.

3/ Nem paramágneses anyagok atommagjainak orientálása

A 2a. - 2c. módszerek olyan elemekre érvényesek, melyeknek vannak paramágneses vegyületeik s azok paramágneses tulajdonságaikat egészen alacsony hőmérsékletekig megtartják. Ez a megszorítás elég szigorú és csak az elemek szűk csoportjára alkalmazható, mint az az eredményekből is látható. Gorter és Rose eredeti ötlete azonban, hogy t. i. a spektrumok hiperfinom szerkezetét okozó kölcsönhatást használjuk fel paramágneses ionok magjainak orientálására, kiterjeszhető volt ferromágneses és antiferromágneses, sőt végül diamágneses anyagokra is.

a/ Ferromágneses anyagok atommagjainak orientálása

Ferromágneses anyagokban a hiperfinom felhasadás fellépte várható a 3d héj nem gömbszimmetrikus volta miatt. Az egyes Weiss-féle kerületekben a 3d. elektronok spinjei egyirányban állnak. Kedvező esetben az összes Weiss-féle kerületben az elektronok rendezettsége ugyanazon kristálytengely irányában (azzal paralel, vagy antiparalel alakul ki). A 3d héjak elektronjainak rendezettsége elég alacsony hőmérsékleten $0,01^\circ$ K körül a magok orientációját, ez esetben beállítását hozza létre. Ha azonban lehűtés előtt külső térrel telítésig mágnesezzük a ferromágneses anyagmintát, akkor természetesen az összes Weiss-féle kerület elektronspinjei és ennek következtében a magok spinjei is polarizálódnak. A 3d. elektronok által létrehozott térben a magspinnek átrendeződése a magok és a vezetési elektronok közti kölcsönhatás révén történik.

A ferromágneses minta lehűtése csak egy másik paramágneses anyag segítségével történhet. Beállítás pusztán lehűtéssel, polarizálás pedig néhány ezer oerted erősségű mágneses tér alkalmazásával történik.

Hucisvili javaslata alapján 1955-ben Alekszejevszkij és Zavarickij végeztek ilyen méréseket, telítésig mágnesezett Cu^{60} egykristállyal $0,05 - 0,08^\circ$ K hőmérsékleten. A kapott sugárzási anizotrópia $\epsilon = 0,10 - 0,15$ volt. Ezzel egyidőben hasonló méréseket végzett Kurti Cambridgeben. Ő mágneses tér nélkül $\epsilon = 0,16$ -os sugárzási anizotrópiát tudott elérni Co^{60} -al.

b/ Antiferromágneses anyagok atommagjainak orientálása

Lehetőséget ad orientáció létrehozására az antiferromágnesség jelensége is. Egyes paramágneses anyagok, mint pl. $FeCl_2$, $CoBr_2$, $NiCl_2$, $MnBr_2$, $CuSO_4$ stb. alacsony hőmérsékleten, egy az anyagra jellemző θ hőmérséklet alatt mágneses anomáliákat mutatnak. Pl. szuszceptibilitásuk a hőmérséklet függvényében csökkenni kezd, ellentétben a

Curie törvényel. A mért szuszceptibilitás függ a mágneses térerőtől, és hiszterézis jelenségek lépnek fel. A θ hőmérséklet közelében a fajhőnek maximuma van, stb. A jelenség azzal magyarázható, hogy az egymás melletti atomok 3d valencia elektronjai között negatív kicserélődési kölcsönhatás lép fel, és az alacsony hőmérsékleten a szomszédos elektronok spinjeit egymáshoz antiparalel állítja be. Így az elektronok egyik része egyik, másik része pedig másik irányba orientálódik. Minél alacsonyabb a hőmérséklet, annál nagyobb foku az elektronok elrendeződése. 0° K-en az elektron orientáció teljessé válna. Természetesen kifelé eredő mágneses momentum nem lép fel, mivel az elektronok momentumai kölcsönösen kikompenzálják egymást. $0,01^\circ$ K nagyságrendű hőmérsékleten az elektronok és magok közti kölcsönhatás révén a magok is orientálódnak. Külső teret nem kell alkalmazni, de csak beállítást nyerünk.

Ezt a *Daunt* és *Gorter* által 1951-ben javasolt módszert elsőnek *Poppema* (Leiden 1951) kísérlete meg alkalmazni. Co^{50} -at vitt be $\text{Co}(\text{NH}_4)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ -ba, amely paramágneses anyag $0,1^\circ$ K-en antiferromágnesessé válik. Adiabtikus kimágnesezéssel valamivel az átalakulási hőmérséklet alá hűtötte a kristályt, de a Co^{50} gamma-sugárzásában nem kapott anizotrópiát. Ugyanezt a mérést *Daniels* és *LeBlanc* sikeresen ismételték meg Vancouverben. $0,25$ g súlyu, $5 \mu\text{C}$ Co^{50} -at tartalmazó $\text{Co}(\text{NH}_4)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ kristályt egy másik paramágneses sóval $0,05^\circ$ K hőmérsékletre hűtötték. Így $5,5\%$ ($\epsilon = 0,55$) sugárzási anizotrópiát találtak.

c/ Diamágneses anyagok atommagjainak orientálása

Szamojlov, *Szkljarevszkij* és *Sztyepanov* 1959-ben módszert javasolt és sikeres kísérleteket hajtott végre diamágneses anyagok atommagjainak orientálására (II. táblázat). Az orientálandó elemet kis mennyiségben beleötvözték ferromágneses anyagba, majd $0,01^\circ$ K nagyságrendű hőmérsékleten telítésig mágneszték az anyagmintát. A legvalószínűbb magyarázat szerint akkor a ferromágneses fém vezetési elektronjai részben kicserélődési kölcsönhatások, részben pedig a ferromágnes orientálódott atomjaival való mágneses kölcsönhatás révén polarizálódnak. Ezek a vezetési elektronok azután a diamágneses atomok közelébe kerülve azok magjainak a helyén $10^5 - 10^6$ oe. erősségű mágneses teret hoznak létre. Mint tudjuk ilyen tér $0,01^\circ$ K hőmérsékleten jelentős magorientációt okoz feltéve, hogy a mag mágneses momentuma nem nagyon kicsi. A lehülést ferromágneses anyagról lévén szó, csak másik paramágneses sóval lehet végrehajtani. A ferromágnes telítésig való mágnesezése néhány ezer oersteddel megoldható.

Szamojlov és mások módszerüket Sb^{122} , In^{114} , Au^{198} , Cr^{51} , magok orientálásával próbálták ki. Mind a négy izotópot vasötvetbe vitték. $0,03^\circ$ K hőmérsékleten $2000 - 2500$ oe. mágneses teret alkalmaztak. A Cr^{51} magok esetében, a valószínűleg igen kicsi mágnesesmomentum miatt, nem értek el eredményt. A többi izotópra vonatkozó eredményük a II. táblázatban foglalható össze. Figyelemre méltó a nyert polarizációs fokok nagy értéke. Ugyancsak ebben a táblázatban található a Sc^{46} -ra vonatkozó mérési eredmények, melyeket 1960. júniusában közöltek, *Kogan*, *Kul'kov* és mások.

A módszer általános érvényűnek látszik és jelentősége igen nagy, mert nagy mértékben kiterjeszti az orientálható magok körét, továbbá a ferromágnességgel kapcsolatos vizsgálatokhoz is értékes adatokkal járul hozzá.

2. Táblázat.

Diamágneses anyagok atommagjainak orientálása vasötvözetben. Az Au¹⁹⁸-ra, Sb¹²²-re, In¹¹⁴^X-ra vonatkozó mérés Szamojlou, Szkljareuszkij és Sztjepanovtól (ЖЭТФ, 38/1960/359.) ered. A Sc⁴⁶-ra vonatkozó mérés szerzője Fogan, Kul'kov és mások (ЖЭТФ, 39/1960/47-52.)

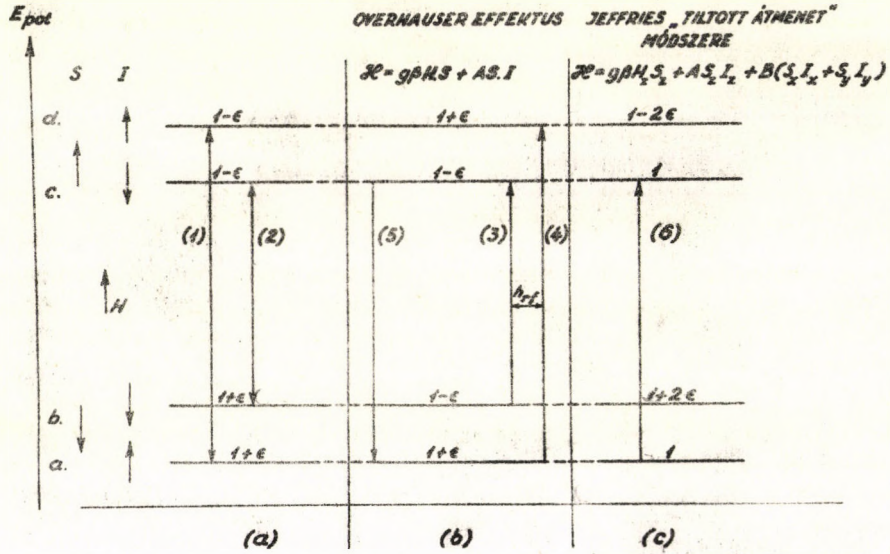
Vizsgált elem	Au	Sb	In	Sc
Rádióaktív izotóp	Au ¹⁹⁸ (2-3 μC)	Sb ¹²² (6-8 μC)	In ¹¹⁴ ^X (10 μC)	Sc ⁴⁶ (1 μC)
Az izotóp súlyszázaléka az ötvözetben	0,3	0,6	0,12	0,5
Hőmérséklet °K-ban	0,015	0,03	0,03	0,04
Mágnesestér oerstedben	1000	2000 - 2500		1800
Nyert gamma sugárzási anizotrópia	0,06	0,025	0,08	0,01
Polarizációs fok f ₁	0,3	0,3	0,5	-
Polarizációs fokból számított mágneses térerő a magok helyén	1.10 ⁶ oe.	2,8.10 ⁶ oe.	2,5.10 ⁶ oe.	3-5.10 ⁶
Az izotóp magmomentumának értéke magmágneton egységben	0,5	1,9	4,7	3,5 ± 0,5

II. NEM STACIONÁRIUS MÓDSZEREK

Az eddigi módszerekre az jellemző, hogy ameddig az alacsony hőmérséklet és az irányt kitüntető tér fennáll, addig az orientáció is megmarad. Az eddigi módszereknél a spinek irányeloszlását az illető hőmérsékletnek megfelelő Boltzmann eloszlás ad-

ja meg. A magok és elektronok spinjei, ill. a kristályrács termodinamikai egyensúlyban vannak.

Ezzel szemben a dinamikus és tranziens módszerekre a spinek olyan eloszlása jellemző, amely nem jöhetne létre az adott hőmérséklet és energianívó felhasadás esetén. Ezeknél az orientálási módszereknél, az egyes magspin beállítások között rádiófrekvenciás, mikrohullámu, vagy optikai módszerekkel hozunk létre átmeneteket, és a magspineket valamelyik állapotban (nem feltétlenül a legalacsonyabb potenciális energiájú állapotban) igyekszünk telítésbe vinni. A magspinek orientációja a termodinamikai egyensúly hiánya miatt az elektronokkal, vagy a kristályráccsal való kölcsönhatás révén, valamilyen relaxációs idővel lecseng; a hőmozgás szétrázza az orientációt, mivel itt a $\Delta E > kT$ feltétel nem teljesül. A dinamikus módszereknél mód van arra, hogy az orientáció folyamatos "utána termelésével" a termodinamikai egyensúlytól eltérő dinamikus egyensúlyt hozunk létre, és hosszabb időn át fenntartsuk az orientációt. A tranziens módszereknél a termodinamikai egyensúlytól eltérő állapotot létrehozó erő nem hat folyamatosan. E miatt az orientáció megszűnik és a folyamatot időről-időre meg kell ismételni. Az alacsony hőmérsékletek alkalmazása szükséges, mivel a hőmérséklet csökkenésével a relaxációs idő növekszik, de elégséges a cseppfolyós hélium segítségével előállítható néhány K^o-os hőmérséklet is. Ezeknél a módszereknél tehát annak az effektusnak vesszük hasznát, amelyik az 1a. esetben nehézséget okozott.



4. ábra. Egy $I=1/2$, $S=1/2$ eredő mag- ill. elektron - spinű paramágneses ion energia nivói adott H mágneses térben a spinek beállításától függően. A mágneses tér bekapcsolása után az /1./ ill. /2./ relaxációs folyamatok a nivók között betöltöttség különbséget hoznak létre. (a. ábra.) Overhauser polarizációs módszerénél (b. ábra.) az elektron rezonancia telítése (3, 4.) /5./ relaxációs folyamat révén magpolarizációt eredményez. Jeffries módszere (c. ábra.) azon alapú, hogy a /6./ tiltott átmenet is létrehozható, ha a mágneses és mikrohullámu tér párhuzamos és a mag ill. elektronspin közti csatolás $H = A S_z I_z + B(S_x I_x + S_y I_y)$ alakú.

1/ Dinamikus módszerek

a/ Overhauser polarizációs módszere

Overhauser kimutatta, hogy egyes szilárd testekben (fémek, kristályokban levő paramágneses szennyeződések, stb...) a magspinek irányeloszlásának bármilyen megváltozása, átrendeződése csak elektronok spinjeinek ellenkező értelmű irányváltozásával együtt következhet be. (fémekben a vezetési elektronok, egyéb anyagokban a hég elektronok játszzák ezt a szerepet.) Feltétele ennek az effektusnak a mag - ill. elektron - spinek közti $H=AS I$ alakú csatolás. Szemléletesen szólva azt lehet mondani, hogy a magspinek környezetüket csak az elektron spinekkel való kölcsönhatás révén "érzékeli". Pusztán kvalitatíve is várható tehát, hogy az elektron spinek irányeloszlásának megváltozása, mintegy más hőmérsékletre jutása valamilyen módon befolyásolja a magspinek irányeloszlását. Ilyen módon az Overhauser effektus magpolarizáció létrehozására használható.

Meg kell még jegyezni, hogy az elektronspinek irányváltoztatása a magspinektől függetlenül is végbemehet pl. külső elektromágneses térrel való közvetlen kölcsönhatás révén, vagy a kristály rácsrezgéseinek hatására.

Pl. paramágneses ionok atommagjainak polarizálása az Overhauser effektus segítségével a következő módon történik. Egyszerűség kedvéért tekintsünk feles mag - és elektron - spinű ionokat ($I = 1/2, S = 1/2$). Helyezzük ezeket H mágneses és rá merőleges irányu r.f. térbe. Az ionok potenciális energiája adott H mágneses térben a spinek beállásától függően a 4a. ábrán látható. Az egyes nivók mellett a spinek irányai, a nivók felett pedig a betöltöttségük van feltüntetve. A betöltöttség $1/-$ -ből:

$$w(m) = a \cdot \exp \frac{\mu H}{kT} = a \cdot \exp \varepsilon$$

illetve kis ε esetén: $w(m) \sim 1 + \varepsilon$; ha pedig a spin a H -hoz képest paralel áll: $w(m) \sim 1 - \varepsilon$. A mágneses tér bekapcsolása után, de a r.f. tér bekapcsolása előtt a nivók betöltöttsége a kristályrács - elektronspin és elektronspin - magspin kölcsönhatás révén alakul ki. $1^\circ K$ körüli hőmérsékletek és erős mágneses terek alkalmazása esetén az elektron nivók között jelentősebb betöltöttség különbségek lépnek fel. A magnivók között viszont ilyen hőmérsékleten még nincs betöltöttség különbség. Ha a r.f. teret bekapcsoljuk, annak segítségével a $3/ - 4/$ átmenetet hozhatjuk létre. Ilyen módon a termodinamikai egyensulynak megfelelő eloszlást megzavarva elérhetjük, hogy a felső elektron állapotban közel ugyanannyi atom legyen található, mint az alsóban. Az elektronspineknek az alsó állapotba való visszaugrása végbemehet foton kibocsátással, a kristályráccsal való kölcsönhatás révén, vagy az Overhauser effektussal, azaz a magspinek átfordítása révén: az $5/$ átmenettel. Az utábbi folyamat a magspinek eloszlását oly módon változtatja meg, hogy a térrel paralel spinű állapotban (a. és d. nivó) több mag foglal helyet mint ellenkezőleg: magpolarizáció jött létre. Az okoskodás hasonló módon elvégezhető felesnél nagyobb spinű értékekre is, vagy akár fémekre.

Kimutatható, hogy az elektronrezonancia telítésénél a különböző magspinű állapotok betöltöttségét nem a mag, hanem az elektron mágness momentumával lehet megadni:

$$\frac{w(m+1)}{w(m)} \sim \exp 2\mu_e H/kT$$

ahol	$w(m), w(m+1)$	az egyes magspin-állapotok betöltöttsége,
	μ_e	elektron mágneses momentuma,
	H	mágneses tér,
	k	Boltzmann állandó,
	T	hőmérséklet.

Ilyen módon viszonylag magas hőmérsékleten (1°K körül) is jelentős polarizációs fokok érhetőek el.

A szükséges 1°K körüli hőmérsékletek cseppfolyós hélium csökkentett nyomás alatti elpárologtatásával nyerhetők; mágneses hűtés nem szükséges. Ez több féle szempontból nagyon előnyös (előállítás, hőtadási problémák leegyszerűsödése), nehézséget jelent viszont a r.f. tér által a mintába bevitt nagy hőmennyiség.

Kísérletileg polarizáció létrejöttét elsősorban mag-spin rezonancia módszerekkel sikerült kimutatni ($^1\text{H}^1, \text{Li}^7, \text{Na}^{23}$, Carwer, Slichter 1956). Csak 1958-ból származik olyan mérés, melyben gammasugárzás anizotrópiájával ellenőrizték a polarizációt. Pipkin szilícium kristályba ágyazott Sb^{122} ionok magjait polarizálta.

b/ Tiltott átmenet módszere

Hogy az $/5/ - /6/$ átmenetet r.f. vagy mikrohullámu térrel közvetlenül létrehozzuk, az az átmenet tiltott volta miatt nehézségekbe ütközik. De Jeffries 1957-ben elméletileg és kísérletileg megmutatta, hogy bizonyos speciális körülmények között az átmenet végrehajtható. (Párhuzamos állásu mágneses és mikrohullámu tér, a magspinnek és elektronspinnek közti $H = AS_z I_z + B(S_y I_y + S_x I_x)$ alakú csatolás esetén az átmenetet jellemző matrixelem nem zérus.)

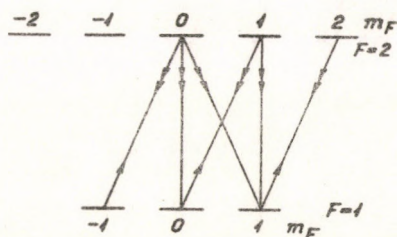
Három ilyen jellegű kísérleti eredményről lehet beszámolni: gamma-sugárzás-anizotrópia mérésekkel sikerült kimutatni a polarizációt. Sb^{122} (Pipkin, 1958) As^{76} (Pipkin és Culvahouse, 1958; Si kristályba ágyazott As^{76} ionok) és Co^{60} magokon (Abraham, Kedzie, Jeffries, 1957).

c/ Az "optikai pumpa" módszere

Kastler 1954-ben ismertetett egy módszert, amellyel magpolarizáció érhető el mágneses térben levő atomokban cirkulárisan poláros fényvel való megvilágítása révén. Ez a következőképpen történhet. Tekintsünk atomokat, amelyeknek eredő spinje $F = I + J$, ahol I a magspin, J pedig az elektronhéj eredő spinje. Tegyük fel még azt is, hogy pl. $F = 1$. Helyezzük az atomokat mágneses térbe, amely elég gyenge ahhoz, hogy nem szünteti meg a spinnek közti Russel - Saunders csatolást. Ekkor a $F = 1$ állapothoz tartozó mágneses kvantumszámértékek $+1, 0, -1$. Ha most megfelelő frekvenciájú, és pl. balra cirkulárisan poláros fényvel megvilágítjuk a rendszert, akkor az 5. ábrán egyes nyíllal jelölt átmenetek következnek be, a $F = 2$ állapot különféle mágneses kvantumszámú alállapotaiba. Innen viszont az alapállapotba több féle uton juthatnak vissza az atomok, aszerint, hogy milyen értelemben cirkulárisan poláros fényt, bocsátanak ki. Ily módon a magasabb kvantumszámú állapotokban levő atomok száma megnő, ezekbe az állapotokba mintegy "felpumpálódnak" az atomok. Ha pedig a F számára valamilyen beállítás valószínűbb, akkor az $F = I + J$ összefüggés miatt a magmomentumok számára is adódik ki-tüntetett irány.

Kísérletileg megvalósítható az eljárás ritka gázzal, gőzzel, vagy ionnyalábal. Ebben az esetben nincs szükség alacsony hőmérsékletekre! Hátrány természetesen, hogy így csak csekély anyagmennyiségekben érhető el polarizáció. Kiterjeszhető ugyan a módszer kristályokba ágyazott fluoreszcens ionokra is, de akkor már alacsony hőmérséklet szükséges a rácsrezgések depolarizáló hatása miatt.

Sikeres kísérleteket végeztek hidrogén (Anderson, Pipkin, Baird, 1957) és nitrogén (Holloway, Novick, 1958) gázzal, továbbá nátrium (Kastler, 1954; Hawkins, 1955; Dehmelt, 1957) illetve kálium gőzzel (Franken, Saunders, Hobart, 1958). Ugyancsak sikerült rubidium atomokat polarizálni (Novick, Peters, 1958). A létrejött orientációt csak spin-rezonancia illetve optikai módszerekkel vizsgálták.



5. ábra. Optikai pumpa módszerével történő magpolarizálás elve. A cirkulárisan polarizált fényvel létrehozott átmenetek egyszeres nyílal vannak jelezve. Az atom alapállapotba való visszaugrása a kettős nyílal jelölt módokon történhet.

2/ Tranzien s m ó d s z e r e k

A tranziens módszerek azon a tényen alapulnak, hogy a paramágneses spin-kristályrács relaxáció alacsony hőmérsékleten igen lassu, a relaxációs idő néhány perc is lehet. Ha tehát valami módon létrehozunk egy elrendeződést, akkor az csak a relaxációs idővel, mint időállandóval fog megváltozni, tekintet nélkül arra, hogy mennyire instabil.

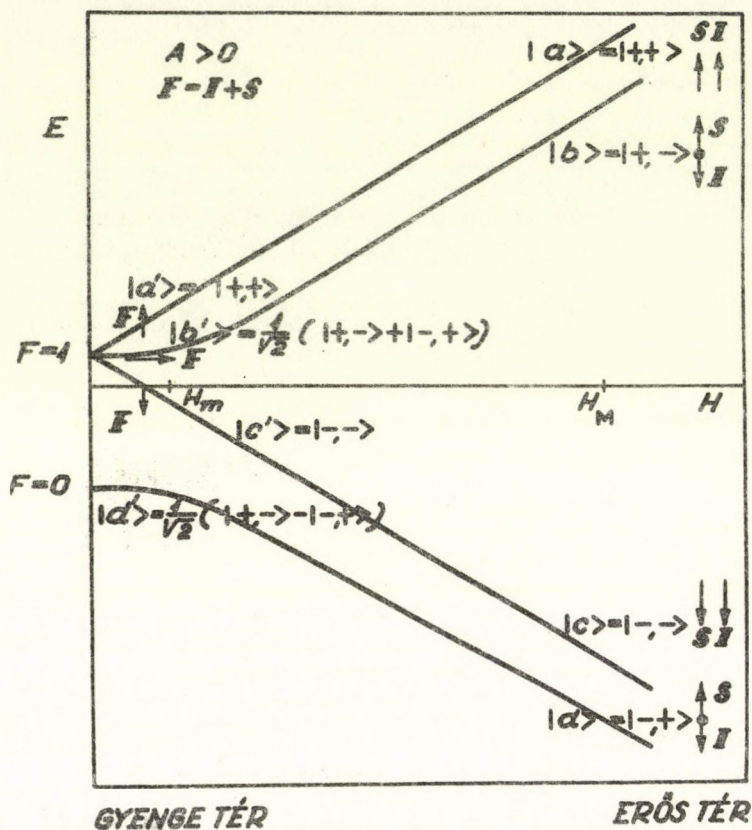
Hosszu relaxációs idők adódnak alacsony hőmérsékleten félvezető kristályba ágyazott paramágneses ionokra, melyek egymástól izolálva vannak. Az alábbi módszerek ilyen anyagokra érvényesek. Meg kell jegyezni, hogy mindezek a módszerek magfizikai szempontból az előzőeknél kisebb értékűek.

Abragam módszere 1956-ból származik; $^2S_{1/2}$ állapotú, I spinű paramágneses atomokra vagy ionokra alkalmazható. Egyszerűség kedvéért tekintsük megint az $I = 1/2$ esetet. Változó erősségű homogén mágneses térben ilyen atom potenciális energia nivói a spinek beállításától függően a 6. ábrán láthatóak. Megfelelően alacsony 1°C körüli hőmérséklet és erős H_M tér alkalmazásával elérhető, hogy

$$\frac{g\mu_{\text{Bohr}}H}{kT} > 1 \quad \text{legyen és így a}$$

c. és d. nivók betöltöttsége elhanyagolható legyen az a. és b. nivókéhoz képest. Az a. és b. magnívó betöltöttsége ilyen hőmérsékleten egymástól nem különbözik: mindkettő közel $1/2$. Magpolarizáció ekkor még nincs. Csökkentsük le azonban a teret H_M értékre lassabban, mintsem hogy átmenetet hozzunk létre ezáltal a nivók között (lassu adiabatikus átmenet), de mégis rövidebb idő alatt minthogy a spin-rács relaxáció megváltoztatná a nivó betöltöttségét. Az állapotok hullámfüggvényei a lassu adiabatikus átmenet alatt azábrán jelölt módon változnak meg. Gyenge térben a spinek nem külön-külön, ha-

nem eredőjük révén kvantálódnak a tér irányában. A zérus eredő momentumu a. állapot ezért a magspinek rendezetlen eloszlásának felel meg. A b. állapot miatt pedig $(f_1) \sim \frac{1}{2}$ értékű magpolarizációhoz jutunk. Ez a polarizáció a spin-rács relaxációs idővel le-



6. ábra. Abragam magpolarizációs módszere $^2S_{1/2}$ állapotú, feles magspinű atomokra vagy ionokra. A mágneses térnek H_m -ről H_m -re való lassu lecsökkenése nem változtatja meg az állapotok betöltöttségét, csak hullámfüggvényét. Elérhető polarizáció: $f_1 = \frac{e}{2} (\max 1/2)$.

cseng. A módszer érvényessége belátható felesnél nagyobb magspin esetén sőt akkor is ha a

$$\frac{g\mu_{Bohr}H}{kT} \gg 1 \quad \text{feltétel nem teljesül, és a felső}$$

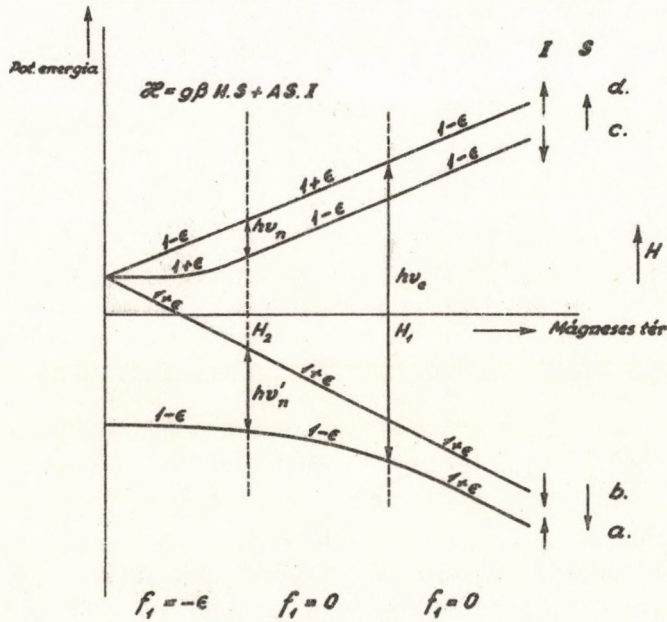
két nivå betöltöttsége erős térben nem hanyagolható el az alsóhoz képest.

Megfelelően hosszú relaxációs időket találtak pl. szilícium kristályban levő paramágneses As és P szennyezésekre vonatkozóan, 1 - 1,5° K hőmérsékleten. De kísérletileg még nem sikerült megvalósítani a módszert.

A Feher által 1956-ban javasolt módszernél előbb egy elektronspin - majd egy magspin - rezonanciát kell létrehozni polarizáció eléréséhez. (A fenti példában szereplő esetre: 7. ábra.) Csökkenő mágneses térben mikrohullámu elektromágneses sugárzással átmenetet hozunk létre az a. és d. állapotok között, majd r.f. térrel a d. és c. állapotok között. Ily módon H_2 mágneses tér értékénél a magok többségben a térrel antiparalel állapotba kerülnek. Természetesen a polarizáció a spin-rács relaxációs idővel lecseng.

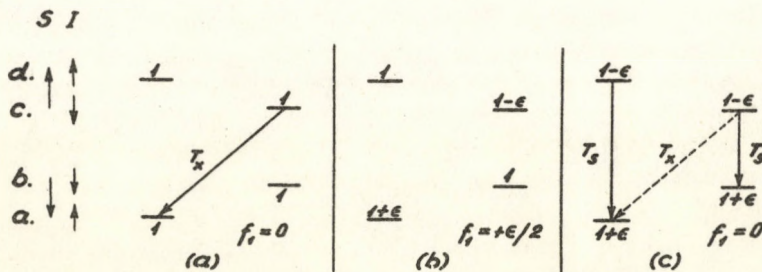
Fehér, Fuller és Gere 1957-ben P^{32} tartalmu Si kristállyal végeztek sikeres mérést. A polarizáció létrejöttét csak spin-rezonancia módszerekkel bizonyították.

Pines, Bardeen, Slichter módszere 1957-ből származik (8. ábra). Alkalmazásának feltétele, hogy - az első példákban szereplő esetre vonatkozólag - a c. és a. állapotok közti átmenet relaxációs ideje (T_x) sokkal rövidebb legyen, mint a d. \rightarrow a. ill.



7. ábra. Fehér tranzienis magorientálási módszere $I=1/2$, $S=1/2$ esetben. A H_1 ill. H_2 tére-rősségnél létrehozott mikrohullámu ill. r.f. átmenettel elérhető, hogy a c. ill. b. nivó betöltöttsége nagyobb legyen a másik két nivónál.

c. \rightarrow b. átmenetek relaxációs ideje (T_S). Ez a feltétel szintén teljesül félvezető kristályba ágyazott paramágneses szennyezésekre, ahol a $H = ASI$ csatolás, a b. \rightarrow d. átmenetet lehetővé teszi. Ha tehát ilyen kristályt alacsony hőmérsékleten mágneses térbe helyezünk ($I=1/2$, $S=1/2$ esetre 8. ábra), akkor a $T_x < t < T_S$ idő alatt a d. állapot betöltöttsége nagyobb a többi állapoténál; magpolarizáció lép fel. A módszer kísérleti megerősítéséről nem számoltak még be.



8. ábra. Pines, Bardeen és Slichter orientálási módszerének elve.

Magfizikai és szilárdtest fizikai mérések
orientált magok segítségével

Az orientált gammasugárzó izotópok sugárzásának szögeloszlása anizotrópiát mutat. Ezen kívül a sugárzásnak van egy lineárisan polarizált és egy cirkulárisan polarizált komponense.

A szögeloszlás anizotrópiája a magátmenet multipolaritásával és így a mag spinváltásával, a lineárisan polarizált komponensben pedig az elektromos vektor iránya szintén a multipolaritással és az átmenet mágneses, vagy elektromos jellegével van kapcsolatban. Abból pedig, hogy jobbra vagy balra cirkulárisan polarizált az egyik komponens, a mag mágneses momentumának előjelére lehet következtetni. A mágneses momentum abszolút értékét olyan magoknál tudjuk mérni, melyeknek bomlási sémája ismert. Ezeknél ugyanis a sugárzási anizotrópiából a polarizáció fokát tudjuk meghatározni. Ebből pedig a mágnesestér ismeretében kiszámolhatjuk a mag mágneses momentumának értékét. Ismert sugárzási anizotrópiájú és mágneses momentumú izotóp és ismert mágneses tér esetén ugyanez az elrendezés hőmérséklet mérésre használható fel 1° K hőmérséklettartományban. Meghatározhatjuk a mag mágneses momentumát úgy is, hogy a H mágneses térben lévő orientált anyagot változó frekvenciájú mikrohullámú sugárzásba helyezzük. Bizonyos frekvenciánál a rezonancia következtében az orientáció megszűnik, amit a sugárzási anizotrópia eltűnéséből észlelhetünk. A frekvenciából a mag giromágneses hányadosa, ill. a magspin ismeretében a mag mágneses momentuma számolható.

A béta-sugárzó orientált magokból a bétarészek a polarizáció irányával ellentétes irányban lépnek ki szivesebben. Ilyan mérések vezettek a paritás-megmaradás tételének elvetésére és a bétabomlás elméleti problémáinak tisztázására.

Alfabomlásnál az alfasugarak szögeloszlásából, hasadásnál pedig a hasadási termékek szögeloszlásából az "alfabomlás, ill. hasadás folyamatára és a kezdeti mag deformációjára lehet következtetni. Sajnos különösen az alfa-, béta-sugárzó és hasadó izotópokkal kapcsolatos kísérletekben jelentős kísérleti nehézségek merülnek fel. Ugyanis a Dewar-edény falán bekövetkező abszorpció miatt a kirepülő részecskék regisztrálásának is alacsony hőmérsékleten kell végbemenni, ami a szcintillációs számlálóval szemben támaszt nagyobb követelményeket.

Általában magfizikai szempontból az orientált magokkal végzett kísérletek a szögkorrelációs vizsgálatokkal állíthatók párhuzamba, mivel mindkét módszer a magfolyamatok "geometriai" vonatkozásaival kapcsolatos. A két módszer számos esetben fedi egymást alkalmazhatóság szempontjából. Vannak azonban esetek, amikor csak az egyik módon lehet a mérést végrehajtani. Pl. ha csak egy részecske lép ki a bomlás folyamán, akkor szögkorrelációs mérés lehetetlen, ha pedig a kezdeti mag spinje zérus, akkor nincs lehetőség orientálásra.

Az orientált magok technikáját a szilárd testek fizikája a kristályokon belüli kölcsönhatások vizsgálatára tudja felhasználni. A mérés ilyenkor ismert bomlási sémájú és orientációs mechanizmusú radioaktív izotópok segítségével történik.

