

A

**MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA**  
**KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ**  
**INTÉZETÉNEK**  
**KÖZLEMÉNYEI**

**1956**

**4. ÉVFOLYAM, 2. SZÁM**



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

Erő János, Mátrai Tibor, és Vödrös Dániel

közreműködésével szerkeszti:

Faragó Péter

---

4. évfolyam 2. szám

1956. március-április

---

T A R T A L O M J E G Y Z É K

	Oldal
1. Vorsatz Brunó: Új logaritmikus fénygyengítő.....	111
2. Vorsatz Brunó: Új eljárás fémötvözetek szén- és kén- tartalmának mennyiségi meghatározására.- Előzetes közlemény.....	116
3. Graff György: Protoneloszlások sugara tükrömök kötési energiakülönbségei alapján.....	123
4. Berkes István: Mágneses analizátor elektronok elhaj- lítására.....	125
5. Czike Kálmán és Fodorné Csányi Piroska: Deutérium tartalom meghatározás .....	139
6. Hajnal Ferenc: Fotografikus módszerrel történő sugár- védelmi eljárások.....	153
7. Kormos István: Az ELT dekatron számolócső .....	170

-----

Technikai szerkesztő: Stancsich Györgyné



A SPEKTROSZKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE  
OSZTÁLYVEZETŐ: KOVÁCS ISTVÁN

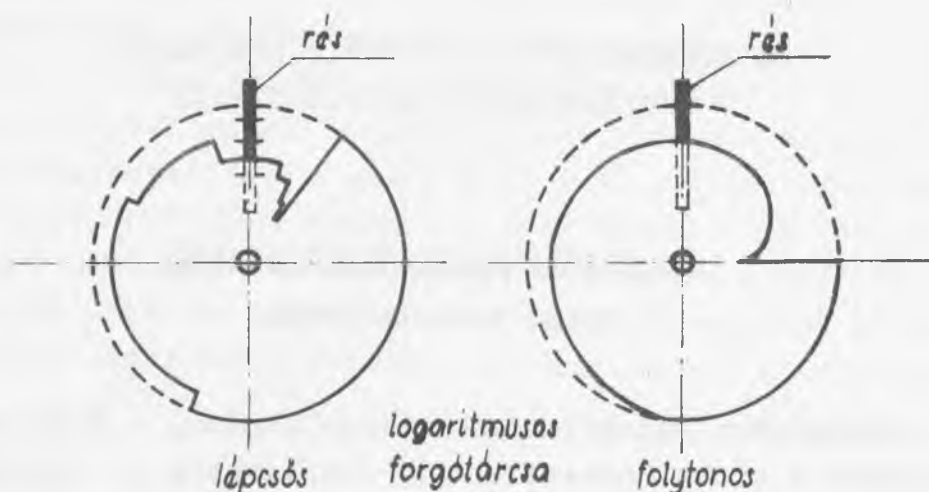
Új logaritmikus fénygyengítő

Irta: Vorsatz Brunó

A mennyiségi szinképelemző vizsgálatoknál - mint ismeretes - a gerjesztett próba összetételének megállapítása a szinképvonalak intenzitásának mérésén alapszik. A fotografikus eljárásnál a szinkép vonalai a fényképlemezen fekete vonalak alakjában mutatkoznak. Ezeknek a vonalaknak a feketedésviszonya a lemez feketedési görbéjét figyelembevéve, arányos a vonalak intenzitásával, tehát, ha a fényképlemezen lévő vonalak feketedését megmérjük, valamint megszerkesztjük a lemez feketedési görbéjét, akkor megállapíthatjuk a vonalak intenzitásvizonyát. Sok esetben, ha az elemzéshez szükséges összehasonlítópróbákat ugyanarra a lemezre vesszük fel, mint amelyekre a vizsgálandó próbákat, valamint, ha a mérendő vonalak feketedései a használatos lemezek feketedési görbéjének egyenes szakaszára esnek, a feketedési görbe megszerkesztésére nincs is szükség, a feketedésviszonyokból is megállapíthatjuk a próba összetételét.

Scheibe és Neuhäusser [1] ajánlották először logaritmikus kivágású forgótárcsa használatát vonalak intenzitásvizonyának mérésére. Az azóta is elterjedten használt módszer lényege a következő: közvetlenül a spektrográf rése előtt a készülék optikai tengelyével párhuzamos tengelyű kör alakú tárcsa forog. A tárcsa kerületén olyan alakú kivágás van, amelynek a rés előtt való elhaladásakor a rés egymás alá eső pontjainak az expozíció alatti megvilágítási ideje logaritmusosan nő. /1. ábra/

A szigmatikus leképzésű spektrográfoknál tehát a szinképlemezen olyan vonalak keletkeznek, melyeknek a feketedése felülről lefelé egyenletesen csökken, mivel a lemezt megvilágító fény és az általa okozott feketedés között logaritmikus összefüggés van. A kisebb fényerővel megvilágított szinképvonalak tehát rö-



1. ábra.

Lépcsős- és folytonos logaritmusos tárcsa.

videbbek, mint az erősebben megvilágítottak. Ennek megfelelően két "homológ" vonal viszonylagos hosszúságából közvetlenül következtetni lehet az illető elem százalékos mennyiségére. Ezt figyelembevéve a mennyiségi elemzésnél az elemzővonalak feketedésének mérése helyett ezen vonalaknak a szinképlemezen levő hosszát kell megállapítani, ami akár a szinképvetítőben a lemez 20x-os nagyításban való kivetítése és a vonal hosszának mérőléccel való lemérése útján, akár más egyszerű és gyors módon történhetik. [2], [3].

A logaritmusos tárcsa nagy előnye az, hogy bár a szinképvonal-fotométerrel történő feketedésméréses kiértékelésnél sok esetben pontatlanabb, de a célnak rendszerint megfelelő pontosságú eredményt kapunk igen gyorsan és egyszerűen, fotométer felhasználása nélkül, tehát a módszer alkalmassá válik nagyon sok minta gyors kvantitatív elemzésére. [4].

Az említett pontosságcsökkenésen kívül a logaritmusos tárcsa hátránya ugyan, hogy szaggatott iv- és szikragerjesztésnél csak bizonyos megszorításokkal alkalmazható, viszont egyenáramu ivgerjesztésnél, illetve nagyfeszültségű egyenárammal gerjesztett gáz- és gőzkisüléseknél nincsenek megkötések.

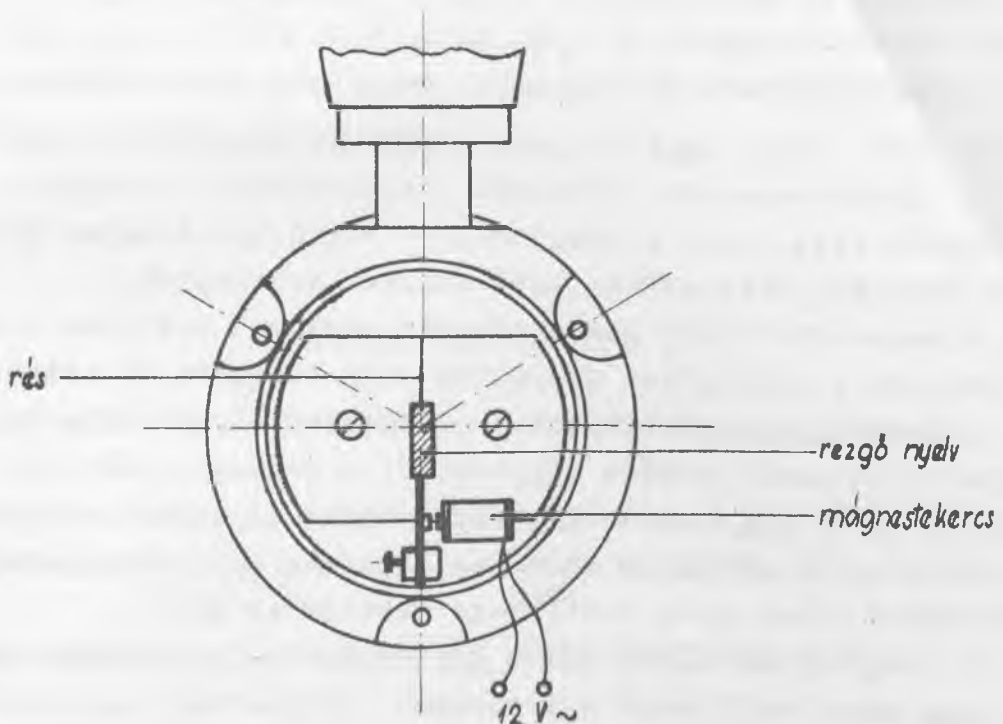
A logaritmusos tárcsa alkalmazásának másik feltétele, hogy közvetlenül a rés előtt legyen elhelyezve, ez egyuttal befolyá-

5612209

solja a vele elérhető pontosságot is.

A logaritmikus tárcsa alkalmazásakor a tárcsát megfelelően csapágyazott tengelyre szokás szerelni, melyhez közvetlenül, vagy szíjhajtás segítségével csatlakozik a tárcsát meghajtó motor. A meghajtásnak és a csapágyazásnak forgás közben lehetőleg rezgésmentesnek kell lennie, mert a rezgések a spektrográfnak átadódnak, egyúttal a tárcsának bizonyos sebességen felül kell forognia.

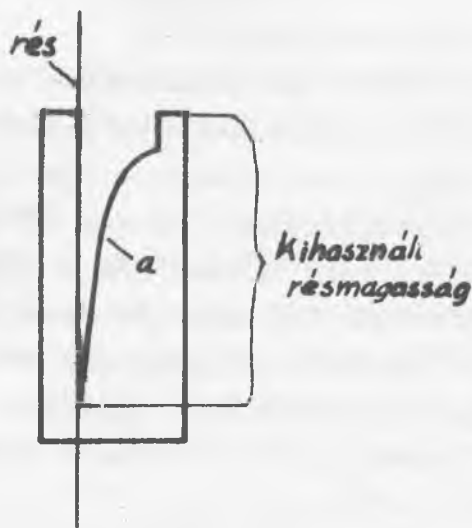
Az általánosan használt log.tárcsás berendezések helyett egy új, ezeknél lényegesen egyszerűbb, olcsóbb, emellett általánosabban alkalmazható logaritmikus réselfedőt javasolunk, melynek lényege a következő: /2. ábra/



2. ábra.

Az új logaritmikus fénygyengítő elhelyezése a rés előtt /előnézet/.

Közvetlenül a spektrográf rése előtt, a rés síkjával párhuzamosan kisméretű bronzból készült lágyvasbetétes nyelv helyezkedik el. A nyelv mozgását kisfeszültségű hálózati váltóárammal táplált vasmagos tekercs végzi. A mágnes bekapcsolásakor a rezonanciapont közelébe hangolt nyelv 100 Herzes frekvenciával rezeg. Amennyiben a nyelvnek a rés előtt mozgó darabját a 3. ábra szerint alakítjuk ki, akkor az  $a$  -val jelölt profil megfelelő kiképzése esetén elérhetjük azt, hogy a rezgő nyelv kivá-



3. ábra.

Logaritmusos fénygyengítő rezgő nyelvének alakja.

gása a fent leirt logaritmusos tárcsával azonos módon működik. Az *a* görbe megszerkesztésénél a logaritmusos viszonyon kívül figyelembe kell venni a rezgőmozgást végző nyelv egyes pontjainak a takarás pillanatában lévő mozgási sebességét.

A megszerkesztett görbe alapján egyszerű szerszám készíthető, melynek segítségével a nyelvek nagy tömegben is gyárthatók.

A rezgőnyelves szerkezetet célszerűen olyan tokba helyezzük, mely a spektrográf részére helyezhető, a réssapka helyére, a réssapka pedig a hengeres tokra. Ilyen módon az egész szerkezetet egy 40-50 mm átmérőjű 10 mm magas hengeres tok képezi, amely 12 V-os transzformátorhoz csatlakozó vezetékkel bír.

A rezgő nyelv ilyen módon közvetlenül alkalmas egyenáramú iv, vagy nagyfeszültségű egyenárammal gerjesztett gázkisülés fényének logaritmikus gyöngítésére. Ha hálózati frekvenciával működő fényforrás - szaggatott iv, kondenzált szikra - fényéhez óhajtjuk használni, akkor egyszerű impulzusgenerátorral hajtjuk meg, melynek frekvenciája 50 Hz-től eltérő és annak nem egész-számú többszöröse.

A fentebb jelzett tokba, egymással szemben, váltakozva, bebillenthető módon két, vagy több rezgőnyelvet is elhelyezhetünk, melyek egyike megfelel a folytonos logaritmusos forgótárcsának, másika lépcsős kiképzésű és a lépcsős logaritmusos forgótárcsát pótolja, a harmadik pedig pl. 3 lépcsős és az egyes lépcsők takarási aránya megfelel a szokásos 3 lépcsős szűrőknek. Ebben az



esetben előnyként mutatkozik, hogy a fémréteges szűrőkkel szemben az általa létrehozott fénygyengítés a hullámhossztól független.

A rezgőnyelvel fénygyöngítőnek egyszerűsége mellett igen nagy előnye, hogy a nyelv takaró része a réshez igen közel, attól tizedmilliméter távolságra helyezhető el.

Hangsúlyozni kell végül, hogy a logaritmusos fénygyengítéses elemző módszer nem mondható elavultnak, mert nagyszámu próba gyors közelítő pontosságú elemzésénél, így pl. az ásványtani kutatásokat szolgáló ásványvizsgálatoknál is igen előnyösen alkalmazható. A fent ismertetett, könnyen elkészíthető és kényelmes eszköz éppen azt a célt szolgálja, hogy a módszer általánosabb elterjedését és ezáltal a spektroszkópiai gyorsvizsgálatok szélesebb alkalmazását elősegítse.

#### I r o d a l o m.

- [1] G. Scheibe és A. Neuhäusser Z. angew. Chem., 41, 1218-22, /1928./
- [2] É.B. Childs és J.A. Kanehann Anal. Chem., 27, 223-25, /1955./
- [3] M. Green és M.L. Polk Appl. Spectroscopy 8, /3/, 126-30, /1954./
- [4] J.A. Kanehann Anal. Chem. 27, /12/, 1873-74, /1955./

Érkezett 1956. márc. 12.

A SPEKTROSKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE  
OSZTÁLYVEZETŐ: KOVÁCS ISTVÁN

Új eljárás fémötvözetek szén- és kéntartalmának  
mennyiségi meghatározására.

Előzetes közlemény.

Irta: Vorsatz Brunó

Az acél, az öntöttvas és még néhány fémötvözet széntartalmának meghatározása fontos és gyakran előforduló feladat az anyagvizsgálat számára. Ezeknek az ötvözeteknek ugyanis a szén fontos ötvözőjük és számos szilárdsági, valamint egyéb tulajdonságuk széntartalmuktól függenek. Ezért a széntartalom meghatározására olyan módszer és berendezés szükséges, amelynek segítségével - a megfelelő pontosság és érzékenység mellett - nagymennyiségű próba gyors és olcsó elemzése válik lehetővé. A modern ötvözetgyártás és gyártásellenőrzés számára ugyanis a gyors és pontos szén-elemzés, ma már szinte nélkülözhetetlen. Ugyancsak gyakori és fontos feladat a vasötvözetek kéntartalmának meghatározása is.

A használatos szénelemző módszerek két csoportra oszthatók: a./ kémiai elemzés, b./ a vizsgálandó fémötvözet valamilyen fizikai tulajdonságán alapuló meghatározás. A kéntartalom meghatározása mindig kémiai elemzéssel történik. Ma a legelterjedtebb a kémiai elemzéssel történő szénmeghatározás, ez a másik csoport módszereinél általánosabban alkalmazható. Lényege, hogy a vizsgálandó ötvözet bemért mennyiségű forgácsát  $\text{CO}_2$  mentes oxigénáramban 1150-1300  $^{\circ}\text{C}$ -os hőmérsékleten elégetik. Az ötvözet széntartalma ilyenkor  $\text{CO}_2$ -vé alakul. Az így keletkezett  $\text{CO}_2$  mennyiségét térfogatosan, sulyszerint, vagy titrálás segítségével meghatározva, ebből kiszámítható a vizsgált ötvözet széntartalma. A kéntartalom megállapítására a kifejlesztéses módszert, vagy a szénmeghatározáshoz hasonló,  $\text{O}_2$  áramban való elégetést és a keletkezett kénessav jodometrikus, konduktometrikus, stb. titrálással való meghatározását alkalmazzák. Az égetés hőfoka ilyenkor a C meghatározásnál magasabb, legalább 1300 $^{\circ}\text{C}$ .

Az elégetéses szén- és kénmeghatározó módszer üzemi gyors sorozatelemzésekre igen alkalmas egyszerűsége és főleg gyors keresztülvihetősége miatt.

A meghatározásra szolgáló készülék két lényeges részből áll: 1./ az ötvözetnek oxigénáramban való elégetésére alkalmas elégetőrendszerből, 2./ az elégetőrendszerből kilépő  $\text{CO}_2$ -t tartalmazó  $\text{O}_2$  gáz  $\text{CO}_2$  tartalmának meghatározását végző berendezésből.

A próbának oxigénáramban való elégetésére szolgáló eszközül általában - a magas hőmérséklet miatt - szilitrudas ellenálláskemencét, újabban nagyfrekvenciás villamos kemencét alkalmaznak.

A szilitrudas kemence olcsó és viszonylag egyszerű berendezés, számos hibája miatt azonban üzeme nem elég biztonságos, kezelése nehézkes, ezenkívül áramfogyasztása nagy. A szilitrudak nagyon törékenyek, hosszabb üzem után durvakristályosodnak és még könnyebben eltörnek, esetleg üzem közben, amikor is csak az ezer fok feletti hőmérsékletű kemence lehülése után cserélhetők. Ez a kemence üzemének hosszabb megszakítását vonja maga után. A szilitrudas kemence felfűtése - éppen a könnyen elpattanó szilitrudak miatt - csak lassan történhetik. A kemencében levő porcelán elégetőcső hosszabb izbitás folytán elgörbül, a próbát tartó porceláncsónakok ilyenkor, de néha e nélkül is, különösen kénmeghatározáskor bennszorulnak a porceláncsőben. Ez szintén a kemencének - lehülés utáni - szétszedését vonja maga után. A felsorolt nehézségek és még több apró kényelmetlenség okozzák azután a szilitrudas kemencével működő szén- és kénmeghatározó berendezés bizonytalan és drága üzemét. Ehhez még azt is hozzá kell tenni, hogy hőálló acélötvözetek a kemencében nehezen, vagy egyáltalában nem égethetők el.

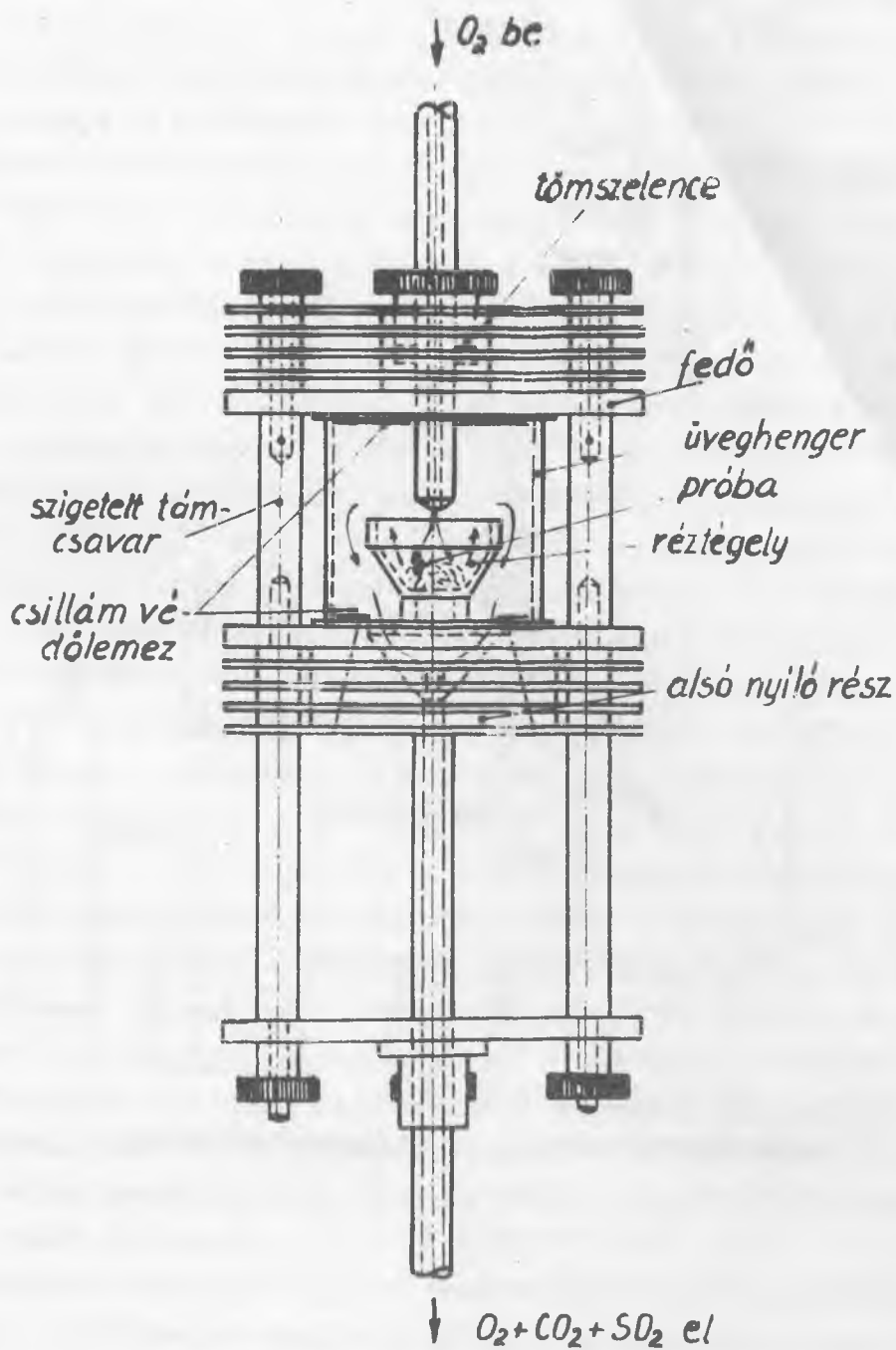
Sokkal kényelmesebb és üzembiztosabb a nagyfrekvenciás villamos árammal fűtött kemencék üzeme, ezek azonban meglehetősen bonyolult és drága villamos berendezések, emellett áramfogyasztásuk sem csekély, meghibásodásuk esetén pedig megfelelő szakképzettsgű személy tudja csak megjavítani a készüléket. Hátrányuk az is, hogy a bennük lévő nagyteljesítményű, drága elektroncsöveket, tekintve, hogy ezek a készülékek napi 8-10 órán át vannak üzemben, aránylag gyakran kell cserélni.