3. Táblázat.
Elvégzett magpolarizációs kísérletek

Elem	Izotóp	Módszer	Irodal- mi utalás	Alkalmazott anyag	Észle- lési mód
Hidrogén	H ¹	VIII		DPPH szabad gyökök	MR
	H ¹	VIII		Nátrium-ammónia oldat	MR
Hélium	H ¹	X		Szabad atomok	ER
	He ³	X	[1]	Rb gőzzel szennyezett He ³ gáz	MR
Lítium	Li ⁷	VIII		Fém	MR
Nitrogén	N	X		Szabad atomok	ER
Nátrium	Na ²³	VIII		Fém	MR
	Na	X		Szabad atomok	ER
Kálium	K	X		Szabad atomok	ER
Foszfor	P ³²	XII		Szilícium kristályban levő foszfor szenny- nyeződés	MEKR
Szkandium	Sc ⁴⁶	VII	[10]	Vasötvetben	γ(a)
Mangán	Mn ⁵²	II		Cérium magnéziumnitrát- ban	γ(a) γ(sp) γ(cp) β(a) β - γ
		VI	[2]	MnCl ₂ ·4H ₂ O; MnBr ₂ ·4H ₂ O; CoCl ₂ ·6H ₂ O; Co(NH ₄) ₂ (SO ₄) ₂ ·6H ₂ O; MnSiF ₆ ·6H ₂ O;	γ(a)
Kobalt	Mn ⁵⁴	II		Cérium magnéziumnitrát	γ(a) β(sp)
	Mn ⁵⁵	II		Mangánammóniumsul fát	n. a.
	Mn ⁵⁶	III		Nikkelfluoszilikátban	γ(a)
	Co ⁵⁸	III		Rézammóniumsul fátban	γ(a)
		II		Cérium magnéziumnitrát- ban	β(a) β - γ
	Co ⁵⁷	III		Rézammóniumsul fátban	β(a) γ(sp)
	Co ⁵⁹	III		Rézammóniumsul fátban	γ(a) γ(sp)
		II		Nikkelfluoszilikátban	β(a)
		II		Cériummagnéziumnitrát- ban	β - γ
		III		Rézammóniumsul fátban	γ(a) γ(cp)
Co ⁶⁰	III		Rézammóniumsul fátban	γ(a) γ(cp)	
	II		Cériummagnézium nit- rátban	γ(sp) γ - γ	
	V		Fém	β(a)	

Elem	Izotóp	Módszer	Irodal- mi uta- lás	Alkalmazott anyag	Észle- lési mód
Kobalt	Co ⁶⁰	VI	[2]	MnCl ₂ ·4H ₂ O; MnBr ₂ ·4H ₂ O; CoCl ₂ ·6H ₂ O; Co(NH ₄) ₂ ·6H ₂ O; MnSiF ₆ ·6H ₂ O;	γ(a)
Arzén	As ⁷⁶	VII	[9]	Vasötvözetben	γ(a)
		IX		Szilícium kristályba vitt arzén szennye- ződés	γ(a)
Rubidium	Rb ^X	X		Atomok	ER
Indium	In ¹¹⁴	VII	[9]	Vasötvözetben	γ(a)
		I		Fém	n. a.
Antimon	Sb ¹²²	VII	[9]	Vasötvözetben	γ(a)
		VIII, IX		Szilícium kristályba vitt antimon szeny- nyeződés	γ(a)
Jód	J ¹³¹	IV	[3]	Rézparabenzolszulfát- ban	γ(a)
Arany	Au ¹⁹⁸	VII	[9]	Vasötvözetben	γ(a)
Cérium	Ce ¹³⁷	III	[4]	Neodimium etilszulfát- ban	γ(a)
		III		Cérium magnéziumnitrát és cérium etilszulfát	γ(a) γ(sp)
Praseodimium	Pr ¹⁴²	III		Cérium etilszulfátban	γ(a)
Neodimium	Nd ¹⁴⁷	III		Neodimium etilszulfát és cérium magnézium- nitrátban	γ(a) γ(sp)
Prométeum	Pm ¹⁴⁴	II, III	[5]	Neodimium etilszulfát- ban	γ(a)
		III, IV		Cérium magnéziumnitrátban Neodimium etilszulfátban	γ(a)
Szamárium	Sm ¹⁴⁹	II		Szamárium etilszulfát	n. a.
Terbium	Tb ¹⁶⁰	I, II, IV	[7]	Neodimium etilszulfát	γ(a)
		II, III, IV		[8]	Neodimium etilszulfát
Holmium	Ho ¹⁶⁶	II, III	[8]	Neodimium etilszulfát	β(a) γ(a)
		III		Itterbium etilszulfát- ban	γ(a)
Itterbium	Yb ¹⁷⁶	III		Itterbium etilszulfát	γ(a) β(sp)
Uránium	U ²³³	IV		Uránil rubidiumnitrát	α(a)
Neptunium	Np ²³⁵	IV		Uránil rubidiumnitrát	α(a)
		III, IV		Neptunil rubidiumnitrát	α(a)

Alkalmazott módszerek számozása:

- I : külső tér módszere.
- II : polarizáció a mágneses hiperfinom felhasadás alapján (*Gorter - Rose* módszer).
- III : beállítás a mágneses hiperfinom felhasadás alapján (*Bleaney* módszere).
- IV : beállítás az elektromos hiperfinom felhasadás alapján (*Pound* módszere).
- V : ferromágneses módszer (polarizáció és beállítás).
- VI : antiferromágneses módszer (beállítás).
- VII : diamágneses anyagok magjainak polarizálása ferromágneses ötvözetben.
- VIII : *Overhauser*-effektuson alapuló polarizáció
- IX : tiltott átmenetek módszere (*Jeffries* módszere).
- X : optikai pumpa módszere.
- XI : *Abraham* tranzien polarizációs módszere.
- XII : *Feher* tranzien polarizációs módszere.

Észlelési módok:

- MR : magspin rezonancia,
- ER : elektronspin rezonancia,
- MEKR : magspin és elektronspin kettős rezonancia,
- $\gamma(a)$: γ -sugarak irányizotrópiája,
- $\gamma(sp)$: γ -sugarak síkpolarizációjz,
- $\gamma(cp)$: γ -sugarak cirkuláris polarizációjz,
- $\beta(a)$: β -sugarak irányszimetriája,
- $\gamma - \gamma$: γ - γ szögkorrelációs mérések,
- $\beta - \gamma$: β - γ szögkorrelációs mérések,
- $\alpha(a)$: α -sugarak irányizotrópiája,
- n.a. : polarizált lassu neutronok irányizotrópiája.

Irodalom a táblázathoz

Ahol nincs irodalmi utalás, arra vonatkozólag lásd *Ambler: Methods of Nuclear Orientation* (*Mendelssohn: Progr. in Cryogenics* vol 2/1960/) cikk I. táblázatát.

- [1] *Bouchiat, J.M. - Garver, T.R. - Farnum, C.M.* és mások: *Phys. Rev. Lett.* 5/1960/373.
- [2] *Daniels, J.M. - Giles, J.C.* és mások: *Can. J. Phys.* 39/1961/53.
- [3] *Johnson, C.E. - Schooley, J.F.* és mások: *Phys. Rev.* 120/1960/1777.
- [4] *Haag, J.M. - Johnson, C.E.* és mások: *Phys. Rev.* 121/1961/591.
- [5] *Shirley, D.A. - Schooley, J.F.* és mások: *Phys. Rev.* 121/1961/558.
- [6] *Chapman, C.J.S. - Grace, M.A.* és mások: *Proc. Roy. Soc.* 259/1960/377.
- [7] *Johnson, C.E. - Schooley, J.F.* és mások: *Phys. Rev.* 120/1960/2108.
- [8] *Postma, H. - Eversdijk Smulders, M.C.* és mások: *Physica* 27/1961/245.
- [9] *Самойлов, В.Н. - Скляревский, В.В.* и другие: *ЖЭТФ* 38/1960/359.
- [10] *Коган, В. - Кульков, В.Д.* и другие: *ЖЭТФ* 39/1960/47.

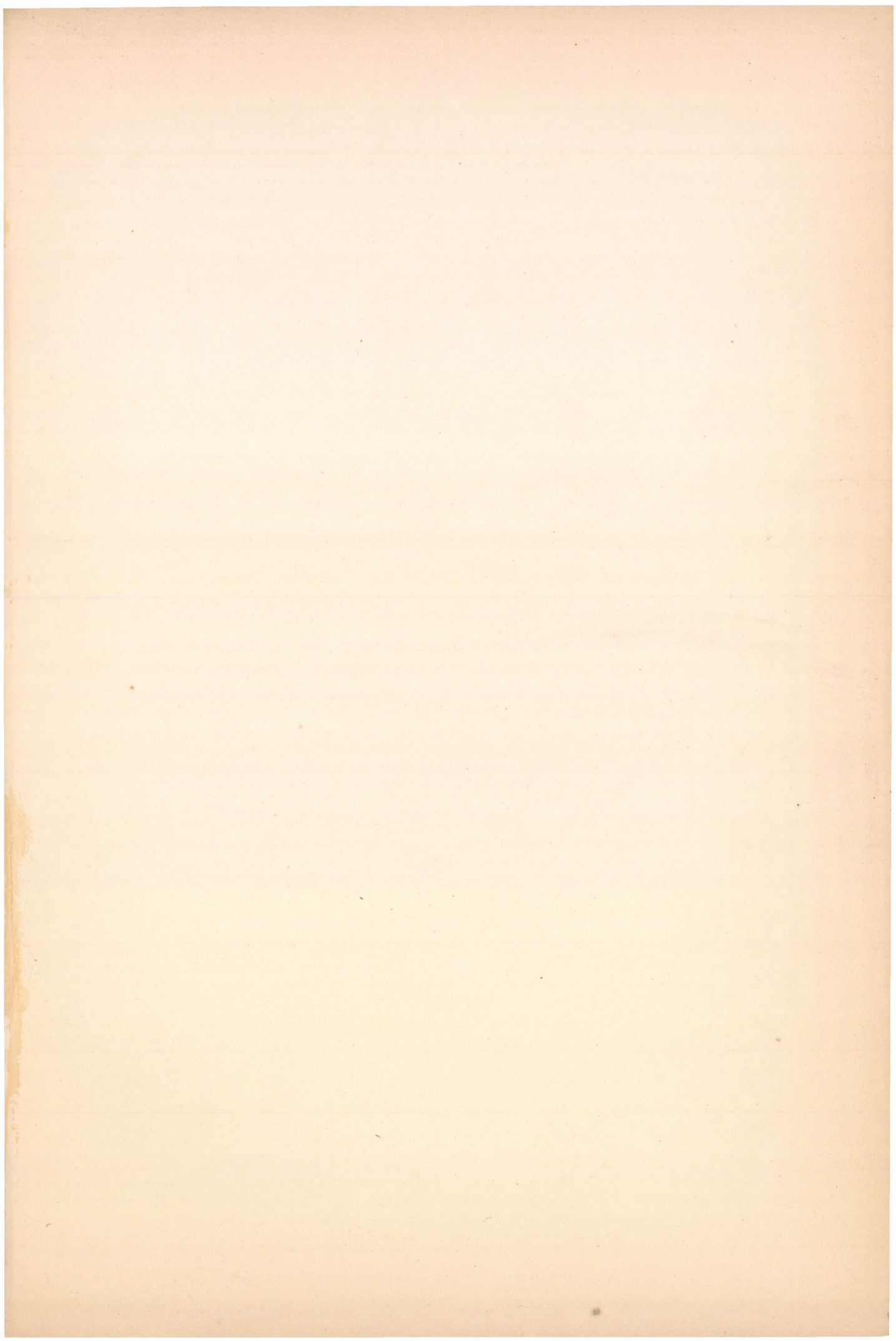
Irodalom

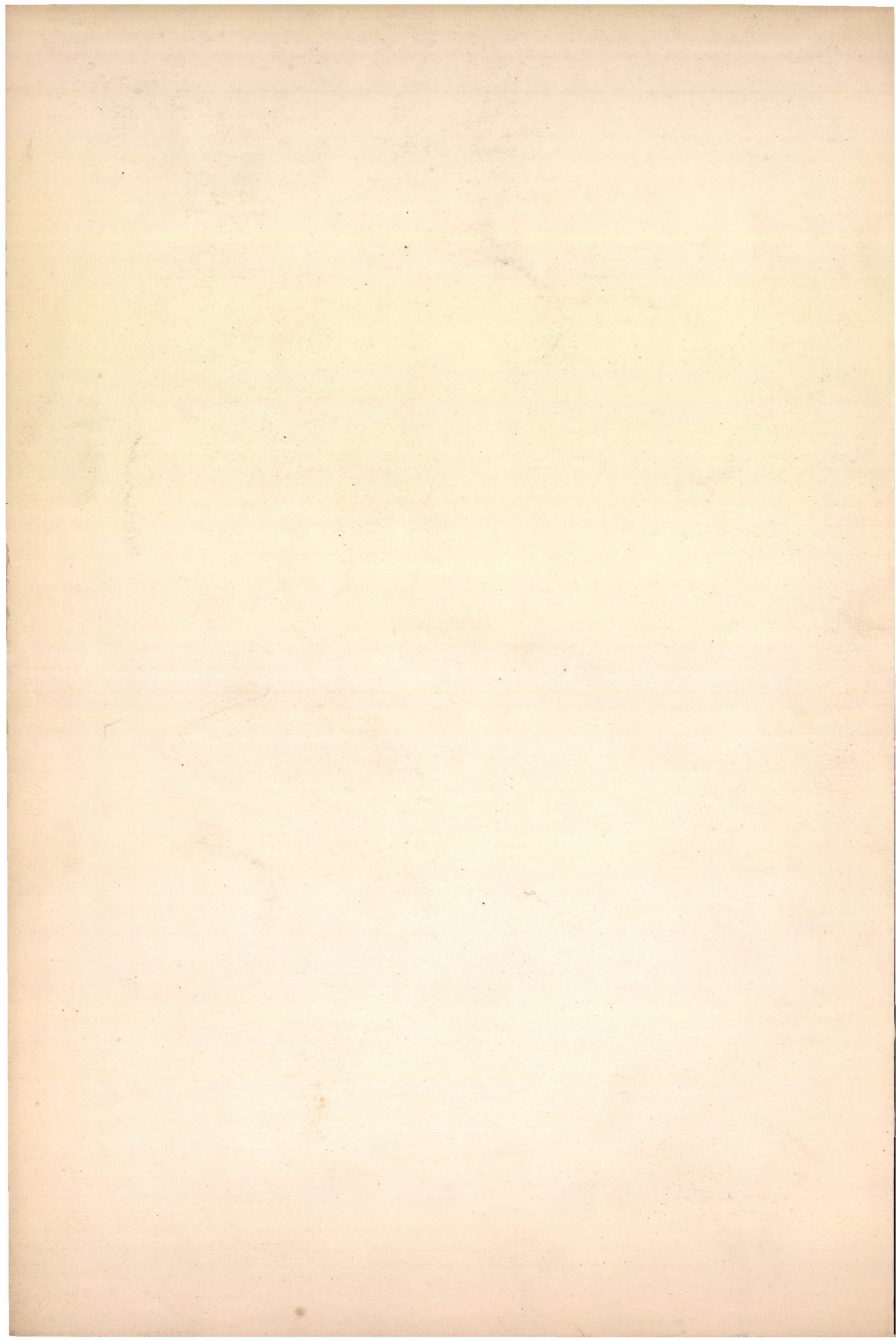
- [1] *Blyn-Stoyle R.J. - Grace M.A. - Halban H.:* *Oriented Nuclear Systems. Progr. Nucl. Phys.* 3/1953/62-83.
- [2] *D. de Klerk - Steenland M.J.:* *Adiabatic demagnetization. (Gorter: Progress in Low Temperature Physics.* 1/1955/321-335.
- [3] *Steenland M.J. - Tolhoek H.A.:* *Orientation of atomic nuclei at low temperatures. (Gorter: Progress in Low Temperature Physics.* 2/1957/292-337. Amsterdam.)
- [4] *Huiskamp W.J. - Tolhoek H.A.:* *Orientation of atomic nuclei at low temperatures. II (Gorter: Progress in Low Temperature Physics* 3/1961/333-395. Amsterdam.)
- [5] *Ambler E.:* *Methods of Nuclear Orientation. (Mendelssohn: Progress in Cryogenics* 2/1960/235.)

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" típusu
sokszorosító gépén "Rotaprint" eljárással.
Foto és nyomdatechnikai kivitelező
Vencsellei István.

Példányszám: 300
6/1961.





310. 565

Atomki Közlemények

III. kötet

1961

4. szám

M.T.A.
ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE
DEBRECEN

1961. 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, Kálmán Iván, Medveczky László.

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

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK feladatát a következőkben látjuk:

1. Lehetőleg hű 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 kiegészítő közleményt, ha az alkalmazott kutatási módszer eredetisége folytán külön leközlésre érdemes, és helyszüke miatt a nagyobb folyóiratokban a részletes leírás célszerűtlen lett volna.

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

3. Elősegíti a világon folyó atommagkutatók eredményeinek hazai békés alkalmazását más tudományok és az ipar területén olyan összefoglaló, ismeretterjesztő közlemények útján, 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 így tovább.

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek, intézményeknek cserepéldányképpen vagy kérésükre díjtalanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére 1-1 számot vagy különlenyomatot szívesen küldünk. Ilyen irányú kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányítani /ATOMKI, Debrecen, Bem-tér 18/c. Levélcím: Debrecen 1. Pf. 51. Táviratcím: ATOMKI, Debrecen/.

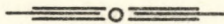
ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

III. kötet 1961.

4. szám.

Tartalomjegyzék

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK	Oldal.
<i>Schlenk Bálint</i> : "Szürke ék" típusu sokcsatornás amplitudó analízátor.	183
<i>Makranczy Béla</i> : Holt-idejét elimináló kioltókör Geiger-Müller számlálócsövekhez.	195
<i>Bacsó József</i> : - <i>Schadek János</i> : Sztereo felvevő és kiértékelő berendezés.	203
<i>Nagy János</i> : A Penning-féle ionforrás. (Összefoglalás.)	211
MŰHELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBÓL	
<i>Nagy János</i> - <i>Gombos Péter</i> : Elektrolizáló készülék tiszta H_2 (D_2) gáz nyerésére.	231
<i>Ujhelyi Csaba</i> - <i>Schadek János</i> : Egyszerű távfogó szerszámok rádióaktív munkához.	235
<i>Berecz István</i> : Az Atomki-ben kidolgozott vákuumtechnikai eszközök és berendezések ismertetése.	237



TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK

"SZÜRKE ÉK" TIPUSU SOKCSATORNÁS AMPLITUDÓ ANALIZÁTOR

Schlenk Bálint

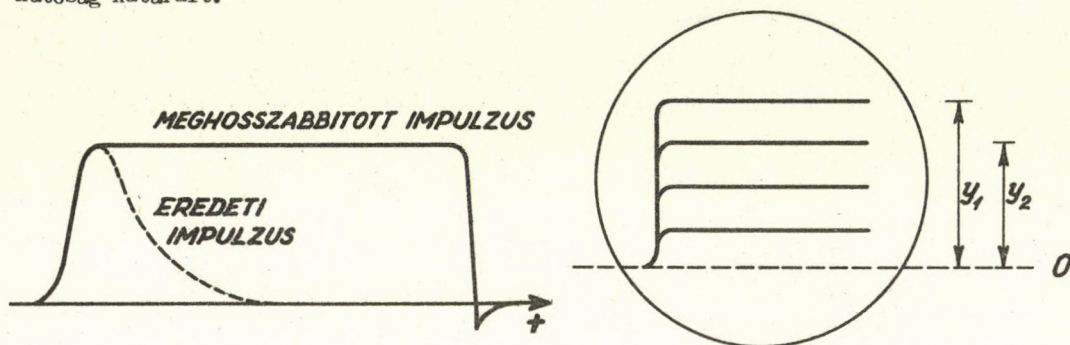
A cikk az utóbbi években eléggé elterjedt "szürke ék" típusu sokcsatornás amplitudó analízátor működési elvét és egy megépített analízátor leírását tartalmazza. A korábbi megoldásokkal szemben az optikai szürke ék szerepét a katódsugárcső rácsára adott alkalmas "moduláló" feszültség veszi át. A megépített berendezés bizonyos vizsgálatokra jól felhasználható. Előnye nagy időbeli felbontóképesség, egyszerűség és a megbízható működés.

Különböző magfizikai folyamatoknál keletkező részecskék energia spektrumának mérése általában az alkalmazott detektor kimenetén megjelenő feszültség impulzusok nagyságának a mérése révén történik. Erre a célra használatos berendezések az amplitudó analízátorok. Megkülönböztethetünk egy és sok csatornás analízátorokat. Az előbbieket csak egy meghatározott és viszonylag szűk energia tartománynak megfelelő amplitudóintervallumba, ugynevezett csatornába eső impulzusszámot mérik, és az intervallum helyzetének változtatásával mintegy letapogatják a teljes spektrumot. A sokcsatornás rendszereknél pedig a spektrum nagy részét, vagy akár az egész spektrumot a rendszer a csatornaszámnak megfelelő intervallumra bontja, és egyidejűleg méri az egyes csatornákhöz, tehát energia-intervallumokhoz tartozó impulzusszámot.

Az egycsatornás analízátorok felépítése általában egyszerű, működésük megbízható. Azonban igen nagy hátrányuk, hogy a velük történő spektrum felvétel időtrabáló és fáradtságos; ha pl. egy adott spektrumot 100 egyenlő csatornára bontva kívánunk megmérni, ez száz időben egymásután következő mérési pontot jelent. Ezenkívül nem is alkalmazhatóak olyan esetekben, amikor a mérési időtartam kezdetéhez képest a mérés folyamán változik az intenzitás. (Rövid felezési idejű preparátumok mérése, gyorsítókkal kapcsolatos mérések, stb.)

A sokcsatornás amplitudó analízátoroknál nincsen szükség arra a kikötésre, hogy a mérés időtartama alatt állandó legyen az intenzitás, mert a rendszer minden időintervallumban a teljes spektrumot méri. A mérés egyszerű és a mérési időtartam is egy-két nagyságrenddel csökken a rendszer csatornaszámától függően. Feltétlen hátrányt jelent azonban az ilyen berendezések bonyolultsága, a megnövekedett hibalehetőségek, és nem utolsósorban a megnövekedett költségek.

A sokcsatornás amplitudó analízátorok egy különleges típusát alkotják az ún. "szürke ék" típusú analízátorok. Az utóbbi években meglehetősen széles körben elterjedtek bizonyos magfizikai vizsgálatoknál elsősorban egyszerűségük és megbízhatóságuk miatt. Minden sokcsatornás amplitudó analízátornak rendelkeznie kell valamilyen memória egységgel, amely tárolja az egyes csatornákból érkező információkat. Különböző meglehetősen bonyolult memória rendszerek használatosak, ezek általában elég kényesek, kritikus beállítottságuk és igen sok hiba lehetőséget rejtenek magukban. A "szürke ék" típusú amplitudó analízátorok memória egysége a lehető legegyszerűbb, - a fotólemez, amely feketedés formájában rögzíti a kapott információkat. Elsősorban ez a tény biztosítja a megfelelően stabil, megbízható működést, másrésről azonban éppen ez az egyszerű memória egység a felelős bizonyos hátrányokért és határozza meg az alkalmazhatóság határait.



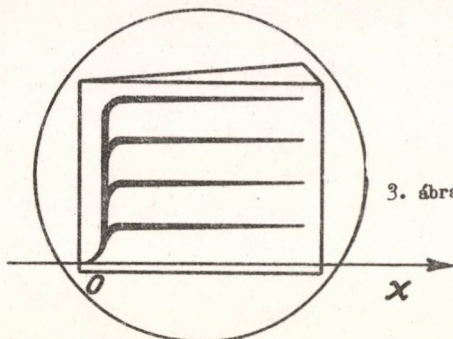
1. ábra. Az impulzus hosszabbítás módja. 2. ábra. A meghosszabbított impulzusok a katódsugárcső ernyőjén.

Az alábbiakban beszámolunk egy ilyen "szürke ék" típusú amplitudó analízátor működéséről, megépítéséről, a szerzett tapasztalatokról és a kapott eredményekről.

Tekintsünk egy energia-lináris detektort, amelynek kimenetén kapott feszültség impulzusok arányosak a regisztrált részecskék energiájával. Megfelelő mértékű lineáris erősítés után a kapott jeleket vezessük egy impulzus hosszabbitó áramkörbe. Ennek feladata, hogy a beérkező, nagyságrendben μ sec időtartamu, első közelítésben lineáris felfutású és exponenciális lecsengésű jeleket kívánt időtartamu, állandó amplitudójú jelekké hosszabbítsa meg oly módon, hogy a meghosszabbítandó és a meghosszabbított jelnek az amplitudója mindenkor egyenlő legyen. Ily módon tehát a felerősített detektor jelekből változatlan amplitudójú, de négyzetleges alakú, kívánt időtartamu jeleket kapunk. (1. ábra.) A meghosszabbított jeleket vezessük egy katódsugárcső függőleges eltérítő lemezpárjára. Ugyanakkor gondoskodjunk arról, hogy a vízszintes eltérítő lemezpár csak akkor kapjon lineáris fűrészfog feszültséget, amikor az impulzus hosszabbitóról a jel a függőleges lemezpárra jut. (Single sweep.) Ilyen körülmények között a katódsugárcső ernyőjén vízszintes vonalakat láthatunk. (2. ábra.) Nyilvánvaló, hogy az ernyőn a nulla szinthez viszonyítva a meghosszabbított impulzusok magassága (y_1 ; y_2 , stb.) arányos lesz a detektorból érkező impulzusok nagyságával, vagyis a regisztrált részecskék energiájával. Azt is mondhatjuk, hogy az ernyőn a függőleges irány megfelel az energia tengelynek.

Ha a katódsugárcső elé elhelyezünk egy fényképezőgépet, amelynek a zárját megfelelően hosszú ideig nyitva hagyjuk, akkor a fotólemez összegezi a meghosszabbított impulzusoknak megfelelő vízszintes vonalából származó megvilágításokat. Különbö-

zó magasságban azonban a feketedés mértéke az adott helyre beérkező vízszintes vonalak számától, vagyis a kiszemelt helynek megfelelő energiához tartozó impulzusok gyakoriságától függ. Az adott energiához tartozó impulzusszámot, tehát a spektrumot, a feketedés mértékéből megfelelő kalibrálás után meg lehet határozni.



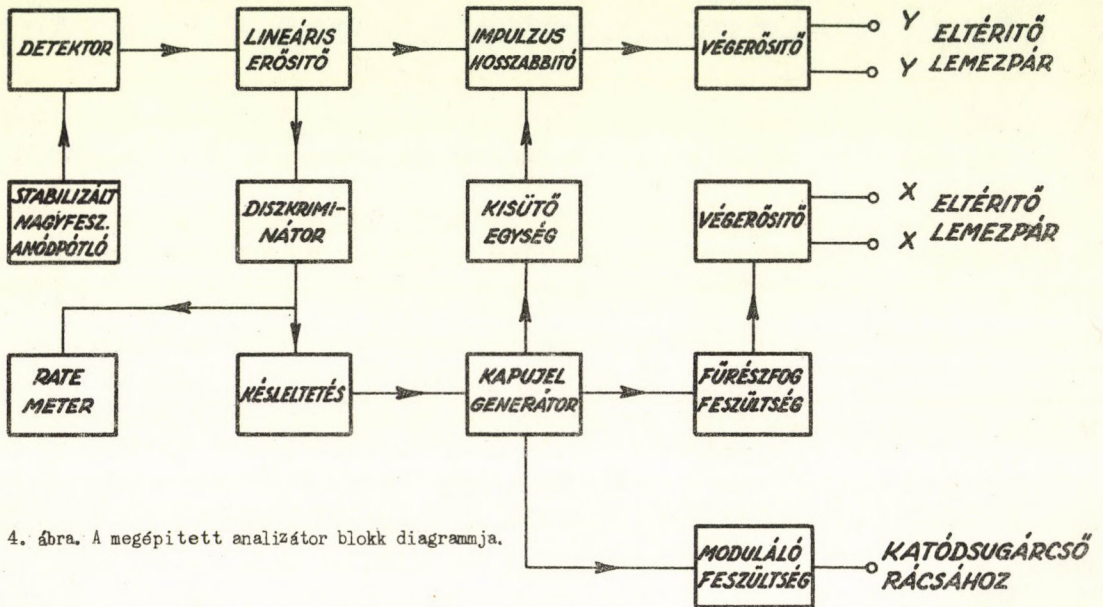
3. ábra. Optikai szürke ék elhelyezése a katódsugárcső ernyőjén.

Először Maeder [1], aztán W. Bernstein [2] alkalmazták az optikai szürke éket a spektrum közvetlen láthatóvá tételére. Az optikai szürke ék egy viszonylag kis hajlásszögű, ék alakú, alkalmas fényelnyelő anyagból készült optikai szűrő, amelynél X irányban haladva az abszorpció folytonosan változik. Rögzítsünk egy ilyen optikai szürke éket a katódsugárcső ernyőjére és azon keresztül fényképezzünk. (3. ábra.) Egy meghosszabbított impulzusnak megfelelő vízszintes vonal fényerőssége a változó abszorpció következtében változik. Az ék egyik oldalán, ahol az abszorpció kicsi, a fényerő gyakorlatilag gyengítetlen, az X tengely mentén haladva azonban az intenzitás egyre jobban csökken, végül bizonyos X értéken túl a vonalból már semmi nem látható. A fotólemezre történő leképezéskor ugyanilyen módon változik az egy vonal okozta megvilágítás erőssége. Egy spektrum leképezésekor azonban az összegezett megvilágítás nagysága nemcsak a helynek, hanem az impulzusszámnak is függvénye. Egy adott y magasságban és egy rögzített X értéknél a megvilágítás erőssége annál nagyobb, minél nagyobb az impulzusszám. Vagy kissé másképpen fogalmazva: különböző impulzusszámoknak különböző X értékeknél fog megfelelni azonos megvilágítás erősség, illetve feketedés. A lemez előhívása és másolása után a kapott felvételen a megfelelő, azonos megvilágítást kapott pontok konturvonal formájában kirajzolják a vizsgált spektrumot. Az Y tengely skálája, tehát az energia skála lineáris, legalábbis annyiban, amennyire a detektor és az erősítő lineáris. Az X tengely skálája, tehát az impulzusszám skála lineáris szürke ék alkalmazásakor logaritmikus. Ez egyrészt hátrányt jelent, másrészt előnyös, mert a vizsgált spektrum kis és nagy intenzitású részei is egyidejűleg kényelmesen ráférnek a fotólemezre. Ami a rendszer csatornaszámát illeti, azt az Y tengely mentén eltérítésre felhasználható lineáris tartomány, illetve távolság és a meghosszabbított impulzusoknak megfelelő vízszintes vonal vastagságának a viszonya határozza meg. Amennyiben a katódsugárcső ernyőjén a lineárisan kivezérelt tartomány nagy és a vonalak fókuszálása elég éles, könnyen megvalósítható 100-150 ekvivalens csatornaszám.

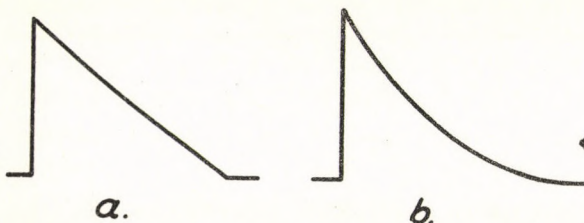
Az optikai szürke ék szerepe nyilvánvalóan az, hogy a meghosszabbított impulzusoknak megfelelő vonalak intenzitását az X tengely irányában változtassa. Eléggé kézenfekvő az a gondolat, hogy ugyanezt az eredményt el lehet érni a katódsugárcsővön belül, a cső rácsára adott alkalmas "moduláló" feszültség alkalmazásával, amely az elektronnyaláb intenzitását megfelelő módon változtatja. Ily módon az ernyőn már az intenzitás modulált vonalak jelennek meg.

A megépített analizátor ezen az elven készült. A berendezés blokk-diagramja látható a 4. ábrán.

A detektorról érkező impulzusok lineáris erősítés után az impulzus hosszabbítóra, a meghosszabbított impulzusok pedig a végerősítő fokozatok után a függőleges eltérítő lemezpárra jutnak. Az erősítő egyik fokozatáról levett jel a diszkriminátoron keresztül $0,5 \mu$ sec késleltetés után érkezik a kapujel generátorhoz, ami tulajdonképpen 10μ sec-os négyyszögjel előállító monostabil multivibrátor. Ennek billenési időtartama határozza meg a meghosszabbított impulzusok időtartamát oly módon, hogy a 10μ sec-os négyyszögjel hátsó meredek frontjából előállított impulzus a kisütő egységen keresztül az impulzus hosszabbítót alapállapotába hozza. Ugyancsak a 10μ sec-os négyyszögjel, mint kapujel szolgál a katódsugárcső rácsára jutó moduláló hullám alak előállítására, továbbá a lineáris fűrészfog alakú eltérítő feszültség előállítására is, amely a végerősítő fokozatokon keresztül jut a katódsugárcső vízszintes eltérítő lemez-



4. ábra. A megépített analizátor blokk diagramja.



5. ábra. Moduláló impulzusok.

párjaira. Előfordulhat az az eset, hogy a vizsgálandó spektrumban háttér, vagy elektronikus zajok fellépte miatt olyan nagy számú, egyébként a mérés szempontjából nem lényeges, kis energiájú, kis amplitúdójú impulzus van jelen, hogy az impulzus hosszabbító, illetve az egész rendszer túlterhelődik. Ennek megakadályozására szolgál a diszkriminátor egység, amely csak egy bizonyos, előre beállítható, megadott amplitúdójú jelnél nagyobbakat enged tovább a kapujel generátorhoz.

Az alkalmazott moduláló feszültség alakja kétféle lehet; a./ lineáris fűrészfog; b./ exponenciális (5. ábra.). Mindkettő hirtelen felugrással kezdődik, aztán monoton csökken. Hasonlóképpen változik a katódsugárcső ernyőjén a fényerő is. E-

gyébként nyugalmi állapotban a cső rácán lévő egyenfeszültség teljesen lezárja a csövet, az ernyőn semmiféle fényfolt sem látható. Csak a moduláló jel időtartama alatt válik láthatóvá a nyaláb.

A katódsugárcső rácán a moduláló feszültség minimális késéstől eltekintve egyidőben jelenik meg a függőleges eltérítő lemezpárra jutó meghosszabbított impulzussal. Ennek kellemetlen következménye, hogy a meghosszabbított impulzus felfutó ága is részben látható az ernyőn. A diszkriminátor után kapcsolt késleltető vonal a moduláló jel előállítására szolgáló kapujel generátort $0,5 \mu$ sec-al késleltetve indítja, így módon a modulálójel csak akkor kerül a katódsugárcső rácára, amikor már a meghosszabbított impulzus maximális, állandó amplitudóját elérte.

A blokkdiagrammon látható nagyfeszültségű anódpótló és rate-méter a megépített analizátor kiegészítő egységei. Az előbbi a detektor számára szolgáltat stabilizált nagyfeszültséget $500 - 1500$ V-ig, az utóbbi a pillanatnyi, az előre beállított diszkriminációs küszöb feletti impulzusszámot méri, ezáltal egyszerűvé válik a szükséges expozíciós idő megállapítása.

A berendezés részletes kapcsolási rajza látható az alábbi ábrán. (6. ábra.)

Az előerősítőtől jövő negatív jelek V_1, V_2, V_4, V_5, V_6 csövekből álló főerősítőre jutnak. Az első fokozat lényegében fázisfordító néhányszoros erősítéssel. A V_2, V_4 és V_5 csövek visszacsatolt rendszert alkotnak, ami megfelelő erősítés stabilitást biztosít. A visszacsatolás a szokásos módon a V_2 és V_5 csövek közös katódellenállásán keresztül történik; a $6-30$ pf változtatható kapacitás a megfelelő frekvenciakarakterisztika beállítására szolgál. A V_6 cső katódja nem terhelhető, azért erről a pontról V_6 katódcsatolt erősítőn keresztül kerülnek a felerősített impulzusok az impulzus hosszabbítóra, igen lényeges, hogy az impulzus hosszabbító bemeneténél tehát V_6 katódjánál, az egyenáramu szint állandósága biztosítva legyen a bejövő impulzusszámtól függetlenül. Ellenkező esetben ugyanis az impulzusszám statisztikus fluktuációi miatt fellépő egyenáramu szint ingadozások az impulzus hosszabbítón és a V_6 katódcsatolt erősítőn keresztül az egyenáramu csatolás miatt közvetlenül az egyik függőleges eltérítő lemezpárra jutnak, és ez a katódsugárcső ernyőjén a nullnivó ingadozását eredményezi. A V_4 cső rácakörében lévő dióda az egyenáramu szint stabilizálására, illetőleg a túlterhelődés megakadályozására szolgál. Ugyanezen okból kifolyólag hiányzik a V_4 segédrendszer és katódköréből az egyébként szokásos szűrő kondenzátor. Az erősítő előző fokozataiban a jelszint lényegesen alacsonyabb, így ezekben a berendezés felbontóképessége által megszabott maximálisan alkalmazható impulzusszám esetében sem lépnek fel zavaró ingadozási, illetve túlterhelődési effektusok.

Az erősítő erősítése körülbelül 300-szoros, impulzus felfutási ideje (rise time) kisebb mint $0,1 \mu$ sec, 100 V-os pozitív kimenő impulzusig $0,5$ %-on belül lineáris.

Az erősítő után következő impulzushosszabbító az alábbi elven működik. A V_6 katódjáról jövő felerősített impulzusok a két sorbakapcsolt diódán keresztül az impulzus csúcserősségére töltik fel a C_1 kondenzátort, amely a kapott töltést, illetve kapcsain lévő feszültséget a kisülés pillanatáig tárolja. A C_1 kondenzátornak lehetőleg nagy szigetelési ellenállással kell rendelkeznie, hogy ne lépjen fel számottevő töltésvesztés a kisülés pillanatáig. Bizonyos idő eltelté után pozitív impulzus érkezik az egyébként teljesen lezárt V_7 cső rácára, mely a csövet kinyitja, és a feltöltött kondenzátor a csövön keresztül kisül. A meghosszabbított impulzus időtartama az impulzus hosszabbítóra jutó felerősített impulzus és a kisülő impulzus közötti időkülönbséggel egyenlő. A C_1 kondenzátorról egyenáramu csatolással jutnak V_6 katódcsatolt erősítőn keresztül a meghosszabbított impulzusok az egyik függőleges eltéri-

tő lemezpárra. Bizonyos töltésvesztés a C_1 kondenzátoron a különböző átvezetések miatt elkerülhetetlen. Ezt a töltésvesztést, illetve feszültséget-csökkenést van hivatva csökkenteni V_9 katódjáról C_2 -ön és az egyik diódán át történő visszacsatolás.

V_9 katódelleállásáról levett, alkalmasan leosztott jel RC csatolással kerül a V_9 fázisfordítóra. Erre a fokozatra az egyenáramu szint ingadozások elkerülése miatt ismét jellemző a katód és a segédrács áramköri szűrő kondenzátorok hiánya és a rácslevezető ellenállással párhuzamosan kapcsolt szintstabilizáló dióda. V_9 anódjáról a negatív jel V_{10} katód csatolt erősítőn keresztül jut egyenáramu csatolással a másik függőleges eltérítő lemezpárra. Általában egy katódcsatolt erősítő nem a legalkalmasabb áramkör nagy amplitudójú, gyors, negatív jelek átviteléhez. Jelen esetben azonban ez a megoldás kielégítőnek és amellett a legegyszerűbbnek bizonyult. Az átvitt jelek felfutási ideje $0,1 \mu$ sec körüli érték, és így nem fenyeget V_{10} hirtelen lezáródásának a veszélye, még 100 pf terhelő kapacitás mellett sem. V_9 anódjáról viszont nem célszerű impedancia transzformátor nélkül az eltérítő lemezpárra csatlakozni a jelentős szórt kapacitások miatt.

A főerősítő második fokozata után következő V_8 nagymeredekségű kettőstrióda (E88CC) egyik fele mint limiter és erősítő működik. A rácsára jutó negatív impulzusok közül a kisebbeket felerősítve átengedi, a nagyobbakat a cső lezáródása miatt korlátozza. A cső másik fele katódcsatolt erősítő, erről kerülnek a jelek a V_{11} nagymeredekségű kettőstriódából álló diszkriminátorra (E88CC). A limiter fokozat erősítése révén az egészen kis amplitudójú impulzusok is megfelelő beállítás esetén triggerelhetik a diszkriminátort, a nagy impulzusok korlátozása miatt viszont nem fordulhat elő a diszkriminátor túlterhelődése.

Az öt tagból álló 2000Ω hullámmellenállású osztott paraméterű késleltető vonal $0,5 \mu$ sec-al késlelteti a diszkriminátorból jövő impulzusokat, melyek a V_{12} cső egyik felén keresztül triggerelik V_{13} monostabil multivibrátort. A multivibrátor által szolgáltatott jelek időtartama 10μ sec. V_{13} katódjáról levett jelek V_{12} másik felén, mint katódcsatolt erősítőn keresztül differenciálás után kinyitják a lezárt V_7 csövet, így módon kisé az impulzushosszabbításra szolgáló C_1 kondenzátor.

A katódsugárcső rácsára kerülő moduláló feszültség előállítására V_{14} , az elektronsugár vízszintes eltérítéséhez szükséges lineáris fűrészfog hullámalak előállítására V_{15} kettőstriódák és áramköreik szolgálnak. Mindkét áramkör működéséhez pozitív négyzetjellel van szükség, melyek V_{13} egyik anódjáról kerülnek a megfelelő csövek rácsára.

A moduláló feszültség előállítására szolgáló áramkör működési elve röviden a következő: V_{14} egyik fele katódcsatolt erősítő, mely nyugalmi állapotban le van zárva. V_{13} anódjáról jövő pozitív négyzetjellel negatív túllövését a cső így módon levágja. A katódon megjelenő pozitív jel a 300 pf értékű kondenzátoron keresztül az áramkörben lévő, egyébként vezető diódát lezárja és a kondenzátor $470 \text{ K}\Omega$ ellenálláson keresztül -300 V felé töltődik, tehát a kondenzátor jobboldali pontján a feszültség hirtelen felugrás után $300 \text{ pf} \cdot 470 \text{ K}\Omega$ időállandóval csökkenni kezd. A csökkenés természetesen exponenciális, azonban a kapujel időtartama lényegesen kisebb a töltődés időállandójánál, ezért a csökkenés igen jó közelítéssel lineárisnak tekinthető. A kapujel végén a dióda ismét vezetni kezd és kisüti a feltöltött kondenzátort. A kapcsoló másik állásában az áramkör működési elve azonos azzal a különbséggel, hogy a töltődési időállandó most lényegesen kisebb, $300 \text{ pf} \cdot 47 \text{ K}\Omega$, és így a feszültség csökkenés már nem tekinthető többé lineárisnak, hanem kifejezetten exponenciális. A V_{14} cső másik fele katódcsatolt erősítő, erről kerülnek RC csatolással egyenáramu szint stabilizálás mellett a katódsugárcső rácsára a moduláló impulzusok.

Az eltérítő fűrészfog feszültség előállítása ugyancsak azon az elven alapul, hogy egy RC tag feltöltődésekor a töltődés kezdeti szakasza lineárisnak tekinthető. A V_{15} cső egyik fele a fentiekhez hasonlóan lezárt katódcsatolt erősítő, amelynek katódellenállásán át a vezető dióda gyakorlatilag földpotenciálra tartja a 200 pF értékű kapacitást. A katódon megjelenő pozitív négyesűjel a diódát lezárja és a 200 pF kapacitás a 3 M Ω ellenálláson át 280 V felé töltődik, tehát a kapacitáson a feszültség jó közelítéssel lineárisan nő. A kapujel végén a dióda ismét vezetni kezd és a 4,7 K Ω katódellenálláson át gyorsan kisüti a feltöltött kondenzátort. A 200 pF kondenzátoron lévő pozitívba menő lineáris fűrészfog V_{15} másik felén, mint katódcsatolt erősítőn keresztül a V_{16} és V_{17} csövekből álló katódon csatolt végerősítőkre, ezek anódjairól pedig egyenáramu csatolással a vízszintes eltérítő lemezpárra jut. A V_{14} , V_{15} , V_{16} csövek megfelelő rácsköreiben lévő diódák ugyancsak az egyenáramu szint stabilitását biztosítják.

A nagyfeszültségű stabilizált anódpótló a bemenő feszültségét (2000 V) a katódsugárcső utángyorsító feszültségét előállító nagyfeszültségű anódpótlóról kapja. A V_{13} áteresztő cső katódján, mint kimeneten lévő stabilizált nagyfeszültség egy része az osztóláncon keresztül kerül a V_{10} szabályozócső rácsára. V_{13} katódját a 85A2 stabilizátorcső állandó potenciálra tartja. (Referencia feszültség). Az esetleges kimenőfeszültség változás, mint hibajel az osztóláncon keresztül V_{10} rácsára kerül és az anódon megjelenő felerősített, megfelelő fázisu hibajel V_{10} áteresztő csövön keresztül ellene hat a fellépett változásnak, azt kompenzálja. Az alkalmazott 6AU6 típusu csövek 2000 V anódfeszültségig a disszipációs határon belül megbízhatóan működnek. A nagyfeszültség 500-1500 V között öt fokozatban szakaszosan, az egyes fokozatokon belül pedig folytonosan szabályozható. 10 % hálózati ingadozásra a kimenő nagyfeszültség ingadozása kisebb mint 0,1 %.

A pillanatnyi impulzusszám megállapítására szolgáló rate-méter kapcsolása a szokásos. A V_{11} diszkriminátor jobb oldali csövének megcsapolt anódmunkaellenállásáról érkező jelek a V_{20} csövön keresztül triggerelik a V_{21} monostabil multivibrátort, amelynek minden egyes átbillenésekor V_{22} diódán keresztül meghatározott mennyiségű töltés kerül a kapcsoló pillanatnyi helyzetének megfelelő párhuzamos RC tagra. Az RC tagon lévő potenciált, amely arányos a mérendő impulzusszámmal, V_{23} cső-voltmérő méri.

A katódsugárcső ernyőjén 6 cm kitérésre vonatkoztatva a berendezés ekvivalens csatorna száma kb. 80. Egyébként, ha kívánatos, a csatornaszélesség defókuszálással növelhető. (Az erősítőtől származó zaj és esetleges 50 Hz-es brummfeszültség ugyancsak az effektív csatornaszélességet növeli.)

Az analizátorhoz alkalmazott katódsugárcső 5CP1A típusu, anódfeszültsége 1800 V, utángyorsító feszültsége 2000 V. A kapcsolási rajzon látható áramköröknek megfelelő egységeket Finomechanika gyártmányú oszcilloszkóp dobozába építettük be az anódpótlók, a katódsugárcső, és a katódsugárcső egyes elektródáit megfelelő feszültséggel ellátó áramkörök változatlan meghagyása mellett. Ily módon a megépített berendezés viszonylag kisméretű, jól kezelhető, és mozgatható egészet alkot.

Felvetődik a kérdés, milyen feladatok megoldására alkalmazható elsősorban a "szürke ék" típusú amplitúdó analizátor, s melyek alkalmazhatóságának korlátai. A választ főleg három tényező határozza meg; a rendszer időbeli felbontóképessége, az energia meghatározás pontossága és az impulzusszám meghatározásának lehetősége és pontossága. Vegyük sorjába ezeket a tényezőket.

Az időbeli felbontóképességet az impulzushosszabbítás időtartamát meghatározó V_{13} monostabil multivibrátor billenési időtartama és a moduláló feszültséget előállító V_{14} áramkör regenerálódási ideje határozzák meg együttesen. (U. i. az utóbbi nagyobb mint V_{13} multivibrátor holt ideje.) Regenerálódási idő alatt V_{14} katódján lévő 300 pf kondenzátor kisülésének időtartama értendő a 4,7 K Ω katódelenálláson keresztül. Az utóbbi 3-5 μ sec, tehát az időbeli felbontóképesség 15 μ sec körüli érték. Megjegyzendő azonban egyrészt, hogy ha szükséges, ez az érték egyszerű eszközökkel akár néhány μ sec-ra is könnyen lecsökkenthető, másrészt legtöbb használatban lévő, különböző típusú sokcsatornás amplitúdó analízátor időbeli felbontóképessége ennél egy-két nagyságrenddel rosszabb.

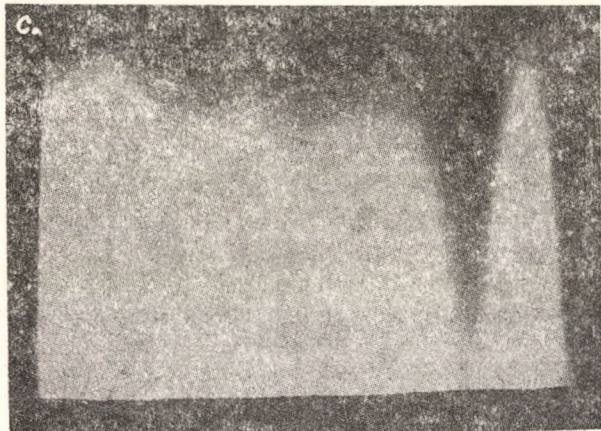
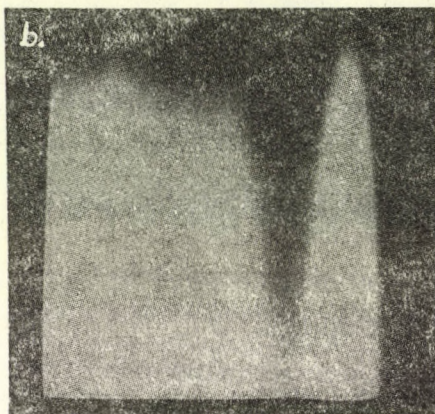
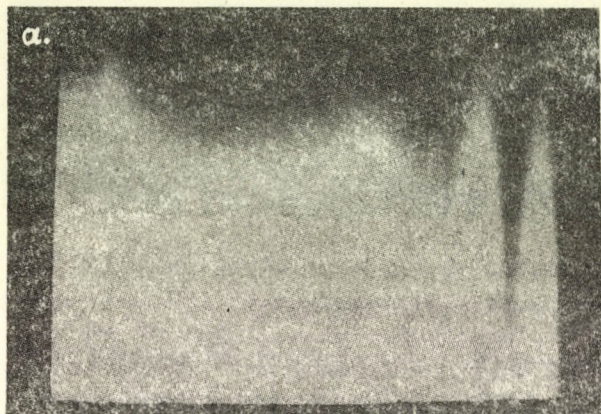
Az energia tengely (Y tengely) linearitása az erősítő illetve az elektronnyaláb eltérítésének linearitásán kívül függ még az alkalmazott katódsugárcső ernyőjének a görbülségétől is. A görbülség eredménye, hogy a fényképezőgép által leképezett különböző amplitúdóju meghosszabbított impulzusok a fotólemezen előhívás után nem lesznek párhuzamosak, hanem ún. "donga" alakú torzítás lép fel. E körülmény az energia skála linearitásában néhány %-os hibát okozhat. A hiba könnyen kiküszöbölhető oly módon, hogy egy rács elrendeződésű külön felvételt készítünk impulzusegenerátorból jövő kalibrált és különböző nagyságu meghosszabbított impulzusokkal a modulálófeszültség alkalmazás nélkül, és egy-egy spektrum felvétel kiértékelése az elkészített rácson keresztül történik. Irodalmi adatok alapján [3] egy-egy gamma spektrumban fellépő csúcs helyzetének megállapítása "szürke ék" típusú analízátorral a kiszemelt csúcs félérték-szélessége 10-ed részének megfelelő pontossággal történhet.

A felvett spektrum egy tetszőleges pontjához tartozó impulzusszám meghatározása állandó nagyságu, különböző frekvenciájú hitelesítő vonalak felvétele révén történhet. Ezért nem jelent hátrányt, hogy lineáris vagy exponenciális modulálófeszültség alkalmazásakor az impulzusszám skála nem tisztán logaritmikus, mint lineáris optikai szürke ék alkalmazása esetén. A kalibrálás során azonban különböző okokból kifolyólag jelentős bizonytalanságok lépnek fel. Elsősorban a már idézett *Bernstein* dolgozata nyomán [2] összefoglalásként itt is felsoroljuk a fellépő bizonytalanságok okait.

A reciprocitási törvény szerint azt várják, hogy a fotólemezen egy bizonyos feketedés eléréséhez szükséges fényintenzitás - expozíciós idő szorzat konstans. Megfelelően rövid expozíciós idő esetén ez a törvény valóban igaz, hosszabb ideig tartó expozícióknál azonban - és ilyen időtartamok szerepelnek a spektrumok felvételénél - ettől jelentős eltérések lépnek fel. A reciprocitási törvény helyett a *Schwarzschild* összefüggés lesz érvényes, ami szerint $I t^p = \text{konstans}$. (I az átlagos megvilágítás, t az expozíciós idő, p a *Schwarzschild*-féle állandó: értéke 0,7 - 0,8 körüli érték fotóanyagtól függően.) Ez összefüggés szerint minden emulzió azzal a tulajdonsággal rendelkezik, hogy érzékenysége kisebb nagyobb mértékben növekvő expozíciós idővel csökken. Tehát a hitelesítéshez egy további hitelesítő görbeseregre van szükség, amely megadja hogyan változnak a fotólemezen állandó impulzusszám mellett a konstans feketedéshez tartozó helyek az expozíciós idő függvényében: paraméter az impulzusszám.

Általában minden katódsugárcsőre jellemző, hogy a fókusz élessége az ernyő különböző pontjain különböző. Ez azt jelenti, hogy a fényképező lemezen azonos impulzusszámoknak, de különböző energiáknak megfelelő vonalak azonos feketedési értékhez tartozó pontjai nem ugyanahhoz az X koordináthoz tartoznak. Szerencsére ez a körülmény általában nem okoz jelentős torzítást a spektrum alakjában. Csak abban az esetben lépnek fel számottevő torzítások, ha a spektrumvonal szélessége összemérhető az effektív csatornaszélességgel.

További hibalehetőségeket jelenthet a katódsugárcső ernyőjén lévő fluoreszcens réteg inhomogenitása, a csövön belül az elektronnyaláb intenzitásának különböző okok miatt fellépő esetleges változása, (tápfeszültség változások, katód emissziójának változása) és az ernyő fluoreszcens anyaga által kibocsátott fény mennyiség változása az átlagos impulzusszámtól függően.



7. ábra. Az analizátorral felvett
a./ Co^{60} ,
b./ Cs^{137} ,
c./ Zn^{65}
gamma-spektrumok.

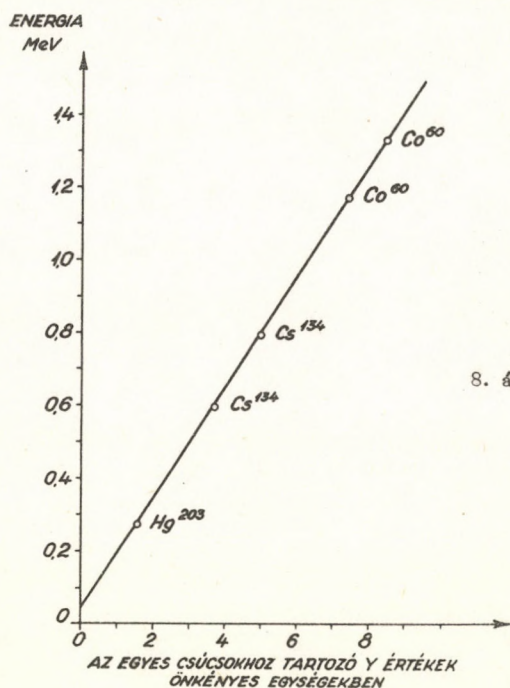
Teljesen nyilvánvaló, hogy a spektrumban egy adott energiához tartozó impulzusszám megállapításánál pontosan azonos feltételeket kell biztosítani fotóanyag nagyítás és előhívás tekintetében, mint az előzőleg elkészített hitelesítéshez felhasznált felvételek esetében. E feltételek közül elsősorban a fotóanyagok pontosan azonos voltát, homogenitását és részben az azonos előhívási folyamatot nehéz biztosítani.

Végül meg kell emlékezni még a katódsugárcső izzó katódjából jövő és az ernyőn áthaladva a fotólemezsre jutó szórt fény hatásáról, amely ugyancsak a fényérzékeny emulzió érzékenységét csökkenti. Megjegyzendő azonban, hogy kék színszűrő alkalmazása általában kielégítő eredményre vezet, mert a katódból jövő fény nagyrészt elnyeli.

A fentiek alapján mindenesetre megállapítható, hogy megnyugtató módon, megfelelő pontossággal az impulzusszám értékek nem határozhatók meg. Bár az irodalomban található olyan dolgozatok [2, 4], melyekben egycsatornás analizátorral és "szürke ék" típusu analizátorral felvett és kalibrálás után kiértékelt spektrumokat összehasonlítva viszonylag jó egyezés adódott, ennek ellenére véleményünk szerint az impulzusszám megfelelő pontossággal történő meghatározása meghaladja a rendszer teljesítőképességét.

Nagyon jól felhasználható azonban a "szürke ék" típusu analizátor a spektrumok gyors felvételére, ezek alakjának és jellegének megállapítására, továbbá az egyes csúcsokhoz tartozó energiaértékek általában kielégítő pontossággal történő megállapítására.

A 7. ábrán a megépített analizátorral kollimálás nélkül felvett Co^{60} , Cs^{134} és Zn^{65} gamma spektrumok láthatóak. (Integrális impulzusszám 250.000.) A felvételek lineáris fűrészfog alakú modulálófeszültség alkalmazásával készültek. Exponenciális modulálófeszültség használata esetén a kapott felvételek a közöltektől csak az impulzusszám skálában különböznek, a különbség azonban nem nagy. A 8. ábrán pedig az energia meghatározáshoz nélkülözhetetlen energiahitelesítési görbe látható. Ez utóbbi a katódsugárcső ernyőjén 6 cm kitérésig 1 %-on belül lineáris.



8. ábra. Az analizátor energiahitelesítési görbéje.

A felvételek elkészítése Biotar 1:2 optikával és 24 x 36 mm-es Agfa dokufilmmel történt, ez bizonyult ugyanis a rendelkezésre álló filmfajták közül a legmegfelelőbbnek. Az előhívott negatívokon a fekete - fehér átmenet erősen diffúz, extra-hart papírra történő nagyításkor azonban eléggé éles konturvonal alakul ki. Papírról-papírra történő kontakt másolás révén a fekete - fehér konturvonal még határozottabba válik, a közölt felvételek azonban kontaktmásolás nélkül készültek.

Befejezésül ezuton is köszönetet mondok *Dr. Szalay Sándor* professzor urnak, az MTA Atommag Kutató Intézet igazgatójának munkám iránt tanusított érdeklődéséért, *Kosa György* mérnöknek a szükséges mechanikus munkák megtervezéséért, valamint *Vencsellei István* fotótechnikusnak és *Horváth István* fotótechnikus tanulónak munkámhoz nyutott segítségükért.

Irodalom

- [1] *D. Maeder*, : Helv. Phys. Acta 20/1947/139.
- [2] *W. Bernstein*. - *R. L. Chase*. - *A. W. Schardt*.: Rev. Sci. Instr. 24/1953/437.
- [3] *J. L. W. Churchill*. - *S. C. Curran*.: Advances in Electronics and Electron Physics
Vol. VIII. /1956/ 317 p.
- [4] *О. В. Ликин*.: Приборн и Техника Экперимента 2/1958/36.
- [5] *W. C. Elmore*. - *M. Sands*.: Electronics. McGraw - Hill /1949/



HOLT-IDEJÉT ELIMINÁLÓ KIOLTÓKÖR GEIGER-MÜLLER SZÁMLÁLÓCSÖVEKHEZ

Makranczy Béla

Külső kioltókörökkel működtetett GM számlálók a kioltójelet adó kör holtideje alatt érkező részecske hatására begyűjtva maradhatnak. E káros jelenség elkerülése általában külön óvintézkedéseket igényel. A leirt kioltókör azáltal eliminálja a kioltójelet előállító kör holt-idejéből származó működési bizonytalanságot, hogy egy memória-egység segítségével megőrzi a kör holt-ideje alatt a számlálócsőből jövő jelet s a holt-idő elmultával megfelelő utánműködést biztosít.

Az önkioltó gázkeverékkel töltött Geiger-Müller számlálók élettartamának korlátozottsága miatt növekvő mértékben válik szükségessé olyan GM csövek alkalmazása, amelyek nem önkioltó sajátságú gázokkal ill. gázkeverékekkel működnek. A nem-önkioltó gázkeverékkel töltött Geiger-Müller számlálócsövek számlálássebességének növelésére és üzemének stabilizálására már régóta ismeretesek külső kioltó-kapcsolások [1-4]. Nagy fejlődést jelentett a billenőkörös kioltó kapcsolások [5-7] bevezetése, mert általuk a GM cső szálának feszültsége jól definiált és kényelmesen szabályozható ideig marad a küszöbfeszültség alatt s a szál üzemi feszültségének helyreállása igen gyors. Ezek segítségével az az időtartam, amely alatt a számlálócső új jelet fogadni nem képes, nem önkioltó gázzal vagy gázkeverékkel töltött számlálóknál a pozitív ionok vándorlásának idejéig rövidíthető. Kioltókörökkel tehát a nem-önkioltó GM csövek feszültségének helyreállási idejét a cső regenerálódási idejére (recovery-time) lehet csökkenteni.

Gyors működésű billenőkörökkel az önkioltó GM csövek holt-ideje is csökkenthető, ha a szál feszültségét rövid időre megfordítjuk, hogy a szál közelében keletkezett pozitív ionok igen gyorsan eltávozhassanak [8, 9].

A billenőkörös kioltókapcsolásoknak egy kellemetlen sajátságát észlelték a gyakorlatban nem-önkioltó gázzal vagy gázkeverékkel töltött számlálócsöveknél. A kioltó-impulzus végén a számlálócső szálán a feszültség igen gyorsan helyreáll s a számláló újabb jel fogadására kész. A kioltó jelet adó billenőkör kondenzátorainak azonban a kioltó négyzetjellel befejeződése után újra kell tölteniük. Ez alatt az idő alatt a billenőkör jelet fogadni nem képes, a billenőkörnek holt-ideje van. Mivel a számláló-

csövön a feszültség helyreállott, a számlálócső mindjárt a kioltó-impulzus befejeződése után működésre kész. Ha tehát a kioltó-kör holt-idejének tartama alatt érkezik egy újabb részecske a számlálóba, az ebből származó jel nem képes működtetni a billenőkört, nem keletkezik kioltó feszültség-impulzus s a számlálócső égvé marad. A számlálócső ettől kezdve nem számolhatja a beérkező részecskéket; sőt, ha huzamosabb időn át így marad a cső, működési adatai is megváltozhatnak.

E hátrány megszüntetésére *W. Mann* és *G. Parkinson* dolgoztak ki alkalmas kioltó-kapcsolást [10]. Berendezésük főrésze egy multivibrátor, melynek folyamatos működését az egyik cső szupresszorára adott elegendően nagy negatív előfeszültség akadályozza meg. Ezt az előfeszítést az előerősítő-cső anódjához csatolt feszültségosztó biztosítja. Az előerősítőcső rácsa 10 M Ω ellenálláson át kap - 1 V előfeszültséget s ide csatlakozik a GM cső szála, valamint a kioltójelet továbbító 1000 pF kondenzátor. Az előerősítő egyenáramu erősítő. A GM cső negatív feszültségimpulzusának hatására az előerősítőcső anódja pozitívabb lesz, így csökken a multivibrátort lezáró szupresszor-előfeszültség, a multivibrátor lezáró csövén megindul az anódáram; a multivibrátor billen egyet s negatív kioltóimpulzus érkezik a számlálóba. A multivibrátor holt-ideje alatt érkező részecske begyűjtja a számlálócsövet, ennek árama a 10 M Ω rácsellenálláson át eléggé negatívvá teszi a rácsot ahhoz, hogy az előerősítőcső anódfeszültségének emelkedése miatt - a multivibrátor holt-idejének letelte után - ismét kioltó jelet adjon.

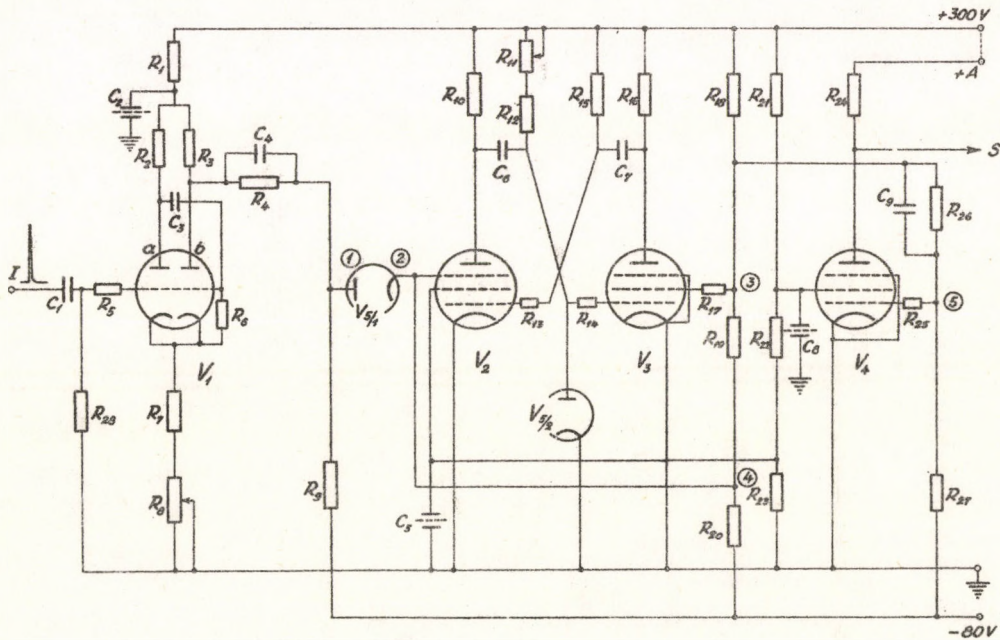
Nemesgázzal töltött kisméretű GM számlálók működtetésére több kioltókapcsolást kipróbáltam, újakat is szerkesztettem. Megépítettem az utóbb leírt berendezést is. Alkalmazásánál igen nagy nehézséget jelentett az, hogy a kioltóperiódus alatt töltés folyik el a kioltójelet hozó kondenzátorról, amely a nagy időkonstans miatt csak lassan pótlódik. Ez az elfolyt töltés pozitívabbá teszi az előerősítő rácst s a feszültségosztón át a multivibrátor lezárt csövének szupresszora annyira negatív lesz, hogy a kioltó impulzus befejeződése után hosszabb időn át a GM csőből érkező gyenge egyenáramu jel nem képes működtetni a multivibrátort. A számlálási sebesség így igen nagy mértékben (a maximálisan várható értéknek 1/3 - 1/5 részére) lecsökken. A szerzők ezen úgy igyekeztek segíteni, hogy az előerősítőcső erősítését csak a minimálisan szükséges mértékig fokozták s a cső előfeszültségét igen alacsonyan, a pozitív rácsáram-tartomány kezdetén választották.

Tiszta nemesgázzal töltött számlálók lényegesen kisebb feszültséget szolgáltatnak ugyanabban az áramkörben, mint a nem nemes gázzal vagy gázkeverékkel töltött számlálók [11]. Kisméretű, nemesgázzal töltött GM számlálók működtetéséhez tehát az erősítés fokozására volt szükség, ami az adott kapcsolásnál alkalmazott egyenáramu erősítő útján, az elmondott nehézségek miatt nem volt lehetséges. Impulzuselőerősítővel működő olyan kioltókapcsolást kellett szerkeszteni, amely a kioltó jelet adó multivibrátor holt-ideje alatt érkező jeleket megőrzi a holt-idő elmúltáig s ezáltal biztosítja a számlálócső kioltását.

A k é s z ű l é k l e í r á s a é s m ű k ö d é s e

A GM számlálóba érkező részecske által gyűjtött kisülés rövid időre csökkenti a GM cső száljának feszültségét. Ezt a negatív feszültségimpulzust az alkalmazni kívánt impulzuserősítővel felerősítjük olyan mértékig, hogy a kioltó-kör működtetéséhez szükséges 0,6 - 5 V pozitív feszültségelérés nagyságát elérje.

A kioltókör első csöve, a V_1 cső, kettős trióda (ECC 40) s egy-stabil-helyzetű billenőkörként működik. (1. ábra.) Lényegében egy katódcsatolású lezárt multivibrátor. A lezárás mértéke s ezzel együtt a kör jelérzékenysége is az R_8 potenciométerrel változtatható. Az 1. ábrán adott paraméterek esetén az R_8 ellenállását fokoza-

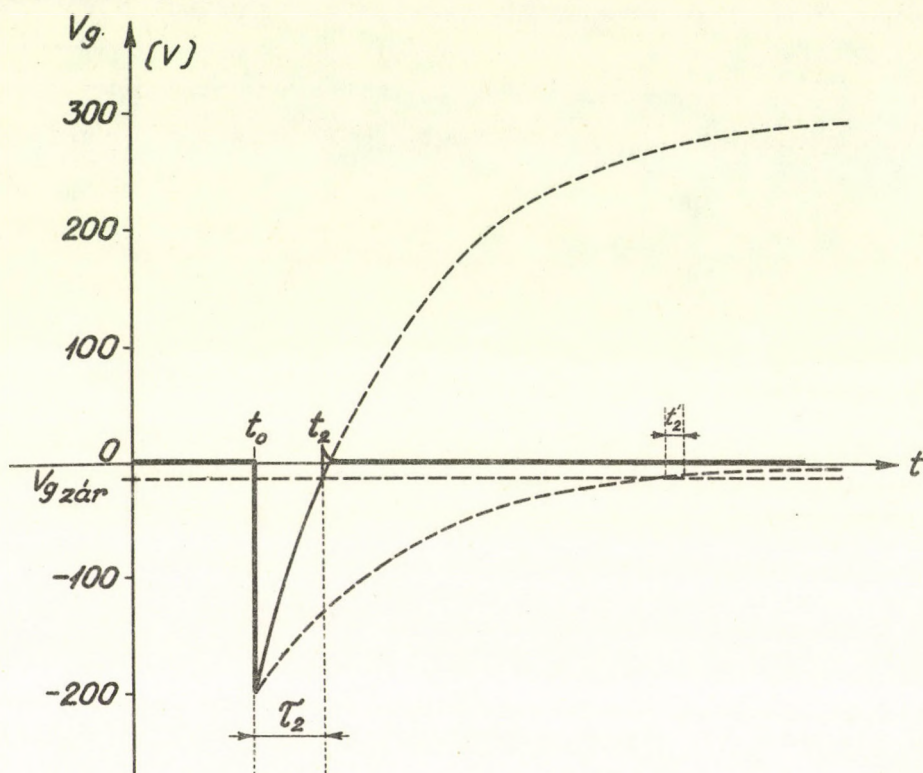


1. ábra. A kioltókör kapcsolása.

V_1 - ECC40	C_6 - 2000 pF	R_7 - 1,5 k	R_{17} - 100 Ω
V_2 - 6AS6	C_7 - 100 pF	R_8 - 1 k	R_{18} - 50 k
V_3 - 6AK5	C_8 - 32 μ F	R_9 - 33 k	R_{19} - 130 k
V_4 - 6AU6	C_9 - 20 pF	R_{10} - 22 k	R_{20} - 100 k
V_5 - 6AL5	R_1 - 3 k	R_{11} - 5 M	R_{21} - 10 k 3 W
C_1 - 30 pF	R_2 - 15 k	R_{12} - 500 k	R_{22} - 5 k 2 W
C_2 - 16 μ F	R_3 - 15 k	R_{13} - 1 k	R_{23} - 9 k 3 W
C_3 - 750 pF	R_4 - 100 k	R_{14} - 1 k	R_{24} - 20 k
C_4 - 10 pF	R_5 - 1 k	R_{15} - 1 M	R_{25} - 1 k
C_5 - 16 μ F	R_6 - 150 k	R_{16} - 22 k	R_{26} - 500 k
	R_{27} - 150 k	R_{28} - 500 k	

tosan csökkentve, a potenciométer ellenállásának kis értékeinél beáll az önrezgés állapot. A berendezés stabilis működéséhez szükséges, hogy ehhez a ponthoz ne állítsuk túl közel a potenciométert. A billenőkör indításához rövid (0,5 - 50 μ sec) pozitív impulzusok szükségesek. 5 μ sec tartamu impulzusokkal mérve a legérzékenyebb állapotban 0,57 V, a legérzéketelebb állapotban (a potenciométer ellenállása a teljes 1 k Ω)

5 V jelfeszültség indítja a billenőkört. A V_1 cső b jelű anódján minden olyan feszültséglökés hatására, amely a billenőkört indítani képes, egy kb. 100 V amplitudójú pozitív négyyszögjel (3. ábra.) jelenik meg, melynek tartamát kizárólag a kör paraméterei határozzák meg $\tau_1 \sim 5/4 \cdot R_6 \cdot C_3$. Az 1. ábrán adott paraméterek esetén $\tau_1 = 140 \mu\text{sec}$. A V_1 cső tehát a GM számlálóból jövő jeleket azonos nagyságu, alakú és tartamu négy-szögjelekké alakítja át.