A fent leirt vizsgálatokra igen előnyösen alkalmazható az általunk kidolgozott ives elégetőkamra, mely a szilitrudas kemencét, illetve nagyfrekvenciás izzitót, nemcsak hogy teljes mértékben pótolja, hanem ezeknél sokkal egyszerűbb, olcsóbb és könnyebben kezelhető.

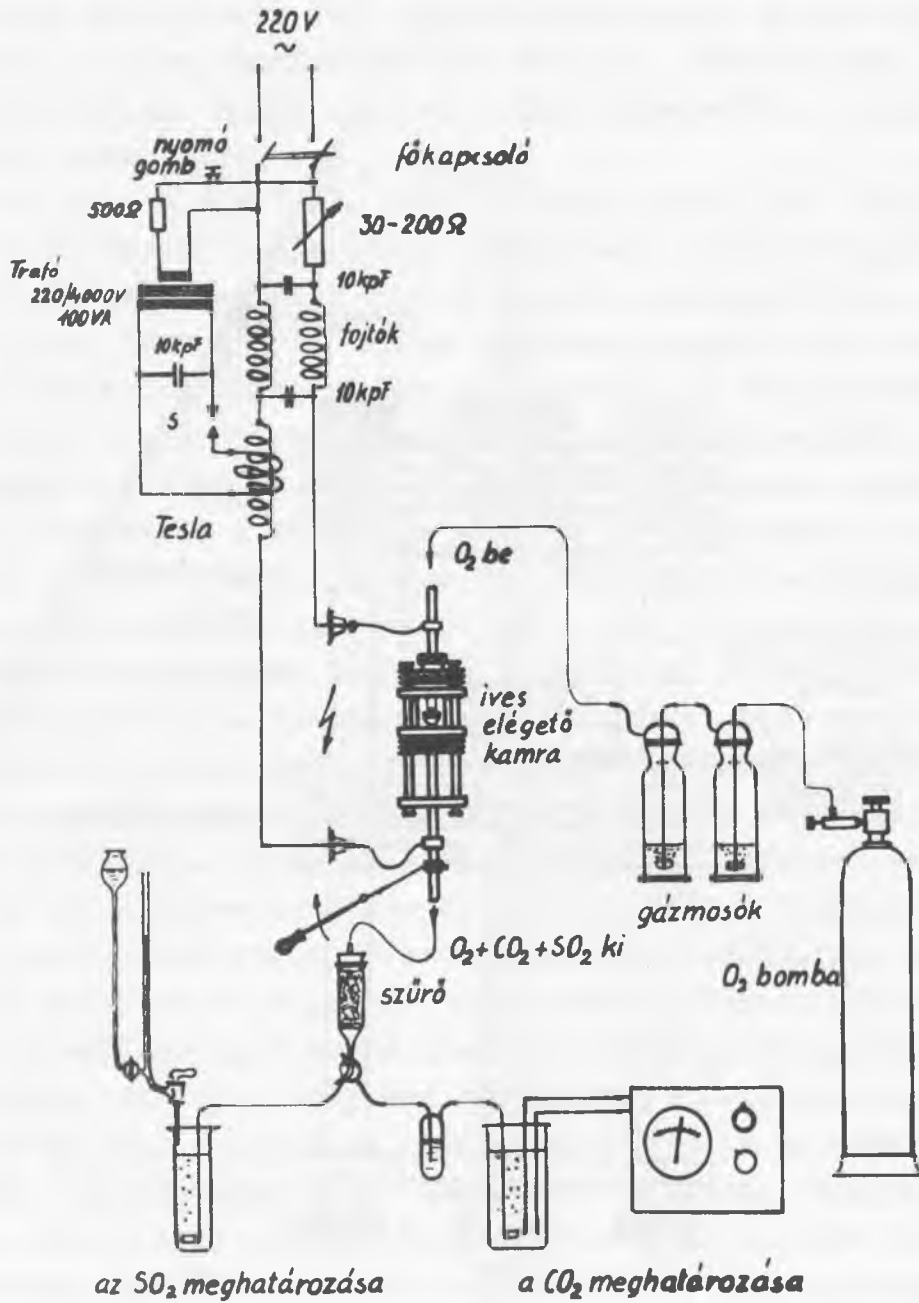
Az ives elégető /1. ábra/ lényege abban áll, hogy a megfelelően kiképzett réztartóban elhelyezett ötvözetforgács és a föléje helyezett, szintén rézből készült ellenelektroda között vilamos ivet létesítünk, oxigén egyidejű áramoltatása mellett. A felső elektróda furattal bír és egyuttal az oxigénbevezető szerepét tölti be. A két elektróda zárt térben helyezkedik el. Az ivben megindul a próba égése és az iv megszüntetése után is folytatódik. Elősegíti a tökéletes elégetést az oxigénnek a forgácsra való közvetlen rááramoltatása is. Nehezen égő acéloknál az iv az elégetés végéig is fenntartható. A  $\text{CO}_2$  ill.  $\text{SO}_2$  tartalmu oxigéngáz az elégetőkamra alján távozik. Az áramlási viszonyok a kamra megfelelő kialakítása folytán igen jó öblítést biztosítanak, tehát kis oxigénfelesleg szükséges. A kamra hűtőbordás fedéllel bír. A fedélen alkalmazott tömszelencén keresztül bevezetett rézcső a felső elektróda, valamint átmenő furatával egyuttal az oxigénbevezető is. A kamra hengeres oldalfalát hőálló üveg alkotja. A kamra alsó része kupos csiszolattal bír, ezáltal egy mozdulattal befelé nyitható és a próbát tartó kehely könnyen kivehető. Az alsó részt ellensúlyos emelő szorítja helyére. Ez egyuttal a kamra biztonsági szelepe, mely meg nem engedett belső túlnyomás esetén lefelé nyílik. A gázok az alsó rész nyílásain és csövén távoznak. Az üveghenger, valamint a tömszelence gázzáró szigetelése mi-polam lemezből kivágott gyűrűkkel történik. A felső lapot a felfröccsenő izzó fémrészekről, a csiszolatot pedig a lepergő fém- és fémoxid szemcséktől könnyen cserélhető csillámgyűrűk védik. A fedelet és aljat három szigeteltbetétes csavar szorítja össze. Üzem közben a próba behelyezése az alsó csiszolatos rész lefelé történő kinyitása után történik. A kamra egyszerűen, a három összeszorító csavar megoldásával szedhető szét.

A leirt kamra működtetéséhez szükséges ivet nagyfrekvenciával gyújtott váltóáramu iv szolgáltatja, mely a működtető gomb megnyomásakor lép üzembe. Erre a célra jól alkalmazható a szinképelemzésnél használatos ivgerjesztő, vagy annak a leirt készü-

5612209



1. ábra.



2. ábra.

lékhez készített egyszerű változata. Elvi kapcsolás a 2. ábra felső részén látható. A kamrából az alsó kivezetőcsövön kiáramló gáz az elégetés után tartalmazza az elégés folyamán keletkezett  $\text{CO}_2$  és  $\text{SO}_2$  gázt. Ez a kilépő gázelegy azután összetevőire nézve az ismert módokon /tehát pl.  $\text{CO}_2$ -re KOH-s elnyeletéssel, potenciometrikus, vagy konduktometrikus titrálással, stb.,  $\text{SO}_2$ -ra jodometrikus titrálással, stb./ meglemezhető.

Az ives elégetőkamra használata tehát a következő: Az elégetéshez szükséges oxigéngázt oxigénpalackból redukálószelep segítségével nyerjük. A gázt a szokásos módon mossuk KOH-val, konc.  $\text{H}_2\text{SO}_4$ -el, vagy nátronmésszel, stb. töltött gázmosópalackokon keresztülvezetve. Ezután a gáz az ives elégetőkamra felső bevezetőcsövén keresztül jut a kamrába. Ezen keresztülhaladva az alsó kivezetőnyílásokon keresztül a kamra alsó kivezetőcsövén távozik. Ide csatlakozik a keletkezett reakciótermékek meghatározására szolgáló berendezés, tehát szénelemzésnél a krómkénsavas mosó és a KOH-s elnyeletőbüretta, vagy potenciometrikus, ill. konduktometrikus, stb. titrálóberendezés, kénelemzésnél üveggyapot szűrő és jodometrikus, konduktometrikus, stb. titrálóberendezés. /1. a 2. ábrát/ A vizsgálandó próbából a szokott módon forgácsot, vagy reszeléket készítünk és analitikai mérlegen való bemérés után a kamra réztégelyébe helyezük. Ezután a kamra alsó részét kinyitva a tégelyt helyére illesztjük és a kamrát bezárjuk. Rövid gázáramoltatás után megkezdhető az elemzés, tehát a műszereket nullázzuk, majd az ivgerjesztő működtető gombját megnyomjuk. Az acél elégése megindul és az égést az oxigén adagolása, valamint az iv működtetése segítségével egyenletesen vezetjük. A kamra elé alkalmazott sötét védőüveg segítségével az égést állandóan figyelemmel kísérhetjük. Az elégés megtörténte után a  $\text{CO}_2$ -t ill.  $\text{SO}_2$ -t a szokott módon meglemezzük. Elégés után a réztégelyt cserélni, vagy tisztítani nem kell.

Fentiekből látható, hogy az ives elégetőkamra használata egyszerű és a szokásos berendezésekben a szilitkemence helyébe közvetlenül behelyezhető. Emellett nagy előnye, hogy felfűtésre nincs szükség, mert gombnyomásra bármikor működik, áramfogyasztása pedig elhanyagolható.

A leirt ives elégetőkamrával olyan egyszerű és üzembiztos berendezés áll az üzemek rendelkezésére, melynek segítségével olcsón, gyorsan és egyszerűen végezhető el akár betanított munká-  
erő is az üzem számára olyan fontos szén- illetve kénmeghatáro-  
zásokat.

Ebben az előzetes közleményben összehasonlító mérési ered-  
ményeket, valamint további részleteket nem közöltem.

Érkezett 1956. márc. 12.



A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE  
OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

Protoneloszlások sugara tükörmagok kötési energiakülönbségei  
alapján

Irtta: Graff György

Ismeretes, hogy az utolsó években többen foglalkoztak a mag Coulomb-töltéseloszlása mérésével, ill. számításával. E munkák eredményeképpen alakult ki az a felfogás, hogy a protonok eloszlása a magban a neutronokétól eltérő képet mutat, mind a sűrűségelfutás, mind esetleg az eloszlás sugara tekintetében. Nem lesz talán érdektelen, ha egészen durva, közelítő számítások céljaira, néhány plauzibilis sűrűségeloszlás feltételezésével, teljesen klasszikus módon, a kvantummechanikai korrekciók figyelmen kívül hagyásával, becslést adunk a protoneloszlásnak a kísérleti adatoknak megfelelő lineáris méreteiről. A számítást a tükörmagok kötési energia-különbségei alapján végezzük.

Ha  $Z$  a nagyobb rendszámú mag, akkor az energiakülönbség:

$$\Delta E = E(A, Z) - E(A, Z-1) = E_C(Z) - E_C(Z-1)$$

ahol  $E$  a mag teljes kötési energiája,  $E_C$  az elektrosztatikus sajátenergia.

Háromfajta lehetséges protoneloszlást tételezünk fel:

$$1./ \rho(r) \begin{cases} \rho_0 & \text{ha } r < R_0 \\ 0 & \text{ha } r > R_0 \end{cases}$$

$$2./ \rho(r) = \rho_0 e^{-\left(\frac{r}{A}\right)}$$

$$3./ \rho(r) = \rho_0 e^{-\left(\frac{r}{B}\right)}$$

$\rho_0$  mindhárom esetben a protoneloszlás teljes térfogatára normált.

Az ilyen eloszlásokhoz tartozó elektrosztatikus energiák és a megfelelő kötési energia-különbségek rendre:

$$E = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R_0}, \quad \frac{5}{32} \frac{(Ze)^2}{a}, \quad \frac{1}{(2\pi)^{1/2}} \frac{(Ze)^2}{\beta}$$

$$\Delta E = \frac{3}{5} \frac{e^2}{R_0} (2Z-1), \quad \frac{5}{32} \frac{e^2}{a} (2Z-1), \quad \frac{1}{(2\pi)^{1/2}} \frac{e^2}{\beta} (2Z-1)$$

/  $\Delta E$  -nél elhanyagoltuk az eloszlás sugarának változását  $Z$ -nek eggyel való csökkenésekor/.

A tükörmagok /n,p/-reakciókból mérhető kötési energia-különbsége rendelkezésünkre áll /Carlson, Talmi, Phys.Rev. 96. 436. 1954./.

Közöljük néhány tükörmag-párra  $R_0$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  értékeket, majd ezek  $A^{1/3}$  -ad részét,  $r_0$ ,  $\alpha_0$ ,  $\beta_0$ -t, / $10^{-13}$  cm egységekben/.

	$R_0$	$r_0$	$a$	$a_0$	$\beta$	$\beta_0$
${}_{13}\text{Al}^{25} - {}_{12}\text{Mg}^{25}$	4,2932	1,4683	1,1180	0,3824	2,8547	0,9763
${}_{14}\text{Si}^{27} - {}_{13}\text{Al}^{27}$	4,2099	1,4033	1,0838	0,3613	2,7673	0,8891
${}_{15}\text{P}^{29} - {}_{14}\text{Si}^{29}$	4,3436	1,4138	1,1311	0,3682	2,8882	0,9401
${}_{17}\text{Cl}^{33} - {}_{16}\text{S}^{33}$	4,7988	1,4961	1,2497	0,3896	3,1909	0,9948
${}_{18}\text{A}^{35} - {}_{17}\text{Cl}^{35}$	4,8841	1,4932	1,2719	0,3888	3,2476	0,9928

Érkezett 1956. márc. 9.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE  
OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Mágneses analizátor elektronok elhajlítására

Irta: Berkes István

Összefoglalás:

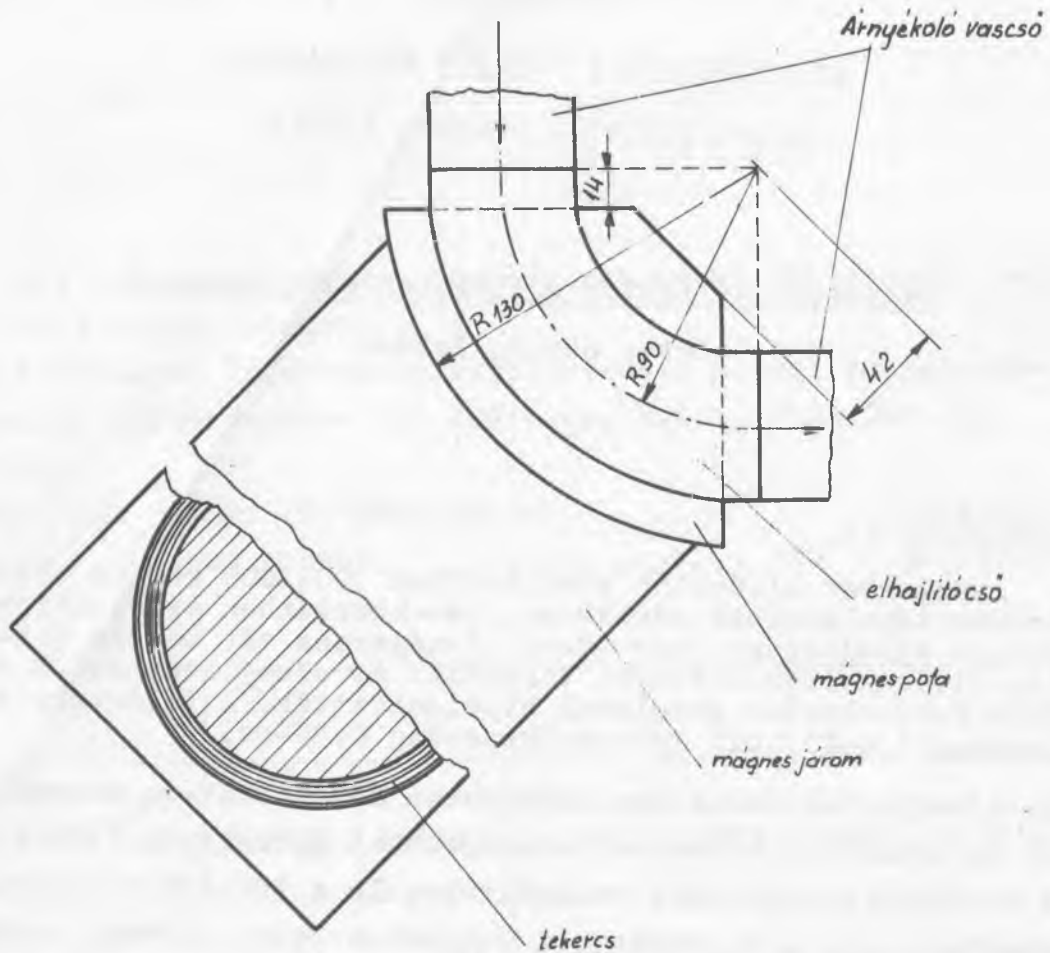
Mágneses eltérítőt készítettünk 300-1000 keV-os elektronok impulzusának mérésére. A szektortérben az elektronok  $90^\circ$ -os elhajlítást szenvednek. A mágneses tér mérése balisztikus galvanométerrel történik. Az elhajlítót  $Cs^{137}$  és Th B K-konverziós vonalával hitelesítettük. A félértékszélességgel definiált felbontóképesség 0,8%-os.

Az Atomfizikai Osztályon működésben lévő 1 MeV-os szabadtéri Van de Graaff generátorral elektronokat gyorsítunk. Eddig fékezési sugárzás gyengülését vizsgáltuk vele a 200-400 keV energiatartományban. [1]. A tervbevett Coulomb-szórás mérések elvégzésére az elektronokat a generátor alól a kívül elhelyezett szórókamrába kell vezetni; erre a célra  $90^\circ$ -os mágneses eltérítést alkalmazunk. Az elhajlító egyúttal a gyorsított elektronok energiájának mérésére is alkalmas.

1. Mágnes-konstrukció.

A költség- és időtakarékosagra való tekintettel az elhajlító mágnes járma egy régi gőzgép forgattyutengelydarabjából készült. A méretek kb. 8-10 cm elhajlítási sugarat tettek lehetővé. Ennek megfelelően választottuk az 1. ábrán látható elrendezést. A pofák közti légréstávolság 21,2 mm.

A mágneses tér gerjesztését szolgáló 1200 menetszámú tekercset egy prespán szigeteléstől eltekintve közvetlenül a vastestre tekercseltük. Így a tekercs egyáltalában nem melegszik, ami ellenállásának állandóságát biztosítja. A 0,5-1A-es gerjesztő áramot 3 db sorbakapcsolt, egyenként 6,3 V, 120 Aó-s akkumulátor adja.



1. ábra.

A szabályozás előtt ellenállásokkal történik, melegedésük miatt célszerű volt a gerjesztőáramkört a mérés előtt kb 1/2 órával bekapcsolni. A rendszer a mérési pontosságon belül stabilisnak mutatkozott.

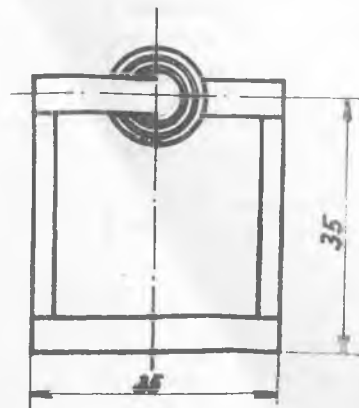
A kész mágnes terének kimérése után a elhajlítás sugarát 9 cm-nek választottuk; így futnak leghomogénebb térben az elektronok. Az előzetes tervezésnél a szórt tér hatását 0,7.k pólusmeghosszabbítással vettük figyelembe, ahol k a pólustávolság. Az alkalmazott kis indukció miatt a külső zavaró terek kiküszöbölése végett árnyékoló vascsövet is használtunk. Ez természetesen módosította a szórt tér eloszlását, amit utólag vettünk figyelembe.