2. ábra. A billenőkör rácsheszültségének időbeli változása pozitív anódfeszültségre kö-tött rácscellenállás esetén.

A számlálócsőből érkező ilyen módon uniformizált jelek a $V_{5/4}$ diódán át jut-nak a V_2 , V_3 csövekből álló, ugyancsak egy-stabil-helyzetű multivibrátorhoz, amely a tényleges kioltójelet adó V_4 csövet vezérli. A diódára ez utóbbi körök működéséből származó feszültséglökések visszahatásának elkerülése miatt van szükség.

A V_2 , V_3 csövek feladata a kioltójelet előállításához szükséges meghatározott időtartamu feszültségváltozások biztosítása. Lényegében egy lezárt multivibrátort al-kotnak. A lezárást azonban a szokásostól eltérően nem valamelyik cső vezérlő rácására adott elegendően nagy negatív előfeszültség által érjük el. A V_4 cső kettős vezérlésű pentóda (6AS6), melynek fékezőrácса (szupresszor) már viszonylag alacsony (-[14-16] V) negatív előfeszültség mellett képes a cső anóddramát gyakorlatilag lezárni. A kör ösz-szeállításánál vezető szempont volt a kioltó negatív négyyszögjel időtartamának stabi-

litása. E célt szolgálja a szupresszoros lezárás, valamint a V_2 , V_3 cső rácsevezető ellenállásának a pozitív anódfeszültségre kötése. Ez esetben ugyanis-mint ismeretes-billenés után a lezárt cső rácseleőfeszültsége nem a zérus feszültséghez, hanem a pozitív anódfeszültséghez approximál (2. ábra). Ezért a rácseleőfeszültség időbeli változását leíró görbe metszéspontja a rácseleőfeszültségének ($V_{\text{lezárt}}$) egyenesével sokkal határozottabb; a billenőkör frekvencia stabilitása többszöröse nő. Ugyancsak a stabilitás növelése érdekében a kioltójelet nem vesszük le közvetlenül a V_3 cső anódjáról, hanem ugyanezen cső segédrácsának hasonlóan meredek elejű és hátu négyszögjeleivel vezéreljük a V_4 csövet, melynek anódján kapjuk a kívánt kioltójelet.

A V_2 , V_3 csőből álló multivibrátor alapállapotában mindkét cső vezérlőrácса közel földpotenciálra van. A multivibrátor lezárását a V_2 cső szupresszorának előfeszítése biztosítja. E cső anódárama gyakorlatilag zérus, segédrácsárama viszont jelentős. Ezért - s más okok miatt is - alacsony segédrácsfeszültséget (60 V) kell választanunk. A számlálócsőből jövő jel hatására a V_1 cső b jelű anódján 140 μ sec tartamu, nagy pozitív feszültség-impulzus (3. ábra) jelenik meg. A $V_{5/4}$ dióda katódja közvetlenül csatlakozik a V_2 cső szupresszorához s feszültségét az R_{10} , R_{10} , R_{20} ellenállásokból álló feszültségosztó -17 V-on tartja, (4. ill. 2. pont az 1. ábrán). anódjának potenciálját az R_4 , R_9 ellenállások nyugalmi állapotban -23 V-ra állítják be (1. pont az 1. ábrán). A V_1 csőből jövő pozitív négyszögjel megjelenésekor a $V_{5/4}$ dióda vezetővé válik. A V_1 cső b jelű anódjának jelentős feszültségemelkedése következtében a V_2 cső szupresszorának feszültsége a földpotenciál közelébe emelkedik (4, 5. ábrák). Hirtelen megindul a V_2 cső anódárama s a közismert regeneratív folyamat révén anódjának feszültsége igen rövid idő alatt kb. 200 V-tal esik. A közel 300 V-ra feltöltődött C_6 kondenzátor a V_3 cső rácspotenciáljának hasonló mértékű esikkenését idézi elő. Az eddig nyitott V_3 cső tehát lezár, vagyis anód- és segédrácsárama megszakad mindaddig, míg a C_6 kondenzátor töltése az R_{20} , R_{11} , R_{12} ellenállásokon keresztül ki nem sül annyira, hogy a V_3 rácspotenciálja a lezárási feszültséget elérje (2. ábra). Ez az időtartam az R_{11} potenciométer segítségével változtatható;

$$\tau_2 \text{ max} \sim 2/5 \cdot (R_{11} + R_{12}) \cdot C_6$$

$$\tau_2 \text{ min} \sim 2/5 \cdot (R_{20} + R_{12}) \cdot C_6$$

A τ_2 idő kezdetén a V_3 cső anód- és árnyékolórács potenciálja élesen emelkedik (6. 7. ábrák) s a C_7 kondenzátor az R_{20} ellenálláson keresztül 100 V-ról 300 V-ra töltődik. A τ_2 idő letelte után a V_3 cső anódárama megindul s anódjának feszültsége regeneratív folyamatok miatt igen gyorsan visszazuhan eredeti értékére, míg a V_2 cső rácspotenciálja annyira negatívvá válik a C_7 töltése miatt, hogy a cső lezár. a V_3 cső anódján és árnyékolórácsán tehát egy meredek elejű és hátu pozitív négyszögjel keletkezik. Ez utóbbi a V_4 cső rácására jut, amely normálisan a lezáráson túl van előfeszítve (-20 V; 5 pont az 1. ábrán) s anódján egy nagy negatív kioltóimpulzus keletkezik (8. ábra), amelyet alkalmas módon a GM számláló száljára juttathatunk.

A V_2 cső azonban a C_7 kondenzátornak az R_{10} , R_{10} ellenállásokon történő kisülése miatt csak rövid ideig maradna meg ebben a stabil állapotában, ha közben szupresszorának potenciája nem válna elegendően negatívvá a cső lezárásához. Ez a folyamat bekövetkeznék már akkor, amikor a V_1 csőből jövő négyszögjel (4. ábra) befejeződik, vagyis 140 μ sec múlva. Ez azonban a V_2 cső anódáramának megszűnésével járna, ami a cső anódpotenciáljának hirtelen emelkedése miatt a visszabilenési folyamatot

azonnak meginditaná. A kioltójel tartama tehát a V_2 , V_3 kör paramétereitől függetlenül mindig τ_1 (140 μ sec) volna. Gondoskodni kellett tehát arról, hogy τ_2 tartama alatt a V_4 cső anódárama ne változzon lényegesen. Ezt a feladatot a V_2 cső szupresszorának kettős vezérlésével lehetett megoldani úgy, hogy a nyugalmi előfeszültségét biztosító R_{19} , R_{18} , R_{20} ellenállásokból álló feszültségosztó 4 pontjának feszültsége a V_3 cső árnyékolórácsáramától is függ. A feszültségosztó paramétereit úgy választva, hogy a V_2 cső szupresszorának feszültsége a földpotenciál közelében van akkor is, ha a V_2 , V_3 multivibrátor éppen átbillent állapotban van. A V_2 cső lezárását tehát egyedül a $V_{5/2}$ anódja nyugalmi potenciáljának helyreállása nem idézheti elő; a V_2 cső csak mindkét folyamat befejeződése után zárhat le. Így a V_2 , V_3 egy-stabil-helyzetű billenőkör zavartalan működése biztosítható. A V_1 -ből érkező jel hatására a kör egy beállított időtartamu négyyszögjel előállítására után visszatér eredeti helyzetébe.

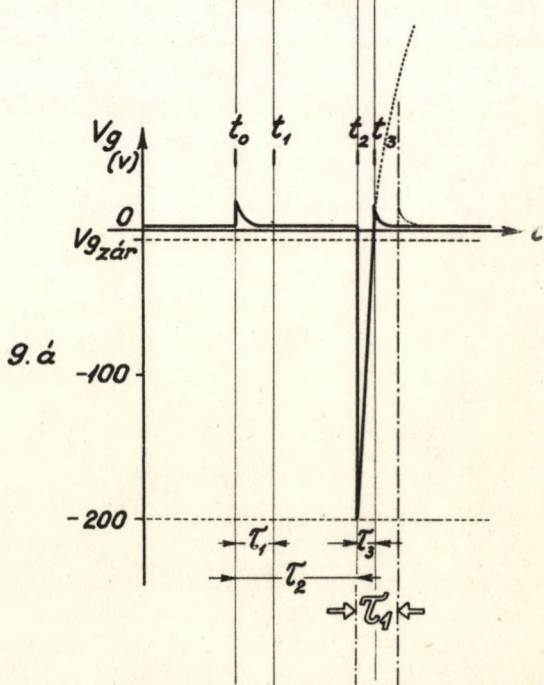
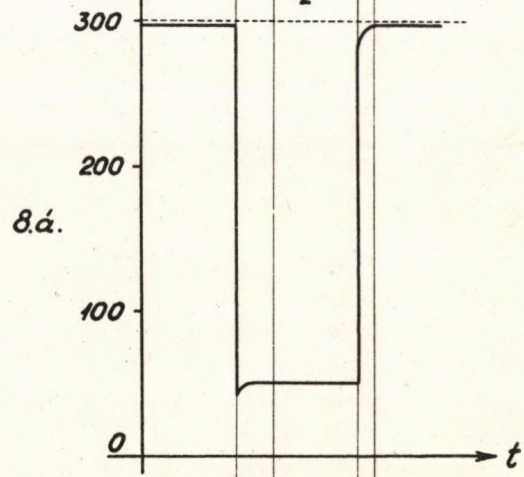
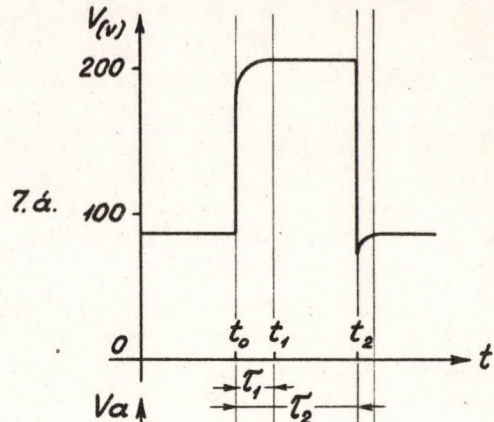
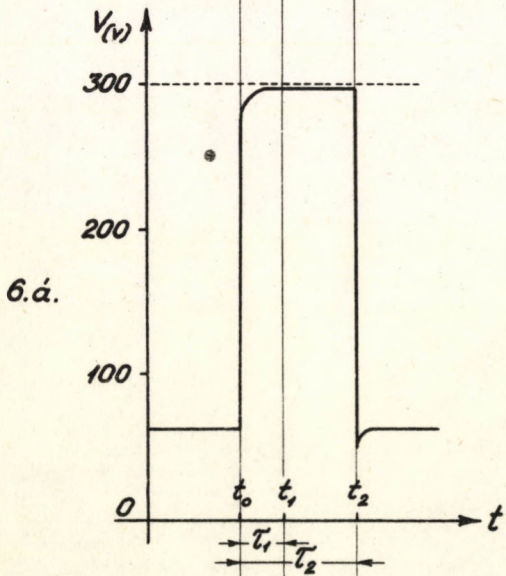
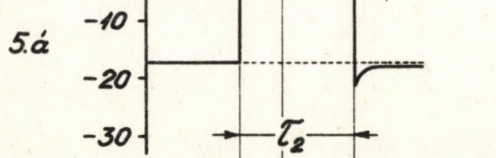
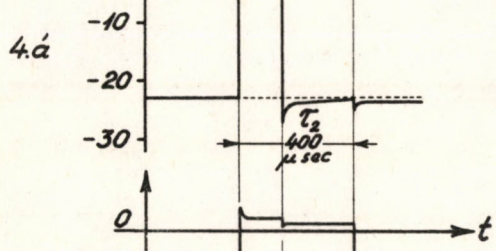
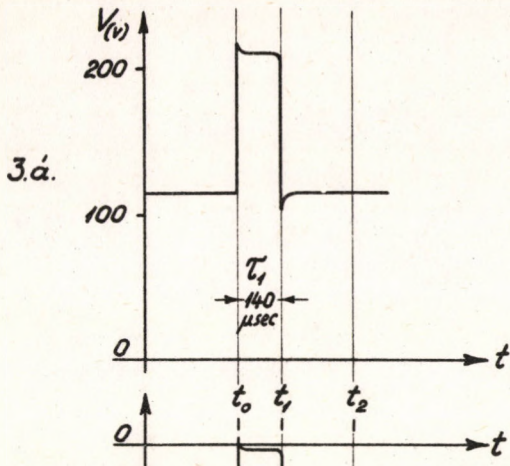
A négyyszögjel befejeződése után azonban egy ideig a V_2 cső vezérlőrácsa annyira negatív, hogy hiába old fel a cső szupresszora, az anódáram nem indulhat meg. Ez az u.n. holtidő (τ_3) abból származik, hogy a kioltási periódus alatt közel 300 V-ra feltöltődött C_7 kondenzátor a V_3 cső anódfeszültségének t_2 (9. ábra) időpillanatban történő visszazuhanása után a V_2 cső vezérlőrács-feszültségét kb. 200 V-tal negatívabbá teszi. A C_7 -nek R_{15} , R_{16} -on át történő kisülése miatt $\tau_3 = t_3 - t_2$ idő telik el, míg a V_2 cső vezérlőrácsfeszültsége ismét eléri normális értékét és újabb jelek működtetni tudják.

Mint már említettük, a számlálócső száljának feszültsége a t_2 időpillanatban helyreáll, a számlálócső a beérkező részecskéket újra jelezni képes. A V_1 multivibrátor feszültségei a viszonylag hosszú $\tau_2 - \tau_1 = t_2 - t_1$ idő alatt teljesen helyreállottak, a V_1 multivibrátor is működésre kész. A V_2 , V_3 multivibrátor feszültségei azonban még nem rendeződtek, működni csak τ_3 idő múlva képes. Az 1. ábrán adott paraméterek mellett ez az idő 50 μ sec; ez a kör holtideje. Ha a számlálócsőből érkező felerősített jelet egyedül a V_2 , V_3 multivibrátor kapná, a $t_3 - t_2$ időközben érkező jel nem tudná működtetni a multivibrátort, a számláló nem kapna kioltó feszültségimpulzust a számlálócső begyújtva maradna.

A V_1 multivibrátor paramétereit azonban úgy választva, hogy $\tau_1 > \tau_3$ de $\tau_1 < \tau_{2min}$. A $V_2 - V_3$ multivibrátor holtideje alatt érkező jel tehát nem tudja ugyan beérkezése pillanatában működtetni a kioltójelet adó áramkört, de a működőképes V_1 multivibrátor pozitív feszültségimpulzusának hatására a V_2 cső szupresszora a $V_{5/2}$ diódán át felold s amint a V_2 cső vezérlőrácsán a feszültség helyreállott, a V_2 , V_3 multivibrátor újra billen egyet s kioltójelet ad a GM számláló száljára. A V_1 multivibrátor szerepe tehát az, hogy "megőrzi" a GM számlálóból a kioltójelet adó multivibrátor holtideje alatt érkező jeleket a holtidő elmultáig s gondoskodik a számlálócső kioltásáról.

A kioltójel időtartama az 1. ábrán adott paraméterek esetén 400-4500 μ sec között folyamatosan változtatható. A C_6 ill. R_{11} , R_{12} értékének megfelelő választásával ez az érték bármelyik irányban eltolható. A C_6 értékének alsó határát τ_1 s közvetve τ_3 szabja meg. Ha ugyanis τ_2 megközelíti τ_1 -et, a kör önoszcillációba megy át.

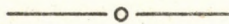
3. ábra. A feszültségimpulzus alakja a V_1 cső b jelű anódján.
4. ábra. A feszültségimpulzus alakja a $V_{5/2}$ dióda anódján.
5. ábra. A feszültség időbeli változása a V_2 cső fékezőrácán.
6. ábra. A feszültség időbeli változása a V_3 cső anódján.
7. ábra. A feszültség időbeli változása a V_3 cső árnyékolórácsán.
8. ábra. A kioltó-feszültségimpulzus alakja a V_4 cső anódján.
9. ábra. A V_2 cső vezérlőrácsfeszültségének időbeli változása.



A τ_3 holtidő értéke az 1. ábrán adott paraméterek esetén $50 \mu \text{ sec}$. Ez is csökkenthető a C_7 értékének megfelelő megválasztása által, de figyelembe kell vennünk, hogy a kör és a berendezés többi feszültségeinek helyreállításához is idő kell. τ_3 -nak fenti értéke esetünkben körülbelül a minimumnak tekinthető. τ_2 minimális értékét a GM számlálócső tulajdonságai, a töltő gáz sajátságai, a pozitív ionok vándorlásának sebessége, szekunder elektron kiváltási processzusok időtartama a katódon stb. determinálják. A mérések azt mutatták, hogy ha a τ_2 értéke $100-140 \mu \text{ sec}$, a GM számlálócső karakterisztikája túl meredek, sok az álszámlálás. Használható karakterisztikát általában akkor kapunk, ha a kioltó jel időtartama $\tau_{min} = 180-200 \mu \text{ sec}$, ami R_{11} , R_{12} értékének meghagyása esetén $C_6 = 900-1000 \text{ pF}$ esetén valósítható meg. Ebben az esetben a kioltójel tartama $200-2200 \mu \text{ sec}$ között változtatható. τ_1 értékét úgy kell megválasztani, hogy teljesüljön a $\tau_3 < \tau_1 < \tau_2$ feltétel, de τ_2 ne közelítse meg túlságosan τ_1 értékét.

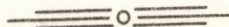
A kioltó feszültség-impulzus nagysága $230-250 \text{ V}$, ami általában elegendő. A V_4 cső anódfeszültségének emelésével értéke növelhető, de ehhez természetesen megfelelő külön áramforrás szükséges. 450 V anódfeszültség alkalmazása esetén $370-400 \text{ V}$ -os kioltó feszültség-amplitudók nyerhetők. Ilyen nagy kioltó jelekre csak rendkívül hosszú plátóju GM számlálók esetén lehet szükség. Általában előnyös, ha a kioltójel a GM cső száljának feszültségét csak kevéssel ($30-50 \text{ V}$) csökkenti a számlálócső küszöbfeszültsége alá. Az alkalmas kioltójel nagysága az R_{24} ellenállás megfelelő megválasztásával beállítható.

Az ellenállások toleranciája 5% lehet, bár különösen a V_2 , V_3 multivibrátor áramkörökben előnyös 1% toleranciájú ellenállásokat használni. A készülék üzembehelyezésekor, nyugalmi állapotban az R_4 , R_{20} és R_{26} ellenállásokat illeszteni kell úgy, hogy az 1 pont feszültsége -23 V , a 4 ponté $-(17-18) \text{ V}$ és az 5 ponté -20 V legyen. Az első üzembehelyezésnél célszerű oszcilloszkópot használni a jelalakok ellenőrzésére. A C_6 kondenzátor megfelelő megválasztásával ekkor a kívánt minimális kioltójel szélesség beállítható; a maximális kioltójel szélesség ennek közelítőleg tizszerese. Ha a kioltójel időtartamának stabilitásával szemben nincsenek különösebb igényeink, a V_4 cső el is hagyható. Ez esetben a kb. 200 V -os kioltójel a V_3 -cső anódjáról vehetjük le.



Irodalom

- [1] Winn - Williams.: Proc. Roy. Soc. 136/1932/312.
- [2] В. Векслер - А. Вибергаль - М. Иванов.: ЖЭТФ 5/1935/490.
- [3] H. Neher - W. Harper.: Phys. Rev. 49/1936/940.
- [4] H. Neher - W. Pickering.: Phys. Rev. 53/1938/316.
- [5] G. Getting.: Phys. Rev. 53/1938/103.
- [6] М. С. Козодаев - Г. Д. Латышев.: ДАН СССР 20/1938/21.
- [7] H. Maier-Leibnitz.: Rev. Sci. Instr. 19/1948/500.
- [8] N. Simpson.: Phys. Rev. 66/1944/39.
- [9] A. Hodson.: J. Sci. Instr. 25/1948/11.
- [10] W. B. Mann - G. B. Parkinson.: Rev. Sci. Instr. 20/1949/49.
- [11] G. Geel - J. Kerkm.: Physica 5/1938/609.



SZTEREO FELVEVŐ ÉS KIÉRTÉKELŐ BERENDEZÉS

Bacsó József - Schadek János

Ködkamrában lejátszódó események rögzítésére alkalmas sztereo fényképezőgépet és a felvételek kiértékelésére visszavetítő berendezést szerkesztettünk. A felvevőt a Wilson-kamra vezénylő berendezése automatikusan vezényli és így a betölthető film mennyiségének megfelelően kb. 350 felvételt készíthet egy menetben. A kiértékelés visszavetítés módszerével történik. A vetítőernyő középpontja a nyom térbeli helyének kikeresése közben mozdulatlan és az ernyő a tér bármely síkjában beállítható.

A. BEVEZETÉS

Ködkamrában előidézett magfolyamatok vagy más jelenségek rögzítésére és kiértékelésére alkalmas sztereo felvevő és kiértékelő berendezést készítettünk.

A berendezés elkészítését az tette szükségessé, hogy az intézetben működő Wilsonféle ködkamrához regisztráló berendezésként régebben közös bázislapra helyezett és szinkron működtetett, de egymástól mégis független egységet képező két darab fényképező gépet használtunk. Így a vizsgálni kívánt eseményeket két egymástól független filmre rögzítettük. Visszavetítéskor a két gép és film eredeti (felvételi) helyzetéhez viszonyított 0,01 mm-es elmozdulása a kép észrevehető megkettőződéséhez vezetett és ezáltal a mérés hibáját csak hosszras beállítási munkával lehetett az elfogadható minimumra csökkenteni. Mivel a ködkamra elsősorban különleges események kimutatására alkalmas, - mint pl. a neutrínó magvisszalökő hatásának megfigyelése - a munka természeténél fogva a nagyszámu esemény rögzítését és kiértékelését, ami a fent vázolt berendezéssel igen hosszadalmas volt.

Az új berendezés a beállítási időt kiküszöbölte, a mérést meggyorsította és pontosabbá tette. A megépített berendezés lehetővé teszi többek között a He^e β -bomlásnál a visszalökött Li^e mag nyoma, valamint a β -részecske nyoma által bezárt szög meghatározását is. A nyomok adatainak pontosabb kiértékelése a szögkorelációs koeficiens értékének kisebb hibával történő meghatározását biztosítja.

A szerkesztésnél tekintettel voltunk olyan igények kielégítésére, amelyek a ködkamra felvételek gyors és pontos kiértékelését biztosítják.

Igy például:

a./ A bázistávolság az adott körülmények között a lehető legnagyobb legyen, hogy a szögmérést rövid szögszáru események kiértékelésénél is elegendő pontossággal tudjuk elvégezni.

b./ A sztereó felvételpárok egy filmszalagra készüljenek.

c./ A felvétel és a kiértékelés ugyanazon optikával azonos feltételek mellett történjen.

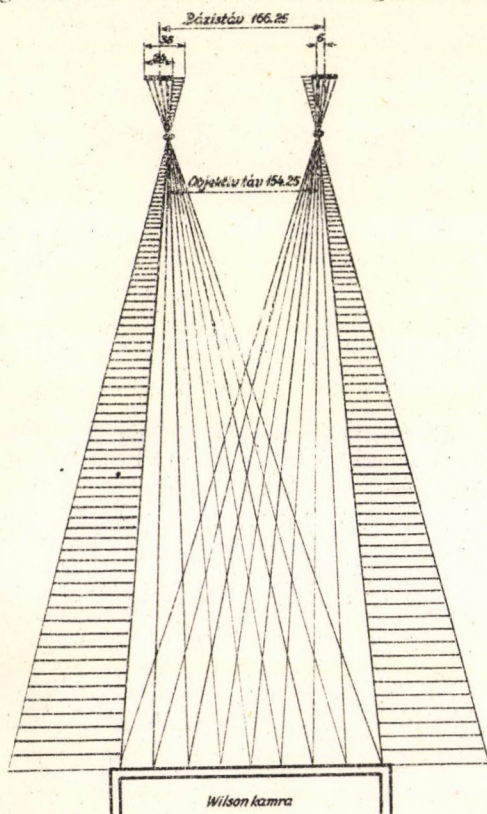
d./ A gépbe legalább 17 m. film beférjen és azt maximálisan használja ki.

e./ A sztereó felvevő a ködkamra vezérlő berendezésével automatikusan vezérelhető legyen elektromágnesek segítségével.

A fenti követelményeknek eleget tevő gép kivitelezése az ATOMKI műhelyében történt.

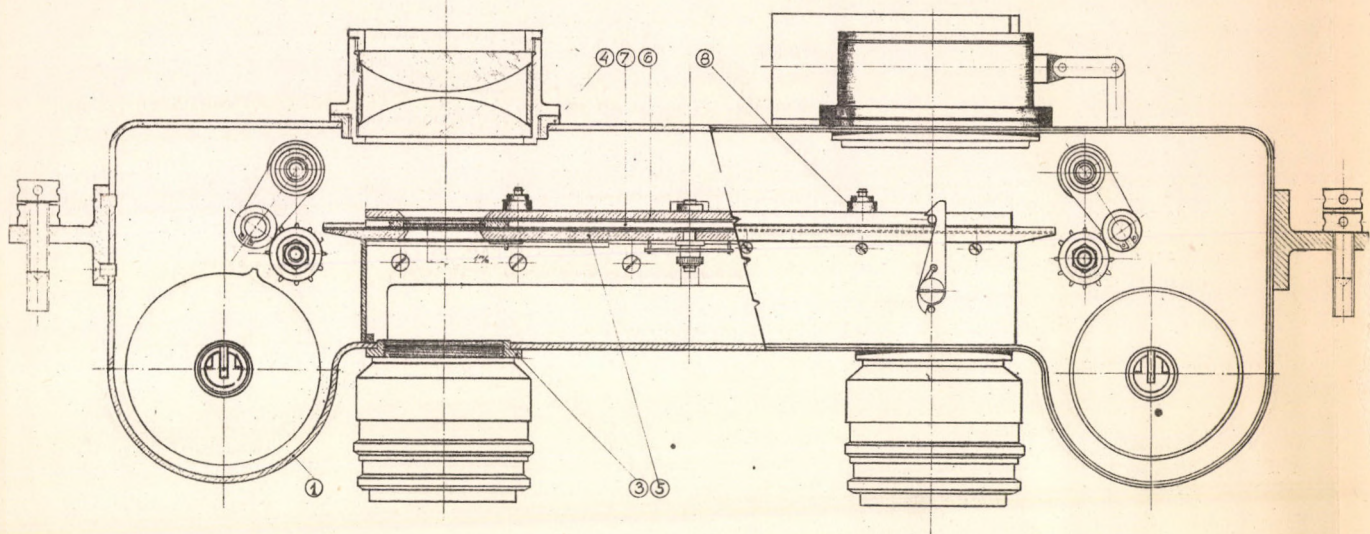
B. TERVEZÉSI PROBLÉMÁK

A gép bázistávolságának megválasztása: A gyárilag készített és kereskedelmi forgalomban beszerezhető sztereó gépek bázistávolsága, az emberi szemtávolságnak meg-

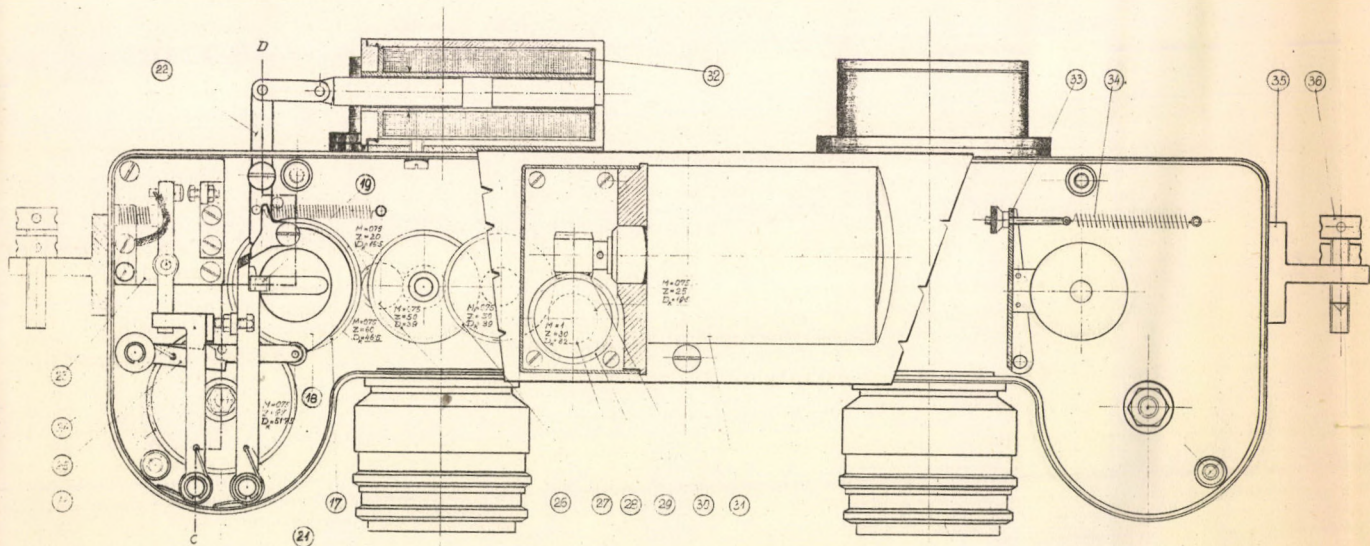


1. ábra. Bázistávolság és képméret meghatározása.

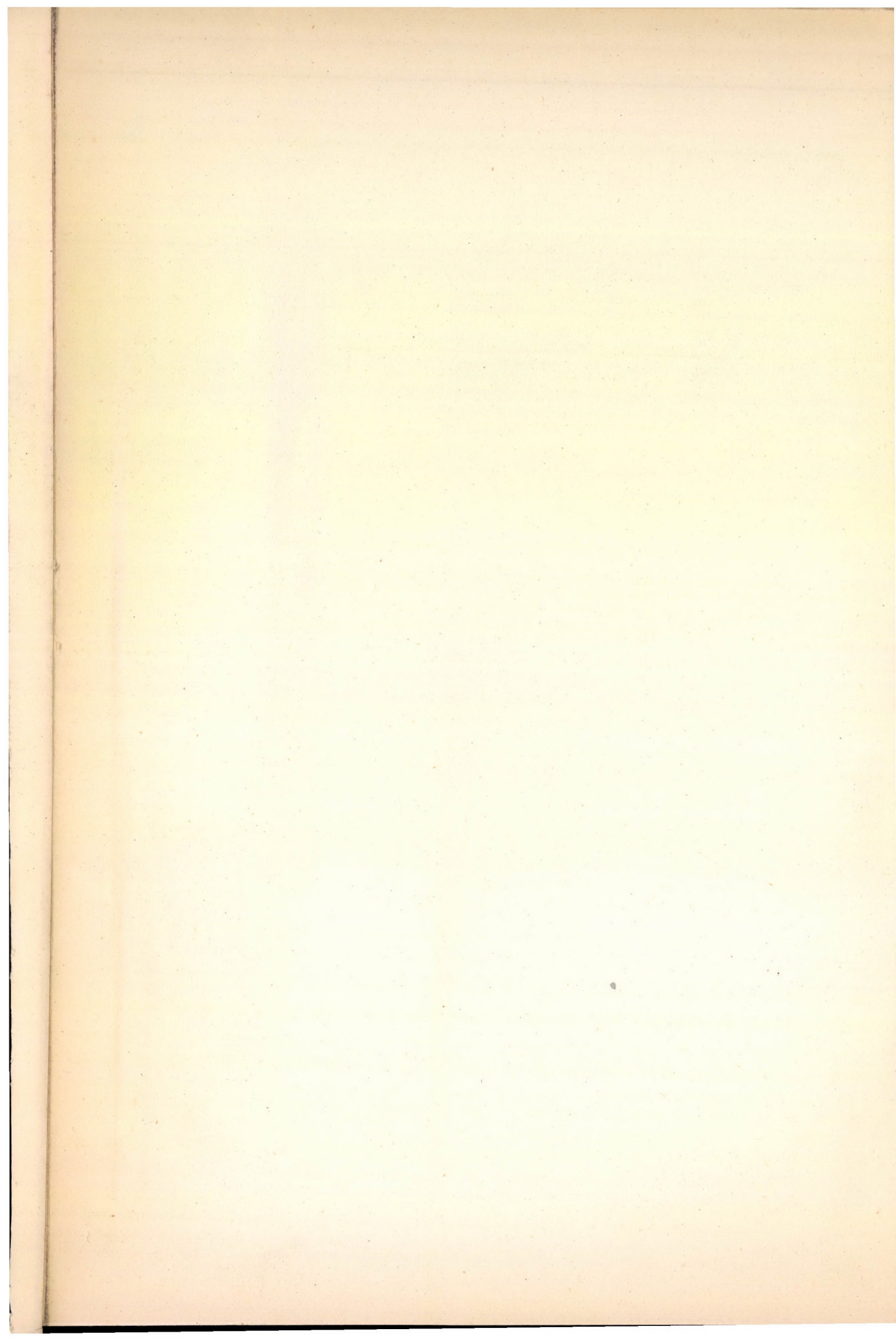
felelősen kb. 65 mm. Az alkalmazott objektívek kb. 35 mm gyújtótávolsága mellett, ködkamra felvételt 500 mm távolságból lehet készíteni. Ilyen távolságból a kép a teljes filmkockát kitölti és a két objektívnek egypontra mutató sugarai által bezárt szög



3. ábra. Sztereo automata filmoldali része.



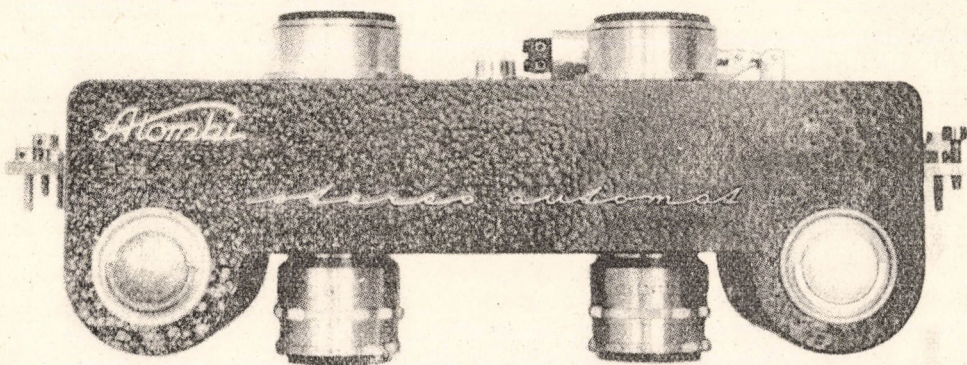
4. ábra. Sztereo automata mechanikájának elrendezése.



(nézőszög) $\varphi = 7^\circ 30'$. Ilyen kis sztereó szög a felvételek visszavetítésénél az események térbeli helyzetének reprodukálásában bizonyos bizonytalanságot enged meg, ami a mérés pontosságát kedvezőtlenül befolyásolja. Szükség volt tehát egy olyan nagybázi-
sú sztereó gép megtervezésére és elkészítésére, amelynél a párhuzamos optikai tengelyrendezés megtartásával, a néző szög a fenti értéknél nagyobb és a két összetartozó felvételpár azonos filmszalagra kerül.