## 2. Mágneses tér mérése.

Az energiamérés kb + 1%-os megkövetelt pontossága a mágneses tér mérésének módját is megszabja. Forgótekerceses mágneses térmérő [2] csuszógyűrűs megoldásban a kontaktus bizonytalan-

sága miatt reprodukálhatatlenná teszi a mérést, a csővoltmérővel való feszültségmérés sem adja meg a megkívánt pontosságot. Standard fluxmérők arretálása 1-2 % bizonytalansággal történik. A Siegbahn és Hedgran által kidolgozott megoldás [3] bonyolultsága miatt a mi mérési pontosságunknál még nem indokolt. A rendelkezésre álló műszerek közül legmegfelelőbbnek ballisztikus galvanométer használata mutatkozott.

A tér mérésére a 2. ábrán látható indukciós tekercset készítettük. Adatai:  $d_p: 10 \text{ mm.}$ ,  $d_k: 11,2 \pm 0,1 \text{ mm}$  menetszám 494 R: 102,5 ohm. A tekercsben a fluxusváltozást vagy a mágnesező áram kommutálásával, vagy a tekercsnek a térből történő kirántásával lehet elérni. A méréshatár változtatása a galvanométer mérőkörébe iktatott 1000, 3000 és 10.000 ohmos előtét ellenállással történt.



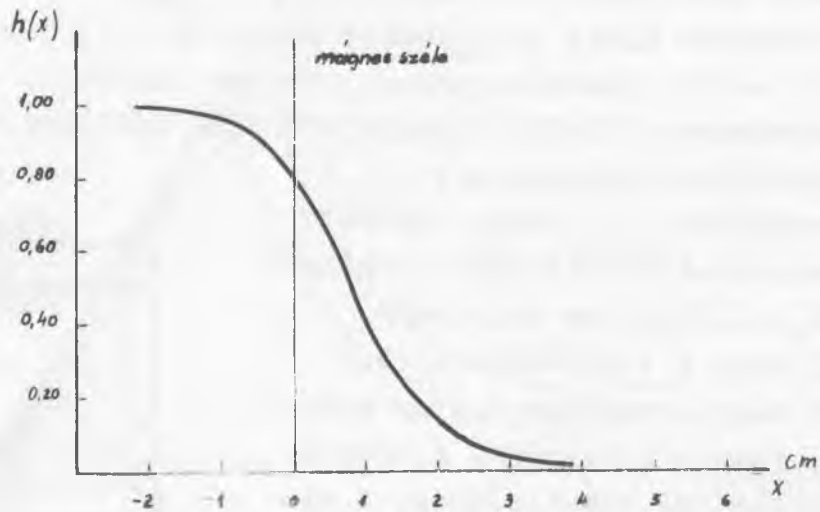
2. ábra.

A galvanométer ballisztikus állandóját normál kondenzátor kisütésével mindhárom méréshatárra meghatároztuk. A műszer a 8-25 cm kitérésnek megfelelő tartományban 2%-os nonlinearitást mutatott. A mérés reprodukálhatósága 0,2-0,3 %-os. A 3000 ohmos előtétnél 16-20 cm kitérés esetén  $k_{3000} = 21,2 \pm 0,2 \text{ Gs/cm}$ .

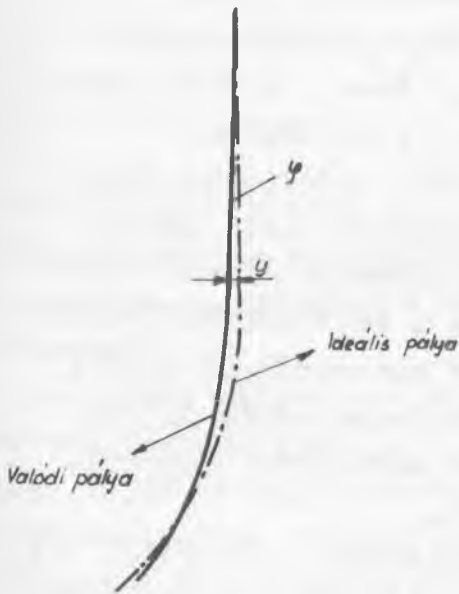
Az egész térmérő rendszert /galvanométer, előtétellenállás, mérőtekercs/ az Elektromágneses Hullámok Osztályán lévő nagyomaték mérő berendezéssel hitelesítettük. A mágneses térre vonatkozó ballisztikus állandó így gyakorlatilag a ballisztikus galvanométer mérési reprodukálhatóságával egyező pontossággal adódik, ugyanabban az elrendezésben, amellyel a tényleges mérés is történik. Ebből  $k_{3000} = 21,03 \text{ Gs/cm}$  ami az előző módszerrel meghatározottal a mérési pontosságon belül egyezik.

A szórt teret a mágnesező áram kommutálásával vettük fel. Az idealizált pálya mentén vett szórt tér eloszlást a 3. ábra szemlélteti.

A 4. ábrán látható mennyiségeket  $\varphi = \frac{1}{r} \int h(x) dx$  -et ill.  $y = \frac{1}{r} \int \int h(x) dx^2$  -et numerikusan határoztuk meg. A számítás szerint az árnyékoló vascső miatt  $5,4^\circ$ -al, azaz 6%-kal kisebb a pálya eltérése az ideális  $90^\circ$ -nál. A kívánt leképzés tehát kb. 6%-kal nagyobb mágneses térrel valósítható meg. A méréseknél a



3. ábra.



4. ábra.

jobb fókuszálási sajátságok miatt 0,5 k-ra állítottuk be az árnyékolócső távolságát a mágnes szélétől. Így némiképp csökken az előbb leírt hatás

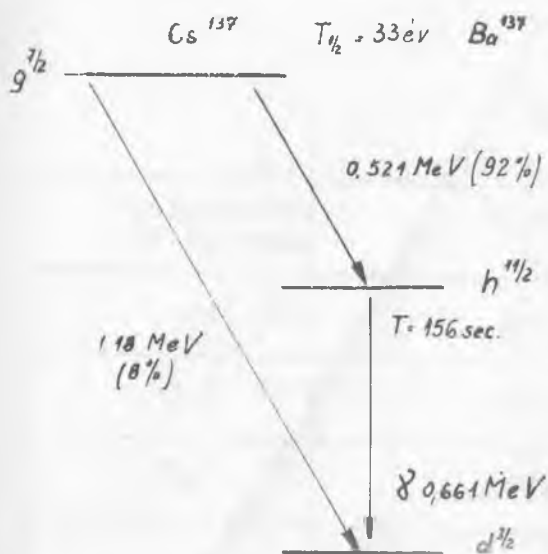
### 3. Hitelesítés rádióaktív preparátummal.

A mágneses eltérítő legpontosabban rádióaktív anyagok vonalas energiaspektrumával hitelesíthető. Az 1 MeV-ig terjedő energiatartományban Siegbahn a következő standardként használható belső konverziós vonalakat adja meg [4].

I. Táblázat

vonál	Br Gauss cm	energia keV	konverziós tényező %
Th B-F	1388,56 <sub>±</sub> 0,15	148,08	~ 21
Th B-I	1754,01 <sub>±</sub> 0,20	222,22	~ 2,5
Th C <sup>n</sup> -L	2607,17 <sub>±</sub> 0,30	422,84	~ 0,6
Au <sup>198</sup> K	2222,4 <sub>±</sub> 0,4	328,7	~ 5
Cs <sup>137</sup> K	3381,28 <sub>±</sub> 0,5	624,21	9,7
Co <sup>60</sup> I.K	5322,5	1164,5	~ 10 <sup>-2</sup>
Co <sup>60</sup> II.K	5879,4	1324,2	~ 10 <sup>-2</sup>

Au<sup>198</sup> a szükséges mennyiségben /20-30 mikrocurie/ nem állt rendelkezésre és az Atomfizikai Osztályon lévő kaszkádgenerátorral is, csak igen nagy mennyiségű arany felhasználásával lett volna előállítható, ezért nem jöhetett számításba. Co<sup>60</sup>-ból - kis konverziós tényezője miatt - nagy aktivitású preparátumra lenne szükség. Különösen alkalmas a Cs<sup>137</sup>, mert elég nagy a konverziós tényezője és - mint a bomlási sémából is látható - a konverziós vonal alatt nincs lényeges intenzitású folytonos  $\beta$  spektrum. A hosszú felezési idő kényelmessé teszi a vele való mérést. A Debreceni Kossuth Lajos Tudományegyetem Általános és Fizikai Kémiai Intézetében lévő kb 0,5 mC radiothorium preparátummal a Th B F vonala is hozzáférhető a mérés számára.



5. ábra.

a./ Forrás-preparálás.  
 40 mikrocurie  $Cs^{137}Cl$ -ot néhány tized  $cm^3$  desztillált vízben feloldottunk, majd kapilláris cseppentővel  $1 mg/cm^2$  vastagságu styroflex fóliára csepegtettük, és infra-vörös lámpa alatt bepároltuk. Így kb. 30 mikrocuriet sikerült egy 2-3 mm. átmérőjű folt-ra felvinni. 0,4 mm. réssel biró rézlemezt helyeztünk a fólia elé; ez határozta meg a forrásszélességet; kb 7 mikrocurie a preparátumnak a rés

alatt lévő része, s ez az, ami a mérésben felhasználható. A fólia ráfekszik a lemezre, így forrásfeltöltődés nem jöhet létre. A preparátum hordozómentes, forrásabszorpciót nem észleltünk.

A Th B forrást két eljárással állítottuk elő. Az egyik esetben közvetlenül az emanáló kamrába helyeztünk egy  $90 \mu$  átmérőjű szénszálat. A kis felületre azonban nem csapódott rá elegendő aktivitás. A másik módszer szerint a szokásos módon platina lemezt exponáltunk az emanációs kamrában, majd a lemezről salétromsavval leoldottuk a Th B-t; az aktivitást vízzel felszedve az előbb leírt módon felcsepegtettük. Ennek a módszernek a hátránya, hogy a preparálás kb 7 óra hosszat tart és ezalatt az aktivitás csaknem feleződik.

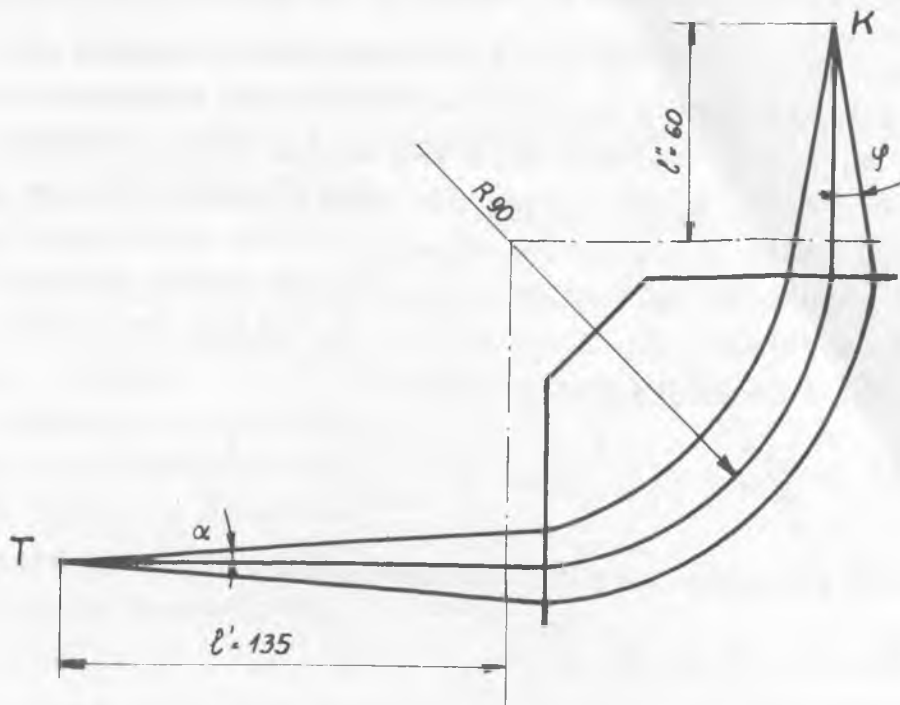
b./ Detektálás. Az elhajlitott elektronokat a Radiológiai Osztályon készült  $15 mg/cm^2$  ablakvastagságu végablakos GM csővel detektáltuk. A GM cső töltése 24 cm nyomásu, így atmoszféranyomáson és vákuumba helyezve egyaránt használható. Ablak abszorpció 200 kv fölött nem jelentős, ezért a  $Cs^{137}$  konverziós vonalának mérését nem zavarta.

c./ Felbontóképesség, résrendszer. A spektrum felvétele a mágneses tér változtatásával történik. A detektorba jutó elektronok, tehát mindig ugyanazon a pályán haladnak végig. A felbontóképesség számítását idealizált téreloszlásra végeztük el



$$h(x) = 1 \text{ ha } x < 0 + 0,7k$$

$$h(x) = 0 \text{ ha } x > 0 + 0,7k$$



6. ábra.

A képszélesség négy tagból tevődik össze:

1./ A detektor előtti rés szélessége  $d_1 = s_1$ .

2./ A forrás szélessége  $d_2$ ; ez a detektor oldalra leképződve

$$S_2 = d_2 \frac{r'}{l'} \quad \text{szélességű /lásd pl. [5] /..}$$

3./ A képpont helyén  $\alpha^2$  -től függő képkiszélesedés lép fel.

A pályaeqyenletet fölírva  $\sin \alpha \sim \alpha$   $\cos \alpha \sim \alpha^{2/2}$  közelítéssel és az  $l' l'' = f^2$  fókuszálási egyenlet felhasználásával

$S_3 = r \frac{\alpha^2}{2} \left[ 1 + \left( \frac{l''}{r} \right)^2 \right]$  ahol  $f$  a fókusz távolság, esetünkben éppen az elhajlítási sugárral egyenlő. A kiszélesedés mindig az elhajlítás középpontja irányába történik.

4./ A forrás valamely pontjából nemcsak a középsíkban, hanem ahhoz  $\beta$  szögben hajló pályán haladó elektronok is bejuthatnak a detektorba. Homogén mágneses tér ebben az irányban nem fókuszál;  $\beta$  értéke egyszerűen adódik a geometriából. Nem pontszerű forrásoknál  $\beta$  meghatározása nehezebb. Minthogy  $\beta$  értéke általában kicsi, nem okoz jelentős képkiszélesedést.

$$S_4 = \frac{\beta^2}{2} r \left(1 + \frac{\ell''}{r}\right) \quad - 132 -$$

Előjele az előzőével egyezik.

Fotografikus regisztrálás esetén a teljes képszélesség  $s = \sum_{i=2}^4 s_i$ . Ha a mágneses tér változtatásával vesszük fel a spektrumot a képszélesség nagyobb; a detektorba u.i.attól kezdve, hogy az  $s_2+s_3+s_4$  tagokból álló kép egyik oldalt belép a detektor előtti részbe, egész addig, míg másik oldalt ki nem lép, jut elektron, tehát  $s = s_1 + 2(s_2+s_3+s_4)$ .

Ha a B indukciót változtatva az elhajlítási sugár  $\Delta r$ -rel megváltozik, a vonal  $\delta = \Delta r \left[1 + \frac{\ell''}{r}\right]$ -et mozdul el. Az extrapolált felbontóképesség tehát:

$$\frac{\Delta B}{B} = \frac{\Delta r}{r} \geq \frac{d_1}{r+\ell''} + 2 \left[ \frac{\ell}{r+\ell''} + \frac{\alpha^2}{2} \frac{1 + \left(\frac{\ell''}{r}\right)^2}{1 + \frac{\ell''}{r}} + \frac{\beta^2}{2} \right]$$

A félértékszélességekben mért felbontóképesség:

$$S_{1/2} = \frac{d_1}{r+\ell''} + \frac{\ell''}{r} \frac{d_2}{r+\ell''} + \frac{\alpha^2}{2} \frac{1 + \left(\frac{\ell''}{r}\right)^2}{1 + \frac{\ell''}{r}} + \frac{\beta^2}{2}$$

Megjegyzendő, hogy a  $\beta$  spektroszkópiában inkább az utóbbi felbontóképesség definíciót használják [4].

Elrendezésünknel a forrástávolság 13,5 cm, a detektorrész távolsága 6 cm volt az idealizált pólusszegélytől mérve. A beállítás folyamán többször vált szükségessé az egyes részek csökkentése. Végző helyzetük szerint  $\alpha = 2,78 \cdot 10^{-2}$ ,  $\beta = 1,2 \cdot 10^{-2}$ . A detektor előtti rész 1 mm-es volt.

Az extrapolált felbontóképesség tehát:

$$\frac{\Delta r}{r} \geq 6,67 \cdot 10^{-3} + 2(1,78 + 0,34 + 0,07) 10^{-3} = 1,1\%$$

A félértékszélességekben mért felbontóképesség pedig

$$S_{1/2} = 0,87\%$$

Az elhajlító transzmissziója  $T = \frac{\alpha \beta}{\pi} \sim 10^{-4}$

A Cs<sup>137</sup> K konverziós vonal - természetes szélességét elhanyagolva - monokromatikusnak tekinthető, így segítségével az elhajlító rendszer felbontóképessége megmérhető. Az extrapolált felbontóképességet úgy határoztuk meg, hogy a konverziós vonal felfutó és lefutó ágát a háttérintenzitásig extrapoláltuk.

Az extrapoláció pontatlanabb volta miatt hibahatárul a mágneses termérés kétszeres hibáját kell venni. A félértékszélesség hibahatárának a mágneses termérés pontatlanságát tekinthetjük.

Az első beállításnál a forrás és a detektor közt csak egy közbelső rés helyezkedett el, mely az elhajlítónak forrásfelőli oldalán  $\alpha$  értékét korlátozta. Ekkor  $\alpha = 7,8 \cdot 10^{-2}$ . A 7. ábra jól mutatja, hogy a felbontóképesség egészen rossz volt. Ezt főleg az elhajlító oldal-faláról a detektorba szóródó sugárzás okozta. Ezért az elhajlító cső forrás felőli oldalán  $\beta$  értékét lecsökkentettük, úgyhogy a forrásból közvetlen elektronnyaláb az elhajlító falát ne érhesse. Az elhajlító detektor felőli oldalára is helyeztünk egy rést.

A 8. ábrán az ilyen módon felvett vonalkép látható.

Az ábrán a kétszeres statisztikus hibákat is feltüntettük.

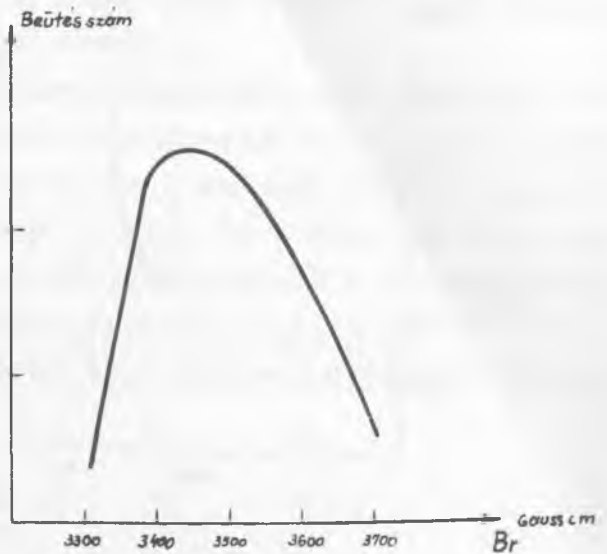
A háttérintenzitás az 1,18 MeV-os  $\beta$  spektrumot is magába foglalja. A K és L+M konverzió különválása bizonyos fokig már megtörtént. Jóllehet a számított félértékszélesség ebben az esetben 1,2% volt, a mérés 2,4 %-ot adott. A vonal alakja egyértelműen utal arra, hogy rossz a fókuszálás:  $\alpha$  értékét túl nagyra választottuk. Erre mutatott az is, hogy a mért intenzitás sokkal kisebb volt a számítottnál. Ennek oka az, hogy a nyaláb szélessége túl nagy volt a mágnes pofák méretéhez képest és így a nagyobb  $\alpha$  szöghöz tartozó pályákon mozgó elektronok gyengébb térbe kerültek /szórt tér/, ami defokuszálta azokat.

Ezután  $\alpha$  szöveget nyilván csökkenteni kellett.  $\alpha$  értékét a már megadott  $2,78 \cdot 10^{-2}$ -re beállítva

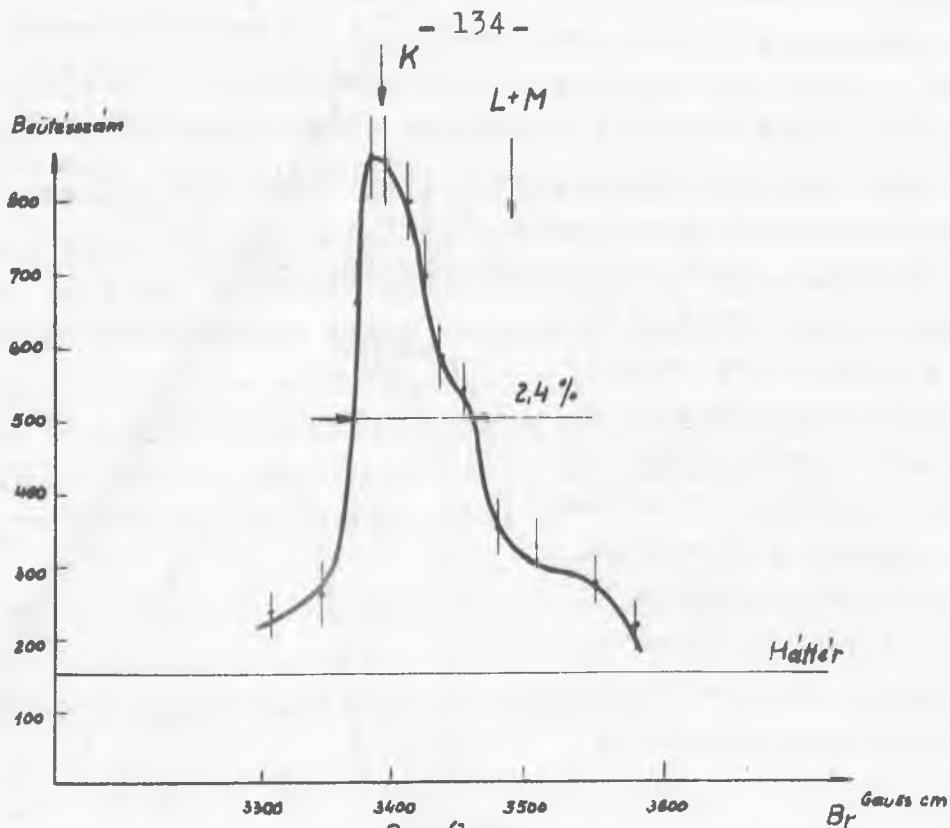
$$\frac{\Delta r}{r} \geq 1,4 \pm 0,4 \%$$

$$S_{1/2} = 0,8 \pm 0,2 \%$$

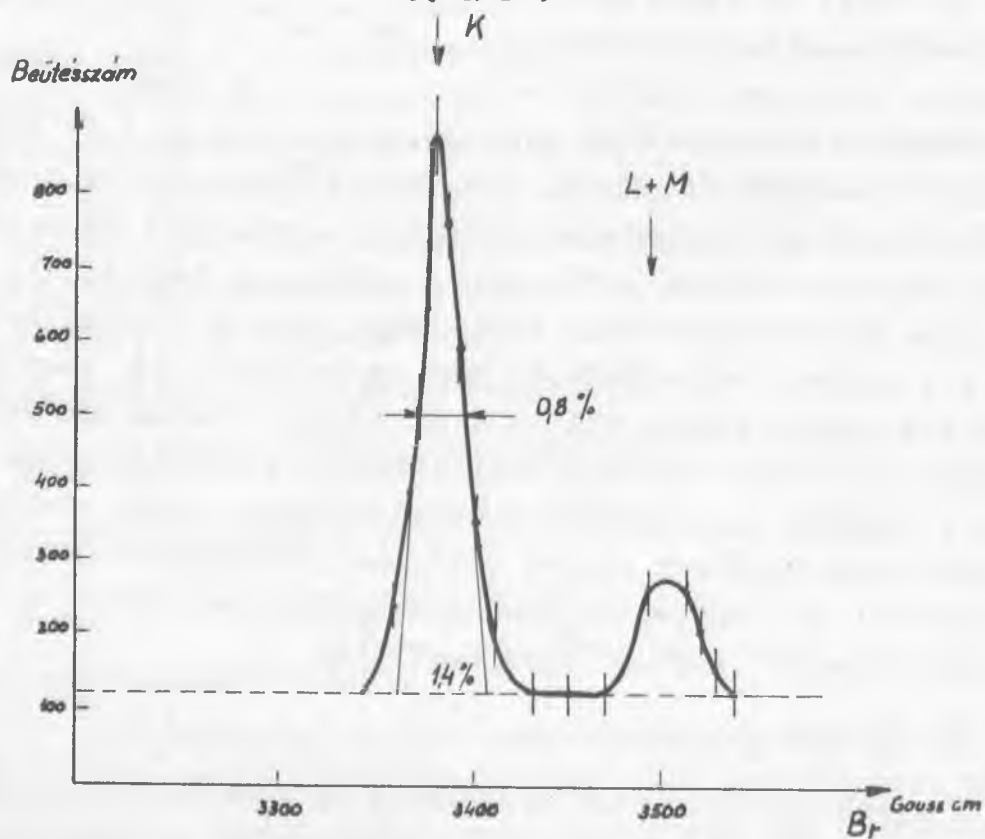
ami a fentebb kiszámítottal egyezik. A 9. ábrán a K és L+M vonalak élesen elkülönülnek. A K és L+M konverziós vonalak távolsága



7. ábra.



8. ábra.



9. ábra.

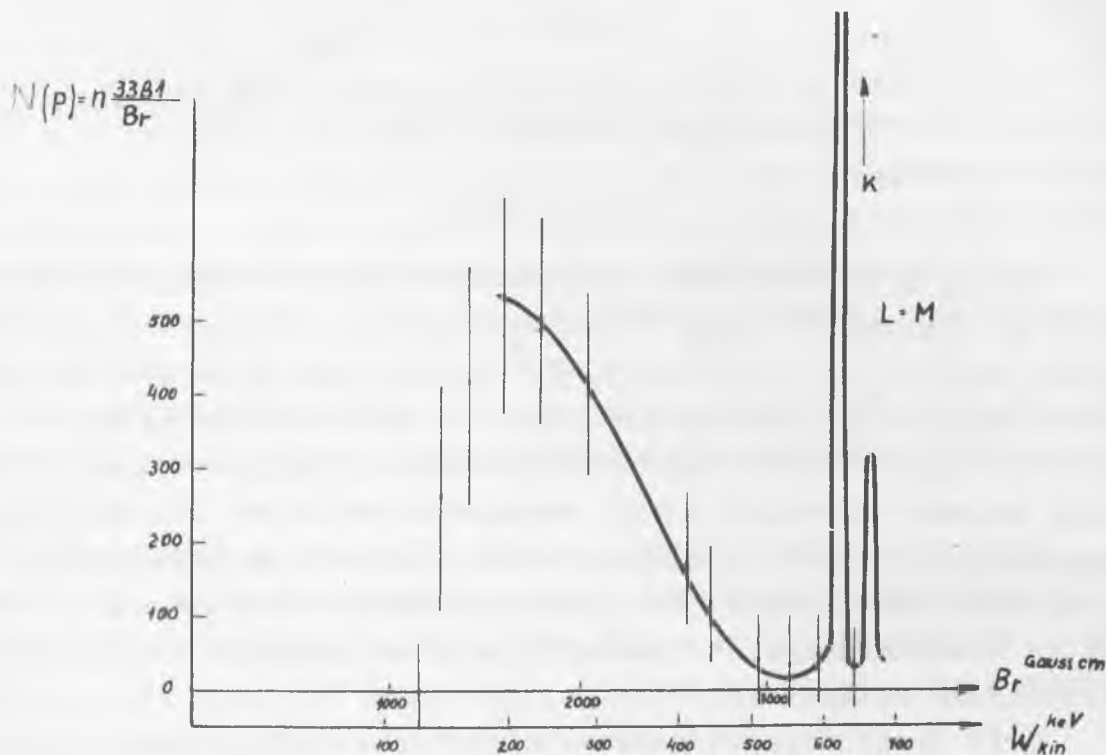
a számítással egyezésben 3,2 %-nak adódott. Az L és M vonalak 0,5%-ra lévén egymástól jelen elhajlítóval nem bonthatók fel.

Az  $\alpha_K/\alpha_{L+M}$  viszony  $4,25 \pm 1,3$ -nak adódott. Ez az irodalomban megadott  $4,64$  értékkel a statisztikus hibákon belül egyezik. [6]. A nagy hibahatár a gyenge preparátum miatt van.

Az elhajlító abszolút hitelesítése végső fokon tehát ennek a mérésnek az alapján történik. A 9. ábrán a baloldali ág felső végződéséhez tartozó ballisztikus galvanométer értéket a  $3381,3$  Gs cm impulzusnak feltettük meg. Az elhajlító rendszer többszöri szétszerelése és összeállítása a mérés pontosságán belül kimutatható reprodukálhatatlanságot nem okozott.

A térmérő tekercs ballisztikus állandóját a 2. pontban leírt módon már meghatároztuk. Ebből a mágneses tér a vonal helyén  $3960$  Gs-nak adódott. A  $3381,3$  Gs cm és  $9$  cm elhajlítási sugárból viszont csak  $3760$  Gs-nak szabadna lennie. Az  $5\%$ -os eltérés oka a szórt térben történő elhajlás. Mértéke egyezik a kiszámítottal.

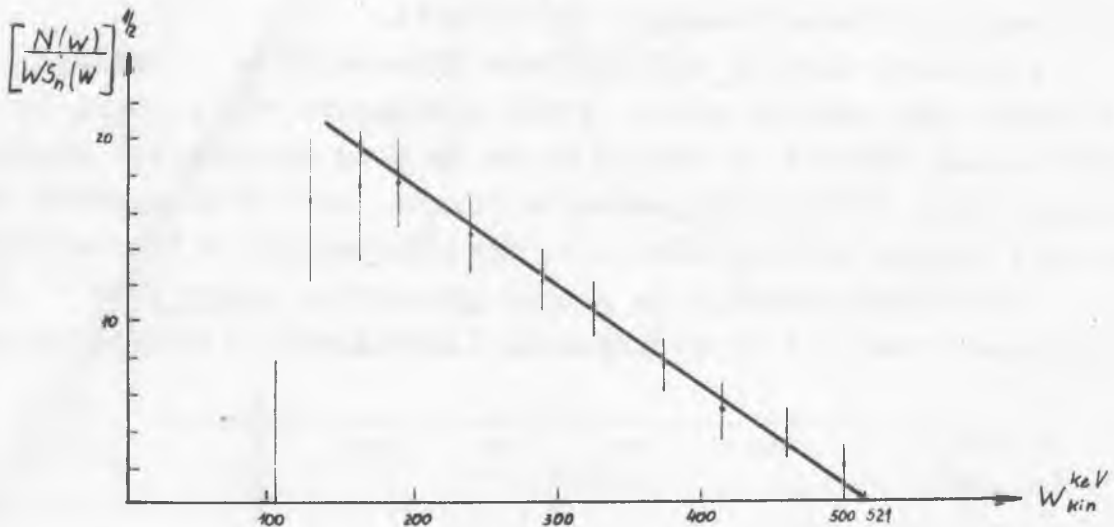
A kis transzmisszió és gyenge preparátum miatt a  $\text{Cs}^{137} \beta$  spektrumát csak a felbontóképesség lerontásával lehetett felvenni.



10. ábra.

Ezért  $\alpha$ -t  $3,7 \cdot 10^{-2}$ -re, a  $d_1$  detektorrést  $1,5$  mm-re növeltük. Ezzel az extrapolált felbontóképességet  $2$ , a félértékszélességet  $1,6\%$ -ra rontva nagyobb intenzitást lehetett elérni, minthogy így a folytonos spektrum nagyobb részét fogta be az elhajlító.

A 10. ábrán az általunk felvett  $\beta$  spektrum látható. Az ábrán feltüntettük a háromszoros statisztikus hibákat is. Az ordinátán  $n$  az egyes mérési pontokhoz tartozó intenzitásérték;  $N(p)$  skáláját a 3381 Gs cm-hez tartozó intenzitás-értékre vonatkoztattuk. A görbe kisenergiájú része eltér a helyes lefutástól; Ennek oka a detektor ablakabszorpciója.

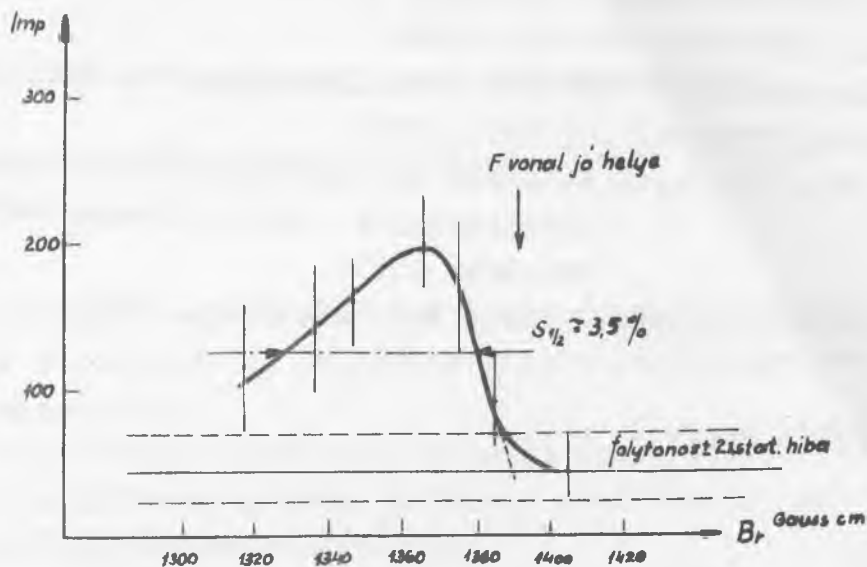


11. ábra.

A 11. ábrán a bomlás helyesbitett Fermi-ábrája látható.  $S_n(W)$  az átmenettől függő formafaktor, mely  $\Delta j = \pm 2$  és paritás váltás miatt  $S_n(W) = W^2 - 1 + (W_0 - W)^2$  alakú, ahol  $W$  az elektron teljes energiája  $mc^2$  egységekben mérve. A nagy statisztikus hibák miatt az  $F(Z, W)$  Fermi-függvényt nem vettük figyelembe, minthogy annak teljes változása a mért energiatartományban 7%. Az ábra nagyenergiájú részén a mérési pontok eltérnek az egyenestől. Ez a statisztikus hibákon kívül, az 1,18 MeV-os átmenet  $\beta$  részeinek is következménye. A kisenergiájú rész eltérése az ablakabszorpciónak tudható be.

A Th B-vel végzett mérések célja ellenőrző jellegű volt. A legnagyobb intenzitású a vonalak közül - mint az I. táblázatból látható - a K konverziós, ún. F vonal. Ez alatt erős folytonos  $\beta$  spektrum is van. Sajnos a forrás preparálásánál ismeretlen eredetű inaktív szennyezés került az oldatba s így az első mérésnél 0,25-0,35 mg hordozóval sikerült csak a forrást elkészíteni.

Ez természetesen elmosódottá tette a vonalat, s maximumát is eltolta. A számított eltolódás 2,5-3,5 %, a mért 2,8% volt. A megismételt kísérletnél is 0,1-0,2 mg szennyezés került a forrásra. A 12. ábra tisztán mutatja a forrásabszorpció hatását. Itt már



12. ábra.

csak 1,4 % eltolódás tapasztalható; ha azonban a vonal jobb oldalát a folytonos spektrumintenzitásig extrapoláljuk, a statisztikus hibákon belül egyezést kapunk a Cs<sup>137</sup>-tel végzett hitelesítő mérésekkel. A mérés további finomítása szemelláthatóan csak a forrás preparálási technikán múlnék, ezt azonban - minthogy a szükséges erősségű Th preparátum Budapesten nem áll rendelkezésre - már nem végeztük el.

Jelenlegi beállítás mellett tehát az elhajlítóval a 300-1000 keV tartományban  $\pm 0,5$  % pontossággal lehet elektronok impulzusát meghatározni.

Végül köszönetet mondok Simonyi Károly professzor urnak, amiért munkámat állandóan figyelemmel kísérte, Bozóky László tanár urnak Cs<sup>137</sup> preparátumért, Imre Lajos professzor urnak, aki többször is legnagyobb szíveséggel segített hozzá a Th B preparátumhoz, Demeter István kutató kartársamnak, akivel a mérést közösen végeztük, Keömley Gábornak a forráspreparálásban, Hizó Józsefnek a térmérő tekercs hitelesítésében és Szentpétery Imrénének néhány más kérdésben nyújtott segítségéért.

I r o d a l o m .

- [1] Demeter-Kostka-Nagy, KFKI Közl. 2. 534, 1954.
- [2] Pomázi, KFKI Közl. 2, 112, 1954.
- [3] Hedgran-Siegbahn-Svartholm, Proc.Phys.Soc. 63, 960, 1950.
- [4] Siegbahn, Physica, 18, 1043, 1952.
- [5] Ewald-Hintenberger, Methoden und Anwendungen der Massenspektroskopie. Verlag Chemie GMGH, Weinheim 1953.
- [6] Graves-Langer-Moffat, Phys. Rev. 88, 1344, 1952.

Érkezett 1956. márc. 7.



AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Deutérium tartalom meghatározása

Irta: Czike Kálmán és Fodorné Csányi Piroska

A deutérium meghatározására több módszer ismeretes. Ezek a módszerek a hidrogén és deutérium fizikai sajátságainak különbségén alapulnak.

Az első kvantitatív meghatározást Urey, Brickwedde és Murphy [1] végezte hidrogén gázban, a Balmer spektrum  $\beta$  és  $\gamma$  vonalai intenzitásának összehasonlításával.

A spektroszkópiai módszer akkor használható előnyösen, ha a gőz izotóp összetételét akarják meghatározni folyadék felett.

Farkas A. és Farkas L. [2] mikro hővezetőképességi módszert dolgozott ki hidrogén gáz deutérium tartalmának meghatározására.

A módszer a  $H_2$ , HD és  $D_2$  gázmolekulák fajlagos hővezetőképességének különbségén alapszik. A készüléket ismert deutérium tartalmu hidrogén gáz mintákkal kalibrálják. Egy analízishez 2-3  $mm^3$  1 atm. nyomásu 25  $C^\circ$ -u gáz szükséges. A mérés alsó határa 1 mól % deutérium, pontossága  $\pm 0,1$  mól %.

A deutérium meghatározása leggyakrabban deutériumoxid alakban történik. Ezek közül a módszerek közül legfontosabbak a sűrűségkülönbségen alapuló módszerek. Igen pontos sűrűségmérésre alkalmas a piknométeres, a csepp-ejtési és a hőmérséklet-uzsós módszer.

A víz és a deutériumoxid között a sűrűségkülönbség 10 %. 25  $C^\circ$ -on a deutériumoxid mentes víz /protiumoxid/ sűrűsége, 0,997058 g/ml, a deutériumoxidé 1,10451 g/ml. [3] .

A sűrűséget a következő egyenlet segítségével lehet átszámítani deutériumoxid tartalomra: [4] .

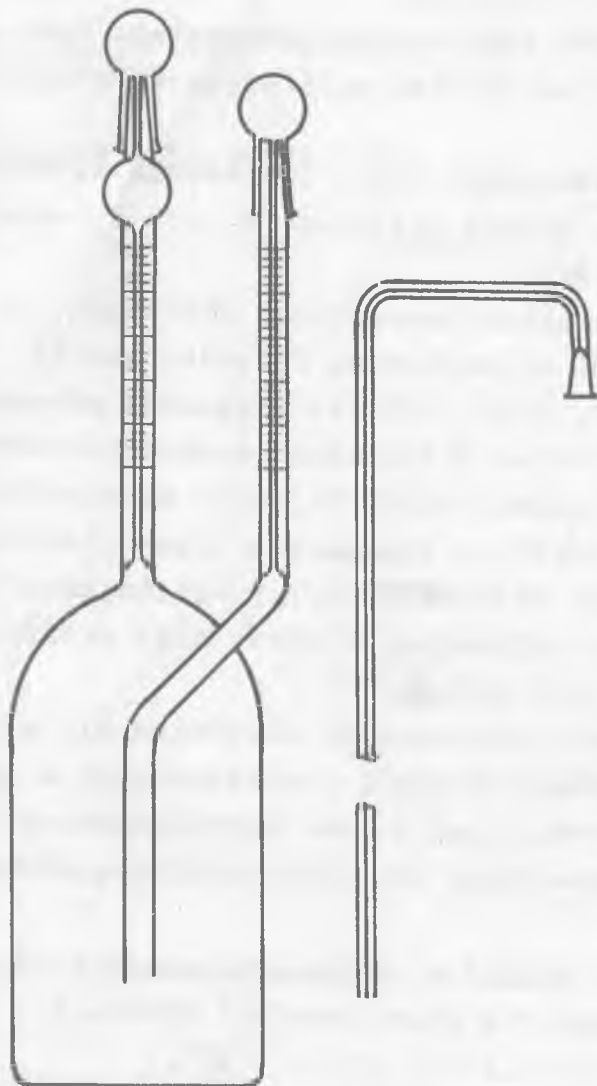
$$25 C^\circ\text{-on } D_2O \text{ s. \%} = \frac{1027,91 \cdot \Delta d}{\Delta d + 0,997058}$$

$$D \text{ mól } \% = \frac{927,35 \cdot \Delta d}{1 - 0,0329 \Delta d}$$

$\Delta d$  a minta és a protiumoxid sűrűségének különbsége.

Piknométeres módszer.

A deutériumoxid sűrűségének piknométeres meghatározására /1. ábra/ olyan piknométer szükséges, melynek két kapilláris nyaka van, jelzésekkel ellátva. A kapilláris nyakat higannyal kalibrálják. [5] .



1. ábra.

A piknométert szifon segítségével buborékmentesen megtöltik a mérendő vízzel. Az állandó hőmérséklet felvétele után még a termosztátban a folyadék magasságát katetométer segítségével leolvassák. Ezután megméri a piknométer súlyát analitikai mérlegen a mintával, üresen és desztillált vízzel töltve. /A desztillált vízzel való töltésnél az eljárás teljesen azonos a mintával való töltésnél alkalmazottal./ Az ilyen módon végzett piknométeres módszer az ötödik tizedesben bizonytalan.

A mérés pontosabbá tételére Washburn és Smith [6] két db. kapilláris nyaku piknométert használt. Ezt a módszert differenciál-piknométeres módszernek ne-

vezik. A két piknométer egyforma alakú, formájú és súlyú. Az egyik piknométert desztillált vízzel /standard viz/, a másikat pedig a mintával töltik meg. Termosztátba helyezés után katetométerrel leolvassák a folyadékmagasságokat, megméri a súlykü-

lönbséget és a piknométereket újra töltik a folyadékokat megcserélve. Ismét meghatározzák a kapillárisban a folyadékmagasságokat és a súlykülönbséget.