A bázistávolság nagyságát nem lehet tetszőlegesen választani. Feltétel, hogy mindkét objektív leképezze a teljes felvételi tárgyat, valamint a két képmező között párosszámú filmet kiadó filmhossz férjen el, és a távolság a perforációs osztás egész számú többszöröse legyen.

A felvételi távolságot az alkalmazandó nagyfényerejű Tessár objektívek 50 mm gyújtótávolsága egyértelműen meghatározta. A két optikát annyira kellett egymástól távolítani, azaz a bázistávolságot növelni míg a ködkamra teljes képe mindkét képmezőben benmaradt de emellett figyelemmel kellett lenni az előzőkben emli-



2. ábra. Az elkészített gép fényképe.

tett feltételekre is. A főméretek kiszerkesztésénél kihasználtuk azt a lehetőséget, hogy a kisfilmes Tessár optika 50 mm átmérőjű képmezőt tud élesen kirajzolni. Mivel a ködkamra kör alakú, négyzetes képméret a leggazdaságosabb, 24 x 24 mm-es képméretet vettünk és azt az objektívek tengelyéhez képest széttoltuk. Az ábráról látható, hogy ezen szerkesztéssel meglehetősen nagy 166,25 mm bázistávolságot, és ezzel $\varphi = 13^\circ 20'$ rálátási szöveget sikerült elérni. A gép többi méretét a befogadandó film kazetta mérete és az optikák tubusméretei határozták meg.

Az elkészített gép fényképe a 2. ábrán látható.

C. A GÉP KIVITELEZÉSE ÉS LEÍRÁSA

Tekintettel arra, hogy a gép egyedi gyártásban készült, annak vázát 3 mm vastag kemény sárgaréz lemezből alakítottuk ki, amit kemény forrasztással erősítettünk össze, és azután marógépen pontosan méretre munkáltunk. A fedélrészek alumínium öntések, amelyek fénymentes záróhoronnyal illeszkednek a megmunkált váz két oldalára. A váz belül két részre van osztva, egyik a filmoldali, vagy optikai fél, másik oldalon

pedig a mechanikus szerkezeteket helyeztük el. A 3. ábra levett fedéllel és részben metszetben mutatja a gép filmoldali részét. Középen az (5) filmkapu, amelynek (6) felsőrésze a film befűzés megkönnyítése végett csuklósan felnyílik. Ebben a felnyíló részben (8) rugókkal leszorított (7) betét, van, amely zárt állapotban a filmszalagot gyenge nyomással a kapu alsó csuszó felületére szorítja és ezáltal a filmnek pontos vezetést biztosít. Hogy továbbításkor a filmszalag közepe ne karcolódjon és a filmszalag mozgatása is minél könnyebb legyen, az egész filmkapu közepén sülyesztett és a film csak a perforáció mentén csuszik. A filmkapu két végénél vannak a továbbító fogasdobok, ezek alatt pedig a filmorsó, ill. kazetta. A filmkapu alatti rész zárt. A fény útjába egy egyszerű zárszerkezetet helyeztünk, amit a mechanikus oldalban elhelyezett elektromágnes mozgat. A gép két végén lévő kis konzolok és abban lévő csavarok az állványra való felfogást szolgálják. A 4. ábra a gép mechanikus szerkezetét mutatja. A fedél két vége le van véve, míg a közepén lévő fedélrészben a meghajtó villamosmotor (31) látható. A gép tetején a vezérlő elektromágnes (32) foglal helyet. Üzem közben a filmszalagot 2 filmkockával kell továbbítani. Ezen továbbítás pontosságától függ az, hogy visszavetítéskor az összetartozó képpárok a gépben azonos helyre kerülnek-e? Mivel a két képkocka 10 perforációnak felel meg a film mozgatására egy 10 fogu fogasdobot építettünk be, ami filmtovábbításnál egyet fordul. A szokványos továbbító berendezéseket, a hosszú filmtovábbítás miatt nem tudtuk alkalmazni. Ezért a huzódob tengelyének egyfordulatu szakaszos mozgatására egy új rendszert dolgoztunk ki, ami tapasztalat szerint bevált és működését az 5. ábra szemlélteti. A film továbbító dob tengelyén egy tárcsa van (18), amely egy ék (19) segítségével hozzákapcsolható az alatta elforduló (17) fogaskerékhez. Az éket a (20/a) rugó a (20) kar közvetítésével állandóan lefelé nyomja, de álló helyzetben a (21) kar vége azt felemeli. Filmtovábbításkor a (32) vezérlő elektromágnes egy karáttétel közbeiktatásával kimozdítja helyéből a (21) alátámasztó kart és így annak ferde vége kicsuszik a (19) ék vállja alól, így az a rugó hatására becsuszik a (18) tárcsába, és azt az alatta elforduló (17) fogaskerékkel összekapcsolja. Mivel a (21) kar az indítás után azonnal visszazugrik eredeti helyére, a tárcsa csak egy fordulatot tesz meg, mert utána a (19) ék szembe találkozik a (21) kar végével, annak ferde részére rászalad, és szétreteszeli majd leáll. Mivel a film szakaszos továbbítása nem gyors egymásutánban történik, a meghajtó szerkezet (17) fogaskeréknek sem kell állandóan forogni, ezért egy kapcsoló berendezés (23), a (24, 25) karok és (18) bütykös tárcsa által mozgatva, a meghajtómotort megfelelő időben be- és kikapcsolja. A leexponált film üres dobra csavarodik, amelynek meghajtása az előálló fordulat-differenciák kiküszöbölésére surlódó kapcsolással történik.

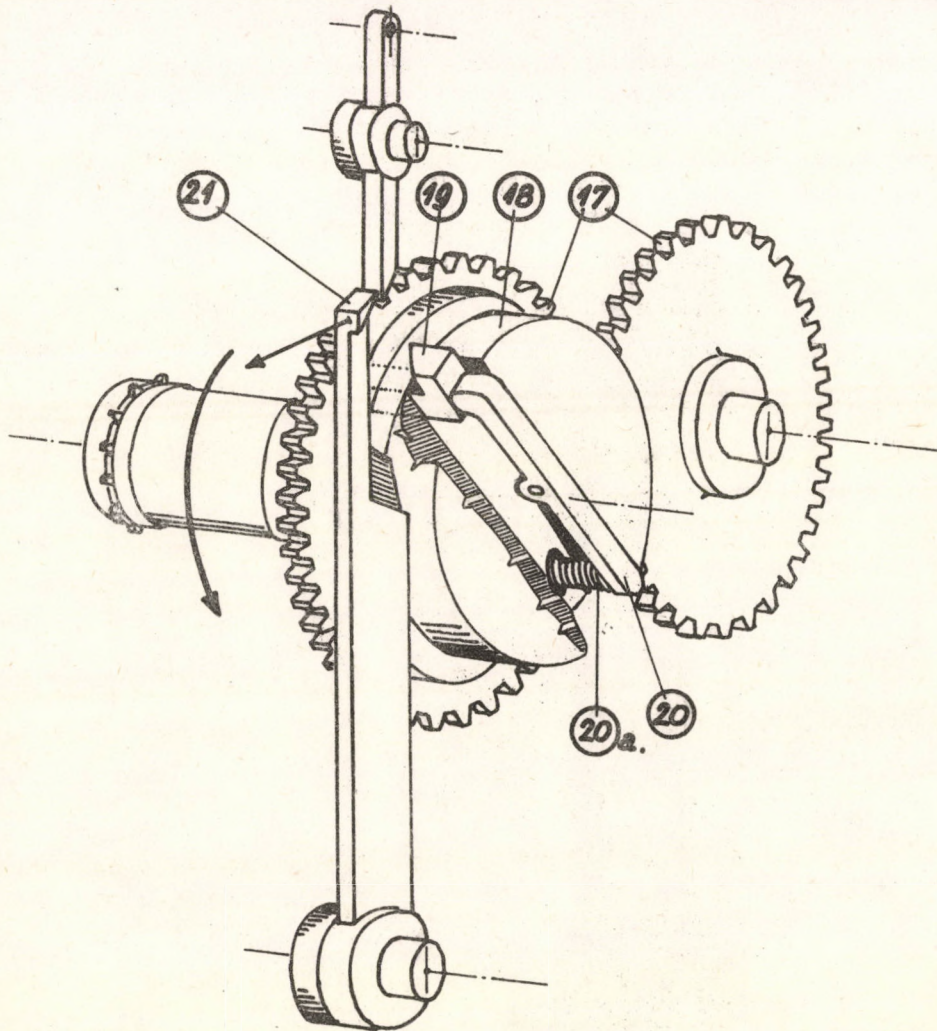
Hogy a gép visszavetítésre is alkalmas legyen, annak felső részébe az objektívek tengelyébe kondenzorlencsét építettünk be (4), amelyek felvételkor le vannak zárva, visszavetítéskor pedig azokra lámpaházakat helyezünk.

Visszavetítésnél a befűzött film továbbítása a gépen lévő vezérlő mágnesre adott áramimpulzusokkal történik.

D. A KIÉRTÉKELŐ

Célunk volt egy olyan - nem automatizált - kiértékelő berendezés elkészítése, amely lehetővé teszi a ködkamrában lejátszódó események adatainak pontos és gyors kiértékelését. A kiértékelés a visszavetítés módszerével történik a felvevő optikán keresztül, miáltal a szisztematikus hibák kiesnek.

A felvevőt az előhívott filmmel a 6. ábrán látható kiértékelő szerkezet függőleges irányban állítható tartóvillájára (1) helyezük és a gépre épített libella, valamint állító csavarok segítségével ugyanolyan helyzetbe hozzuk, mint felvételkor volt. A tartóvilla vezetését biztosító (2) csőoszlop egy mágnes asztallal közös alap-

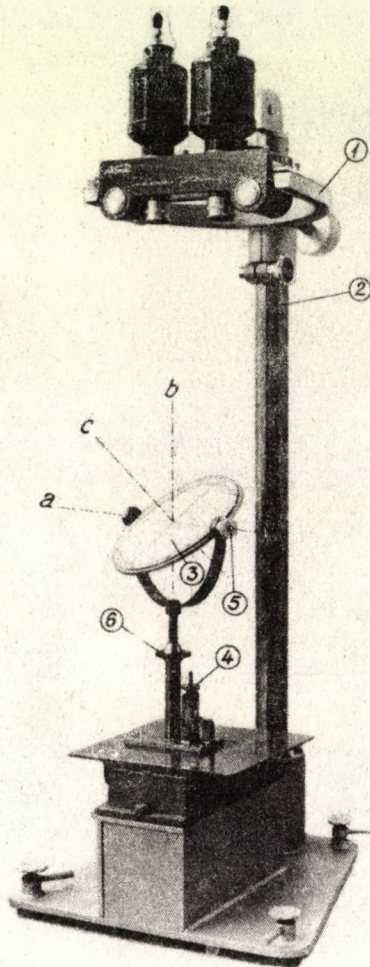


5. ábra. A szakaszos filmtovábbító szerkezet megoldása.

ra van építve és az egész állvány talpcsavarok segítségével vízszintezhető. A csőoszlop belsejében helyeztük el a tartóvillára szerelt gép mozgását biztosító ellensúlyt.

A visszavetítő ernyő állványa egy sikkösörült talppal illeszkedik az ugyancsak sikkösörült felületű mágneses asztalhoz, amelyen az minden irányban könnyen elmozditható és mágneses megfogással bárhol rögzíthető. Ez a megoldás két egymásra merőlegesen mozgó sinrendszert helyettesít, sokkal egyszerűbb kivitelezési és gyorsabb elmozdítási lehetőséggel.

Ezen állványra kardánszerűen felfogott vetítő ernyő (3) az *a* vízszintes és *b* függőleges tengely körül elforgatható. Ezenkívül az ernyő saját síkjában is forgatható a rá merőleges *c* tengely körül. Az ernyő középpontja e három tengely metszéspontjában van, így ezekre a forgásokra invariáns. Helyzetét csak vízszintes eltolás, vagy függőleges irányú emelés - ami az (4) csavarral eszközölhető - esetén változtatja. Ilyen eltolásokkal bármely nyom egyik vége élesre állítható az ernyő középpontjában, és a fenn említett forgásokkal az ernyő a beállított ponton átmenő bármely síkba beforgatható. Az ernyő így beállított helyzetének rögzítése az (5) és (6) csavarokkal történik. Térgörbe kiértékelése a görbét érintő síkok megkeresésének segítségével történhet, mint bármely más kiértékelő berendezésnél.



6. ábra. Az összeállított kiértékelő berendezés.

E. MÉRÉS ÉS HIBAJA

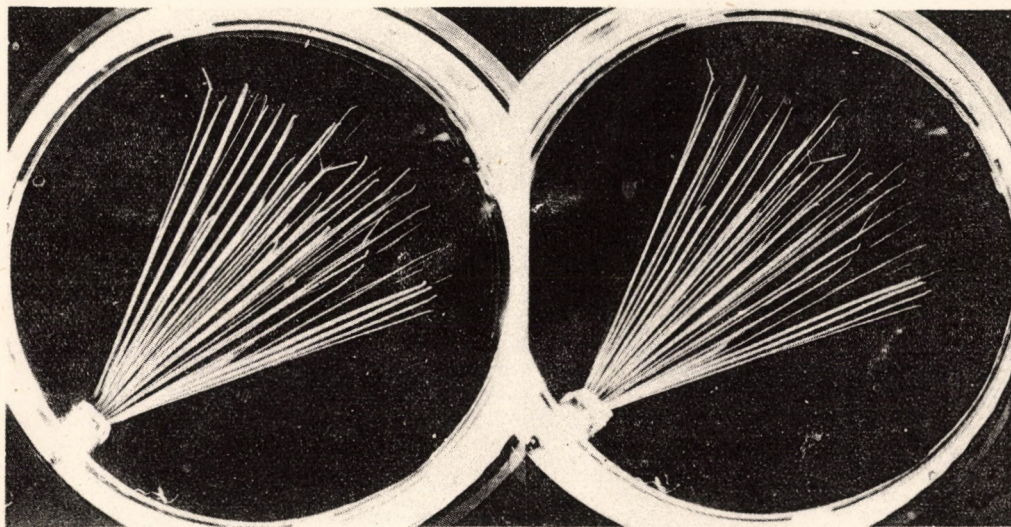
Nyomok adatainak meghatározása az ernyőn lehetséges. Hosszúságmérés a vetítő ernyőre mért koordináta kereszt egyik ágának beosztásán vagy ráhelyezett mérőlécen történik. Szögérés pedig az ernyő keretének fok beosztásán, valamint az *a* tengelyen lévő korong szögbeosztásán eszközölhető.

A kamrában lejátszódó események kiértékelésének pontosságát több tényező befolyásolja, pl:

- 1./ A kamrában elszenvedett torzítás.
- 2./ A film előhívásából eredő hibák.
- 3./ A felvevő és visszavetítő berendezés hibája.
- 4./ A mérést végző személy szubjektív hibája.

1./, 2./ és 4./ nem függ a kiértékelő berendezéstől, ezekkel nem foglalkozunk. 3./ A felvételtől és visszavetítéstől eredő optikai és más - a film és optika viszonylagos helyzetének reprodukálhatatlanságából eredő - szisztematikus hibákat a berendezés teljesen kiejti, mivel a felvétel és visszavetítés ugyanazon optikával azonos berendezésben történik. A film vezérlés és továbbítás valamint az egy filmszalagra készült sztereo képpárok biztosítják a film és objektívek egymáshoz viszonyított helyzetének bármikor történő reprodukálását.

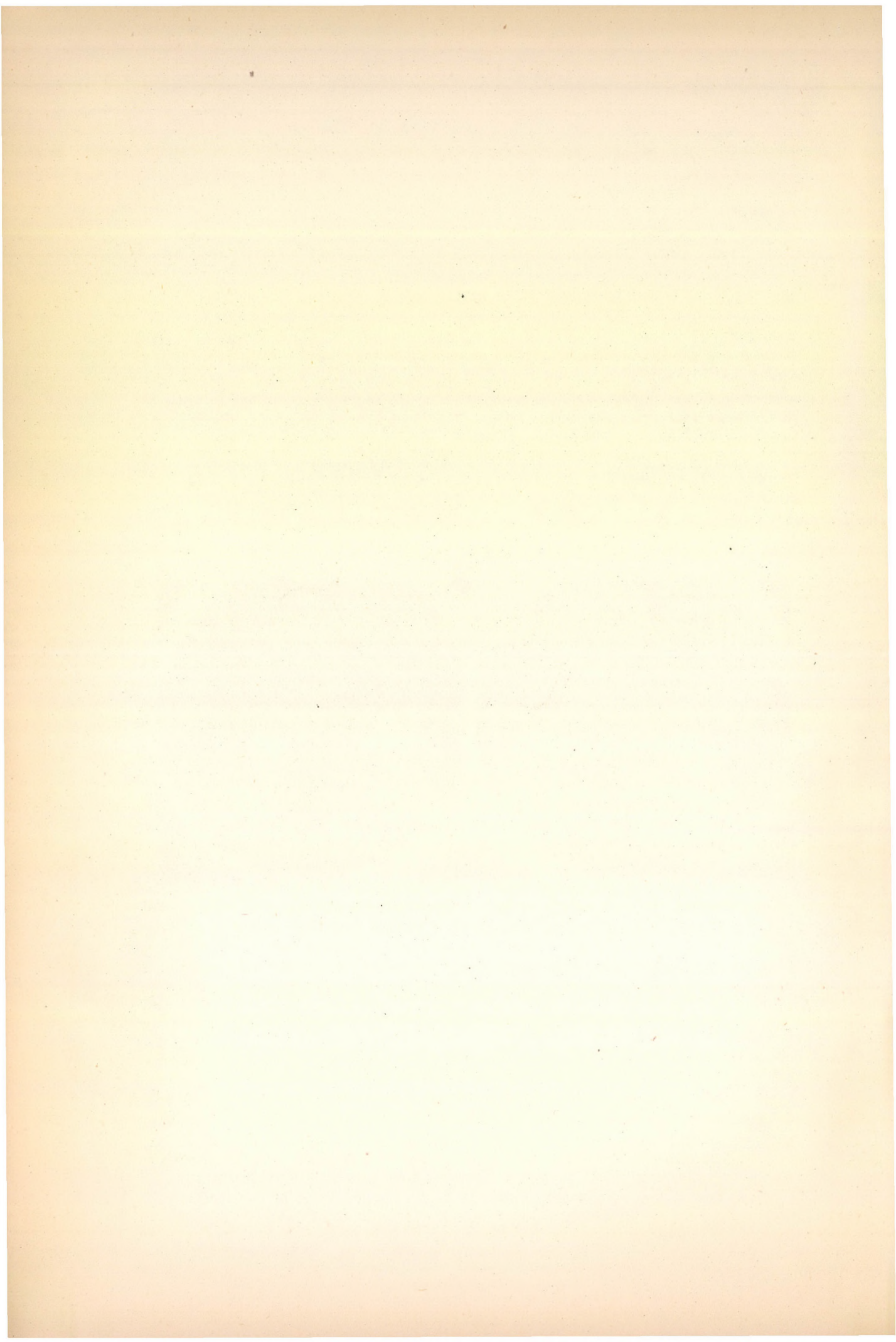
A kiértékelendő események térbeli helyzetének visszakeresése a vetítőernyő beállításával, mozgatásával, ill. a két visszavetítő fényforrás váltakozó bekapcsolásával történik. Az ernyőt addig mozgatjuk, amíg a kép vibrálása az ernyőn megszűnik. Ez biztosítja az esemény térbeli helyzetének pontos reprodukcióját.



7. ábra. Szórásról a berendezéssel készült sztereo képpár.

Köszönetünket fejezzük ki *Dr. Szalay Sándor* professzor urnak azon ötletes egyszerűsítő javaslatáért, hogy a visszavetítőernyő egymásra merőleges elmozdítását, sinrendszerek helyett mágneses rögzítéssel oldjuk meg, valamint *Dr. Csikai Gyula* munkatársunknak aki az egyes részletek megoldásakor aktív közreműködésével segített. Ugyancsak köszönetet mondunk az összes dolgozóknak, akik gondos és precíz munkájukkal nagyban hozzájárultak ahhoz, hogy a készülék elgondolásunknak megfelelően tökéletesen működjön.

A fényképezőgép kivitelezését intézeti műhelyünkben *Szabó László*, *Ince Sándor* és *Bányai Lajos* kartársak végezték, míg a készülék állványát és nagyobb munkadarabjait a *Debreceni Fémfeldolgozó KTSZ* dolgozói készítették pontos és szakszerű munkával.



A PENNING-FÉLE IONFORRÁS

Nagy János

1. Bevezetés

Éppen 100 éve múlt annak, hogy *Goldstein* 1861-ben felfedezte az ionsugarakat. Az általa felhasznált alacsonynyomású kisülési csövek katódjába furt nyíláson átlépő, akkor még ismeretlen természetű ionnyalábra abból lehetett következtetni, hogy a nyílás mögötti üvegfal fluoreszkálóná vált. Azóta, de különösen a 30-as évektől kezdődően, amióta a mesterségesen gyorsított részekkel az atomfizika új lehetőségekhez jutott, többféle eljárás és eszköz vált ismeretessé intenzív ionsugarak előállítására. Bár az egyes ionforrásoknak közös tulajdonsága, hogy az ionok keltése leginkább elektronütköztetéssel történik, mégis az elektronok előállítását, azok pályáját illetve, közepes energiájukat stb. tekintve, az egyes típusok egymástól erősen különböznek.

Jelen közleményben a Penning-féle hidegkatódos ionforrással foglalkozunk. Ezt a *Penning* által 1936-ban felfedezett alacsonynyomású vákuummérőből [1] fejlesztette ki egy évvel később *Penning* és *Moubis* (rövidítve PIG-forrás) [2], melyet igen alacsony nyomás és nagy működési feszültség jellemzett. Azóta Penning kisülésű forrásnak nevezünk minden olyan forrást, amelyben a hidegkatódokból kilépő elektronok oszcillálnak egy axiális mágneses térben a szembenlévő katódok között. Jó ideig ugyszólván feledésbe is merült, és alig több mint egy évtizede fordult ismét felé az érdeklődés: 1947-ben *Lorrain* [3] és 1949-ben *Keller* [4, 5] vizsgálataival. *Keller*, valamint később *Gow* és *Foster* [11] impulzusüzemre is alkalmasnak találták. Az érdeklődés az utóbbi években egyre inkább növekszik - amit a megjelent sok közlemény is kétségtelenül bizonyít. Milyen előnyös tulajdonságokkal rendelkezik a Penning ionforrás, amelyek a Thonemann-féle nagyfrekvenciás ionforrás kiváló tulajdonságai mellett is indokoltá teszik alkalmazását? Az idevonatkozó irodalmi adatokat szeretnénk összefoglalni ebben a közleményben. Lássunk ezek közül itt bevezetőben csak néhányat:

1./ A Penning-ionforrás alkalmas többszörös ionok (így He^{++} , N^{3+} , C^{3+} , S^{6+} stb.) előállítására kedvező intenzitásviszonyok mellett.

2./ A H_1^+ , D_1^+ százalékos aránya, általában 30 - 50 %, de 90 % fölé is emelhető megfelelő működési feltételek mellett (erős iváram és mágneses tér).

3./ Igen nagy töltéssűrűségű kis térfogatra koncentrált plazma és igen erős ionáram állítható vele elő főleg impulzus üzemben. Ezen kívül impulzus üzeme egyszerűen megoldható.

4./ Kis energiafogyasztással, jó elektromos hatásfokkal dolgozik. (Különösen impulzus üzemben).

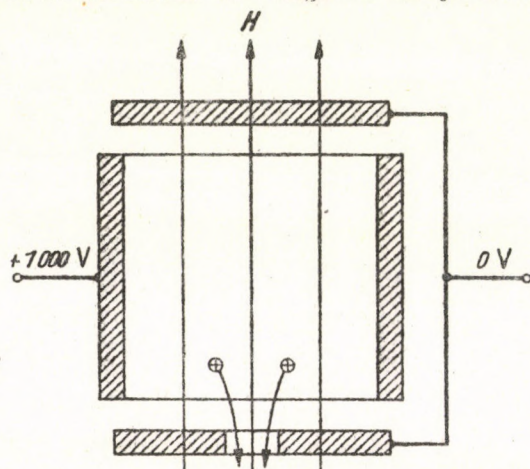
5./ Felépítése egyszerű, a követelményektől függően hosszú élettartamu és nagy stabilitásu.

6./ Nagy külső nyomásállóság jellemzi. (Tank-generátoroknál igen fontos.)

Különleges előnye, hogy pl. ciklotronban, szinkrociklotronban a működéshez szükséges mágneses tér eleve rendelkezésre áll.

2. Felépítése. Működése.

Az 1. ábra szerinti elektródaelrendezéssel ellátott hengeres kisülési edényben néhány Hgmm körüli nyomáson 1000 V körüli feszültségen 10 - 100 mA-es árammal gázkisülés gyullad be, amely betölti az anódhenger belsejét. A nyomás csökkentésével a kisülés kialszik, mivel az ionizációs valószínűség az elektronok számára lecsökken. Ha azonban Penning szerint néhány 100- Gaussnyi axiális mágneses teret alkalmazunk, a kisülés még néhány μ nyomáson is begyújtható és stabilan ég (levegőben, vagy bármely más gázban). Viszont be sem gyullad a kisülés, azonos feszültségen és gáznyomáson sem, ha az elektródok polaritását felcseréljük. Alacsonynyomáson a begyújtás ill. égés csak az ábra szerinti polaritás mellett következik be a mágneses tér jelenlétében.



1. ábra. A Penning ionforrás vázlata.

Az alkalmazott 10^{-2} - 10^{-3} Hgmm nyomáson kis, - mA alatti - anódáramoknál a begyújtás hatására az anódhenger felületén fénylő hártya figyelhető meg. Az anódáram növelésével a kisülés szétterjed a sikkatódokig, és az ionizációs tér közepén vékony, fonálarakot vesz fel, mely az áram ismételt növelésével radiálisan is szétterjed. A leírt elektródrendszer által bezárt gáztér képezi a Penning ionforrás ionizációs terét. Ettől, a geometriai méreteket, a belső kialakítást, valamint az elektródok anyagát illetően eltérések vannak az egyes típusoknál.

Vizsgáljuk meg a kisülés begyújtásának és égésének folyamatát. A néhány μ -tól kb 50 μ -ig terjedő üzemi nyomáson a következő képet alkothatjuk magunknak. Ha az anódfeszültség (V_a) bekapcsolása után egy elektron kilép az egyik katódból (pl. hideg-emisszióval, de keletkezhet külső ionizáció hatására a kamra gázában is), azt az anódmaga felé gyorsítja. Közvetlenül mégsem jut az anódra, mert az axiális mágneses tér spirális ill. ciklois pályára kényszeríti, mozgási energiája az anód belsejében maximálissá válhat, s közben energiát adhat át a gáznak (gerjesztés, ütközéses ionizáció), és a másik oldalon esetleg kisebb energiával lép ki az anód henger belsejéből, mint amennyivel belépett. A katódnál visszareflektálódik, visszatér az anód felé, és így folytatja sokszor oscillációt a mágneses erővonalakra mintegy felcsavarodva a két katód közötti potenciálvölgyben. Ebben a folyamatban közben néhány elektron-ionpárt képez, s energiát veszít. Az így keletkezett elektronok is az első elektron sorsára jutnak. Ezek azonban "lassu" elektronoknak tekinthetők; longitudinális rezgési amplitudójuk kisebb, és számukra az ionizációs függvény maximumának megfelelő energiáérték közelebb fekszik az anód síkjához, mint a primer elektronoké. Minthogy egy ionpár képzéséhez 35 eV energia szükséges, az elektron kezdeti, az anódfeszültségtől függő százalékos energiáját 10 - 15 ionizációs folyamatban leadja, míg végül az anód elektromos tere elkapja. A keletkezett ionok viszont a katódok felé sodródnak, s egyben az elektromos tér a cső tengelyéhez gyűjti őket. A néhány száz (esetleg ezer) Voltos energiával rendelkező pozitív ionok beütközve a katód felületébe, onnan az ütközési adatoktól és a katód kilépési munkájától függően bizonyos valószínűséggel szekunder elektronokat váltanak ki. Utóbbiak ismét a primer elektron sorsára jutnak; a katódesésben jelentős sebességet nyernek. Így elektronütközések révén ionokat, az ionütközésből elektronokat kapunk. A lavinaszerűen felfokozódó kisülés önfenntartóvá válik, s az elektrodok közti áramerősséget csupán egy külső ohmikus ellenállás korlátozza. Így egyensúlyi állapot áll be az időegység alatt keltett ionok ill. szekunder elektronok száma között. Az egyik katódban lévő nyíláson pedig a pozitív ionok egy töredéke elhagyja az ionizációs teret; átlép a gyorsító csőbe.

Amint a lavinafolyamat fellép, egy világító plazmaoszlop képződik az anód belsejében a két katóddal határolt térben.

A plazma kialakulása, valamint a gázkisülés áram-feszültség karakterisztikája, de egyéb tulajdonságai is, erősen hasonlítanak egy glimm-kisüléshez, amely azonban itt jóval alacsonyabb nyomáson lép fel; minthogy a mágneses tér az elektronok pályáját megnöveli. (Ugy hat mintha a gáznyomás növekedett volna meg.) Éppen ezért a Penning ionforrásban keletkező kisülést egy speciális feltételek között kialakult glimm-kisülésnek tekinthetjük.

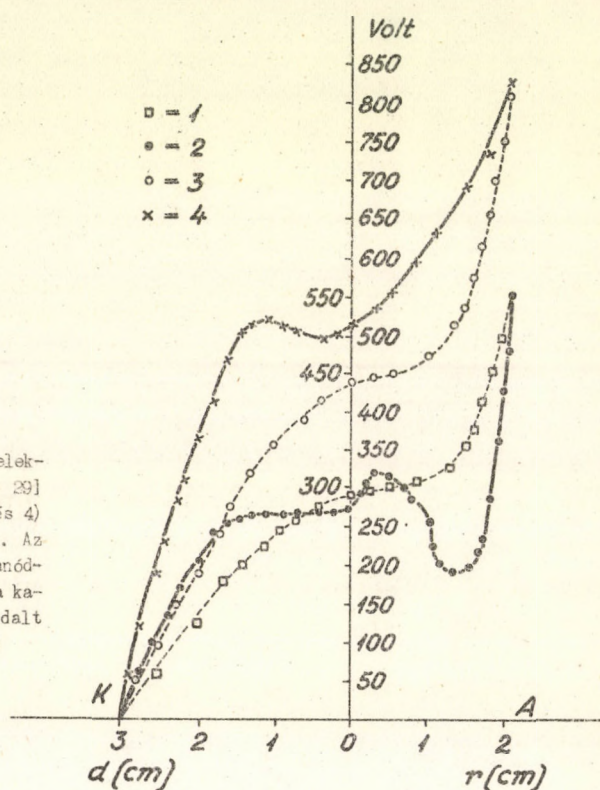
A kisülés itt vázolt mechanizmusa érthetővé teszi a működéssel kapcsolatos egyes jelenségeket. Ismeretes, pl. hogy az ionizáció valószínűsége egy adott gáz esetén erősen függ a szereplő elektron energiáktól, és maximumot mutat a legtöbb gáz esetén kb. az ionizációs potenciál 5 - 10 szeresénél [95]. Az anódfeszültség emelésével a katódból kirepülő elektronok energiája nő, maximális az anód belsejében, s ugyanitt az ionizáció valószínűsége csökken. A katódok közelében csökken le az elektronok energiája az optimális ionizációnak megfelelő értékre, vagyis a hatásos ionizáció területe magasabb anódfeszültségénél a katódok felé tolódik el. Egyidejűleg az anód belsejében keletkezett fénylő plazma a katódok felé kiterjed.

A gáz ionizációjából keletkező elektronok - mint említettük - szintén részt vesznek a tengelymenti oszcillációkban - bár kisebb longitudinális irányú amplitudókkal; - így számukra az ionizációs függvény maximuma az anódhoz közelebb ill. az anód

belsejében fekszik. Főképp ezek felelősek az anódhenger belsejében keletkező ionizációért.

Ugyanezt mondhatjuk el a tengely mentén mozgó olyan elektronokról amelyek már ionizációt hoztak létre a plazmában. Ezek is főleg az anódhenger belsejében ionizálhatnak. A glimm-fény katód felőli határának helyzete így V_a -tól függ, amely meghatározza a maximális ionizáció (és gerjesztés) helyét.

Az ütközési v. ionizálási folyamatokban lelassult elektronok viszont kirepülnek a fénylő plazmaoszlop teréből az anód irányába. Ezek az anódba esés előtt energiát nyerne, melyet esetleg ionizációban vagy gerjesztésben adnak le. Az anódot övező gyenge fényű plazma-réteget ezek keltik. Az eddigiekből láthatjuk, hogy a Penning ionforrásban inkább elektronvezetés van. A katódból származó elektronok ugyanis az egész anód-potenciált átfutják.



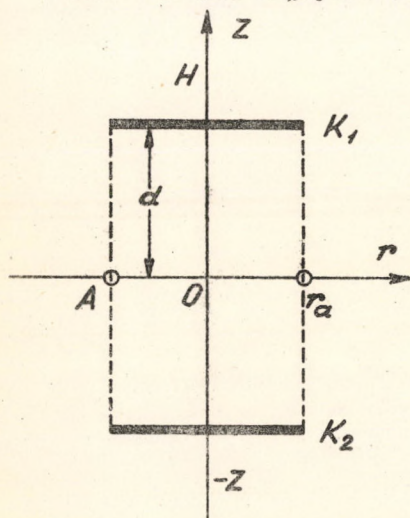
2. ábra. Potenciáeloszlás a Penning-elektrodok között *Rejhrugyel* szerint [28, 29] $2,6 \cdot 10^{-5}$ Hgmm nyomású Ne gázban (2 és 4) és elektrolittankban (1 és 3) mérve. Az alsó két görbe 550 V, a felsők 820 V anódfeszültséghez tartoznak. (Bal oldalt a katódtól az anódsík centrumáig, jobb oldalt a centrumtól az anódyűrű felületéig.)

3. Potenciáeloszlás. Az elektronok mozgásegyenletei.

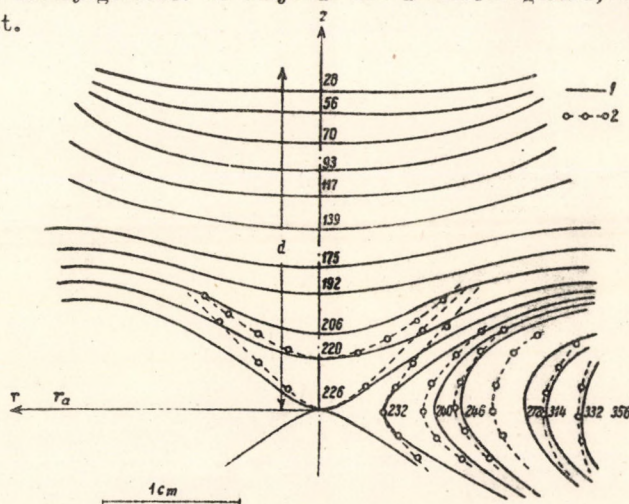
A plazma kialakulásának ill. a kisülés begyújtásának tárgyalt mechanizmusát a *Rejhrugyel* és munkatársai [28, 29] által végzett szondamérések igazolják, melyeket (szimmetrikus szondák módszerével) a kisülésben ill. elektrolit-tankban végeztek két különböző anódfeszültség esetén. A 2. ábrán az origótól balra a kisülési tér tengely mentén az anódtól mért távolság függvényében, míg jobbra az anód középpontjától radiálisan kifelé mért távolság függvényében van feltüntetve a potenciáeloszlás elektrolit-tankban (1 és 3 görbe) ill. szondával a kisülésben mérve (2 és 4 görbe). Az 1 és 2 görbe 550 V-os a 3 és 4 görbe 820 V-os anódfeszültséghez tartozik. A szondamérés $2,6 \cdot 10^{-5}$ Hgmm nyomású Ne gázban történt $H = 600$ Oe. mágneses térben $I_a = 0,2$ mA anódáram mellett.