Ha  $P_1$  az 1. piknométer sulya,

$P_2$  a 2. piknométer sulya,

$v_1$  az 1. piknométer térfogata az első jelig,

$v_2$  a 2. piknométer térfogata az első jelig,

$d$  a minta sűrűsége,

$d_0$  a standard víz sűrűsége,

$h_1$  és  $h_1'$  a víz magassága az első jel fölött az 1. piknométer kapillárisában az első és a második töltésnél,

$h_2$  és  $h_2'$  a víz magassága az első jel fölött a 2. piknométer kapillárisában az első és a második töltésnél,

$\Delta v_1$  és  $\Delta v_1'$  a víz térfogata az első jel fölött az 1. piknométer kapillárisában az első és a második töltésnél,

$\Delta v_2$  és  $\Delta v_2'$  a víz térfogata az első jel fölött a 2. piknométer kapillárisában az első és a második töltésnél,

$m_1$  a tömegkülönbség az első töltésnél,

$m_2$  a tömegkülönbség a második töltésnél,

akkor:

$$P_2 + v_2 d_0 + \Delta v_2' d_0 = P_1 + v_1 d + \Delta v_1' d + m_1$$

$$P_2 + v_2 d + \Delta v_2' d = P_1 + v_1 d_0 + \Delta v_1' d_0 + m_2$$

Összevonva és rendezve az egyenletet:

$$(v_1 + v_2) \cdot (d - d_0) = (m_2 - m_1) + (\Delta v_1' d_0 - \Delta v_1' d) - (\Delta v_2' d - \Delta v_2' d_0)$$

Ha a módszert csak kis sűrűségkülönbségek mérésére alkalmazzuk, az egyenlet a következőképpen alakul: ( $d - d_0 < 0,001$ ).

$$d - d_0 = \frac{(m_2 - m_1) + d_0 [(\Delta v_1' - \Delta v_1) - (\Delta v_2' - \Delta v_2)]}{v_1 + v_2}$$

Ha a differenciál-piknométeres módszerrel  $1 \cdot 10^{-6}$  pontosságot akarunk elérni, a következő feltételeket kell biztosítani:

1./ A termosztát a hőmérsékletet  $\pm 0,01 \text{ C}^\circ$ -ra tartsa állandónak,

2./ A kapillárisban a folyadékmagasságot  $\pm 0,001$  cm pontosan kell leolvasni,

3./ A súlymérés pontossága  $0,03$  mg legyen. A méréshez tehát 5 tizedesre kalibrált analitikai súlysorozat szükséges.

A mérés igen gondos munkát igényel és hosszadalmas. A kapilláris nyak előnye, hogy nem meghatározott jellegű kell megtölteni a piknométert, ami anyagveszteséggel jár és nem elég pontos.

A differenciál-piknométeres módszer előnye, hogy a piknométer súlyának ismerete nem szükséges, a mérésnél a nedvesség, a barometrikus és hidrosztatikus nyomás hatása kiküszöbölődik, a felhajtó erő hatása kicsi és a termosztát hőmérsékletét nem kell ismerni, csak az a fontos, hogy a hőmérséklet állandó legyen.

Piknométeres méréseinket csak nagyobb koncentrációjú deutériumoxid tartalom meghatározására alkalmaztuk, és csak a kalibráló skála elkészítésére. Az 1. ábrához hasonló  $4,250$  ml térfogatú piknométert használtunk. Mivel csak egyszeri mérésnél használtuk, nem volt lényeges az anyagveszteség elkerülése, és mivel igen nagy pontosságot sem akartunk elérni, nem a differenciál-piknométeres módszert alkalmaztuk. A piknométer kapillárisában a folyadékot meghatározott jellegűre állítottuk be. A tömeget  $0,2$  mg pontossággal mértük. A mérési hiba így  $4 \cdot 10^{-5}$  sűrűség egység volt.

A piknométeres módszer tetszésszerűen deutériumoxid koncentráció meghatározására alkalmazható.

Csepp-ejtési módszer.

A módszer alapelve az, hogy ismert nagyságú csepp meghatározott magasságu folyadékon, vagy folyadékelegyen át esik. [7]. Az ejtő közegnek alacsony viszkozitásúnak kell lennie és nem szabad elegyednie a cseppel. Az eső cseppekre alkalmazva Stokes törvényét:

$$v = \frac{2gr^2(d_1 - d_0)}{9\eta}$$

$v$  a csepp esési sebessége,

$r$  a csepp sugara,

$g$  a nehézségi gyorsulás,

$d_1$  a csepp sűrűsége,

$d_0$  az ejtő közeg sűrűsége,

$\eta$  a viszkozitás.

A cseppet pipettából /2. ábra/ ejtik a csőbe, mely olyan hosszú, hogy a csepp egyenletesen esik. Az esési sebesség, ha minden egyéb tényező konstans, a csepp sugarától és sűrűségétől függ.

Stokes törvényében a sebesség helyett ut/idő ( $x/t_1$ ) írható. A két sűrűség különbségre:

$$d_1 - d_0 = \frac{9V\eta}{2gr^2} = \frac{9 \times x \eta}{2gr^2 t_1}$$

Másképpen írva:

$$d_1 - d_0 = \frac{C}{t_1}$$

ahol

$$C = \frac{9 \times x \eta}{2gr^2}$$

A másik vizmintára:

$$d_2 - d_0 = \frac{C}{t_2}$$

vagyis a két vizminta sűrűség-különbségére:

$$d_1 - d_2 = C \cdot \left( \frac{1}{t_1} - \frac{1}{t_2} \right)$$

t a meghatározott két jel közötti esési idő.

Sajnos C nem teljesen független a vizminta deutérium tartalmától. Ez abból látható, hogy ha  $d_1 - d_2$ -t  $\frac{1}{t_1} - \frac{1}{t_2}$  függvényében ábrázoljuk, nem kapunk egyenest.

A sűrűség-különbségeket átszámítva deutérium tartalomra, a következő összefüggést kapjuk:

$$D_2O \text{ s } \%_1 - D_2O \text{ s } \%_2 = K \left( \frac{1}{t_1} - \frac{1}{t_2} \right)$$

Ha a standard víz deutérium tartalma A, a képlet a következőképpen alakul:

$$D_2O \text{ s } \%_{\text{minta}} = A + K \left( \frac{1}{t_1} - \frac{1}{t_2} \right)$$



2. ábra.

Deutériumoxid sűrűségének meghatározására bróm-benzol és xilol elegyét, vagy o-fuortoluolt használnak. Brómbenzol és xilol esetén, mivel a két komponens gőznyomása különbözik, az elegy fajsulya változhat. Az o-fluortoluol széles határon belül használható, mert a víz és az o-fluortoluol hőkiterjedése különböző.

A módszer pontossága  $1-2 \cdot 10^{-6}$  sűrűség egység. Előnye kis anyagszükséglete, gyors, kényelmes, és nagyon pontos. Hátránya, hogy ismert deutériumoxid tartalmu vízzel kell kalibrálni és a kalibrációt időnként meg kell ismételni az ejtő közeg elszennyeződése miatt. Mivel a mérés pontossága az esési idők hosszúságától is függ, nagyobb deutériumoxid koncentrációk esetén a közeget cserélni kell. Hátránya még, hogy bár kis mennyiségű víz kell a méréshez, de az anyag elvész.

Kísérleteinkben o-fluortoluolt használtunk ejtő közegként. Azt tapasztaltuk, hogy bármennyire tisztítottuk is az o-fluortoluolt, fajsulya mindig nagyobb volt, mint a desztillált vizé. Ezért csak kb. 1% fölötti deutériumoxid koncentráció meghatározására tudtuk használni. Mivel C tényező nem független a koncentrációtól, kalibráló sorozatot kellett volna készítenünk. Mint-hogy nem rendelkezünk ismert töménységű koncentrált nehézvízzel, melyből higitással kalibráló sorozatot készíthettünk volna, más analízálási módszerhez kellett folyamodnunk a tömény deutériumoxid koncentráció meghatározására.

#### Hőmérséklet-uszós módszer.

A hőmérséklet-uszós módszer azon az elven alapszik [8], hogy üvegből, vagy kvarcból készült uszó /3. ábra/ sűrűségét a hőmérséklet változtatásával egyenlővé tesszük a standard víz majd az ismeretlen deutériumoxid tartalmu víz sűrűségével. Ennél a módszernél tehát azt a hőmérsékletet kell megállapítani, melynél az uszó a standard vízben és a mintában lebeg, azaz se nem emelkedik, se nem süllyed. E két hőmérséklethez tartozó sűrűség értékeket hasonlítjuk össze.

#### Uszó.

Az uszó anyaga igen fontos. Legjobb a kvarc uszó, mert kicsi a hőkiterjedési együtthatója, teljesen oldhatatlan és mechanikailag igen ellenálló. Az uszó alakja is befolyásolja a mérés

5612209

pontosságát. Az általunk használt uszó lánnyegesen kisebb volt, mint az irodalomban ismerttetett uszók, hogy igen kis anyagmennyiségeket is analizálni tudjunk vele. /Az irodalomban leirt uszók 75 mm-től 50 mm hosszúak voltak, 4 mm átmérővel./ Az uszó üvegből készült, és sűrűsége nagyobb volt, mint a desztillált víz /standard víz/ sűrűsége azon a hőfokon, amelyen mérni akartunk. A pontos sűrűség beállítása csiszolópapir segítségével történt.

A méréseket 22,4 C°-on végeztük. A mérőedény kettős falu üvegcső volt, melyben a Höppler-féle ultratermosztát vize áramlott. A hőmérséklet leolvasása Beckmann hőmérő segítségével történt. A méréshez kb. 10 ml minta szükséges.

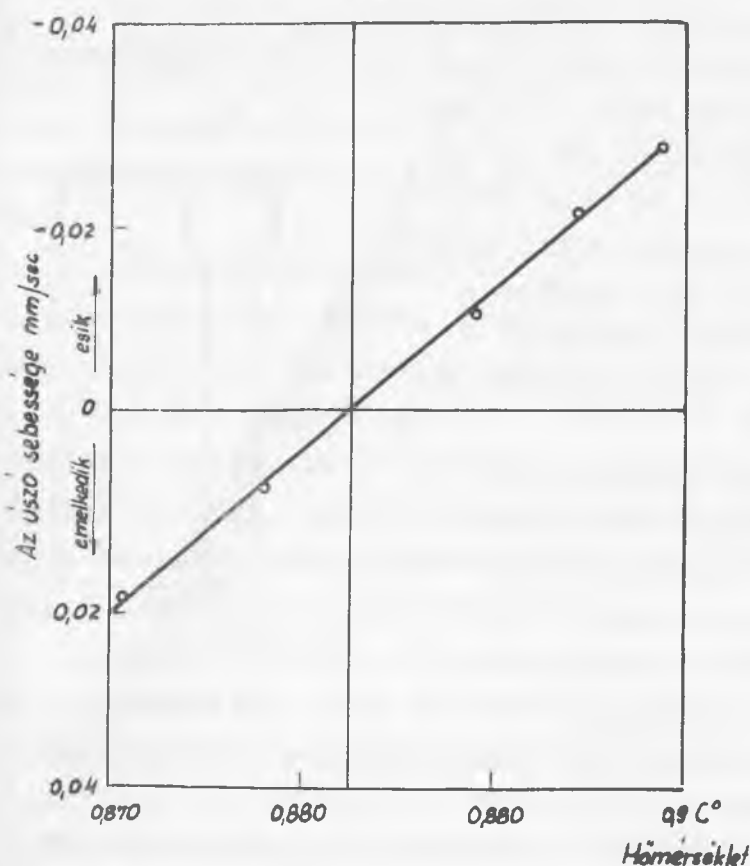
0,005 C° pontosságú hőmérséklet leolvasás esetén a mérés pontossága  $1 \cdot 10^{-6}$  sűrűség egység.

Nagyobb pontosságú méréseket is végeztünk az uszós módszer segítségével. Ha azt a hőmérsékletet, melyen az uszó lebeg, grafikusán állapítjuk meg, a mérés pontossága  $\pm 0,4 \cdot 10^{-6}$  sűrűség egység. Ilyenkor beosztott mérőedény segítségével mérjük az egyenlő jelek közötti esési időket stopperóra segítségével. Az esési idők függvényében ábrázolva a hőmérsékletet, 0 sebességre extrapolálva a lebegési hőmérséklet meghatározható. [9]. Ez a módszer igen pontos, mert a lebegési hőmérséklet közelében az esési sebesség lineárisan változik a hőmérséklettel. A lebegési hőmérséklet megállapítása azonban igen fáradságos, ezért csak akkor érdemes használni, ha az egyéb kísérleti hibák nem haladják meg a sűrűségmérés pontosságát./4. ábra/.

Az uszós módszer 8-10 % deutériumoxid tartalomig jól használható. Ez kb. 50 C° hőmérsékletemelkedésnek megfelelő sűrűség-növekedés. Ennél nagyobb hőmérsékletemelkedést mérni az elgőzöl-gés miatt nem lehet és a magas hőmérsékleten az uszóra tapadó légbuborékok a mérést majdnem lehetlenné teszik. Alacsony hő-mérsékleten is fennáll az a veszély, hogy buborékok tapadnak az uszóra és a sűrűségmérést meghamisítják. Ezért a buborékokat mé-rés előtt gondosan el kell távolítani az uszóról.



3. ábra.



4. ábra.

A mérés nagyobb koncentrációkra való kiterjesztésének lehetősége az, hogy nehezebb uszót készítünk, vagyis nem a desztillált vizet használjuk standardnak, hanem valamilyen nagyobb deutériumoxid tartalmu mintát. Minden uszóval  $x\%$ -tól  $/x+10/$  % deutériumoxid tartalomig lehet mérni. Így kb. 8 uszóra van szükségünk 100 %-os deutériumoxid tartalomig. Ezeket

az uszókat egymáshoz kell beállítani és állandóan ellenőrizni kell, hogy az uszó nem változtatta-e meg a sűrűségét, azaz az uszási hőmérsékletét. 2-3%-os deutériumoxid esetén még érdemes Beckmann hőmérővel mérni a hőmérsékletet, e koncentráción felül azonban már elég, ha tizedfokokra osztott precíziós hőmérőt használunk. A Beckmann hőmérőket is egymáshoz be kell állítani.

Ez az eljárás igen nehézkes és hosszadalmas, mert a tapasztalat szerint az uszó nemcsak a gondatlan kezelés miatt /pl. lecsiszolódás/ változtatja a sűrűségét, hanem hosszabb idő alatt minden külső behatás nélkül is. /Az üveg öregedése./

#### Az uszós sűrűségmérés pontossága.

0-0,1 s % deutériumoxid tartalomnál megegyezik a hőmérsékletmérés pontosságával.

Nagyobb koncentrációk mérése esetén a módszer abszolút pontossága kisebb, mert a hőmérsékletmérés pontossága mellett szerepet játszik a víz és a deutériumoxid hőtágulási együtthatójának különbözősége és az uszó hőtágulása is. Fennáll még ezenkívül



a felhígulás veszélye az atmoszférával való érintkezés során.

0-0,1 s % deutériumoxid tartalom mellett a mérés pontossága  $\pm 0,4 \cdot 10^{-6}$  sűrűségegység.

0,1-2 s % deutériumoxid tartalomnál kb.  $4,5 \cdot 10^{-6}$  sűrűségegység, 2 s % fölött kb.  $3 \cdot 10^{-5}$  sűrűségegység.

A protiumoxid és a deutériumoxid sűrűségének különbözőségén kívül a másik fizikai tulajdonság, amit mérésre fel lehet használni, a fagyáspontok közötti különbség.

#### Fagyáspont-különbség mérése.

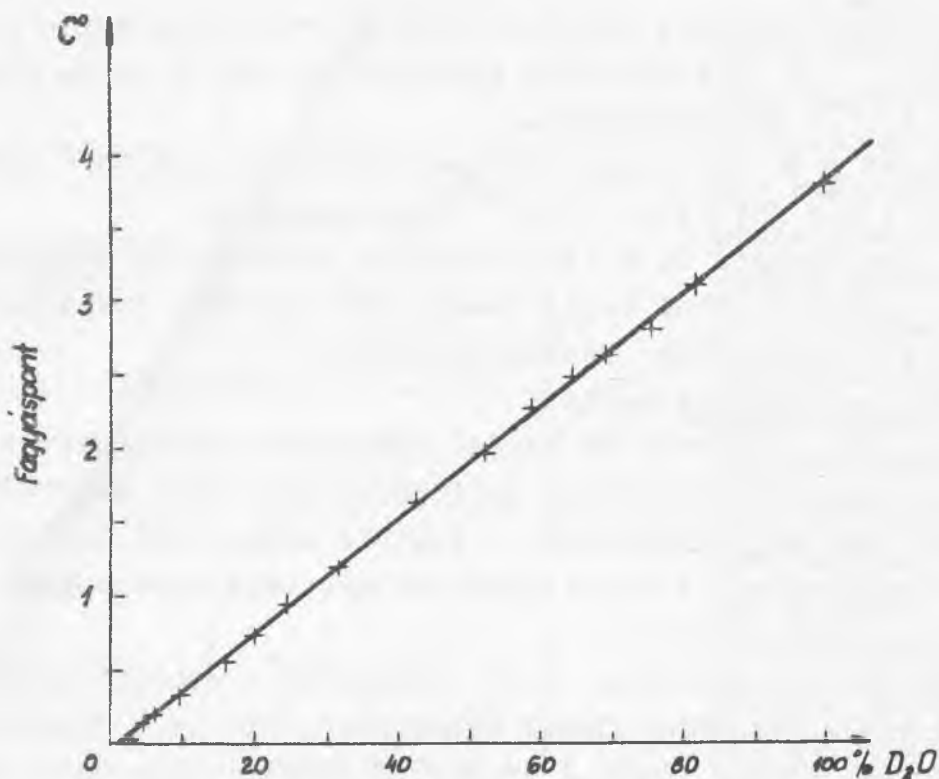
Az eddig ismerttetett mérési módszerek mindegyikét a piknométeres módszer kivételével kalibrálni kell és a kalibrálást időnként meg kell ismételni. A legtöbb módszernél emellett a nagy deutériumoxid koncentrációk mérése nagy nehézséggel jár, vagy más módon történik.

Az irodalomban Urey [10] vizsgálta a deutériumoxid-protiumoxid elegy fagyáspontjának koncentrációtól való függését. Néhány mérési adatot közöl 1 és 39,9 % között, igen nagy mérési közökkel./összesen négy mérési adatot közöl/. Ez a vizsgálat adta azt az ötletet, hogy amennyiben a folyadékelegy fagyáspontja lineárisan változik az elegy deutériumoxid tartalmával, a fagyáspont méréseit fel lehet használni a deutériumoxid analizálására. [11] .

A fagyáspont mérésénél lényeges követelmény az, hogy a hibahatáron belül az elegy összetételével lineárisan változzék a fagyáspont, mert különben igen sűrű kalibrációs görbét kell felvenni. Ez a feltétel akkor teljesülhet, ha a  $H_2O-D_2O$  elegy az általunk kívánt hibahatáron belül ideális elegyként viselkedik.

Méréseink azt mutatták, hogy a  $H_2O-D_2O$  elegy fagyáspontja lineárisan változik az összetétellel /5. ábra/. Az eredmények függetlenek a túlhűtés fokától. A mérés abszolút pontossága  $\pm 0,13$  %  $D_2O$ , mely kis koncentrációknál nagy relatív hibának felel meg. Ezért a módszert csak nagyobb deutériumoxid koncentrációknál lehet alkalmazni. Így pl. 10 s %  $D_2O$  tartalomnál a relatív hiba már csak 1,3 %.

A módszer gyors, kényelmes, és tetszés szerinti számban megismételhető az elegy felolvasztásával és megfagyasztásával. A hőmérséklet leolvasása Beckmann hőmérőn történt  $\pm 0,005$  C° pontossággal. A mérési eredmények kiszámítása ugy történik, hogy irodal-



*H<sub>2</sub>O-D<sub>2</sub>O elegy fagyáspontjának függése a koncentrációtól*

5. ábra.

mi adatok alapján a 99,99 %-os deutériumoxid fagyáspontját 3,80 C°-nak vettük. /Irodalmi középérték [12] /. Aránypár segítségével a protiumoxid és a minta közötti fagyáspont különbségből a deutériumoxid tartalom kiszámítható.

A mérési módszerek pontosságának összehasonlítása.

Módszer	Elért pontosság	Irodalmi pontosság
Hőmérséklet- uzós módszer	$0,4 \cdot 10^{-6}$	$0,1 \cdot 10^{-6}$
Csepp-ejtési módszer	-----	$1 \cdot 10^{-6}$
Piknométeres módszer	$4 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$
Differenciál- piknométeres módszer	-----	$1 \cdot 10^{-6}$
Fagyáspont mérése	$13 \cdot 10^{-5}$	-----

### Tömegspektrométeres módszer.

A deutérium meghatározás egy további gyakran használt módszere a tömegspektrométeres analízis. [13] E meghatározás alapelve: a hidrogén mintából ionokat képeznek és ezeket mágneses térben elhajlítják. A kisebb tömegű ion kisebb sugaru körpályán mozog, így a hidrogén és a deutérium egymástól elválasztva külön-külön mérhető. A módszer a teljes deutériumoxid koncentráció tartományra használható. Pontossága 2-3 relatív %. Külön problémát jelent a vízzel egyenlő izotópus összetételű hidrogén-deutérium gázelegy előállítás.

Intézetünkben Szentpétery Imre végzett ilyen irányu méréseket Nier-féle tömegspektrométerrel. A minta vizgőznek cinkben való redukciójával készült.