Mint látható, az alacsonyabb üzemfeszültséget kis katódcsési potenciál és nagyobb anódcsési potenciál jellemzi, annak megfelelően, hogy az anód síkjában maximális az ionizáció éppen az alacsonyabb feszültség miatt. A legfelső (4) görbén, magasabb anódcsési feszültségnél a katódcsés viszonylag nagyobb, vagyis a maximális ionizáció helye a katód közelében lesz.

A lejátszódó ionizációs folyamatok megvizsgálásához az elektronok mozgásgyenleteit kell ismernünk. Ez bizonyos egyszerűsítő feltevések mellett lehetséges. Legyen az 1. ábra szerinti henger-szimmetrikus elektródelrendezésünk. Gyűrűs anódot feltételezve homogén mágneses térben vizsgáljuk az elektronok mozgását. Tegyük fel továbbá, hogy a tértöltések hatása elhanyagolható. Ez teljesül kis áramerősségeknél, valamint a kisülés begyújtása előtt.



3. ábra. Az anód-katódter metszetben.



4. ábra. Potenciáeloszlás az anód-katódterben.
1./ számítással (kihuzott vonal)
2./ elektrolittank méréssel (szaggatott vonal).

Közelítsük továbbá az elektrolit-tankban mért potenciáeloszlást (3. ábra.) Szmirnickaja és Rejhrugyel [30] javaslata szerint a következő függvényvel:

$$\phi = V_0 + \frac{V_a - V_0}{r_a^2} r^2 - \frac{V_0}{d^2} z^2 \quad /1/$$

Ez jó közelítés, ha a gyűrű alakú r_a sugarú anódra V_a feszültséget kapcsolunk és az anód középpontjában a potenciált (V_0) valamint a katódok anódközépponttól vett egyenlő tengelytávolságát (d) előzőleg meghatározzuk. A z tengely essék egybe a kisülési cső tengelyével és r az anódkör síkjában radiálisan kifelé mutasson.

A fenti közelítésből számított potenciáeloszlás (szaggatott vonallal jelölt görbesereg) jól közelíti a tankban mértet a tengely közelében (kihuzott görbesereg).

A homogén mágneses tér (H) a z -tengely irányába a katódokra merőlegesen mutat, és az elektronok kezdeti sebességét elhanyagolva a megoldást r, θ, z hengerkoordinátákban keressük, azon elektronok pályáira vonatkozóan, melyek a katód közepső

részéről léptek ki. (A megfelelő kezdeti feltételek helyettesítésével a plazmában keletkező elektronok esetére is u.e. alkalmazható.)

A ϕ potenciáeloszlás figyelembe vételével a mozgásegyenletek

$$m\ddot{z} = e \frac{\partial \phi}{\partial z}$$

$$m(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2) = e \frac{\partial \phi}{\partial r} - \frac{e \cdot v_{\theta} \cdot H}{c} \quad /2/$$

$$m \frac{1}{r} \frac{d}{dt} (r^2 \dot{\theta}) = \frac{e \cdot v_r \cdot H}{c}$$

A ϕ értékét a felső egyenletbe helyettesítve azt kapjuk, hogy az elektron a "z" irányban

$$z = A \sin(\omega t + \delta)$$

$$\text{(hol } \omega = \frac{2eV_0}{m\bar{d}^2}\text{)}$$

ω -körfrekvenciájú harmonikus rezgőmozgást végez (A és δ kezdeti feltételek). ω ill. n nagyobb, ha az elektródok távolságát csökkentjük, vagy a feszültséget növeljük.

Az r θ -síkban a mozgásegyenletekből

$$\ddot{r} - r\dot{\theta}^2 = \frac{2(V_a - V_0)}{mr_0^2} r - \frac{e r \dot{\theta} H}{mc}$$

$$\frac{d}{dt} (r^2 \dot{\theta}) = \frac{e H r \dot{r}}{mc} \quad /3/$$

kifejezéseket kapjuk, és az

$$a = \left(\frac{eH}{2mc} \right)^2 - \frac{2e(V_a - V_0)}{m \cdot r_0^2} \quad /4/$$

helyettesítéssel a felső egyenlet

$$\ddot{r} + ar - \frac{b}{r^3} = 0$$

ahol

$$b = \left(\frac{e \cdot H}{2mc} \right)^2 r_0^4$$

A kezdeti feltételek helyettesítése után az u.n. kritikus mágneses tér adódik, melynél az elektronokra nézve

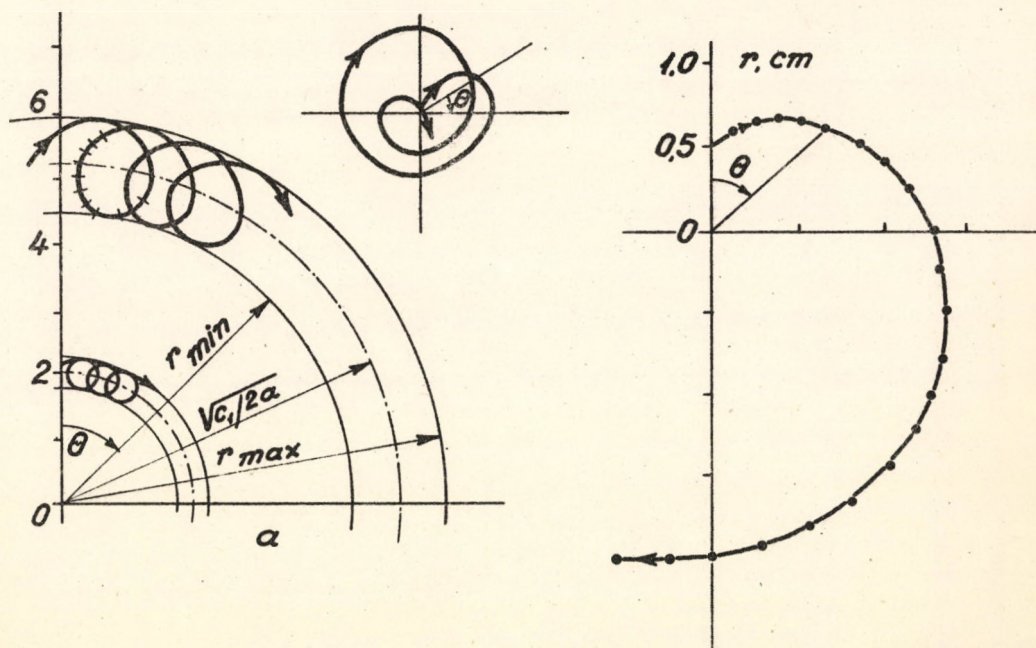
$$r = r_0 \quad \text{és} \quad \frac{dr}{dt} = \dot{r}_0$$

$$H_{kr} = \frac{2c \sqrt{\frac{2m}{e}(V_a - V_0) \frac{r_a^2 - r_0^2}{r_a^2} + \frac{m^2}{e^2} \dot{r}_0^2}}{r_a \left(1 - \frac{r_0^2}{r_a^2}\right)}$$

Megállapítható, hogy a katód különböző pontjaiból származó vagy a plazma egyes pontjaiban keletkező elektronokra más-más H_{kr} érték tartozik.

1./ A /2/ egyenletekből meghatározható az elektronpályák katódsíkra való vetülete is. A számítás - melyet itt nem részletezünk - végeredménye szerint az elektronpályák vetülete az $r\theta$ síkban egy-egy ciklois, melven kívül még egy θ szögsebességű forgómozgás is fellép feltéve, hogy $H > H_{kr}$ és $a > 0$. (5. ábra.)

2./ Ha viszont $H < H_{kr}$ és $a = 0$ ill. $a < 0$, az elektronpályák vetülete, egy lassan (gyorsan) kinyúló spirális, mely az elektronokat az anódra futtatja fel.



5. Ábra. Az elektronpályák vetülete az (r, θ) síkra (katód felületére) Szmirnickaja és Rejhrugyel szerint [30].

Összefoglalva: az elektronok a z tengely irányában az erőtér hatására harmonikus rezgőmozgást végeznek, s ezzel egyidejűleg

$H > H_{RR}$ esetében az $r\theta$ síkban egy ciklois mentén (5a. ábra.)
és

$H < H_{RR}$ esetben egy spirális pályán mozognak (5b. ábra.)

Ez érvényes a katód felületén szekunder emisszióval vagy gáztérben ütközéses ionizációval keletkező elektronokra egyaránt.

A mágneses tórnek a H_{RR} értéken felüli növelésével viszont

1./ csökken az elektronok ciklois pályáinak sugara,
2./ az elektronok a tengelyhez közelebb húzódnak, azaz a kisülés maga is a tengelyhez koncentrálódik,

3./ növekszik az elektronok $r\theta$ síkbeli rezgésének frekvenciája,

4./ minthogy a tengelyirányú rezgés frekvenciája nagyobb mint az $r\theta$ síkban történő forgás frekvenciája, ezért azon elektronok, melyek nagy amplitudóval a z irányában rezegnek, ezen mozgásukat inkább az ionizációs potenciált túllépő energiákkal végzik, az ionizációban tehát ezek játszanak fontos szerepet. A mágneses tér növelése - amint 2. pontban is említettük, - ahhoz vezet, hogy ezek a tengelyhez közelebb végezvén axiális irányú oscillációikat, a plazma is "beljebb húzódik". Így legkevésbé valószínű, hogy ezeket az anód elkapja vagyis leghosszabb ideig tartózkodnak a térben. Az anódsíkban - v. anódhenger belsejében - keletkezett elektronok által okozott ionizáció valószínűsége H növekvő értékeinél csökken az eleve kisebb energiájuk következtében, melyet a térre merőleges irányban nyernek.

A fentiek alapján az 1 Hg μ nyomású H_2 gázban $H = 652$ Gauss mágneses tér esetén azt kapjuk, hogy a katódból kilépő elektron $6 \cdot 10^9$ frekvenciájú tengelymenti rezgést végez, (ha szabad uthosszát $\sim 75,3$ cm-nek vesszük az ~ 25 rezgésnek felel meg).

4. Ö n f e n n t a r t ó k i s ü l é s k i a l a k u l á s a .

Mint a megelőzőkben láttuk az ionizációban elsősorban a katód felületében keletkező elektronok vesznek részt. Ezek a teljes anód feszültségnek megfelelő maximális energiát veszik fel, és hosszú ideig tartózkodhatnak a maximális ionizációs valószínűségnek megfelelő energia tartományban. Állandó ionáram nyeréséhez önfenntartó gázkisülést kell létrehozni, melyben töltéshordozók külső bevitele nélkül legalább annyi töltött résznek kell keletkeznie időegységenként, amennyi az elektródokon eltűnik.

Nevezzük Townsend szerint α -nak a katódból az anód irányába mozgó elektron 1 cm-es útján keltett elektron-ion párok számát.

β -jelölje az anódtól a katód felé mozgó pozitív ion által 1 cm utdarabon keltett elektronok számát. α és β a gáznyomáson kívül a kérdéses töltéshordozó energiájától is függ. γ pedig a katódba csapódott pozitív ion által kiváltott szekunder elektronok számát jelenti. (Szekunder elektronemissziót elektronok egy fém felületébe történő becsapódása is okoz, míg azonban egy kb 100 eV energiájú elektron 1 - 5 szekunder elektront is válthat ki, addig az ugyanolyan energiájú pozitív ionok egy vagy több nagyságrenddel kevesebb elektront keltenek.) Az egyes fémek esetén különböző ionokra vonatkozóan kis energia értékek mellett γ -ra irodalmi adatok nem ismeretesek.

Tekintetbe véve, hogy a Penning ionforrásban a keletkezési helytől is függő párszáz voltos energiájú pozitív ionokra az ionizációs valószínűség (β) igen csekély az elektronokéhoz képest, ettől a továbbiakban el is tekinthetünk. Így $\beta = 0$ esetén a d távolságu anód-katód között átfolyó áramra

$$i = i_0 \frac{\int_0^d a dx}{e^0 - \gamma(e^{\int_0^d a dx} - 1)}$$

adódik i_0 kezdeti áramerősség mellett, amennyiben tekintetbe vesszük, hogy az a sem állandó, hanem az elektronenergiák $\alpha = f/x$ függvénye.

Van tehát egy olyan anódfeszültség, amelynél a fenti kifejezés nevezője 0-val egyenlő, vagyis

$$\gamma(e^{\int_0^d a dx} - 1) = q = 1$$

és akkor az i függetlenül i_0 -tól tetszőlegesen nagy értéket vehet fel. Ezt tekinthetjük Townsend után az önálló kisülés feltételének, amelyet természetesen $q > 1$ esetben is lavinaszerűen felfokozódó áramerősség jellemez.

A $q < 1$ esetben nem önálló kisülés keletkezik, mely töltéshordozók állandó külső bevitele mellett tartható csak fenn.

A kisülés tehát mindig önfenntartóvá válik, ha egyetlen kezdeti elektron ionizáció révén úgy felszaporodik, hogy az általa termelt ionok együttesen legalább egy elektront termelnek.

A katódként gyakran alkalmazott oxidált felületű magnézium és aluminium esetén sincs a γ -ra pontos irodalmi adat, de értéke 0,1 körül van H_2 -ben, mivel 300-350 V anódfeszültség mellett a kisülés fenntartható, és egy elektron egy ionizáló ütközésben 35 eV energiát veszít, feltéve, hogy a mágneses tér $H > H_{KR}$, vagyis elegendő ahhoz, hogy az oszcilláló elektronokat távoltartsa az anódtól, míg energiájukat leadják. (350 V mellett tehát 10 pozitív ion keletkezik, és ezek együttesen egy szekunder elektront váltanak ki a katódból.) Az égési feszültség a katód szekunderemissziós tulajdonságától függ a kérdéses pozitív ionok esetén. (Más értékű H_2 -ben, mint O_2 vagy A-ban) Az ionforrásban átfolyó áram (J_0)

$$J_0 = J_p + J_e + J_{ek}$$

A katódokra futó pozitív ionáramból J_p , az ionizációban keletkezett "lassú" elektronok J_e áramából, és a katódon kiváltott elektronok J_{ek} áramából áll, ahol

$$J_p = J_e \quad \text{és} \quad J_{ek} = \frac{J_p}{N}$$

és

$$\frac{J_{ion}}{J_{elektron}} = \frac{l}{l + \frac{l}{N}} < 1,$$

vagyis a Penning ionforrás plazmáját inkább elektronvezetés jellemzi.

5. A Penning-ionforrás katódjá.

Minden ionforrástól kedvező elektromos határfokot ($\mu\text{A}/\text{Wattokban}$) követelünk meg, amit minél nagyobb pozitív ion töltéssűrűség mellett érhetünk el. Azonos térfogatban a töltéshordozók számának növeléséhez az anóddramot kell növelni.

A kisülési kamrát csak adott hőfokon, adott teljesítmény határ alatt működtethetjük. Tehát az ionáram csökkentése révén növelhető az anódfeszültség. Kis feszültség jó szekunderemissziós, vagyis lehetőleg kis kilépési munkájú katód esetén várható.

Kapica szerint [31] a katód felületébe csapódó ionok rövid ideig tartó lokális felmelegedést eredményeznek, mely alatt lejátszódó termikus elektronemisszió következtében lépnek ki az elektronok. Más felfogás szerint a katód atomjainak ütközéses ionizációja, vagy pedig a szekunderemisszióval analóg folyamat játszódik le.

Egyes könnyűfém katódok esetén vékony szigetelő oxidréteg keletkezik a felületen és ezt a becsapódó ionok lokálisan pozitívrá töltik fel. Így a néhány μ -vastagságú dielektromos rétegben oly nagy térerősség keletkezik, amely elegendő arra, hogy elektronokat huzzon ki az alapfémekből a rétegen át. Aluminium fém felületén Güntherschulze [32] vizsgálta az összetartozó rétegvastagság és térerősség viszonyokat és azt találta, hogy néhány μ -os rétegnél $10^9 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ rendű térerősség keletkezik, amely hidegemissziót könnyen eredményezhet. A plazmában az O_2 a felületből redukálódhat bizonyos idő után, ez H_2 gázban már 100 óra alatt bekövetkezhet. Gow és Foster [11] egy oldalcsőben ezüstoxidot helyezett el, s az aluminium katód aktiválása miatt megelőzőleg 30 min-ig O_2 -ben működtette a forrást, melyet az oxid melegítésével nyert. Lorrain és Keller [3, 5, 20] 5 - 10 % O_2 -vel elegyített H_2 -t használt, amely több 1000 órás élettartamot és nagyobb protonarányt eredményezett magnézium katód esetén. Oxidhártyás katódok esetén 200 - 500 V körüli anódfeszültség szükséges a kedvező γ -érték miatt. (Báriumoxid katódok nem alkalmasak, mert hidegen szigetelnek, ezenkívül az ionbombázás ezeket hamar tönkreteszi.)

Az alábbi táblázat az egyes katód anyagok üzemi feszültség értékét tartalmazza Guthrie és Wakerling [33] valamint a *Handbuch der Physik*. XXXIII. [34] adatai szerint 10 μ nyomású argonban mérve:

Az alsó oszlopban lévő fémek alacsony üzemi feszültsége az oxidréteg elpusztulása után, ami 100 - 150 óra alatt történik, kb. 3500 V-ra emelkedik fel. Oxidálva ismét az eredeti érték nyerhető. Stabil anódfeszültség szempontjából viszont igen fontos a katód felület tisztasága is. Szerves anyagok (szilikon olaj, gumigőz) beégnek, és a bekövetkező szénlerakódás instabilitást, feszültségemelkedést okoz. Ezért lehetőleg fémfémeket alkalmazunk esetleg teflont, a szivattyu olajgőzt pedig cseppfolyós N_2 csapdával kondenzáljuk (esetleg higanydiffúziós szivattyút használunk.)

Az itt vázolt követelmények a vákuumrendszerre vonatkozóan nem jelentenek különleges megköveteltséget pl. egy gyorsítócsőre nézve. A szénlerakódás meggátlása a targeten hasonló követelményeket támaszt.

Az elmondottak a táblázat felső két csoportjára főleg az iv stabil égése miatt is érvényesek, bár ezek égési feszültsége jóval magasabb.

A fémurán hidegkatód közbelső helyet foglal el. Néhány éve vált ismeretessé az az előnyös tulajdonsága, hogy oxidálás nélkül is stabil működést biztosít [19], bár pontos mérés az élettartamra vonatkozóan nincs. Nagy elektronvisszaszórási tényezője, kis kilépési munkája van, ezenkívül előnyös a kisülés begyújtása szempontjából gyenge radióaktivitása.

Az I. táblázat adataitól több eltérést találhatunk H_2 esetén a vonatkozó irodalomban. Pl. Al-katóddal 800 - 1500 V körüli feszültséget is mértek, valószínűleg az Al-fém, a bevitt gáz és a vákuumrendszer tisztaságától függően [23].

I. Táblázat.

Az égési feszültségek 10 μ nyomású A-ban a felsorolt katódokra vonatkozóan.

Ni	Volt 3600	Monel	Volt 2900	Al + O ₂	Volt 350
Zn	3600	Cu	2300	Be + O ₂	230
Cu+3% Be	3600	C	2300	Mg + O ₂	400
Sárgaréz	2900	Mo	1900	Urán	500*
Al	3500	Ta	1700		700**

*Flinta [19] és **Svanheden [27] H_2 -ban.

Másik a katóddal kapcsolatos folyamat a katód-porlása. A pozitív ionbombázás miatt a katód főleg semleges atomjai szétemittálódnak az ionizációs térben és az anódra, a készülék falára és a szigetelőkire rakódnak le (hosszu idő után nem megfelelő konstrukcióban rövidzárlathoz is vezethetnek.). A katód porlasztás mértéke a következő tényezőktől függ:

- 1./ a katód felületi réteg tulajdonsága,
- 2./ bombázó ionok tömege, energiája,
- 3./ áramsűrűség,
- 4./ gáznyomás.

A katódporlódás mértékét (mg/amperórákban) H_2 -gázban különböző fémekre alább összefoglaltuk [34].

Gow és Foster [11] több ezerórás üzem után oxidált aluminium katódon alig talált századmilliméternyi leporlódást. A stabil ivet biztosító tantal katód erősáramu igénybevételénél 80 óra után komoly katódporlódást mutatott [18], míg közepes áramerősségeknél élettartama 500 órának bizonyult. [10].

Az anód anyagának megválasztása már nem olyan kritikus, mint a katódé. Kiseb teljesítményeknél célszerűen a katóddal azonos fémből lehet, hogy az elektródok

esetleges egymásba porlódása az ionforrás adatait ne változtassa meg. Nagyobb teljesítményeknél a hőszugárzás a döntő szempont, s erre a grafit anód a legmegfelelőbb. [12, 14, 13].

A felsorolt katód anyagok alkalmaságáról az egyes szerzők egyébként igen eltérő véleményen vannak. *Lorrain* és *Keller* Mg-ot [9, 5, 20], *Gow* és *Foster* [11] az Al-ot és a Be-ot tartják nagy tisztaság és oxidálás mellett legalkalmasabbnak. Utóbbi szerzők szerint viszont éppen a Mg-on az oxidréteg igen instabil. Ionbombázásra rövid idő alatt tönkremegy, ami instabil működést eredményez. *Anderson* és *Ehlers* [18] szerint a Mg, Al, Ti, Zr jó iváramot ad alacsony feszültségen, kicsi a porlódása, de instabil a működése, s így a tantal-t tartják legmegfelelőbbnek. *Keller* [20] a Mg-katódon hosszú üzem után sem talált lényeges változást, mert 10 % O₂-t adagolt a H₂-höz. *Flinta* és *Pauli* [19] valamint *Svanheden* [27] uránt alkalmazott katódként és oxidálás nélkül alacsony anódfeszültséget mért nagy stabilitással.

A Penning kisülésben a katód megválasztása döntő fontosságú. Jó katód kevésbé porlik, alacsony feszültségen működik s így hosszú az élettartama. Az U és Ta fém tekinthető a legmegfelelőbbnek katódanyagként, minthogy oxigén adagolása nélkül is teljesíti mindkét követelményt.

II. Táblázat.

A katódporlódás értéke H₂-gázkisülésben.

Katód anyag	mg/amperóra	Katód anyag	mg/amperóra
Mg	9	W	57
Ta	16	Ni	64
Cr	27	Fe	68
Al	29	Sn	196
Cd	32	C	262
Mn	38	Ag	740
Co	56	Tl	1080
Mo	56	Bi	1470

6. Az ionok kivonása. Az ionáram erőssége. Stacioner és impulzus üzem. Energiaspektrum.

A Penning ionforrás katódján furt nyíláson kis energiájú széttartó ionnyaláb lép ki melynek szögşórása a nyílás által megszabott szögnek, maximális energiája valószínűleg közel az anódfeszültségnek felel meg. A nyílás közelébe helyezett koaxialis hengershimmetrikus kihuzó elektród feszültségének emelésével növekvő ionáramot mérhetünk, mely a kivonó feszültség 3/2 hatványával változik a jelen esetben ionokra is érvényes tértöltés-törvénynek megfelelően. Ha tovább emeljük a kivonófeszültséget az ionáram telítésbe megy át, ekkor a plazma is "visszahuzódik" és a határa olyan

helyzetet foglal el, hogy a közelében uralkodó télerő elegendő ahhoz, hogy a plazmából idediffundált ionokat éppen eltávolítsa. Ha viszont a kihuzó feszültséget lekapcsoljuk, a plazma kiterjed a nyílás felé.

Pauli és Flinta [10] szerint a katódra furt H hosszúságu és r sugaru átvezető csatornán a J_0 áramsűrűségű $I = J_0 \cdot r^2 \cdot \pi$ erősségű áramból egy $J_1 < J$ fog átlépni a nyíláson. Az ionoknak főleg saját töltésük miatt nemcsak axiális hanem radiális sebességkomponensük is lehetséges, s egyrészt a katódnyílás falába esik.

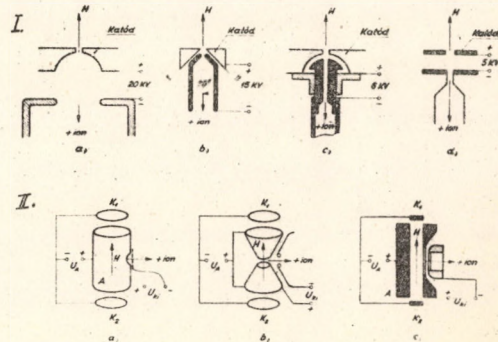
A $h < H$ mélységig benyuló plazmából

$$J_1 = \frac{\pi r^2}{\pi r^2 + 2\pi r h} \cdot I_0 r^2 \pi$$

áram lép át a csatornán. Célszerű tehát a H -t csökkenteni mivel nagyobb J_1 elérése céljából. Mivel a katódra eső ionáram sűrűsége konstans, a nyílásra eső rész a felületek arányából meghatározható.

Anderson és Ehlers szerint [18] nagy kihuzó feszültség az anódáramot is megváltoztatja, különösen ha a telítési tartományban vagyunk, vagyis a plazmába is áthathat. A mágneses térrel párhuzamos longitudinális kivonás helyett több szerző rámerőleges tranzverzális irányú kivonást alkalmaz (III. táblázat) vagyis az anód felületén lévő hasítékon huzza ki a kivonó elektród az ionokat.

Longitudinális kivonás esetén a legeredményesebb megoldás tekintetében a szerzők egymástól eltérő véleményen vannak. A különböző longitudinális és tranzverzális kivonó rendszereket a 6. ábrán vázoltuk.



6. ábra. Longitudinális és tranzverzális kivonó, előfókuszáló rendszerek.
I.a. Keller; b. Gow-Foster; c. Fogel-Warkusz; d. Barnett-Stier-Evans;
II.a.b. Lorrain; c. Anderson-Ehlers.

Míg az Ia, b, IIa, b, c-esetén a nagyvákuumban van a kivonó ill. előfókuszáló elektród, addig azt az Ic-nél egy átvezető térben, az Id-nél az ionforrás gázterében láthatjuk.

A III. táblázat szerint a stationer üzemen kis teljesítményeknél elért ionáram 0,2 - 1,5 mA között van. Az elektromos hatásfok 50 - 60 mA/KW-ot is elér. Ezt elsősorban a Keller [5] által javasolt és alkalmazott katódokba mélyített hengeres üregek tették lehetővé. Ezek révén u.i. az elektronok hosszabb ideig tartózkodnak az ionizáció szempontjából optimális energiaértéken, s így az ionizációk számát a katód közelében megnövelik. Állandó üzemen Jones és Zucker [14] viszont N_2 -gázban 95 mA ionáramot mértek szekunder elektronoktól mentesen, (ebből 9 mA N^{4+} 28 mA N^{3+}) de ionforrásuk élettartama kb 20 óra volt.

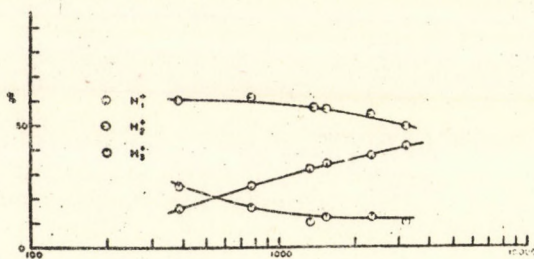
Impulzus üzemen Mills és Barnett [12] 300 mA áramerősséget mért a targeten.

Ez a szekunder elektronokkal együtt értendő. Szekunder elektronok nélkül *Glazov* és *Kuzmjak* [26] 50 mA-t, míg *Flinta* és *Pauli* [19] 100 mA-t nyertek H_2 -ben.

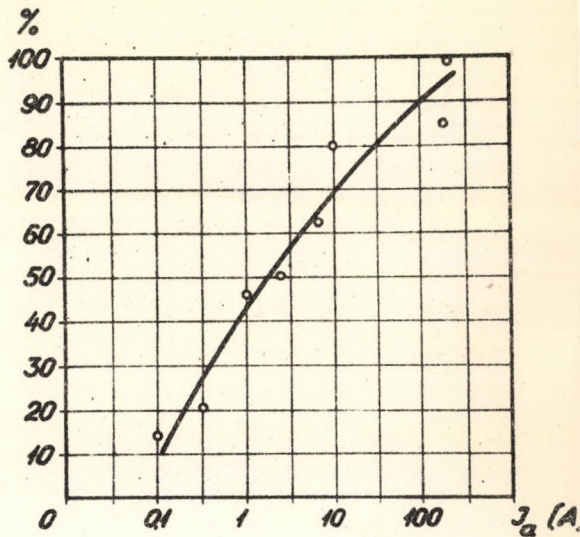
Több szerző tesz említést arról, hogy a maximális ionáram és a kisülési tér gáznyomása összefügg. Optimálisnak a néhány $Hg \mu$ -tól 20 $Hg \mu$ -ig terjedő nyomástartományt találták. A gázfogyasztás viszonylag magas, főleg impulzus üzemben (30 - 550 cm^3/h).

A Penning ionforrásban az impulzus üzemet mindig a plazma periodikus fellobbantásával valósítják meg. *Anderson* és *Ehlers* [19] a begyújtás megkönnyítésére és a kérés csökkentésére állandó kisáramú kisülést tartottak fenn. *Flinta* és *Pauli* [19] ilyen vonatkozásban előnyösnek találta az alkalmazott U-katód kismértékű természetes radióaktivitását. (Az anódáram impulzus csúcserőke sok esetben az 50 - 100 A-t is elérte.)

A Penning ionforrásból kilépő ionok energiaspektrumára vonatkozóan mind a mai napig semmi irodalmi adat nincs. Ugyancsak ismeretlen az energiaspektrum szélessége és a kilépő ionok legvalószínűbb energiaértéke is. *Lorrain* [9] analízissel végzett ugyan becslést longitudinális kivonás esetén az energiaszórásra vonatkozóan, és azt néhány voltnál kevesebbnek találta, de transzverzális kivonásnál még ilyen közelítő adat sincs. Az ionok legvalószínűbb energiáját közelítésben a katódsrésnek megfelelő feszültségértéknek szokás tekinteni.



7. Ábra. Az atom- és molekulaionok százalékos aránya a mágneses tér függvényében *Lorrain* szerint.



9. Ábra. A proton százalékos arány az anódáram függvényében *Gabovics* szerint.

7. Az ionsugár összetétele. (Állandó és impulzus üzemben.)

Kis teljesítményű Penning ionforrásból kilépő 0,5 - 1,5 mA ionáram összetételére vonatkozó vizsgálatok csupán 15 - 20 % körüli protonarányról számolnak be. Ez várható, mert a fémmel körülzárt kisülési térben tág tere nyílik a rekombinációnak. A jelenlévő atomokra disszociált gáz mennyisége egyrészt az időegység alatt a fém falakon molekulákká történő rekombinálódások számától függ. A disszociációt az

elektronoknak és esetleg ionoknak közömbös molekulákkal történő ütközése hozza létre. A disszociáció arányos a kisülés áramsűrűségével, és a rekombináció az atomok diffúziósebességével.

Mint hogy az atomok diffúziósebessége növekszik az elektronok energiájával, amelyet ütközések révén átadnak a gáznak, utóbbi viszont az anódfeszültségtől függ, a diffúziósebesség is az anódfeszültség függvénye. Másrészt a gáznyomás növelésével a diffúziósebesség csökken. Mint hogy az atomokra disszociált gázban újabb elektronüt-közés atomionokat hoz létre, így az atomion-százalék értéke várhatóan növekedni fog a kisülés áramsűrűségével és a nyomással. Igen nagy nyomásokon az ionok egymásközti üt-közésének valószínűsége növekszik, ami ismét csökkentheti a H_1^+ arányt.

A mágneses tér intenzitásának növelése - mint a megelőzőekben említettük - az elektronok tengelykörüli koncentrálódását hozza, így maga a kisülés is ezzel mintegy eltávolodik a falaktól. Ez a rekombináció csökkenését eredményezi. Lorrain [3] mérései szerint (7. ábra.) a proton arány 15 %-ról 40 %-ra emelkedik, míg a mágneses tér erősségét 400 - 3000 Gaussra növeljük.

Gow és Foster szerint [11] a mágneses tér erősségének helyes megválasztása plazmarezgések felépítésének megakadályozása miatt is igen fontos. A 3. fejezetben láttuk, hogy az elektronok ionizáció céljaira a kisülésben való megtartásának az a feltétele, hogy az adott anódfeszültség esetén a mágneses tér egy kritikus értéknél, nagyobb legyen.

A kedvezőbb protonarány elérése másrészt a H-nak további emelését követeli meg. Gow és Foster a mágneses tér növelésével együttjáróan bizonyos H értékeknél két-féle plazmarezgés típusról tesznek említést, amelyek az anódáramot, s vele együtt az ionáramot csökkentették.

Egyik rezgéstípus szerintük - amely erős mágneses terekben lépett fel - relaxációs karakterű. Az anódáram zérusra leesett néhány μs -ig, illetve a kisülés ki is aludt. Ez periodikusan ismétlődött. Ez a kritikus mágneses tér, amelyenél ez a típusú plazmarezgés fellép összefüggésben van az anód hosszával.

A másik plazmarezgéstípus - amelyről említést tesznek - szinuszos rádiófrekvenciás modulációt okozott az anódáramban. Ez is csökkentette az ionáramot, de shunttel pl. soros RC-körrel, melyet az anód és katód közé kötöttek meg lehetett szüntetni. Így a shunt-körrel és a relaxációs-rezgések fellépte szempontjából a kritikustól különböző mágneses térben mely az anód hossz méreteitől is függött, stabil működés volt elérhető. Az idevonatkozó adatokra más szerzőnél nem történtek vizsgálatok.

A proton százaléknak az anódáram miatti növekedését Gabovics [22] és munkatársai mérése szerint impulzus-üzemű ionforrásban a 8. ábrán láthatjuk. 100 A feletti anódáramnál a protonarány 90 % felett van. Ugyancsak impulzus üzemben Anderson és Ehlers [19] 98 %-os protonarányt ért el.

Lorrain és Keller [3, 5] szerint a proton százalék akkor is növekszik, ha a H_2 -höz 5 - 10 % O_2 -t keverünk. Ekkor valószínűleg a falak rekombinációs együtthatóját a falakon lecsapódó vizgőz csökkenti.

Flinta és Pauli [19] a protonszázalék jelentős emelkedését (50 %-ról 70 %-ra) tapasztalták csekély Hg-gőznek a H_2 -höz való keverésével. A Hg-nak ui. egy metastabil állapota van 4,66 eV-nél, ami kissé magasabb energiaértékű mint a H_2 disszociációs energiája. (= 4,45 eV ill. D_2 esetén 4,53 eV). A gerjesztett Hg atomokról így lehetséges az energiaátvitel a H_2 molekulákra, és ez növeli a kisülésben a H_2 disszociációját. Eddig nem tisztázott hogy U-katódok esetén a H_3^+ ionok miért nem voltak kimutathatók a kimenő ionsugárban, míg más katódok esetén a H_3^+ -aránya 15 - 33 %.

Más szerzők pl. *Schorck* [8] a H_2 -höz 6 % CO_2 bevitelével ért el 40 % atomion-százalékot. A CO_2 mennyiségének további növelése azonban nem javította az arányt.

Többszörös ionok előállítását *Jones* és *Zucker* [14] kísérlete meg először egy állandó üzemi Penning ionforrásban. A kisülésben fellépő nagyobb elektronenergiák, a magasabb anódfeszültség ill. anódáram és erős mágneses tér (6,5 KG) mellett a nitrogén többszörös ionjait ($N^{2+} = 29$ mA, $N^{3+} = 28$ mA, $N^{4+} = 9$ mA) nyerte.