### A minták tisztítása.

A sűrűségméréssel és a fagyáspont méréssel analizált mintáknak igen tisztáknak kell lenniök, mert a mintában maradó szennyezés a sűrűség értékét erősen befolyásolja, vagy a fagyáspont mérés esetén fagyáspontcsökkenést okoz.

A tisztítás során a legfontosabb az, hogy az izotóp arány ne változzék meg. Ennek érdekében az edényeket gondosan ki kell szárítani, ezzel elkerüljük a felhigulás veszélyét. A desztillációkat úgy végeztük, hogy maradék ne maradjon /szárazra desztillálás/.

A legtöbb tisztítási eljárás igen hosszadalmas. Desztillációval csak a nem illó szennyeződésektől lehet megszabadítani a folyadékot. Az oldott gázok, salétromsav, sósav, széndioxid, ammónia eltávozik a gőzzel együtt.

A mintákat tisztítás szempontjából két csoportba oszthatjuk:

- a./ a minta nem tartalmaz több szerves anyagot, mint a csapviz.
- b./ jelentős szervesanyag tartalmu a minta. /ásványvizek, növényi nedvek/.

Az a./ csoportba tartozó folyadékok esetén a mintát először ledesztilláltuk. Ekkor megszabadult a szervesetlen sóktól és a nem illó szerves szennyeződésektől. Ha 100 C° alatt bomló szerves anyagot is tartalmazott, a desztillációt vákuumban végeztük. Ezután káliumpermanganát és nátriumperoxid hozzáadása után újból desztilláltuk. A nátriumperoxid a savakat sóvá alakította, a káliumpermanganát pedig oxidálta a szerves szennyezéseket. Végül

ismét ledesztilláltuk a mintát, hogy a fölösleges nátriumperoxid-tól és káliumpermanganáttól megszabadítsuk.

A b./ csoportba tartozó vizmintáknál ez a tisztítás nem elég. Ebben az esetben a következő tisztítási eljárást kell elvégezni: [9]

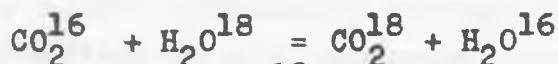
- 1./ szűrés a lebegő szennyezések eltávolítására,
- 2./ a minta desztillálása az oldott szilárd anyagok eltávolítása céljából.
- 3./ forralás visszafolyó hűtővel káliumpermanganát és nátriumperoxid hozzáadása után, kb. 2-3 órán át,
- 4./ desztillálás.
- 5./ újabb forralás 3. pont szerint,
- 6./ gőzalakban levegőárammal 600 C<sup>o</sup>-on rézoxiddal való oxidálás,
- 7./ desztillálás.

Ha szárazra desztillálni nem lehet, akkor mindig egyforma mennyiségből kiindulva mindig ugyanannyi térfogatu desztillátumot fogunk fel.

Minden mintát ugyanolyan tisztítási eljárásnak vetünk alá, hogy az izotóparány ne változzék. Standardként desztillált vizet használtunk, melyet ugyanolyan tisztítási eljárásnak vetettünk alá, mint a vele összehasonlított mintákat.

Mérés után a mintákat újra desztilláltuk, és mértük. Ha a hibahatáron belül egyező eredményt kaptunk, a mérést helyesnek ismertük el.

Az izotóparány eltolódása nemcsak a hidrogén izotóp esetében veszélyes, hanem az oxigén izotópnál is. [14] Ugyanis míg a H/D arány közönséges vízben 1:5-7000-hez, az O<sup>16</sup>/O<sup>18</sup> arány 1:580-hoz, tehát az oxigén izotóparány megváltozása lényegesen nagyobb hibát okoz a sűrűségben, mint a hidrogén izotópé. Ezért minden mintát széndioxiddal normalizáltunk:



Ezzel az eljárással a minta O<sup>18</sup> tartalmának változását el lehet kerülni.

#### Az uszó tisztítása.

A hőmérséklet-uszós módszernél az uszót is nagyon gondosan meg kell tisztítani. Először salétromsavban áztattuk, majd króm-kénsavval zsirtalanítottuk. Többszöri desztillált vizes mosás

5612209

után, az uszó mérésre használható. Új uszót célszerű mérés előtt néhány napig állni hagyni a sűrűségében bekövetkező változás miatt. Mérések között az uszót mindig desztillált vízben tartottuk.

E helyen is köszönetet mondunk a Központi Fizikai Kutató Intézet Atomfizika Osztálya vezetőjének, Simonyi Károly egyetemi tanárnak, aki munkánkat mindvégig figyelemmel kísérte és Trencsényi Dezsőné technikai munkatársunknak.

### Összefoglalás.

Ismertettük a deutérium meghatározására alkalmas módszereket, különös tekintettel azokra a módszerekre, melyeket mi is használtunk deutérium meghatározásra.

- a./ Spektroszkópiai módszer, mely a hidrogén gáz Balmer spektrumában a  $\beta$  és  $\gamma$  vonalak intenzitásának összehasonlításán alapszik.
- b./ Farkas A. és Farkas L. hővezetőképességi módszere  $\pm 0,1$  mól % pontosságu és 1 mól % deutérium koncentráció felett használható.
- c./ Piknométeres módszerrel  $4 \cdot 10^{-5}$  pontosságot értünk el, ha kapilláris nyaku piknométert használtunk.
- d./ A csepp-ejtési módszernél o-fluortoluolt használtunk ejtő közegeként. Csak 1 %-nál nagyobb deutériumoxid koncentrációnál lehet alkalmazni.
- e./ Hőmérsékletuszós módszer esetén az általunk elért legnagyobb pontosság  $0,4 \cdot 10^{-6}$  sűrűség egység. Ehhez a pontossághoz a lebegési hőmérséklet grafikus megállapítása szükséges. E nélkül  $1 \cdot 10^{-6}$  sűrűség egység pontosság könnyen elérhető kis deutériumoxid koncentrációknál.
- f./ Tömegspektrométeres módszerrel Intézetünkben Szentpétery Imre végzett méréseket Nier-féle tömegspektrométerrel.
- g./ A  $H_2O-D_2O$  elegy fagyáspontjának mérésével  $0,13 D_2O$  % pontosságot értünk el.

A minták tisztítására desztillációt, káliumpermanganátos, nátriumperoxidos és rézoxidos oxidációt alkalmaztunk.

I r o d a l o m .

- [1] H.C. Urey, F.G. Brickwedde, és G.M. Murphy, Phys. Rev.,  
40: 1 /1932/.
- [2] A. Farkas és L. Farkas, Proc. Roy. Soc. London,  
A144:467 /1934/; A146:167 /1934/.
- [3] I. Kirshenbaum: Physical Properties and Analysis of  
Heavy Water. 1951, 15 oldal.
- [4] I. Kirshenbaum: 16 és 17 oldal.
- [5] I. Kirshenbaum: 7. oldal.
- [6] E.W. Washburn és E.R. Smith, J. Research Natl. Bur  
Standards, 12: 305 /1934/.
- [7] H.G. Barbour és W.F. Hamilton, Am. J. Physiol., 69:654  
/1924/
- [8] G.N. Lewis és R.T. McDonald, J. Phys Chem., 1:341 /1933/.
- [9] H.J. Emeléus, F.W. James, A. King, T.G. Pearson,  
R.H. Purcell és H.V.A. Briscoe, J. Chem. Soc., 1207 /1934/.
- [10] V.K. LaMer, W.C. Eichelberger és H.C. Urey, J. Am.  
Chem. Soc., 56: 248 /1934/.
- [11] Czike Kálmán és Fodorné Csányi Piroska: K.F.K.I. Közlemé-  
nyek, 3. évf. 6. szám. /1955./
- [12] I. Kirshenbaum: 19. oldal.
- [13] I. Kirshenbaum: 69-259. oldal.
- [14] I. Kirshenbaum: 415 oldal.

Érkezett 1956. márc. 2.

A RADIOLÓGIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE  
OSZTÁLYVEZETŐ: BOZÓKY LÁSZLÓ

Fotografikus módszerrel történő sugárvédelmi eljárások

Irta: Hajnal Ferenc

I. rész.

Bevezetés. Fotokémia.

A testek a rájuk eső fényenergiát vagy elnyelik /abszorbeálják/, vagy átengedik, vagy visszaverik. Egy rendszer által elnyelt fény energiája a rendszer energiatartalmát növeli, ami fizikai vagy kémiai hatásokat eredményezhet. Igen általános hatás az, hogy az elnyelt fényenergia az anyag molekuláinak kinetikus energiáját növeli, a fényenergia hővé alakul. Az Einstein-féle ekvivalencia elv értelmében a fénykvantum  $E$  energiája és  $\nu$  rezgésszáma közt a következő összefüggés áll fenn:

$$E = h \cdot \nu$$

ahol  $h$  a Plank-féle hatáskvantum, értéke  $h = 6,6234 \cdot 10^{-27}$  erg. sec. A foton energiája annál nagyobb, minél nagyobb a frekvenciája és viszont.

A fényelnyelés alatt a foton az anyag molekuláinak ütközve azokat gerjesztett állapotba hozza. Abban az esetben, ha a foton energiája elegendő a molekula részeit összetartó erők legyőzésére, akkor azt fel is hasítja. A fotokémiai reakciókban az átalakulás az elnyelt fényenergia hatására jön létre. A fény hatására lejátszódó fotokémiai reakciók endoterm reakciók, mert az elnyelt fény energiájának felhasználásával mennek végbe.

A molekulák és az atomok nem képesek akármilyen energiájú, azaz hullámhosszu fotont abszorbeálni, hanem csak olyat, melyet az atom, vagy molekula kvantum-állapota megenged:

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \frac{\text{erg}}{\text{molekula}}$$

Egy mol-ra:  $\Delta E_N = N h \nu = 6,603 \cdot 10^{23} \cdot 6,63 \cdot 10^{-27} \nu = 4,0 \cdot 10^{-3} \nu \frac{\text{erg}}{\text{mol}} = \frac{2,86}{\lambda} \frac{\text{kal}}{\text{mol}}$

Ezt a mennyiséget fotokémiai ekvivalensnek szokták nevezni.

Ennek alapján

az infravörös fény	fotokémiai ekvivalense		35 K Kal/mol
/ $\lambda > 8000 \text{ \AA}$ /			
a sárga fény	"	"	51 "
/ $\lambda = 5700 \text{ \AA}$ /			
az ultraibolya fény	"	"	71 "
/ $\lambda < 4000 \text{ \AA}$ /			
a távoli ultraibolya fény	"	"	190 "
/ $\lambda < 1500 \text{ \AA}$ /			

Mivel kémiai reakció csak akkor következik be, két egymásra reagáló anyag molekulái közt, ha ezek kedvező sebességgel ütköznek egymásnak, ezért szükséges, hogy a reakcióban ténylegesen résztvevő /reagáló/ molekulák kinetikai és belső energiája egy küszöbértéknél nagyobb legyen. Ez a küszöbérték az aktivitási /gerjesztési/ energia. A közönséges reakciók aktiválási hője 15 K Kal/mol-nál kezdődik, amelynek  $\lambda = 2 \cdot 10^{-4}$  cm hullámhossz felel meg, tehát már közeli infravörös sugárzás is válthat ki kedvező körülmények között fotokémiai reakciót.

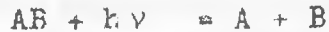
Az infravörös reakciók ritkák, ugyanis a szinkép ultravörös részében általában csak a poláris molekulák abszorbeálnak, vagyis az ultravörösben bekövetkező fényabszorpció a molekulák poláris részének változtatja meg az energiatartalmát. A fényképezési folyamatoknál használt fotokémiai reakciókban viszont általában nem a molekula poláris részének energiafelvétele szükséges a reakció kiváltásához, hanem az elektronok energiatartamának növekedése. Megfelelően szenzibilizált fotoemulzió a közeli ultravörösben is érzékeny.

Mivel elektronátmeneteknek a szinkép látható és ultraibolya részében levő sugárzások felelnek meg leginkább, ezért a legtöbb fotokémiai reakcióra a szinképnek ez a része hatásos.



A fotokémiai reakciókhoz vezető fényelnyelésnek két fontos esete van:

1./ A primer folyamat disszociáció lesz, ha a fényelnyelés az abszorpciós szinkép folytonos részének megfelelő hullámhossznál történik, azaz ekkor a fényt abszorbeáló molekula atomokra, vagy szabad gyökökre szakad szét:



Ez a disszociáció tehát csak akkor következik be, ha az abszorbeált energia nagyobb a molekula disszociációs hőjénél.

2./ Abban az esetben, ha az abszorbeált fény hullámhossza az elnyelő molekula szinképének vonalás, illetve sávcs tartományába esik, akkor nem disszociáció, hanem egy energiadús molekula keletkezik, amely reakció szempontjából aktív.



Az aktivált molekula más molekulával ütközve annak átadhatja aktiválási energiáját és disszociációt okoz. Ez akkor következik be, ha az első molekulának az elektronállapota volt gerjesztve és az ütközés alkalmával a mások molekulának atomrezgése gerjesztődnek.

A primer folyamatban keletkező aktív részecskék sorsa többféle lehet és ettől függ, hogy végülis minden primer folyamatra hány végtermék molekula jut.

A  $\gamma = \frac{\text{végtermék molekulák száma}}{\text{primer átalakulások száma}}$  hányadost a fotokémiai reakció kvantumhasznosítási tényezőjének nevezzük.

A primer folyamatot másodlagos folyamatok is követik, melyeknek a fotokémiához semmi közük, ezek teljesen sötétben, más módon keletkező aktív magok hatására is bekövetkezhetnek /termikus reakciók/. Míg a termikus reakció aktivitásának sebessége exponenciálisan függ a hőmérséklettől, addig a fotokémiai primer folyamatok száma hőmérséklettől független és a besugárzott fény intenzitásától illetőleg az abszorbeált fény mennyiségétől függ; ez a lényeges különbség a két reakció között. Hogy a fotokémiai reakciók sebessége mégis hőmérsékletfüggőek, ennek az oka a másodlagos reakció aktiválási szükségletéből ered.

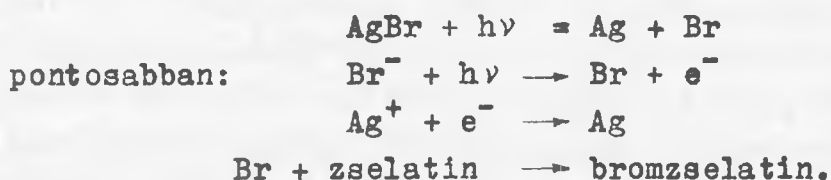
### Fotokémiai szenzibilizáció.

Vannak kémiai folyamatok, amelyekben a kémiailag átalakuló molekulafaj nem közvetlenül fényelnyeléssel aktiválódik, hanem a fényt egy indifferens molekulafaj /szenzibilizátor/ nyeli el, s ezt az energiát ütközés útján kapja az átalakuló molekula. A szenzibilizátor mintegy a fotokémiai folyamat katalizátoraként működik, egyes reakcióknál a szenzibilizáló mellett valódi katalikus hatás is felléphet.

### Röntgen filmek.

A röntgen és a gamma sugarak energiája a fény energiájánál lényegesen nagyobb, ezért az emulzióba könnyen behatolnak és az emulzió teljes vastagságában képesek az ezüsthalogenid szemcséket aktiválni, ezzel szemben a fény csak az emulzió tetején lévő ezüsthalogenid szemcsékre van hatással. Éppen ezért a röntgen filmek nagyszemcséjű, vastag emulzióju filmek, nagy ezüstartalommal. A röntgenfilmeknél ezért a hordozólemez mindkét oldalára visznek emulziót és ezáltal az egységnyi felületen lévő ezüsthalogenid szemcsék száma megkétszereződik. Az ezüstartalom 12-13 g/m<sup>2</sup> is lehet. Az emulzió készítésnél a zselatin és az ezüst aránya 1:2. A készítésnél a nagy szemcsék kialakítása érdekében aránylag nagy halogénsó felesleggel kell az érlelést végrehajtani és igen jelentős az ezüstjodid szerepe ezeknél az emulzióknál.

A zselatinban szuszpendált kolloid ezüstbromid szemecskéiben fényelnyelés hatására Br keletkezik és ez bromozza a zselatint, egyidejűleg pedig Ag szabadul fel:



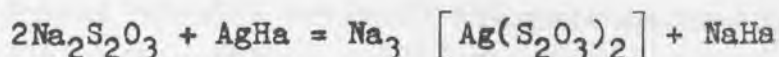
Az egyazon szemcsében felszabadult Ag atomok diffúzió útján egymással ezüstkristálygóccá egyesülnek, amelyek azonban kicsiségük-nél fogva láthatatlanok.

Ha a megvilágított bromezüst zselatint redukáló anyagok hatásának tesszük ki /előhívás/, akkor a redukció azokon a szemcséken indul meg, amelyek a megvilágítás folytán már tartalmazznak ezüstkristálygócokat és a redukció annál nagyobb sebességgel megy végbe, minél több kristálygóc van a szemcsében.

A redukciót kellő pillanatban abbahagyva megkapjuk a negatív képet, amelyen a megvilágított helyeken sok fémezüst válik ki, a kevésbé megvilágított helyeken pedig kevés, mivel ez utóbbiakon a kevés kristálygóc miatt lassabban indul meg a redukció.

A megvilágítás során változatlanul maradt szemcsékből az előhívó az ezüstöt nem tudja redukálni, ennek folytán a fény nem érte szemcsék fehérek maradnak.

Az előhívott emulzió további érzékenységét azáltal szüntetjük meg, hogy az el nem bomlott ezüsthalogenidet eltávolítjuk, ami úgy történik, hogy az emulziót nátriumtioszulfát vizes oldatában fürdetjük, ami a változatlanul maradt ezüsthalogenidet kioldja:



Az ezüsthalogenid film kék és ibolya fénnel szemben érzékenyebb, mint vörössel szemben.

Mivel a fotokémiailag elbomlott anyag mennyisége arányos az elnyelt energiával, ezért a fotoemulziók fényforrások, illetőleg sugárforrások intenzitásának összehasonlítására alkalmasak.

#### Fotometrius uton történő dózismérés.

A radioaktív anyagokkal dolgozók kellő elővigyázat nélkül igen nagy dóziseket kaphatnak. Megfelelő mérésekkel kell tájékozódniuk a lehetséges dózisértékekről, szükség esetén megfelelő rövid időre kell korlátozniuk tevékenységüket, vagy szükséges védelemről kell gondoskodniuk. Komolyabb esetekben nem elég egy műszer adatára támaszkodni, hanem a kapott dózist több módon mérjük.

Laboratóriumunkban a fotoemulziókat ionizáló /illetőleg szekunder folyamatok útján ionizáló/ sugárzások intenzitásának összehasonlítására és a laboratóriumban dolgozó személyeket ért sugárzás mennyiségének meghatározására, dózismérésre használjuk fel.

A filmdozimetria kiegészíti az ionizációs kamrás dózismérést. A ro-  
tografikus dózismérés főleg az egyéni dózismérésnél sok esetben  
előnyösebb, mint a másik módszerrel történő mérés. A filmdózis-  
mérők előnye az egyéb sugármérőkkel szemben az, hogy olcsó,  
érzékeny. Hátránya, nem oly pontos és érzékenysége függ a sugár-  
zás hullámhosszától. Erősítőernyő használata esetén igen kis su-  
gáradag is mérhető kb. 0,03 r-ig. Egyéni dózismérés céljaiból kis  
filmbélyegeket készítettünk, melyeket a ruhán, vagy a kézfejen  
gumikesztyű alatt, vagy az ujjak végén helyezük el. A filmek  
feketedését fotométerrel kimérve a dózistra következtethetünk. A  
fotoemulzió alkalmas arra, hogy rádióaktív anyagokkal való mun-  
kálathoz előtt kimérjük, hogy az árnyékoló falon nincsenek-e ré-  
sek.

#### A filmek kiértékelése.

A dózisméréshez használt filmeket először ismert erősségű  
sugárforrással bekalibráljuk, utána az ismeretlen dózisértéket  
közvetlenül a film feketedéséből tudhatjuk meg, ha a filmek ka-  
librációs görbéjét röntgen-feketedés függvényében vesszük fel.  
Igen fontos a sugár hullámhosszának ismerete, mert a film érzé-  
kenysége a foton hullámhosszának függvényében változik. A filmek  
feketedését a fizikában használatos elnyelési törvényekkel fejez-  
zük ki. Essék a film felületére  $\lambda$  hullámhosszu fény, amely sec-  
ként  $1 \text{ cm}^2$  felületre  $I_0$  energiát bocsát. Az össz  $I_0$  energia három  
komponensre bomlik:

$$I_0 = I_R + I_A + I_D$$

$$\frac{I_R}{I_0} + \frac{I_A}{I_0} + \frac{I_D}{I_0} = 1$$

ahol  $I_R$  a visszavert,  $I_A$  az elnyelt,  $I_D$  pedig az át bocsátott fény-  
energia. Az utóbbi képletben szereplő  $I_D/I_0 = T$  hányados értéke  
azt mondja meg, hogy a beesett fény hányadrésze jut át a rétegen.  
Ezt az értéket átlátszóságnak nevezik. Feketedés mérésénél ennek  
az értéknek a használata kényelmetlen, mert igen fekete helyeken  
igen kis tört számmal fejezi ki, az átengedett fény mennyiségét,

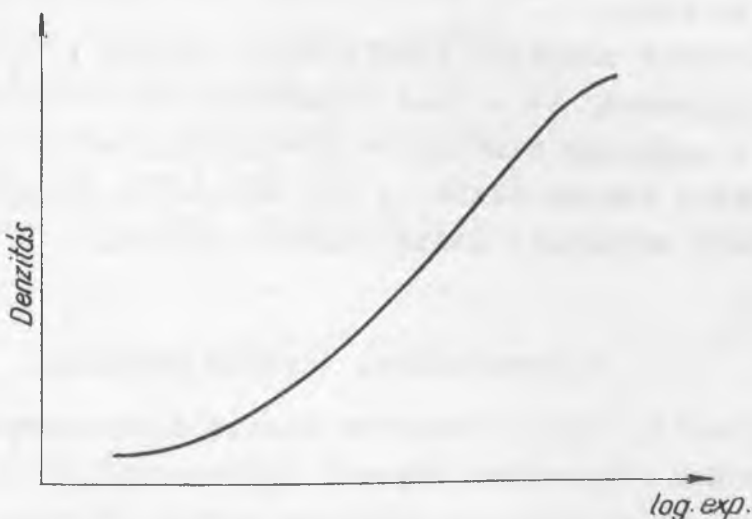
e helyett az átlátszósági érték reciprokának 10-es alapu logaritmusát

$$D = 10 \log \frac{I_0}{I_D}$$

használjuk, melyet a réteg fényelnyelő képességének, denzitásának szokás nevezni.

A fotografiai emulziók feketedését a Schwarzschild-féle törvény írja le. A feketedés az  $/I.t^p/$  szorzattól függ, ahol  $I$  a beeső fény intenzitása,  $t$  az expozíció ideje,  $p$  értéke általában egyhez közeli érték; fény esetén általában 0,8-0,95-ig. Röntgen és gamma sugár esetében  $p=1$ , vagyis a Schwarzschild formula át megy a Bunsen-Roscoe formulába.

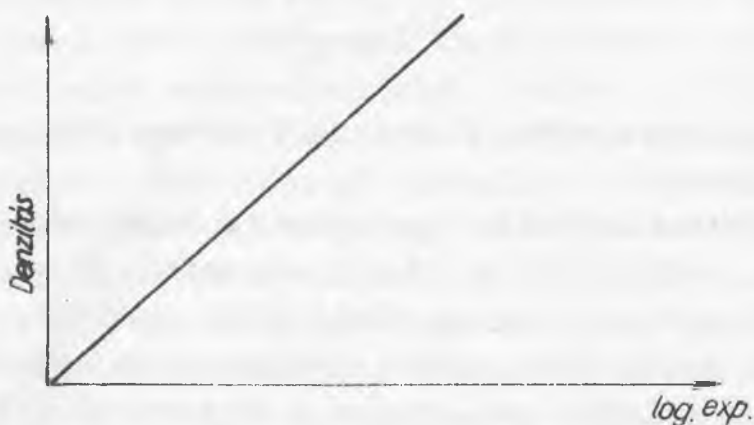
Fény esetében a feketedés az intenzitásnak egy küszöbértéke alatt nulla, bármilyen hosszú is az exponálás ideje. Ennek megfelelően a feketedés görbe nem az origóban kezdődik, hanem az ábra szerinti a menete. /1. sz. ábra/.



1. ábra.

Röntgensugár esetében nincsen ilyen küszöbérték, feketedést okoznak már igen kis intenzitások is. Ennek megfelelően a feketedés görbe az origóban kezdődik: /2. sz. ábra./

A feketedés függ a röntgen, vagy a gamma sugár hullámhosszától. Ugyanazon sugárfajta esetén a feketedés az  $I.t$  szorzatnak, vagyis a sugárzás mennyiségének a függvénye.



2. ábra.

Ennek alapján a fotonemulzió összehasonlító dózismérésre használható fel.

A feketedés nagy mértékben függ a sugárzás hullámhosszától, vagyis a keménységétől. A film érzékenységi görbéjének maximuma kb. 20 kV keménységnél van az ezüst és bróm szelektív abszorpciójának megfelelően.

Ha különböző szűrőket alkalmazunk, melyek a hosszabb hullámhosszu sugarakat, és a beta sugarakat elnyelik, akkor a filmbélyeget ért sugárzás minőségére következtethetünk. A röntgen és gamma sugárzást kvantitativ is jól mérhetjük filmjeinkkel, a többi ionizáló sugárzást pedig jelezni tudjuk.

#### Fotoemulzióval történő mérések.

Az ionizáló, vagy a közvetve ionizáló részecskék a fotografikus anyagokon feketedést képesek létrehozni. Mivel az emulzióban a röntgen és gammasugár hatására elbomlott anyag mennyisége arányos az elnyelt energiával, azért a fotoemulziókat sugárforrások intenzitásának összehasonlítására használjuk fel. A méréseket a rendelkezésünkre álló Agfa és Forte röntgenfilmekkel végeztük.

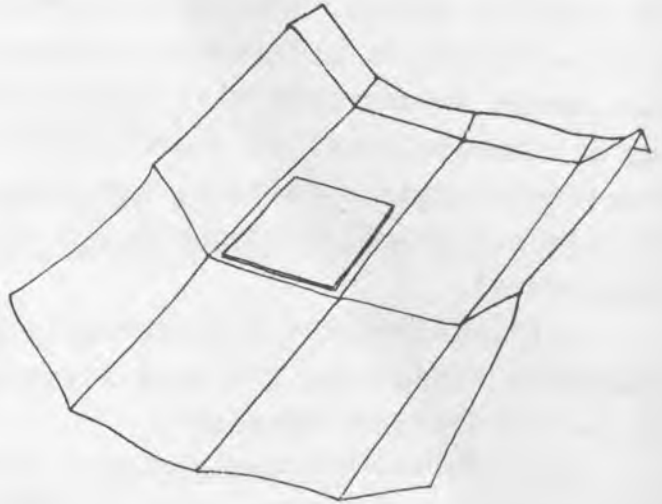
Laboratoriumunkban a fotografiai filmeket személyei dózismérés céljaira használjuk fel. A személyi filmdóziméterek három típusát dolgoztuk ki.

1./ 3x3 cm nagyságu filmlap fénymentesen fekete papirba csomagolva, mely vízmentes tasakba helyezhető. A vízmentes tasak

0,1-0,2 mm vastag fekete PVC lapból készült. Az ezen lévő fül segítségével a filmbélyeg a köpeny gombjára akasztható, vagy zsebben is elhelyezhető.

2./ 1,5x0,8 cm nagyságú filmlap fénymentesen fekete papirba csomagolva. Ezek a radioaktív anyagokkal való munkák közben a kezét védő gumikesztyű alatt az ujjakon és a kézfejen helyezhetők el.

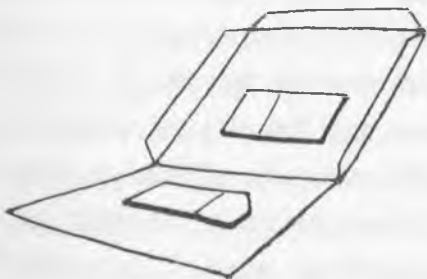
3./ 3x3 cm-es film a 5. és 6. sz. ábra szerint fekete papirban van elhelyezve. A csomagoláson 0,15 mm kadmium, ezen pedig 0,3 mm-es ólomlapocska van elhelyezve. Ezzel a doziméter típusal a mért sugarak hullámhosszuságáról kaphatunk tájékoztatást. Az ólomárnyékolásokat antiszimmetrikusan helyeztük el, ez azt teszi lehetővé, hogy a kapott sugárzás irányáról tájékozódjunk.



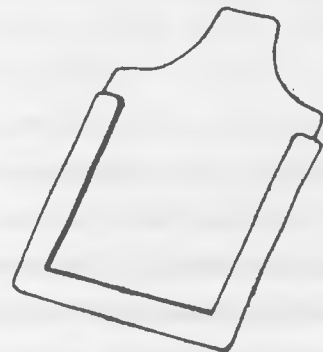
3. ábra.



4. ábra.



5. ábra.



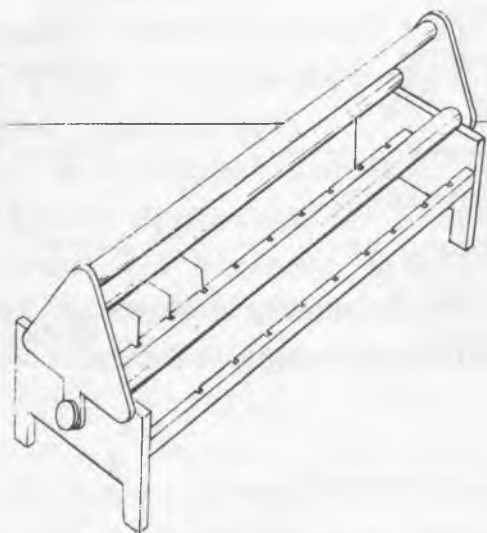
6. ábra.

A filmbélyegeket jelzésekkel kell ellátnunk, hogy tudjuk, ki viselte azokat. A filmet tartalmazó fénymentes csomagolásra kívül felírjuk az illető általunk kapott számát és a dátumot. Ezenkívül gömbölyű acélhegyű ceruzával a filmre is a csomagoláson keresztül

"ráírjuk" a számot. Ugyanis a ráíráskor keletkező mechanikus hatás a filmen az előhíváskor szépen meglátszik. Előhívás fixálás, mosás és szárítás után minden filmbe belevessük a számát, így a kiértékelésnél az összecserélés lehetősége igen kicsiny. Kiértékelés után a filmeket boritékban elzárjuk, az adatokat a boritékon kívülről felírjuk és az esetleges kontrolálás bármikor elvégezhető.

A filmbélyegeket a kereskedelemben kapható orvosi röntgen filmekből vágjuk ki. A filmek kivágása, csomagolása és előhívása teljes sötétségben történik.

Az előhívás a következőképen történik: A besugárzott filmeket meghatározott sorrendben egy dobozba rakjuk és sorban ebből szedjük ki a még fekete csomagolásban lévő filmbélyegeket és az előhívó toronyba helyezük. /7. sz. ábra/. Az előhívó torony



7. ábra.

plexiből készült, ennek vágataiba kerülnek sorba a filmek, egy vágatba csak egy db film, így itt sem lehet szó felcserélésről. Az előhívótoronyban együttesen több filmet hívunk elő, ugyanis ha egyenként végeznénk a hívást, az egyik filmbélyeg több, a másik kevesebb ideig lenne a hívóban, így a redukció útján kivált ezüst mennyisége különböző lenne, de együttes hívásnál ez a különbség minimálisra csökkenthető. Ebben a to-

ronyban maradnak a filmek fixáláskor, mosáskor és szárításkor is.

Minden méréssorozatnál az exponált filmekkel együtt egy nulla filmet is hívunk elő, melyet ugyanabból a filmtáblából vágunk ki és az előhívásig fény és sugármentes helyen tartottunk. A nulla-film denzitása adja a nulla milliröntgent.

Igen fontos az előhívási körülmények pontos betartása, mert így érhető el az, hogy a különböző lapokból kivágott filmbélyegek feketedései között egyértelmű összefüggést kapunk. A filmek előhíváshoz több előhívó kipróbálása után az "Agfa 30-as" hívót hasz-

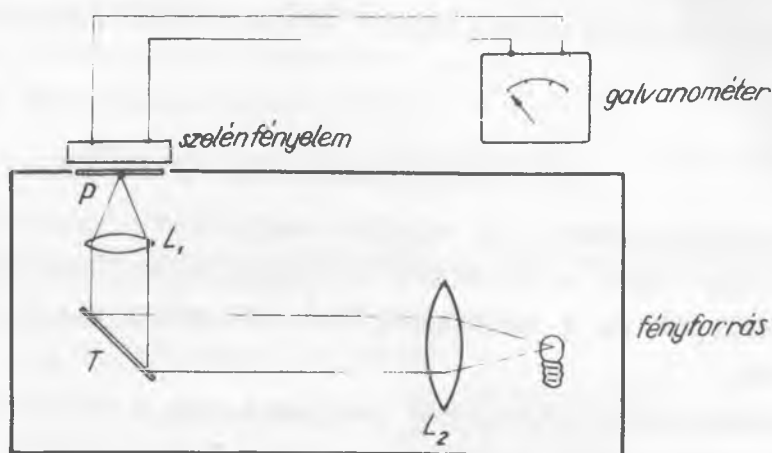
5612209



náljuk, előhívási hőmérséklet minden esetben 18 C fok és az ideje 6 perc.

### A filmek kiértékelése.

A filmek kiértékelését egy saját tervezésű szelén fényelemes fotométerrel végeztük. A fotométer elvi rajza a 8.sz. ábrán látható.



8. ábra.

A megvilágítást egy 30 W-s egyszálas izzó szolgáltatja, melynek áramellátása egy csak erre a célra szolgáló nagy amperórás akkumulátoregységről történik. Az izzó fényét az L<sub>2</sub> lencse teszi párhuzamossá, majd a T tükör 90 fokos eltérítés után az L<sub>1</sub> lencsére vetíti, mely a párhuzamos fénynyalábot a mérendő film síkjában egy P pontban gyűjti össze. Tulságosan kis helyen mérni a feketedését nem tanácsos, mivel esetleg az emulzion levő kívülről rákerült szennyezés a mérést meghamisíthatja. Méréseinknél 4 mm átmérőjű körfelületet világítunk meg egyszerre. A megvilágító lámpa távol van a mérendő filmektől, így a lámpa melegétől az emulzió nem lágyul fel. A mérendő filmet egy vízszintesen mozgatható szánkon helyezzük el, így a film feketedése pontról-pontra mérhető. A lencserendszer lehetővé teszi azt, hogy még nagy feketedésű film esetén is elég nagy intenzitású fény érje a szelén fényelemet. Mérés közben gondosan ügyelni kell arra, hogy a megvilágító fényforrás intenzitása ne ingadozzék.

A szelén fényelem áramát egy tükrös galvanométerrel mérjük, melynek mérési tartománya  $1 \cdot 10^{-5}$  -  $5 \cdot 10^{-8}$  A-ig terjed. Ez a mérési tartomány egy, már a műszerben bennelevő ellenállássorozattal hidalható át. Kis és nagy feketedésű filmek mérése esetén nem kell mást tennünk, mint megváltoztatni a galvanométer tartományát. Összehasonlítottuk a galvanométer mérési tartományait és azt találtuk, hogy azok 2%-on belüli egyezést mutatnak.

Mivel a szelén fényelem árama azonos hullámhosszu fény esetén a megvilágítás intenzitásával arányos, azért a denzitás értéke a szelén fényelem által adott áramértékből számítható.

### A filmbélyegek bekalibrálása.

A filmeket minden hét elején megjelölve kiosztjuk a dolgozóknak. A hét végén a filmeket összegyűjtjük, standard filmekkel együtt előhívjuk és a standardokkal fotométer segítségével összehasonlítjuk.

A standardok elkészítése /a feketedés dózisa való bekalibrálás/ Holthusen féle kockával szokott történni. Mi a filmek bekalibrálását dr. Bozóky László által tervezett tölgyfatoronnyal végeztük, ami az u.n. standard sorozat elkészítési idejét lényegesen lerövidíti. A Holthusen kocka  $5 \times 5$  cm nagyságu tölgyfakocka, ezalá szokták a filmet, fölé pedig a besugárzó preparátumot tenni. A mi mérőtornyunkban a középső függőleges lyukban helyezük el a besugárzó preparátumot, a négy szélső vágatban pedig a bekalibrálandó filmet. A mérőtorny úgy van méretezve, hogy az  $5 \times 5$  cm-es Holthusen kockához képest az expozíciós idő a felére csökken és ennél 4 db film exponálható egyszerre, így a standard sorozat elkészítési ideje elég rövid. /9. sz. ábra/.

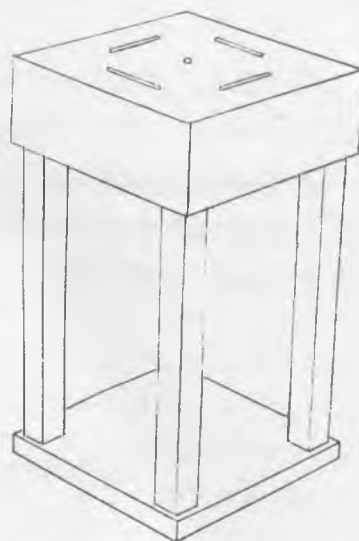
A standardok a következőképpen készülnek: m mg Ra tartalmu készítménytől alkalmas d távolságban filmeket helyezünk el melyeket megfelelő t ideig besugározzunk az egyes filmek által felvett gamma sugárdózis  $0,5 \text{ mm Pt}$  szűrő esetén

$$D = 8.4 \text{ mt/d}^2 \text{ röntgen.}$$

A standard filmeket a dóziméter kalibrálásához használjuk.

A kereskedelemben kapható orvosi röntgen filmeket csak úgy használhatjuk fel dózímérés céljaira ha a felhasználandó lapoknak egyenként felyesszük a kalibrációs görbét. Ez a dozismérést kissé komplikálja, de feltétlenül szükséges, mert csak így tudunk használható adatokhoz jutni.

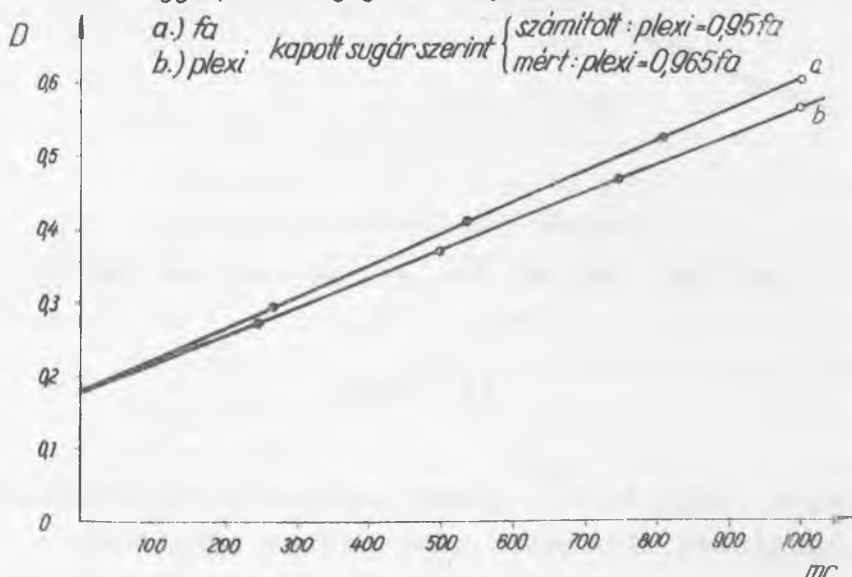
A tölgyfa, illetőleg a később használt plexi mérőtornyok összehasonlítása 5 mC Ra preparátummal történik.



9. ábra.

*Plexi és fa mérőtornyok összehasonlítása, ill. Agfa X-ray film m<sub>r</sub>-D kalibrációs görbéje*

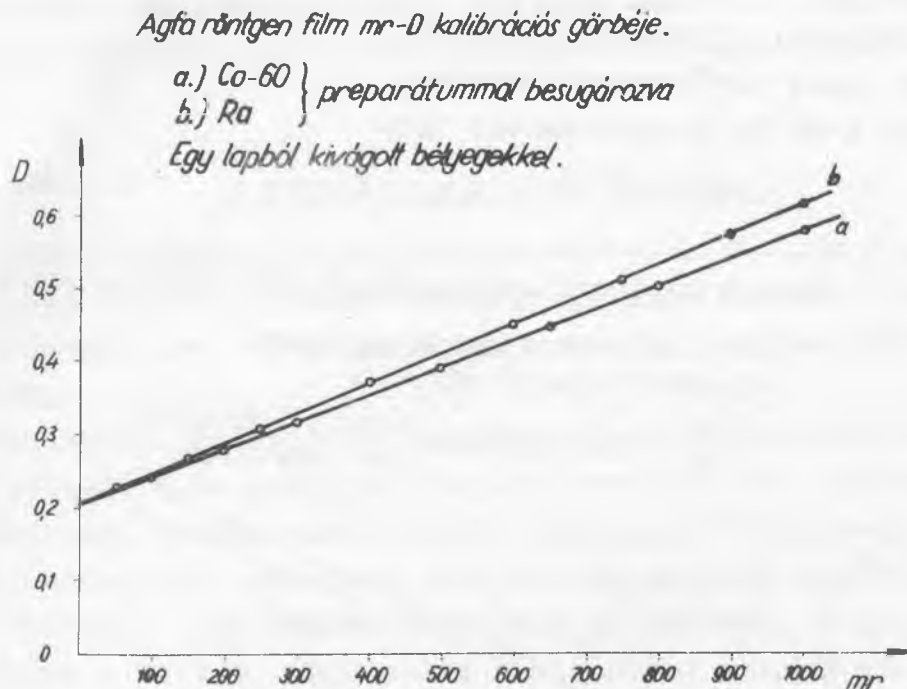
*Ra 0,5 mC preparátummal besugározva  
Egy lapból kivágogott bélyegekkel*



10. ábra.

A mérésekből az derült ki, hogy a plexi és a fatoronyban a filmek a kapott sugáradagok szerint a következőképpen vannak egymással kapcsolatban: A plexitoronyban mért dózisérték egyenlő a fatoronyban mért dózisérték 0,965-szörösével. Ez a mérés egyúttal az Agfa röntgen film kalibrációs görbéje is a rádiumpreparátum által kibocsátott gamma sugárzás által okozott denzitás és a kapott dózisek között.