Impulzus üzemben *Anderson* és *Ehlersnek* [18] vannak jelentős eredményei többszörös ionok előállítása terén. He^{++} , C^{4+} , N^{3+} , N^{4+} , O^{3+} , Ne^{3+} , S^{7+} , A^{9+} stb. ionokat állított elő számottevő áramerősség mellett. Jelenleg ilyen célra az összes ionforrás típusok között elsősorban a Penning-ionforrás a legalkalmasabb.

8. Penning ionforrás típusok.

A III. táblázat adatai között 5 főbb típust különböztetünk meg, főleg a felépítés, geometriai méret, valamint az alapvető tulajdonságok tekintetében.

L./ A *Lorrain* által készített forrás látható a 9. ábrán. A kisülési tér üvegcsőből készült. A Mg-elektrodák üvegtartókra voltak felépítve. A mágneses teret elektromágnes tartotta fenn.

K./ Talán legelterjedtebb a *Keller*-féle konstrukció. A katódokba furt üreg növeli a kisülés stabilitását, a katódok felületéhez közel hozza a hatásos ionizáció tartományát. A katódokat a permanens mágnes lágyvas fegyverzete tartja. A kisülési edény sárgaréz.

B./ A *Barnett-Stier-Evans* forrásnál (11. ábra.) a Ta-elektrodák gyújtógyertyákra vannak szerelve. A kisülési edény rozsdamentes acélból készült fémtömitésekkel. Gerjesztett mágnes tartja fenn a teret. H_1^+ -on kívül 750 mA He^+ és 400 μA A^+ nyalábot is nyertek.

M./ *Mills-Barnett* [12] forrásban Ta katódok és grafit anód volt és 600 V-körüli feszültséggel égett a kisülés. Transzverzális kivonást alkalmaztak 10 KV-os kivonófeszültség mellett. A Ta katód az erős igénybevétel miatt 20 - 30 óra alatt szétporladt és elektrodzárlatot okozott.

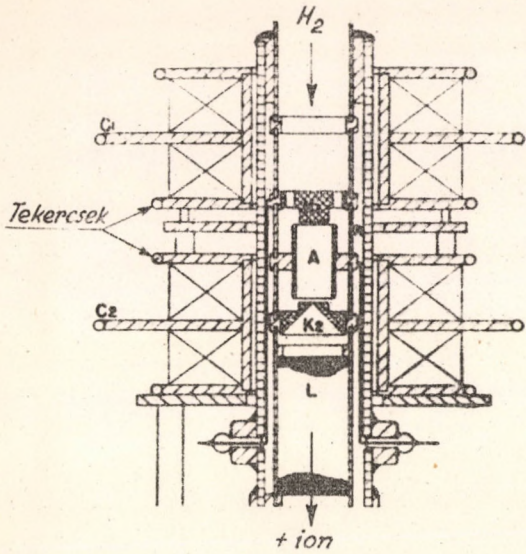
G./ *Gabonics és Nyemec* [22], *Flinta és Pauli* [19] valamint *Glazov - Kuzmjak* [26] csak a felső katódba furtak üreget, a kisülést így igen stabilnak találták. Az üreg szerepe a katód szekunderemissziós felületének megnövelése volt. A 13, 14 és 15 ábrán még bemutatunk néhány újabb típusu nagyteljesítményű Penning ionforrást.

A megelőzőkből megállapítható, hogy a Penning ionforrás összes tulajdonságai még nem ismeretesek teljesen, s ez a típus jelenleg a fokozódó érdeklődésen keresztül a gyors kifejlesztés állapotában van. Az alábbiakban néhány eléggé nem v. egyáltalán nem vizsgált problémát sorolunk fel vele kapcsolatban.

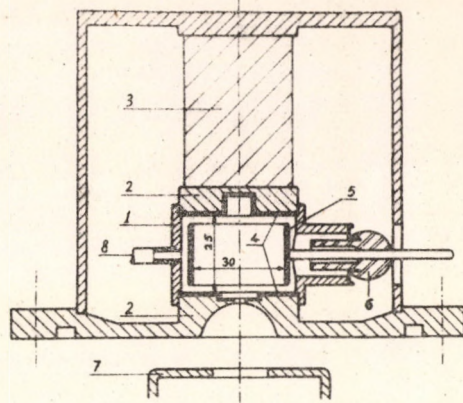
1./ Ismeretlen az összes típusnál az ionok energiaszórása - amint említettük - longitudinális és transzverzális kivonásnál egyaránt. Idevonatkozó vizsgálatokat a különböző katódanyagokra vonatkozóan különböző anódfeszültségekre is ki kellene terjeszteni.

2./ További kísérleti vizsgálatok szükségesek a kisülési tér és a katódban lévő üregek optimális geometriai méretével és az ionforrás működési paramétereivel kapcsolatban.

3./ Nagy szekunder elektronemisszióju hosszú élettartamu katódok keresése. A jelenlegi katódok pozitív ion és szekunder elektronemissziós tulajdonságainak vizsgálata. Esetleg fémek oxidjaiból szinterelt katódok vizsgálata.

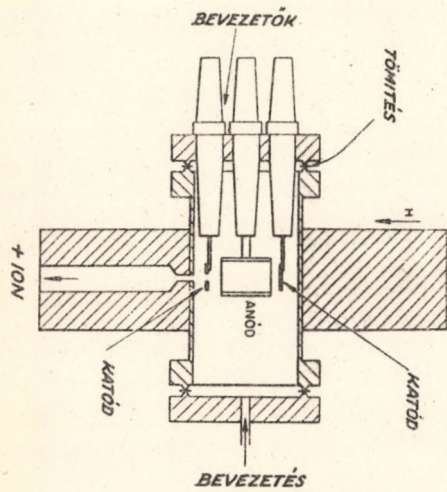


9. ábra. Lorrain.

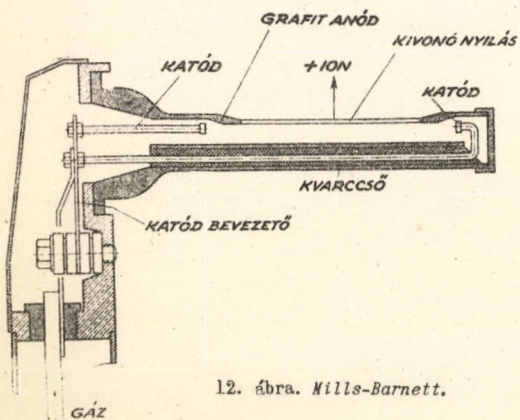


10. ábra. Keller.

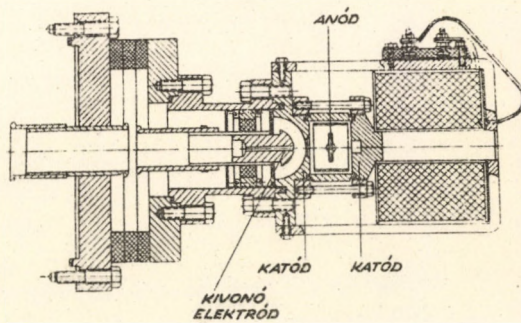
1. Kisülési edény
2. lágyvas fegyverzet
3. permanens mágnes
4. Mg-katódok
5. Mg-anód
6. szigetelt anódbevezető
7. kivonó elektród
8. gáz bevezető cső



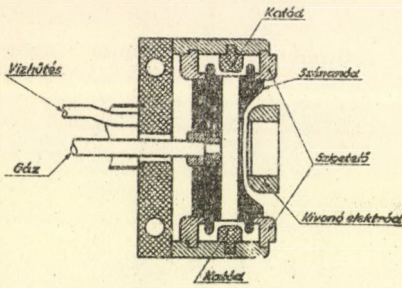
11. ábra. Barnett-Stier-Evans.



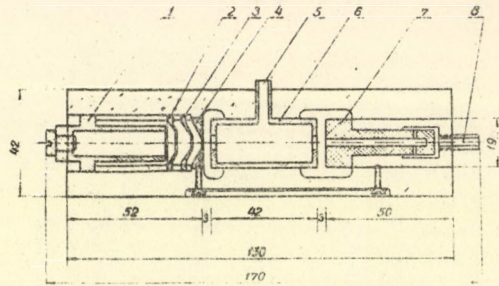
12. ábra. Mills-Barnett.



13. ábra. Fogel-Markusz.



14. ábra. Anderson-Ehlers.



15. ábra. Glazov-Kuzmjak.

- 1. Faraday-kalitka
- 2. 3. előfókuszáló elektródok
- 4. katód
- 5. gázbeeresztő cső
- 6. anód
- 7. üreges katód

4./ Kis áramerősségű állandó üzemen a proton arány növelése az eddigieknél erősebb mágneses tér vagy más geometriai méretezés alkalmazásával. (pl. lecsökkentett anód v. egyéb fém felület révén.)

5./ A kislülés mechanizmusának vizsgálata főleg U-katód esetén, amikor H^+ ionokat a kimenő ionsugárban nem találtak.

6./ Többszörös ionok előállításának lehetőségének vizsgálata U-katód alkalmazásával. (Esetleg kisteljesítményű állandó üzemen.)

7./ A mágneses tér erősségére és a plazmarezgések keletkezésére vonatkozó vizsgálatok.

Az *Atomkiban* kivitelezett módosított Keller típusú forrás [25] Mg katóddal működött. A katódok élettartama illetve az alacsony anódfeszültségű üzem rövid volt, ha nagy árammal dolgozott a forrás tiszta H_2 -ben. Viszont O_2 -ben hosszú időn át megfelelő stabilitást tapasztaltunk. 8-10% O_2 hozzáadásával hidrogénben is kelendő stabilitás volt tapasztalható még igen alacsony nyomáson is (1 - 3 $Hg \mu$). A kilépő ionnyaláb 10 - 15 KV-al párhuzamosítható volt. A mágneses teret (1000 Gauss) permanens mágnesek tartották fenn, így a nyert 0,8 mA ionáram mellett 44,4 $\frac{mA}{KW}$ elektromos hatásfok volt elérhető. A mágneses analízis 20 - 30% közötti proton arányt mutatott a nyomás függvényében. A méréseket más katódanyagok alkalmazásával az élettartamra vonatkozóan valamint impulzusüzemen is folytatni fogjuk.

III. Táblázat rövidítései.

- A *-gal jelölés impulzus üzemi ionforrást jelent.
- ()-be tettük az impulzus üzemi ionforrás adatait.
- em = elektromágnes
- perm = permanens mágnes
- lb = lyukblende

Felhasználás:

- N.G. = neutrongenerátor
- G. = gyorsító (nagyfeszültségű)
- C. = ciklotron

Típus:

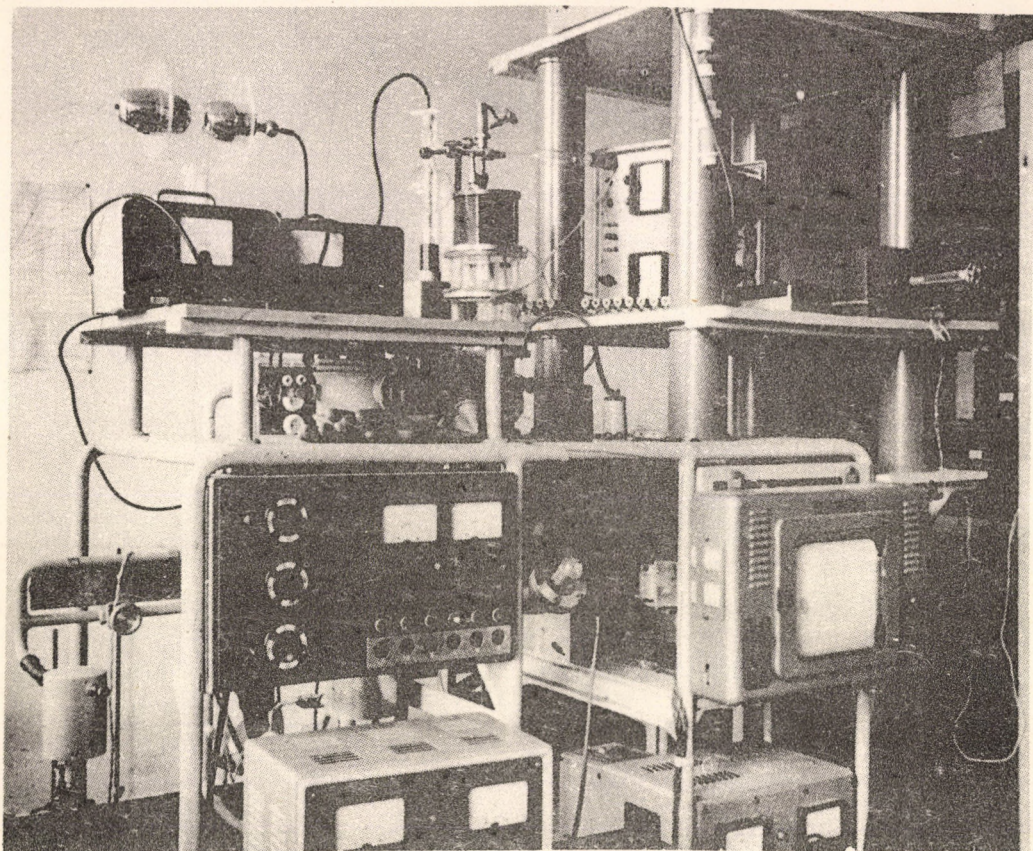
- (L) = Lorrain
- (K) = Keller
- (B) = Barnett
- (M) = Mills
- (F.-G.) = Flinta - Gabovics

III. Táblázat folytatása

	Cork [15]* 1955	Prévo Vient [16]* 1955	Havlicek [17] 1955	Anderson Ehlers [18] 1956	Flinta - Pauli [19]* 1958	Flinta - Pauli [19]* 1958	Keller [20]* 1958	Sztrizsák [21] 1958	Gabovics és tsai [22]* 1958	Bronner és tsa [23] 1959	Fogel és tsa [24] 1959	Nagy J [25] 1960	G. Glazov Kuzmjak [26]* 1960	Svanheden [27]* 1961
Ionáram (mA)	(3)	(9)	0,5	(43,5)	0,2 (100)	0,27 (100)	0,4 (20)	2,5	(30)	1,5	0,18	0,8	(50)	
Proton, Deuteron arány %				98	15 (70)	15 (70)	28		(90)		18,6	21		
Anódfeszültség (V)	500		350	1750	500	500	330	1500-1700		800-1500	135-150	300	130	700
Anódáram (mA)	2000	1500	28	(2400)	14000	14000	15 (750)	5-20	(2000)	12-25		60	2000-10000	
Elektromos mA hatásfok KW			51		15	15	80					44,4		
Gáznyomás (μ)	40 H ₂	D ₂		néhány H ₂	2-12 D ₂	4-12 D ₂	4-12 D ₂	10 H ₂		20 H ₂	9 H ₂	H ₂	H ₂	5 H ₂
Mágneses tér (Gauss)		200 em	600 em	2-7000 em	1500 perm	4000 perm	800 perm	800 em		em	240-600 em	800 perm	1500-2000 gerj	21000 gerj
Átvezető nyílás méretei Ø x hossz mm	1 (1b)	4,2(1b)	2x1	19x1,52	2,5x0,2	1,9x0,6	2(1b)	3(1b)	0,8(1b)		3(1b)	3x0,8	3(1b)	5(1b)
Kisülési tér mé- retei Ø x hossz mm		40x70	15x25		25x40	14x11	30x25				34x15	36x34	19x48	
Kivonás iránya	long	long	long	transzv	long	long	long	long	long	long	long	long	long	long
Katód-anód anyaga Élettartama (óra)		Al-Acél	Al-	Ta-Gr 80	U-Mo	U-Wo	Mg-Mg 1000-2000			Al- 250	Mg- 300	Mg-Mg	Al-Cu	U
Mérési távolság cm		250			~50	~50		250				20	5,2	
Kivonó (gyorsító) feszültség KV	12;500	7;1,5MW		20	65	65	~20	5-6	60		5-6	10	15-20	
Gázfogyasztás cm ³ /óra		70		540		20			360	25	10	30	540	
Felvett telje- sítmény W			9,8	néhány KW	7	7	5	20-60				18		
Felhasználás Típus	G ₁ -	G ₁ (L)	NG ₁ (L)	-(M)	-(K)	-(K)	G ₁ (K)	(K)-	(FG)-	NG ₁ (L)	-(K)	-(K)	-(F-G)	C ₁ (L)

III. Táblázat.

	<i>Penning Moubis</i> [2] 1937	<i>Lorrain</i> [3]		<i>Keller</i>		<i>Ozaki</i>	<i>Hirt</i>	<i>Schork</i>	<i>Veenstra és tsa</i> [9] 1952	<i>Barnett és tsa</i> [10] 1953	<i>Gow - Foster</i> [11]* 1953	<i>Mills - Barnett</i> [12] 1954	<i>Flinta Pauli</i> [13] 1954	<i>Jones Zucker</i> [14] 1954
		1947	1947	[4]* 1949	[5]* 1950	[6] 1949	[7] 1951	[8] 1952						
Ionáram (mA)	0,06-0,45	1	0,5	0,6	0,38	0,2	0,26	0,2	1	1	0,05 (2,7)	300	(20)	95
Proton Deuteron arány %		50		16	28			40	20	50	(56)	82	(70)	26 N ³⁺
Anódfeszültség (V)	4-25 KV	250	250	500	330	800	1050	1300	3000	néhány KV	300	<1000	500	600
Anódáram (mA)	1700	100	10	25 (360)	15	40	30	45	20		2000	5000	10000	5100
Elektromos mA hatásfok KW		45	67	50	76	6,6	8	3,3	17			100	4	~27
Gáznyomás (μ)	1,4 D ₂	3-20 H ₂	3-20 H ₂	10 H ₂	12 D ₂	3 H ₂	50 H ₂	50 H ₂	5 H ₂	0,3 H ₂	25 H ₂	H ₂	5 D ₂	N ₂
Mágneses tér (Gauss)	600-800 em	1000-3000 em	1000 em	800 perm	800 perm	850 perm	800 perm	800 perm	1000 em	600 em	600-1000 em	7000 em	800-1200 perm	6500 em
Átvezetőnyílás méretei Ø hossz mm		2 lb	6 lb	2,9 lb	3x2,5	2,4x2 1,8x25	4,2x2	4,2x3,5	3x3	3,2x6,35	0,76 lb	2,4x57	3 (1b)	
Kisülési tér méretei Ø hossz mm		20x60	13x25	30x25	30x25		30x25	30x25	25x10		14x30	16x100		
Kivonás iránya	long	long	transzv	long	long	long	long	long	long	long	long	transzv	long	transzv
Katód-anód anyaga Élettartama (óra)	Krómvas	Mg-Mg	Mg-Mg	Fe-Fe	Mg-Mg	Fe-Fe	Fe-Fe	Al-Fe	Ta-Ta	Ta-Ta 500	Al-Al 2500	Ta-Grafit 65	U	Ta-Grafit 20
Mérés távolsága cm	10	10	10	10	10	20	50	50	20	100		30	50	
Kivonó (gyorsító) feszültség (KV)	65	5	5	20	20	7	40	40	30	5	15; 4MV	10	65	10
Gázfogyasztás cm ³ /óra				40	70	1	40-50	40-50	40	2	26	600	30	60
Felvett teljesítmény (W)		25	2,5	12,5	5	32	31,5	60	60	20-100		néhány KW	néhány KW	10
Felhasználás Típus	-, NG	-, (L)	-, (L)	NG, (K)	NG, (K)	-, (L)	-, (L)		-, (L)	G, (B)	TG, (L)	C, (M)	-, (K)	C, (M)

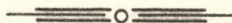


16. Ábra. Az Atomkiban készült Penning forrás a vákuum rendszerben.

Irodalom.

- [1] *F.M. Penning.*: Physica 3/1936/873.
- [2] *F.M. Penning.* - *J.H. Moubis.*: Physica 4/1937/1190.
- [3] *P. Lorrain.*: Canad. J. Res. A 25/1947/338.
- [4] *R. Keller.*: Helv. Phys. Acta. 22/1949/73.
- [5] *R. Keller.*: Helv. Phys. Acta. 23/1950/627.
- [6] *S. Ozaki.*: Sci. Pap. Osaka Univ. /1949/ Nr.10.
- [7] *W. Hirt.*: Staatsexamensarbeit, Freiburg Br. /1951/
- [8] *G. Schork.*: Rundberichte Kernphysik /1953/ Nr.3.
- [9] *P.C. Veenstra és munkatársai.*: Physica 18/1952/378.
- [10] *C.F. Barnett.* - *P.M. Steir.* - *G.E. Evans.*: Rev. Sci. Instr. 24/1953/394.
- [11] *J.D. Gow.* - *J.S. Foster.*: Rev. Sci. Instr. 24/1953/606.
- [12] *C.B. Mills.* - *C.F. Barnett.*: Rev. Sci. Instr. 25/1954/1200.
- [13] *J. Flinta.* - *R. Pauli.*: Arkiv f. Phys. 8/1954/7.

- [14] *R. J. Jones. - A. Zucker.*: Rev. Sci. Instr. 25/1954/562.
- [15] *B. Cork.*: Rev. Sci. Instr. 26/1955/210.
- [16] *F. Prevot. - R. Vignet.*: J. Phys. Rad. 16/1955/233.
- [17] *P. J. Havlicek.*: J.S.J.Rep. 2/1955/65.
- [18] *C. E. Anderson. - K. W. Ehlers.*: Rev. Sci. Instr. 27/1956/809.
- [19] *J. Flinta. - R. Pauli.*: Nucl. Instr. 2/1958/219.
- [20] *R. Keller.*: Ind. Atomiques, 2/1958/31.
- [21] *Sztrizsak.*: Ukr. Fiz. Zsurn. 3/1958/273.
- [22] *M. D. Gabovics. - O. F. Nyemec. - Z. P. Fedorusz.*: Ukr. Fiz. Zsurn. 3/1958/104.
- [23] *W. L. Bronner. - K. W. Ehlers és munkatársai.*: Nucleonics 17/1959/94. No.1.
- [24] *J. H. Fogel. - A. M. Markusz.*: F.T.I.AN. USZSZR. No. 197/19.
- [25] *Nagy J.*: Acta Univ. Debreceniensis VI/2. K. 55 /1959-60/.
- [26] *D. A. Glazov. - M. Kuzmjak.*: Ionij Isztocsnik sz polosztium katód. Dubna 1960.
- [27] *A. Svanheden.*: Nucl. Instr. 10/1961/125.
- [28] *E. M. Rejhrugyel és munkatársai.*: Zsurn. Techn. Fiz. 22/1952/1945.
- [29] *E. M. Rejhrugyel és munkatársai.*: Vesztn. Moszk. Un. No. 3. /1953/97.
- [30] *G. B. Szmirnickaja. - E. M. Rejhrugyel.*: Zsurn. Techn. Fiz. 29/1959/153.
- [31] *N. Kapica.*: Phys. Mag. 45/1923/333.
- [32] *A. Güntherschulze. - W. Bär.*: Z. Phys. 106/1937/662.
- [33] *A. Guthrie. - R. K. Wakerling.*: Electrical Discharges in Magnetic Fields. New York. Mc.Graw - Hill. /1949/.
- [34] *S. Flügge.*: Handbuch der Physik BD. XXXIII. Springer Verlag. Berlin /1956/.
- [35] *N. A. Kapcov.*: Elektrische Vorgänge in Gasen und in Vakuum. VEB. 1955. Berlin.
- [36] *Elektrosztatikus generatorü. Atomizdat. Moszkva 1959.*



MŰHELYÜNKBŐL - LABORATÓRIUMUNKBŐL

ELEKTROLIZÁLÓ KÉSZÜLÉK TISZTA $H_2 / D_2 /$ GÁZ NYERÉSÉRE

Nagy János - Gombos Péter

10 %-os NaOH elektrolit és Ni elektródok alkalmazásával higanyzárás, cseppfolyós N_2 -es kifagyasztóval rendelkező elektrolizáló készülék épült. Az elektrolit és a higanyzár közötti tér a nyert $H_2 / D_2 /$ gáz minél nagyobb tisztaságának elérése céljából a telített vízgőz nyomásáig leszívható.

A gáz tisztaságát rádiófrekvenciás ionforrás és mágneses tömegspektrométer segítségével megvizsgáltuk, és összehasonlító méréseket végeztünk előzőleg leszívott és le nem szívott elektrolizáló térrel fejlesztett H_2 gázzal.

Gyorsítók ionforrásaiban felhasznált ($10 - 15 \text{ cm}^3/\text{h}$) gázt vagy mechanikus túszeleppel, vagy egyes meleg fémek (Pd, Ni) permeabilitását felhasználva adagoljuk.

Mindkét esetben indokolt igen tiszta gáz alkalmazása. A Pd-, vagy Ni-csőves gázadagolók ugyan maguk is megtisztítják a $H_2 / D_2 /$ gázt, ha azonban a betáplált gáz szennyezett, a permeabilitás a parciális nyomásnak megfelelően változik, esetleg időközben lényegesen csökken.

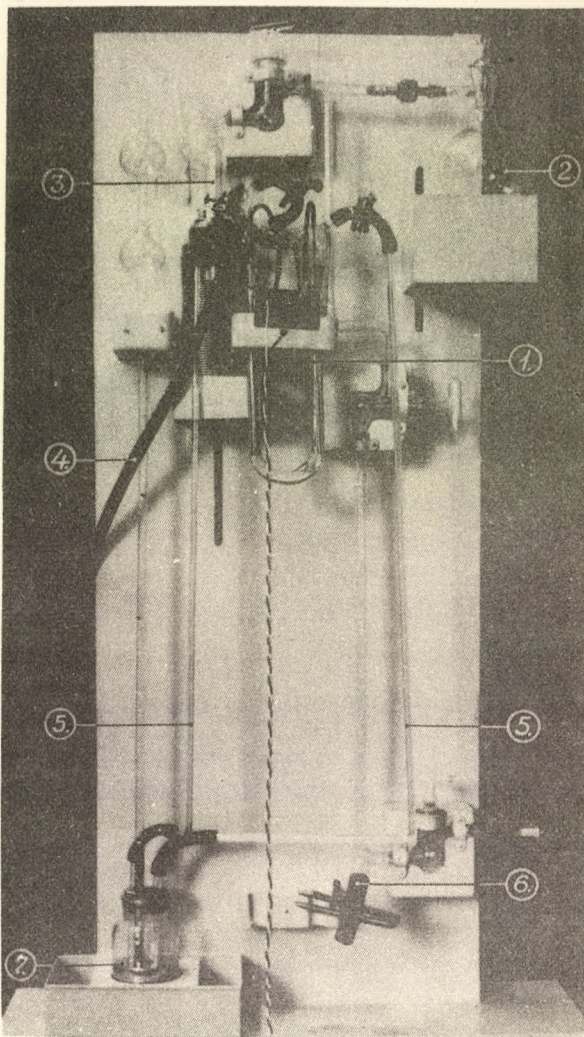
Fenti célra olyan elektrolizálót készítettünk, mely lehetővé teszi megfelelő tisztaságú $H_2 / D_2 /$ gáz nyerését 1 at nyomáson, amely túszelepen keresztül külön tisztítás nélkül is adagolható, mivel nehéz-ion szennyeződése elhanyagolható.

A készülék főbb részei az 1. ábrán láthatók.

A csappal ellátott ($500 - 1000 \text{ cm}^3$ -es) gázpalackot igen gondos tisztítás és szárítás után a leszívócsőhöz csatlakoztatjuk és a kifagyasztó edénnyel, valamint a csatlakozó csővel együtt kb. 10^{-2} Hgmm nyomásra forgószivattyúval leszívjuk, mire a higany a tartályból kb. 76 cm-re felemelkedik. Ezután a leszívócsövet elzárjuk.

Az elektrolit és a higanytartály közti teret vizlégszivattyúval leszívjuk, a higany szint a H_2 és O_2 csőben nem egészen 76 cm-re emelkedik. Az elektrolízis megkezdésekor az elektrolitszint az O_2 ágban emelkedik. Hogy a túlzott emelkedés az elektrolízis megszakadásához ne vezessen, az O_2 ágba túszelepen keresztül levegőt engedünk be, és ezzel az elektrolitszintet megfelelő értékre beállítjuk.

Az elektrolízis megkezdése előtt megtöltjük a kifagyasztó edényt cseppfolyós N_2 -vel, valamint a higanyoszlop feletti Torricelli-teret a lombik előtt lezárjuk, hogy a higany káros átsapódását a gázipalackba megakadályozzuk. A gázipalackot csak akkor kötjük össze a Torricelli-térrel, ha abban a gáznyomás legalább 700 Hgmm-t elért.



1. ábra. 1./ elektrolizáló edény, 2./ gázipalack, 3./ kifagyasztó edény, 4./ leszivócső vizlégszivattyúhoz, 5./ H_2 és O_2 csövek, 6./ leszivócső a forgószivattyúhoz, 7./ higanytartály.

Töltés közben a gáznyomást a higanyzár magassága jelzi.

A H_2 és O_2 cső egy-egy kampószzerűen visszagörbített üvegcsőben végződik. A kampó a higany alatt a higanyzár üvegcsővébe illeszthető, és így mind tiszta H_2 / D_2 ill. O_2 , mind tetszőleges arányú gázkeverék is előállítható. Az a kampós üveg, amelyik éppen nem tölt gázt a Torricelli térbe, a higanytartályba helyezve, az elektrolit szintjét szabályozza, a tartályban elfoglalt magasság szerint. A fel nem használt gáz a higanytartályból a levegőbe távozik.

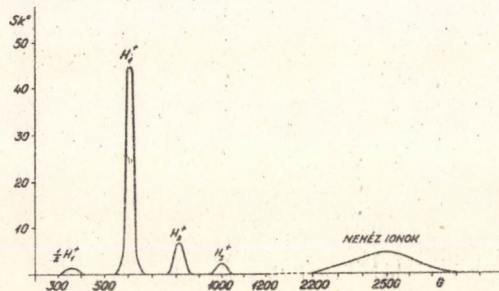
A készülékkel nyert H_2 gáz tisztaságát megvizsgáltuk rádiófrekvenciás ionforrás és mágneses tömegspektrométer segítségével.

Megvizsgáltuk olyan H_2 gáz tömegspektrumát is, melynek fejlesztése előtt az elektrolizáló teret nem szivtuk le. Ezt a tömegspektrumot mutatja a 2. ábra.

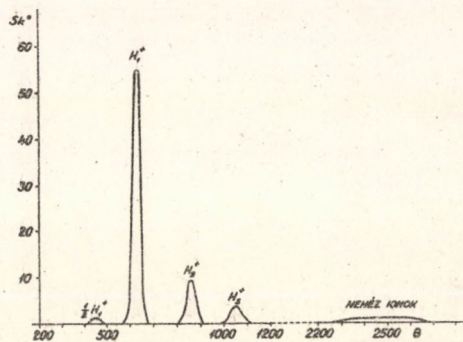
A leszivott elektrolizáló térrel fejlesztett H_2 gáz tömegspektruma a 3. ábrán látható.

A nehézion szennyeződés 2 %. Ezt jórészt az ionforrásban kötött és a beszívó gázok okozhatják.

Elektrolit gyanánt 10 %-os NaOH oldatot használtunk. Az elektródok Ni-lemez-
ből készültek. Az áramforrás egy 24 V-os komerciális akkumulátortöltő. Az elektroli-
záló áram 0,5 - 1 A, mellyel egy 0,5 l-es lombik néhány óra alatt feltölthető.



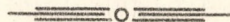
2. ábra. Az elektrolizáló térnek előzetes
leszívása nélkül fejlesztett H_2 gáz tömeg-
spektruma.

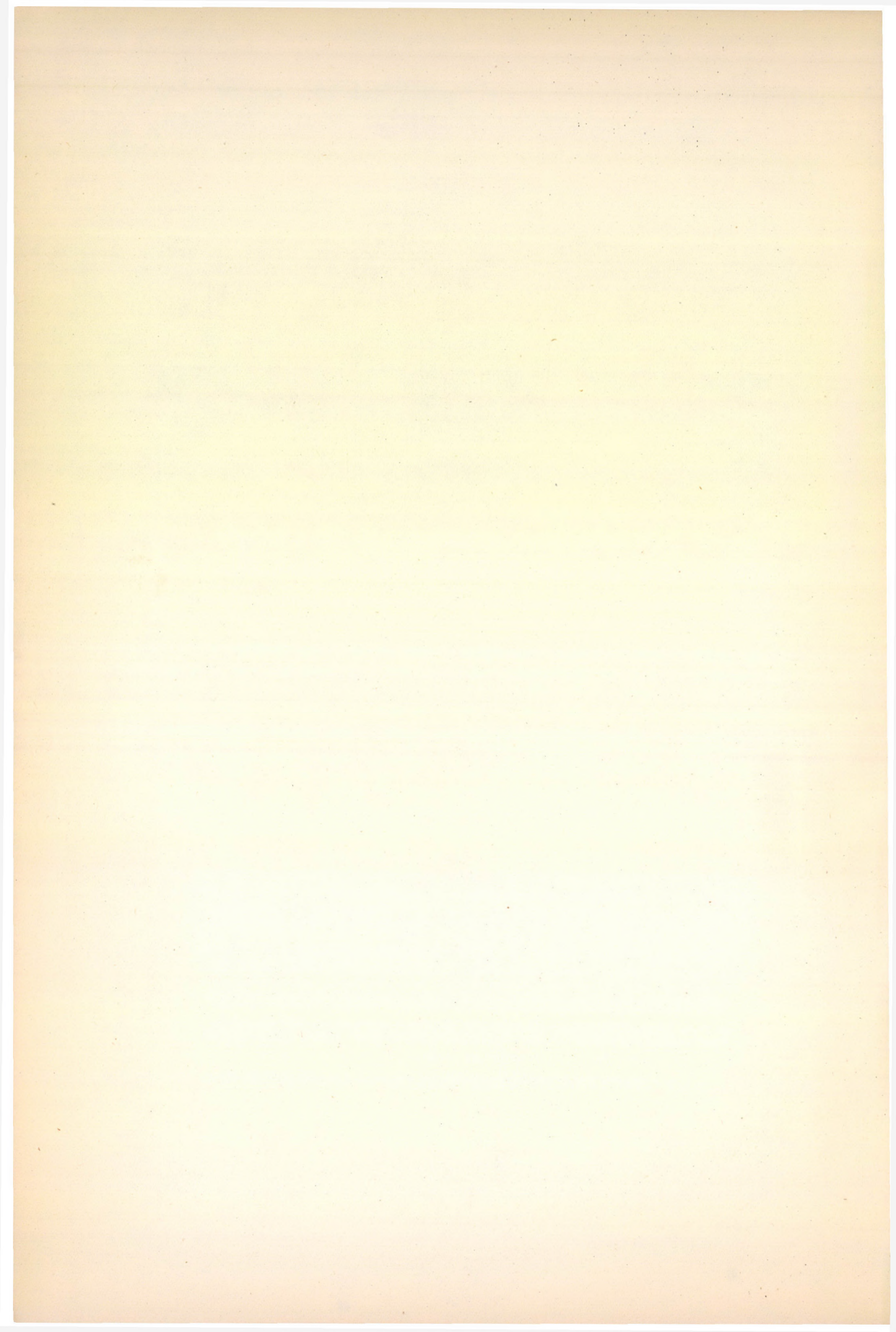


3. ábra. Leszívott elektrolizáló térrel
fejlesztett H_2 gáz tömegspektruma.

A fent leirt berendezés a *Berecz István* tud. munkatárs által tervezett és intéé-
zetünkben kivitelezett elektrolizáló készülék továbbfejlesztése.

Az üvegtechnikai munkát *Mucsi János* üvegtechnikus végezte, amelyért ezuton is kö-
szönetet mondunk.





EGYSZERŰ TÁVFOGÓ SZERSZÁMOK RÁDIÓAKTÍV MUNKÁHOZ

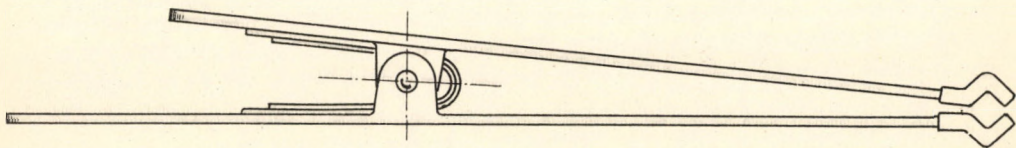
Schadek János-Ujhelyi Osaba

Rádióaktív preparátumokkal végzett munkához intézetünkben kifejlesztettünk néhány igen jól bevált és egészen egyszerű kivitelezésű távfogó szerszámot.

I. TÁVCSIPESZÉK

Formájuk illetve kivitelük az 1. ábrán látható.

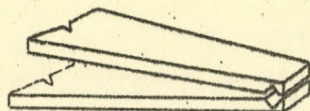
Különböző hosszúsággal készülhetnek. Legáltalánosabban bevált a 250-400 mm hosszúságú csipesz. Ezen távcsipeszek szára 2 mm vastag rozsdamentes acéllemezből szalagszerűen van kivágva, amelyekre kb. 1/2-ad hosszban csuklók vannak felhegesztve. A csuklókon át dugott csapszeg köré, hajtáralaku lastrugókat raktunk, amelyek a csipesz szárait összezárva tartják. A rugók számának változtatásával a csipesz szorító ereje változtatható.



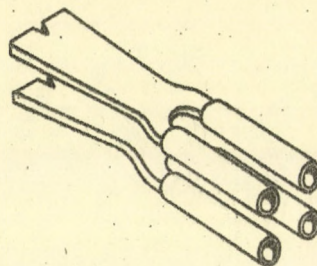
1. ábra. Távcsipesz henger alakú tárgyak megfogására.

A csipeszek fejrészét különböző formájúra képeztük ki, a megfogandó tárgy alakjának megfelelően. Az 1. ábrán mutatott fejforma különféle henger alakú tárgyak, források, üvegampullák, főzőnőharak stb. oldalról történő megfogására alkalmas.

A 2. ábra szerinti fejrész egészen vékony drótalaku források, üvegsövek, stb. megfogására alkalmas, míg hengeres tárgyak hosszirányu megfogására (pl. az ólomtok furatában lévő forrás kivételére) a 3. ábra szerint kialakított fejrész vált be a legjobban.



2. ábra. Távosipesz drótalaku források megfogására.



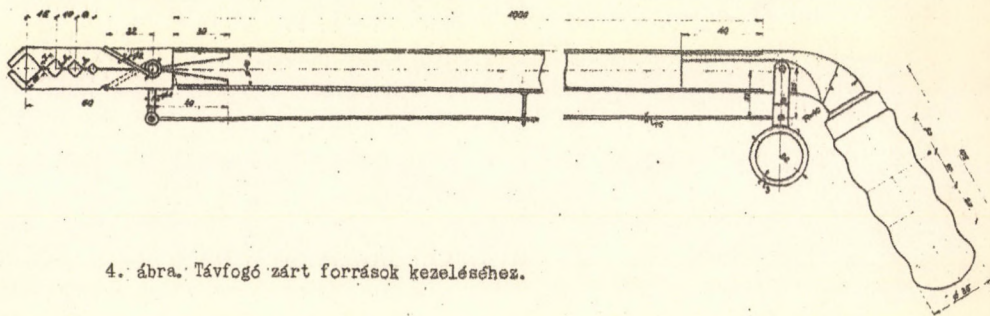
3. ábra. Távosipesz Hengeres tárgyak hosszirányu megfogására

Megjegyezzük, hogy az 1. és 3. ábrán bemutatott fejrészekre vékonyfalú PVC védőcsövet húzunk, ezáltal a fogás biztosabb, és szennyezett tárgy megfogása esetén a PVC cső szennyeződik.

II. TÁVFOGÓ ZÁRT FORRÁSOK KEZELÉSÉHEZ

Hasonló egyszerű kivitelben készül mint a távosipeszek. Formáját a 4. ábra mutatja.

Ez a fogó is, hasonlóan a távosipeszekhez, önfogó. A megfogó pofák súlycsökkentés végett alumíniumból készültek. A pofákat egy erős rugó szorítja össze. A megfogó felületen a különböző átmérőjű tárgyak megfogását fokozatosan kisebbedő méretű há-



4. ábra. Távfogó zárt források kezeléséhez.

romszögű vájatok biztosítják. Ezen fejrész megfelelően hosszú (20 mm-es) alumínium cső végére van erősítve, amely csőnek a másik vége meghajlított és pisztolyagym formájú nyélben végződik.

A megfogó pofák szétnyitását az összeszorító rugó ellenében, a foggantyun lévő ravasz meghuzásával végezzük. A huzóerő továbbítását a megfogó pofákhoz, az alumínium cső alatt végig vezetett vékony acéldrót, vagy műanyagszál biztosítja.

AZ ATOMKI-BEN KIDOLGOZOTT VÁKUUMTECHNIKAI ESZKÖZÖK ÉS BERENDEZÉSEK ISMERTETÉSE

Berecz István

A modern technika és tudomány számtalan olyan eljárást alkalmaz, amely nagyvákuum előállítását teszi szükségessé. A nagyvákuum-technika alkalmazása az iparban új, vagy minőségileg jobb gyártmányok előállítását, vagy a gazdaságosabb termelést teszi lehetővé. Ugyanakkor az egyre nagyobb méreteket öltő tudományos kutatás (elsősorban a fizika, kémia, biológia) számos területén nélkülözhetetlen segédeszközzé vált a nagyvákuum technika.

Az alábbiakban azt a néhány alkalmazást kívánjuk vázlatosan ismertetni, melyet manapság fejlett iparral és tudománnyal rendelkező országokban széleskörben használnak.

1. / Fém és nem fém bevonatok készítése vákuumpárolgatás segítségével.

Az optikai iparban különböző optikai tükrök reflexiócsökkentő ún. "T" rétegek készítése, csillagászati reflektorok, autó és motorkerékpár reflektorok, stb. készítése.

Az elektromos iparban szelvényirányítók készítése, különleges precíziós rétegellenállások előállítása, kondenzátorok készítése, stb.

Műanyagiparban fémbevonatu műanyag fóliák előállítása, műanyag játékok, biszu árú tetszetős fémbevonatokkal való ellátása, hanglemezzgyártás.

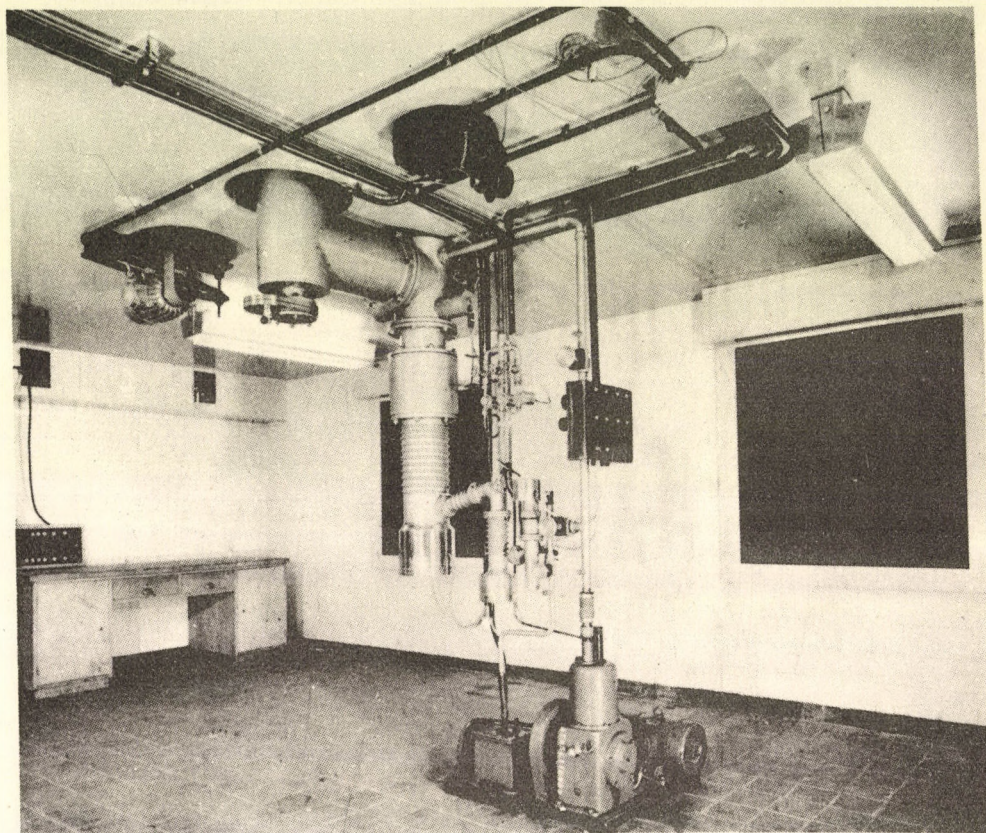
2. / Nagyvákuum tartós előállítását igénylő eljárások

Elektroncső és izzólámpa gyártás. Rádiócsövek, televíziós képcsövek, röntgen- és egyenirányító-csővek evakuálása; hasonlóan izzólámpák, fénycsövek evakuálása és töltése.

Metallurgiai ipar. Speciális és igen nagy tisztaságú fémek előállítása nagyvákuumban való olvasztással. Magas olvadáspontú és keményfémek vákuum szinterelése.

Kémiai ipar. Molekuláris desztilláció segítségével könnyen bomló vegyületek lepárlása és feldusítása, különböző nagyvákuumon történő szárítási eljárások, érzékeny anyagok (vitaminok, aromák, vér) tartósítására, nagyvákuumon történő impregnálás.

T u d o m á n y o s k u t a t á s . M a n a p s á g a t u d o m á n y o s k u t a t á s b a n s z á m o s o l y a n b e r e n d e z é s v a n h a s z n á l a t b a n , m e l y e k m ű k ö d t e t é s é h e z e l e n g e d h e t e t l e n a n a g y v á k u u m á l l a n d ó f e n n t a r t á s a . I l y e n e k : k ű l ö n b ő z ő k i s - é s n a g y t e l j e s i t m ő n y ű r ő s z e c s - k e g y o r s í t ó b e r e n d e z é s e k , s p e k t r o m é t e r e k , s p e k t r o g r á f o k , e l e k t r o n m i k r o s z k ó p o k , l i o f i z á l ó b e r e n d e z ő s e k , s t b .



1. ábra. 800 KV-os részecskegyorsító vákuumberendezése.

A fentiekben ismertetett eljárások mindegyike nagyvákuum (jobb, mint 10^{-7} Hgmm) előállítását, ill. fenntartását igényli. Ehhez az adott feladattól függően különböző teljesítményű mechanikus és diffúziós szivattyúk, vákuum szelepek, vákuummérők szükségesek.

MŰSZAKI LEÍRÁS

Az ATOMKI-ben kidolgoztunk *diffúziósszivattyukat*, melyeket az alábbiakban kívánok röviden ismertetni. Ezen szivattyúk szívófokozatait úgy alakítottuk ki, hogy az egy, az elővákuumhoz csatlakozó részben lévő gőzsugárfokozatból és 2 diffúziós szívó fokozatból áll. Az alumíniumból készült gőzvezetők kiképzése olyan, hogy kisebb

szivattyunál 2, a nagyobbánál 3 fokozatban történő frakcionáló hatás jöhessen létre. A szivattyúk készítésénél semmilyen különleges anyagot nem alkalmaztunk. A szivattyúk működtetéséhez szükséges névleges fűtőteljesítmények valamint hűtővízszükséglet nagysága nem kritikus. A következő 3 méretű lényegében azonos felépítésű diffúziós szivattyút készítettünk:

1./ Olaj diffúziós szivattyú (ODF 20)

Szivósebesség 20 l/sec (10^{-4} Hgmm-nél)

Végvákuum $5 \cdot 10^{-6}$ Hgmm (diffelén olajjal működtetve)

Elővákuum szükséglet $1 \cdot 10^{-1}$ Hgmm

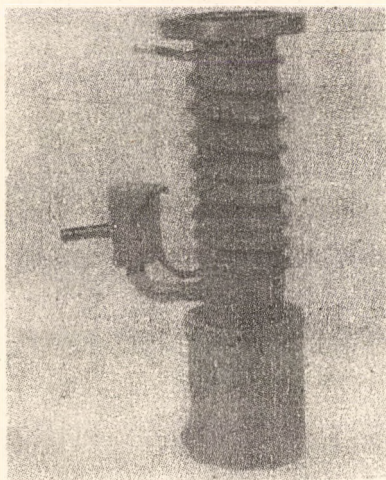
Fűtőteljesítmény szükséglet 250 W

Olajtöltet 40 cm³

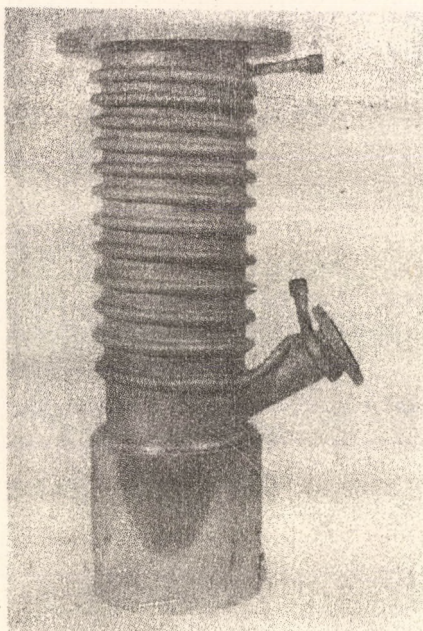
Szivényilás méret \varnothing 55 mm

Fokozatok száma: 3

Hűtővízszükséglet 15 l/ó



2. ábra. ODF 20 olajdiffúziós szivattyú.



3. ábra. ODF 120 olajdiffúziós szivattyú.

2./ Olaj diffúziós szivattyú (ODF 120)

Szivósebesség 120 l/sec (10^{-4} Hgmm-nél)

Végvákuum $5 \cdot 10^{-6}$ Hgmm (diffelén olajtöltettel)

Elővákuum szükséglet $1 \cdot 10^{-1}$ Hgmm

Fűtőteljesítmény szükséglet: 650 W

Olajtöltet 120 cm³

Szivényilás mérete \varnothing 120 mm

Fokozatok száma: 3

Hűtővízszükséglet kb 80 l/ó

3./ Olaj diffúziós szivattyú (ODF 1000)

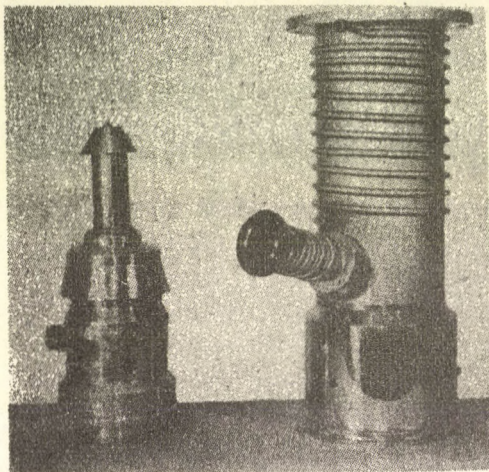
Szivósebesség 1000 l/sec (10^{-4} Hgmm-nél)

Végvákuum $5 \cdot 10^{-6}$ Hgmm (diffelén olajtöltettel)

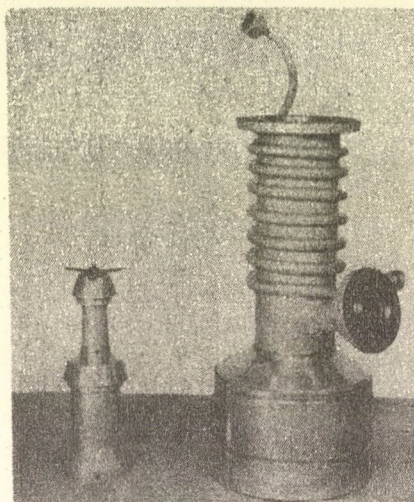
Elővákuum szükséglet $1 \cdot 10^{-1}$ Hgmm

Fűtőteljesítmény szükséglet 1800 W
Olajtöltet 500 cm³
Szivónyílás mérete Ø 200 mm
Fokozatok száma: 3
Hűtővizszükséglet 200 l/6

Készítettünk egy un. *gőzsugár szivattyút*, amely a 10^{-2} - 10^{-3} Hgmm nyomás-tartományban viszonylag nagy gázszállításra képes. Alkalmazható nagy vákuumrendsze-
rekben az elővákuum javítására, vagy közvetlen szivattyuként, ha nem szükséges 10^{-3}
Hgmm-nél lényegesen nagyobb vákuum elérése.



4. ábra. ODF 1000 olajdiffúziós szivattyú.



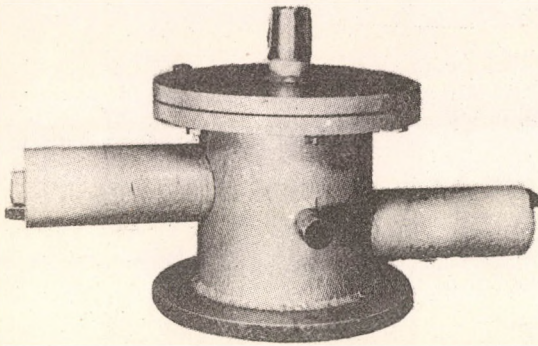
5. ábra. OB 20 olajgőzsugár szivattyú.

4./ O l a j g ő z s u g á r (B o o s t e r) s z i v a t t y u (O B 2 0)
Szívósebesség 20 l/sec ($5 \cdot 10^{-3}$ Hgmm-nél)
Végvákuum $5 \cdot 10^{-5}$ Hgmm
Elővákuum $5 \cdot 10^{-1}$ Hgmm
Fűtőteljesítmény szükséglet 450 W
Olajtöltet 110 cm³
Szivónyílás mérete Ø 80 mm
Fokozatok száma: 2
Hűtővizszükséglet 60 l/6

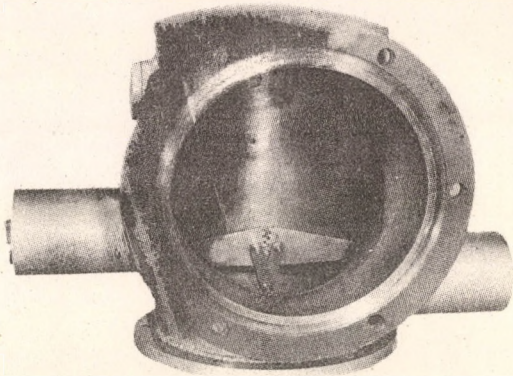
Működő vákuumrendszerekben elengedhetetlen különböző *vákuumszelepek* használata mely lehetővé teszi akár a szivattyú szeparálását a leszívandó tértől, vagy amennyiben szükséges, alkalmat ad a vákuumtér egyes részeinek a szétválasztására. Erre a célra két típusu nagyvákuumszelepet készítettünk különböző méretekben. A tányérszelepek elektromágneses működtetésűek, ami lehetővé teszi azok távműködtetését is.

5./ E l e k t r o m á g n e s e s n a g y v á k u u m s z e l e p e k
a./ MSz 20 az ODF 20 tip. szivattyú szivópereméhez csatlakozó szelep.
b./ MSz 120 az ODF 120 tip. szivattyú szivópereméhez csatlakozó szelep.
c./ MSz 1000 az ODF 1000 tip. szivattyú szivópereméhez csatlakozó szelep.

A fenti szelepek kivitelezése mind egyenes, mind könyök formában történhet. A szelepek működtetése négyzetl. függően 10 - 40 W eszenáramot igényel.



6. ábra. MSz 20 elektromágneses működtetésű nagyvákuum tányérszelep, egyenes kivitelben.

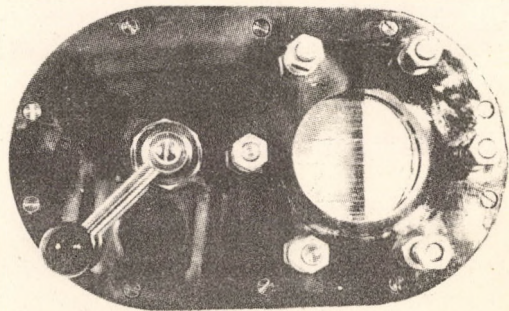


7. ábra. MSz 1000 elektromágneses működtetésű nagyvákuum tányérszelep, könyök kivitelben.

6./ Kis impedenciájú átmenő nagyvákuum-szelepek.

a./ Zs-20 tip. szivattyú szivópereméhez csatlakozó szelep.

b./ Zs-120 tip. szivattyú szivópereméhez csatlakozó szelep. Kivitelezése hasonló a 8. ábrán látható szelephez.



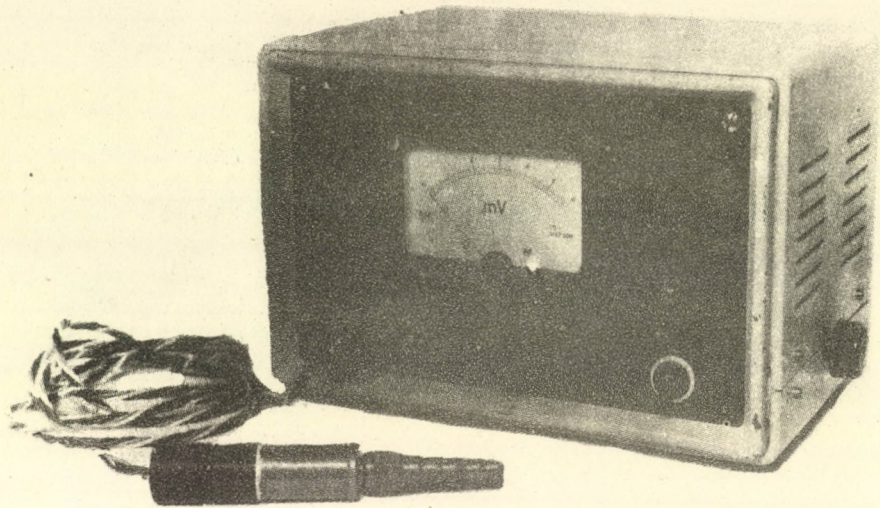
8. ábra. Zs-20 zsilip rendszerű nagyvákuum szelep.

Vákuumtechnikai műveleteknél elengedhetetlen az adott követelményeknek megfelelő pontosságú vákuum mérőműszer használata. Intézetünkben is kidolgoztunk néhány vákuummérőt, melyek feltétlen szükségesek az általános laboratóriumi praxisban. A termoelektromos és piráni típusú vákuummérőink az un. elővákuum tartományban használhatók. Mindkettőt stabilizált tápfeszültséggel működtetjük, ami megfelelő pontosságot biztosít ezen mérőműszereknél.

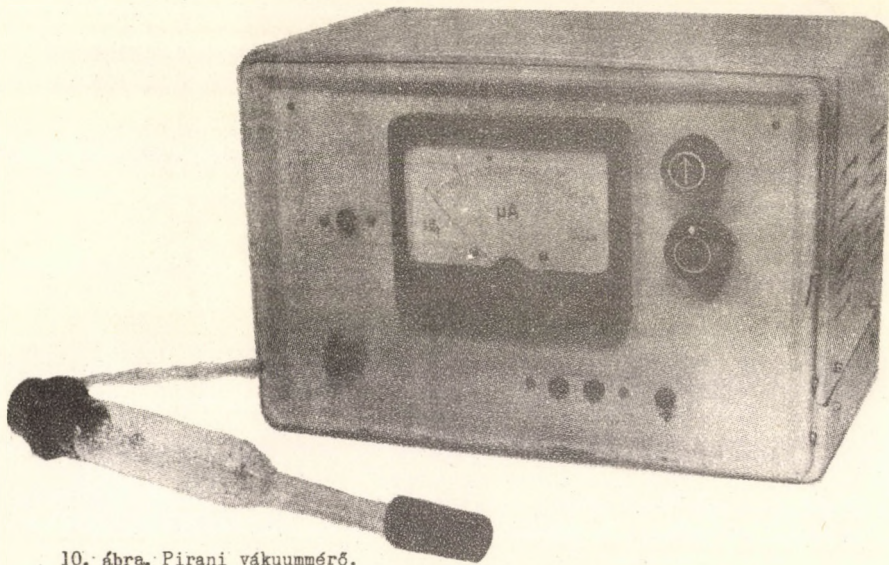
10^{-3} Hgmm-nél kisebb nyomások mérésére ionizációs vákuummérőkapcsolást dolgoztunk ki. Ennél a mérőfej működtetéséhez szükséges stabil tápfeszültségek biztosításán kívül megoldottuk azt, hogy váratlan gázbetörés esetén a mérőfej fűtőárama automatikusan kikapcsolódik, nem csak nagy fellevegőzésnél, hanem bármely előre beállított nyomásértéknél. Ez természetesen arra is alkalmassá tette, hogy más berendezéseket is kikapcsoljon, ha a nyomás értéke a megengedhetőnél nagyobbra növekszik.

Ionizációs vákuummérőnkénél a nyomással arányos ionárammérését két módon eszközlöttük. Az egyik esetben a kereskedelemben kapható legérzékenyebb mutatós mérőműszer

segítségével, a másiknál pedig beépített csővoltmérő használatával. Az utóbbi megoldás e műszert érzékenyebbé, tehát kisebb nyomások mérésére is alkalmassá teszi.



9. ábra. Termoelektromos vákuummérő



10. ábra. Pirani vákuummérő.

7./ Termoelektromos vákuummérő

Mérési tartomány $1-10^{-8}$ Hgmm

Mérőfej csatlakozás "10"-es normál csiszolat.

Tápfeszültség 220 V váltó kb 20 W

Mérőfej: krómnikkel konstantán termoelem, fém, vagy üvegházban.

8./ Pirani vákuummérő

Méréstartomány $1-5 \cdot 10^{-4}$ Hgmm

Mérőfej csatlakozás "10"-es normál csiszolat.

Tápfeszültség 220 V váltó kb 40 W

Mérőfej: platinaszál üveg, vagy fémházban.

9./ Ionizációs vákuummérő

Méréstartomány a./ $10^{-9} - 5 \cdot 10^{-6}$ Hgmm

b./ $10^{-9} - 10^{-7}$ Hgmm

Mérőfej csatlakozás "15"-ös normál csiszolat.

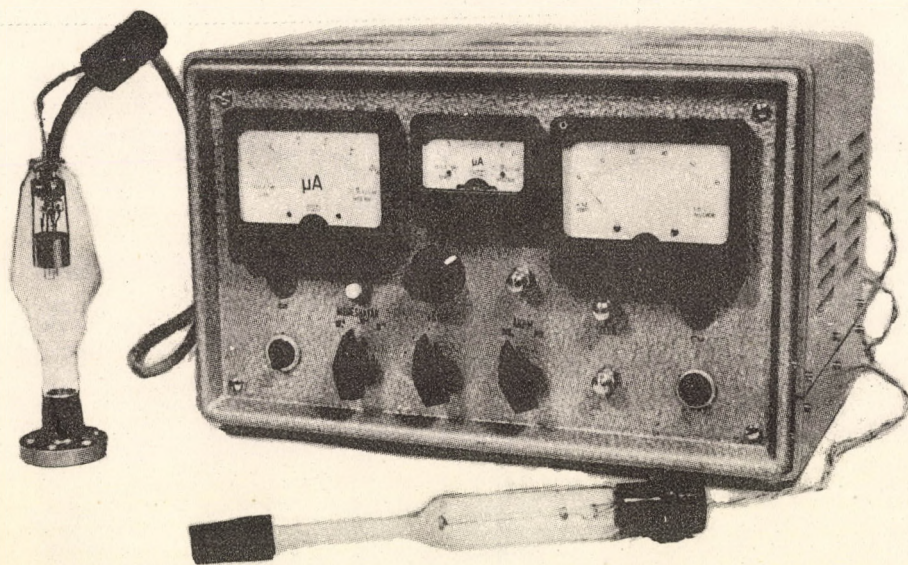
Tápfeszültség 220 V kb 60 W

Mérőfej: üvegballonos kivitelben.

10./ Kombinált vákuummérő

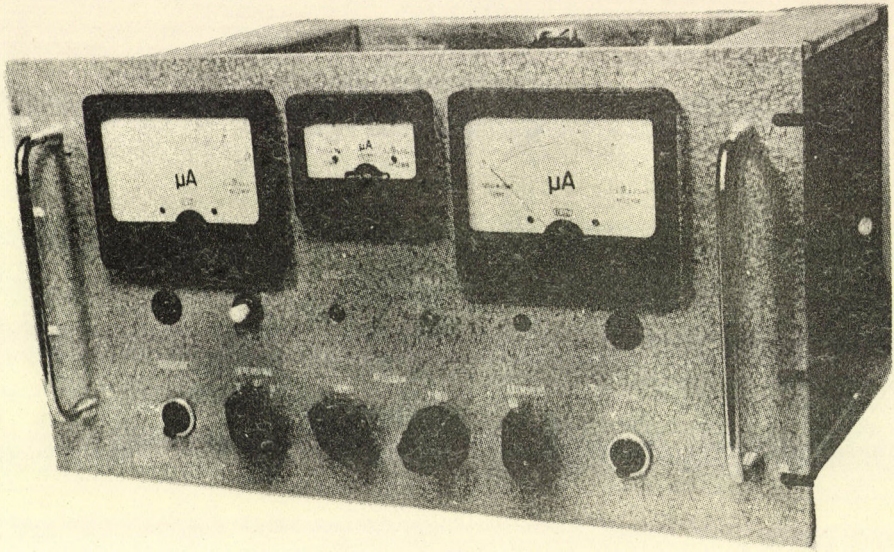
Egy műszerdobozban összeépített 8./ és 9./ pont alatt ismertetett vákuummérő.

A vákuumtechnikai gyakorlatban lépten nyomon találkozunk a különböző eredetű tömitetlenségek miatt fellépő beszivárgások problémájával, melyek helyi kimutatása legtöbbször időtrábló művelet, ha nem áll rendelkezésre megfelelő berendezés, valamilyen ún. *lyukkereső* műszer.

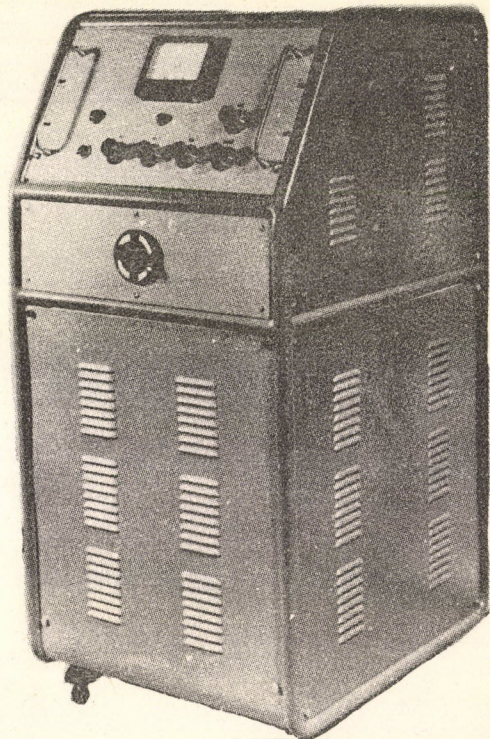


11.a. ábra. Kombinált vákuummérő hordozható kivitelben.

Az intézetben készült lyukkereső berendezés érzékenysége jóval kisebb a ismert tömegspektrométeres lyukkeresőkénél, azonban felépítése is egyszerűbb, s olcsó próbagázzal, hidrogénnel működik. Működési elve abban áll, hogy a vizsgálandó vákuumteret egy szükületen szivattyuzva a szükületen nyomásesés lép fel. Amennyiben az esetleges lyukra hidrogén gázt fuvunk a szükületen - a lyuk nagyságától függően - megváltozik a nyomásesés, melyet hidba kapcsolt pirani mérőfejekkel észlelünk.



11.b. ábra. Kombinált vákuummérő beépíthető kivitelben.



12. ábra. Lyukkereső.

E berendezés egy kétfokozatu forgószivattyuból, két vákuumcsapból, 5 platinaszálas pirani mérőfejből és a hozzá szükséges elektronikus egységből áll, mely görögön mozgatható szekrényben nyert összeszerelést. A lyukkeresés oly módon történik, hogy a vizsgálandó vákuumedényt a forgószivattyu segítségével, két vákuumcsapot kinyitva, leszívjuk. Ha a vákuum már tovább nem javul a szükületet áthidaló vákuumcsapot elzárjuk s megvárva az egyensulyi állapot kialakulását vékony sugárban hidrogén gázt fuvunk a gyanus helyekre. Lyukra való ráfuvás esetén a 4 piraniból álló hid egyensulya felbillen, melyet mutatós műszer és szirénázó hang jelez. Az ötödik pirani mérőfej a vákuummérés céljára szolgál a leszívás idején.

11./ Lyukkereső berendezés

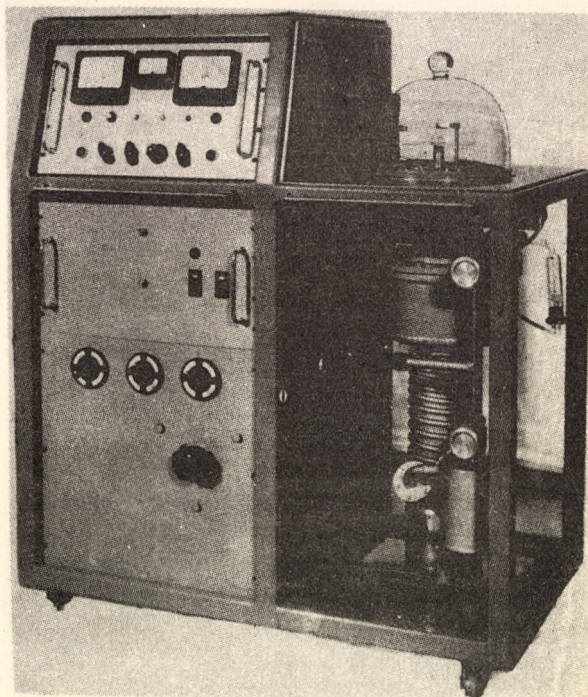
Érzékenysége jobb mint 10^{-2} μ l/sec

Alkalmazott próbagáz: hidrogén.

12./ Vákuumpárologtató berendezés

Különböző fémes vagy nem fémes bevonatok vákuumpárologtatással való előállítására laboratóriumi használatra készült vákuumpárologtató berendezést is építettünk.

A kb. 30 cm átmérőjű üveg vagy fémharang, melyben a vákuumpárologtatás történik, 10^{-5} Hgmm vákuumra szivható le 120 l/sec szivóteljesítményű diffúziós szivattyuval. A vákuummérésére egy Pirani típusu ($1-10^{-3}$ Hgmm méréstartomány) és egy ionizációs vákuummérő ($10^{-3} - 10^{-6}$ Hgmm) szolgál. A párologtatáshoz szükséges fűtőteljesítményt egy maximálisan 12 V-ot és 160 A-t leadó transzformátor szolgáltatja. A diffúziós szivattyu és a párologtató tér között kifagyasztó csapda van, mely cseppfolyós levegővel való kifagyasztást tesz lehetővé. Az elővákuumot 1 db 10^{-3} m³/ó szivóteljesítményű forgószivattyu szolgáltatja. A párologtató tér egy elektromágneses működtetésű nagyvákuum szeleppel választható le a diffúziós szivattyuról.



13. ábra. Vákuumpárologtató berendezés.

ROYAL
LUDOVICUS AKADEMIE
KONSTANZ

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" típusu
sokszorosító gépén "Rotaprint" eljárással.
Foto és nyomdatechnikai kivitelező
Vencsellei István.

Példányszám: 300
7/1961.