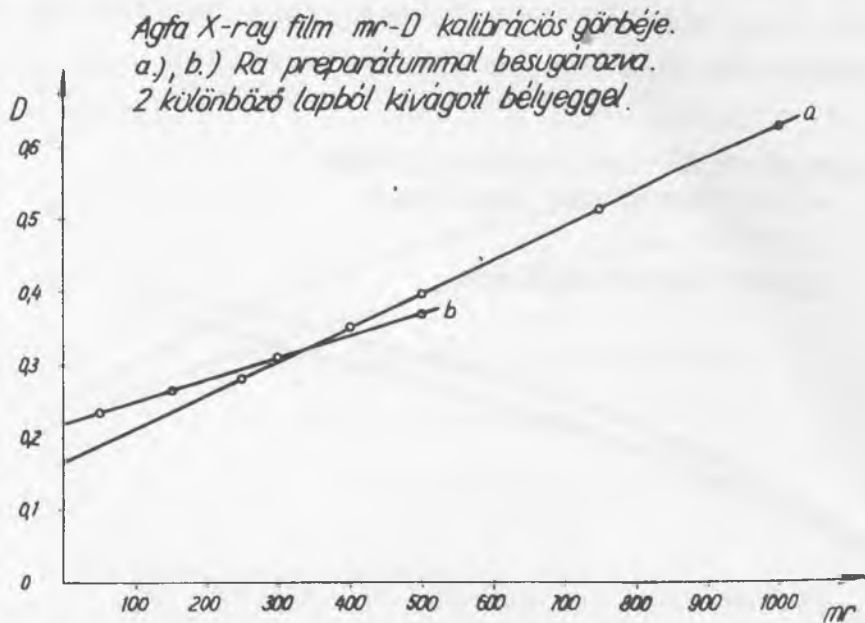
A következőkben ugyancsak Agfa filmmel arra végeztünk mérést, hogy mi különbség van a rádium és a  $\text{Co}^{60}$  gammáival besugárzott filmek között.



11. ábra.

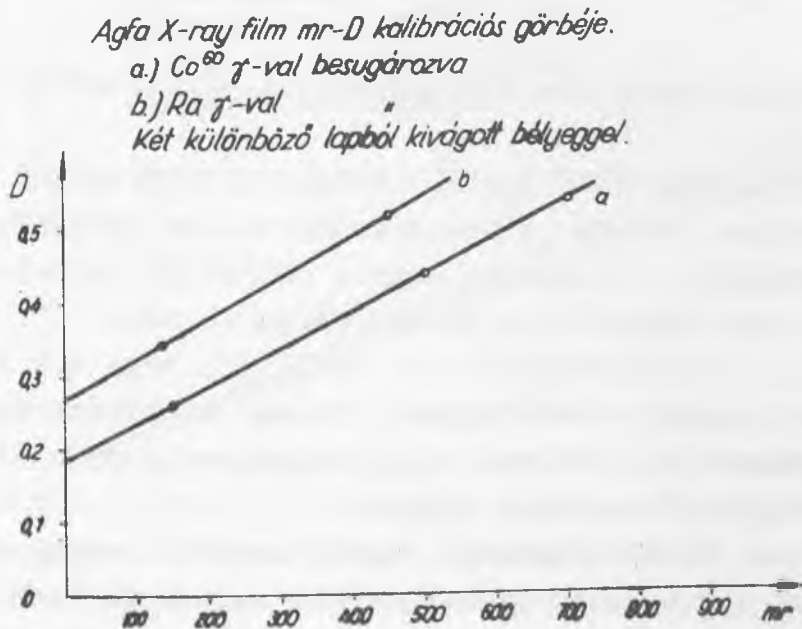
Az látható, hogy a  $\text{Co}^{60}$  gammái azonos  $m\text{r}$  értéknél, valamivel kisebb denzitást mutatnak, mint rádium esetében.

A 12. sz. ábrán szereplő kalibrációs görbék különböző lapokból kivágott filmbélyegekkal lettek felvéve, ebből az látható, hogy különböző lapok alapfeketedése és érzékenysége más és más, ami valószínűleg az öntési, érlelési és csomagolási, illetőleg az előhívásnál fellépő előhívó hőfok és előhívási időkülönbségekből ered.



12. ábra.

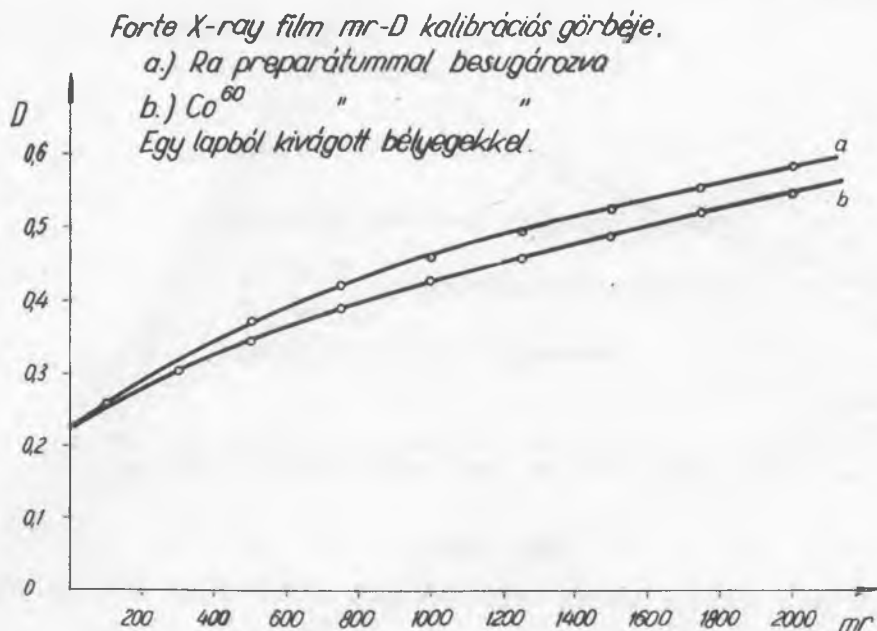
Ugyancsak egy ilyen mérés eredményét láthatjuk a 13. sz. ábrán.



13. ábra.

Az Agfa röntgen filmek esetében a kapott dózis és a mért denzitás között jó közelítéssel lineáris az összefüggés, eltérés csak a nagy feketedéseknél adódik.

A következő méréseket Forte röntgenfilmmel végeztük. A 14. sz. ábrán azonos lapokból kivágott filmbélyeget kalibrációs görbéje látható rádium és Co gamma besugárzás esetén.



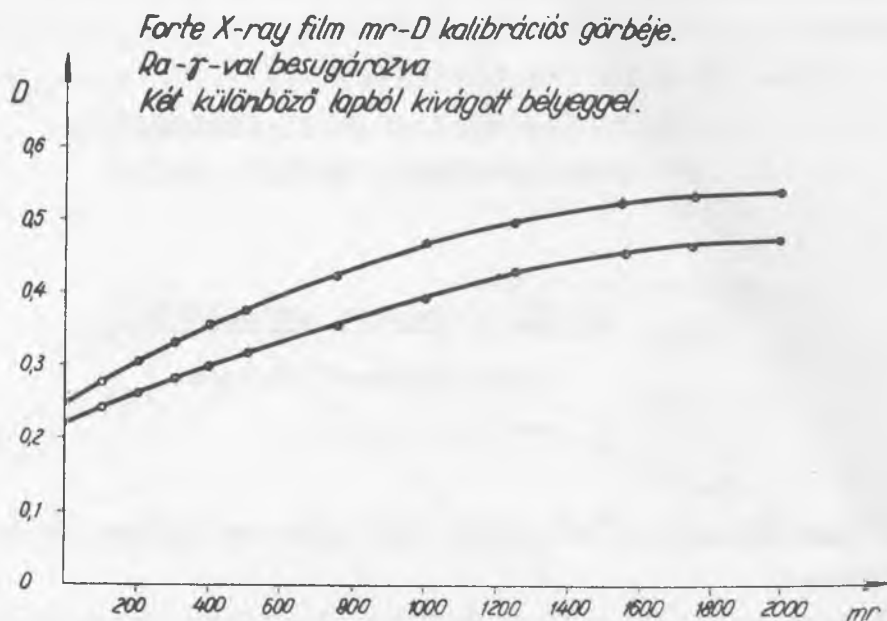
14. ábra.

A film a rádium gammájára érzékenyebbnek mutatkozott, mint a Co<sup>60</sup> gammájára.

A 15.sz. ábrán különböző lapból kivágott filmbélyegek denzitás-dózis görbéje látható. A besugárzást rádium gammájával végeztük és a görbéből az látszik, hogy a különböző lapból kivágott filmek alapfeketedése és az érzékenysége is más.

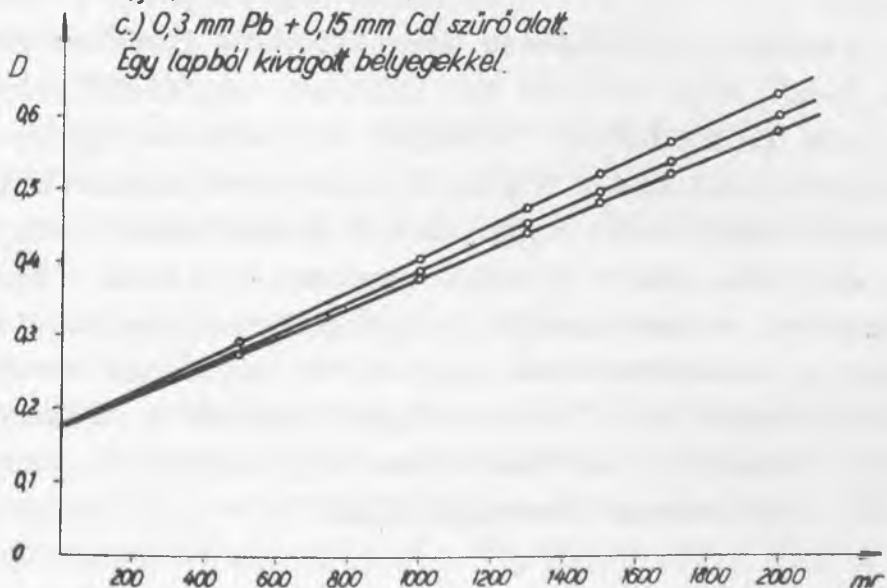
Forte röntgen filmek esetében azt találjuk, hogy már kis dózisoknál sincs lineáris összefüggés a filmek denzitása és a kapott dózisok között és a filmek alapfeketedése is általában nagyobb az Agfa röntgen filmekéhez képest.

A 7. és 8. sz. ábrákon látható dóziméterekben besugárzott Agfa röntgen film kalibrációs görbéje a 16. sz. ábrán látható. A szűrők alkalmazásával nyert denzitás értékek a szűrőkön kívül a legnagyobbak, a kadmium és ólomszűrők alatt mind kisebbek.



15. ábra.

*Agfa X-ray film  $m\text{-}D$  kalibrációs görbéje  
Ra- $\gamma$ -val besugározva  
a.) Szűrőkön kívül  
b.) 0,15 mm Cd szűrő alatt  
c.) 0,3 mm Pb + 0,15 mm Cd szűrő alatt.  
Egy lapból kivágott bélyegekkkel.*



16. ábra.

A film dozimetriával kapcsolatos egyes fontos kérdések, mint pl. a filmek fakulási effektusa, a filmet ért sugarak irány szerinti eloszlása és különböző szűrők vizsgálata folyamatban van, melyekről a cikk második részében fogunk beszámolni.

Érkezett 1956. márc. 13.

A RADIOLÓGIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE  
OSZTÁLYVEZETŐ: BOZÓKY LÁSZLÓ

Az ElT dekatron számolócső

Irta: Kormos István

Jelen közlemény célja az ElT dekatroncsőnek és működésének ismertetése.

A dekatron lényegében katódsugárcsőhöz hasonló felépítésű normál vevőcső nagyságu elektroncső. Impulzusok számlálására alkalmazható. Az elektronágyu a többi katódsugárcsőtől eltérően nem kör, hanem hosszú oldalával vertikálisan elhelyezkedő téglány keresztmetszetű, tehát szalag alakú sugárnyalábot szolgáltat. Ez a sugárnyaláb az eltérítő elektródák segítségével a beérkező impulzusok hatására tiz pontosan meghatározott állásban rögzíthető.

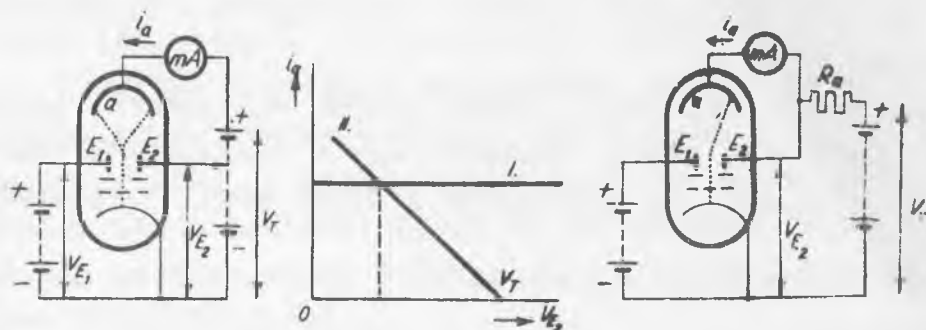
A 0-tól 9-ig terjedő tiz állásnak megfelelő helyen a cső belső fala fluoreszkáló réteggel van bevonva, így a sugárnyaláb pillanatnyi helyzete a világító csík révén kívülről leolvasható. A beérkező impulzusok a nyalábot 0 alapállásból 9-ig terjedő állásba ugratják, míg a tizedik impulzus hatására a segédáramkörök segítségével a sugárnyaláb 0 alapállásba ugrik vissza. Ezzel egyidejűleg a segédáramkörök egy pozitív impulzust továbbítanak a következő számolócső felé, amelyik ily módon a tizeseket számolja. További fokozatok, illetve csövek segítségével a századik, ezredik stb. impulzusokat számlálhatjuk.

A cső működése.

Hogy a cső működését megérthessük tekintsünk el a dekatron bonyolult felépítésétől és vegyük azt az egyszerű esetet, hogy csupán két eltérítő elektródával és egy fél hengerpalást alakú anóddal felszerelt csővel végezzük a mérést. A fókuszáló beren-  
5612209



dezés és a gyorsítórács szerepét itt nem tárgyaljuk. Legyen az I. ábra szerinti baloldali eltérítő elektróda fix  $V_{E1}$  a jobboldali elektróda  $V_{E2}$  változtatható feszültségen, az anód pedig  $V_T$  feszültségen. Az anódkörben lévő műszer az anódáramot jelzi.



1. 2. 3. ábra.

Az  $E_2$  elektróda feszültségét 0-tól  $V_T$ -ig változtatva az anódáramot folyamatosan mérjük és az anódáram eltérítő elektróda feszültség közti összefüggést grafikusan ábrázoljuk. Amint az ábrából látható az anódáram független az eltérítő feszültségtől és csupán a sugárnyaláb helyzete változik a mérés során. Lásd 2. ábra.

Most ismételjük meg a mérést oly módon, hogy az anódot és a jobboldali eltérítő elektródát összekötjük egymással és közös munkaellenállásról  $R_a$  tápláljuk a két elektródát. Lásd 3. ábra.

Akkor az Ohm törvény értelmében felírhatjuk azt az összefüggést, hogy

$$V_a = V_{E2} = V_T - i_a R_a$$

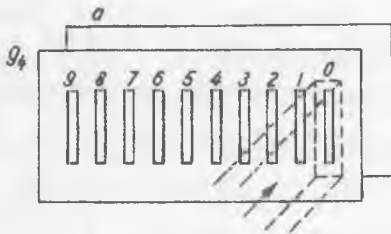
azaz az anódáram hatására az  $R_a$  munkaellenálláson feszültségesés jön létre így az  $E_2$  elektróda a telepfeszültségnél alacsonyabb és jól meghatározott értéket vesz fel. Ez a  $V_{E2}$  feszültség a nyalábot egy bizonyos helyen rögzíti. Ha ezt az összefüggést a 2-es ábrába berajzoljuk, úgy a II. jelzésű egyenest kapjuk, ahol az I. és II. egyenesek metszéspontja a sugár fix helyzetét jelzi.

És ez egyben a dekatron működésének az alapelve is. Ha ugyanígy egy előzőkben vázolt katódsugárcső egyik eltérítő elektródáját stabil feszültségen tartjuk, a másikat pedig úgy csatoljuk az anódjával, hogy közös munkaellenálláson tápláljuk, akkor a sugár-

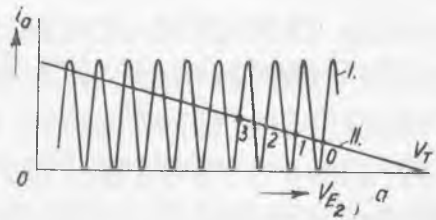
nyaláb helyzetét az éppen akkor folyó anódáram, illetve a munkaellenálláson fellépő feszültségesés határozza meg, ami ugyanis az anódot és a vele összekötött eltérítő elektródát azonos stabil potenciálon tartja.

Térjünk most rá hogyan kaphatunk tiz stabil helyzetet. Helyezzünk most az előbb vázolt berendezésben egy sík felületű anódot és egy tiz nyilással ellátott ugyancsak sík réselektrodát a sugárnyaláb utjában.

Tételezzük fel, hogy a rések azonos nagyságúak, egymástól egyenlő távolságra esnek, továbbá hogy a sugárnyaláb valamivel szélesebb a résnél, de keskenyebb a rések közti térközénél. Lásd 4. ábra.



4. ábra.



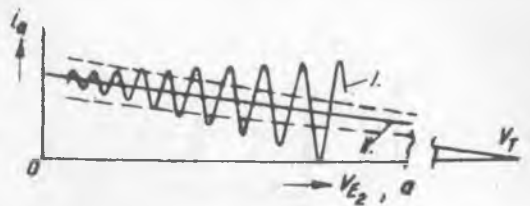
5. ábra.

Ha most  $E_1$  elektróda fix feszültségen van és a jobboldali  $E_2$  elektróda és a vele összekötött anód feszültségét folyamatosan csökkentjük, akkor a sugárnyaláb a 0 résztől a 9 számú résig mozog, ugyanakkor az anódáram az 5. számú ábrában ábrázolt görbe szerint változik.

Induláskor a nyaláb a 0 részt teljesen kitölti, azon át az anódra jut és az anódáram maximális. A nyaláb balra térve a résnek egyre kisebb részén halad csupán át az anódáram csökken míg végül az egész nyaláb a térközbe esik ekkor az anódáram zérus.

Tovább haladva balra a nyaláb ismét a résbe jut az anódáram nő a maximumig és így tovább az utolsó állásig. Elvben azt várhatnánk, hogy mivel a réselektroda rései azonos szélesek, így bármelyik állásban is van a nyaláb, azon az időegységben azonos számú elektron haladhat át, így az anódáram maximumok a 0 állástól a 9-ig azonosak lesznek. A minimumok pedig zéró értéknél vannak.

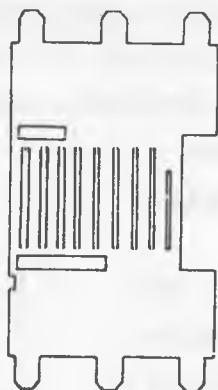
Ha most az így kapott görbébe berajzoljuk a munkaegyenesét a 0-tól 9-ig jelzett metszéspontok stabil állapotnak felelnek meg. Ezek a stabil pontok az anódáram-görbe csökkenő szakaszának a metszéspontjai lesznek. A nyaláb tehát megáll a részben olyan helyzetben, hogy részben a réselektrodán elnyelődve részben a résen keresztül az anódra jutva a munkaellenálláson akkora feszültségessést okoz, hogy ez éppen a sugár rögzítéséhez szükséges eltérítő teret tudja létesíteni. A gyakorlatban azonban sajnos nem ez a helyzet. Az eltérítés folytán a sugárnyaláb jobbról balra haladva defokuszálódik, egyre szélesebb lesz. Így a résen áthaladó elektronáram egyre csökken, a görbén a maximumok is egyre csökkennek. A széles nyaláb még a réstávolságnál is szélesebbé válik és így a minimumok sem lesznek zérus értéken, hanem egyre jobban nőnek. A ténylegesen elérhető anódáram karakterisztika tehát a 6. ábrán látható módon alakul.



6. ábra.

Amint látjuk a görbe baloldali része amplitudóban lényegesen csökkent. Így a munkaegyenes baloldali metszéspontjai elmaradnak, illetve ha még itt is stabil metszéspontokat akarunk elérni a munkaellenállás értéke csak igen szűk határok között tartható, illetve a munkaegyenes hajlásszögét kell igen kicsire választani, azaz igen magas telepfeszültséget kell használni. Hogy ezen segíthessünk és a görbe ezen hibáit kijavíthassuk arra több mód van. Elsősorban a rések szélességét jobbról balra haladva növeljük, hogy a sugár divergenciáját ezzel kompenzáljuk. Ezzel már az amplitudó nőni fog. Másodsorban a rések közti távolságot jobbról balra haladva növeljük, hogy a görbén a minimumok alacsonyabbak legyenek. Ez a térköz növelés még más szempontból is szükséges. Az asszimmetrikus eltérítés folytán ugyanis a sugárnyaláb jobbról balra való haladása közben az eltérítőlemezek között az átlag potenciál csökken. Ennek következtében a sugárnyaláb baloldali helyzetében az eltérítési érzékenység nőni fog. Így mennél jobban balra tér ki a nyaláb az  $E_2$  eltérítő elektróda ugyanakkora feszültség változásának egyre nagyobb kitérés fog megfelelni. Ezért a réselektroda

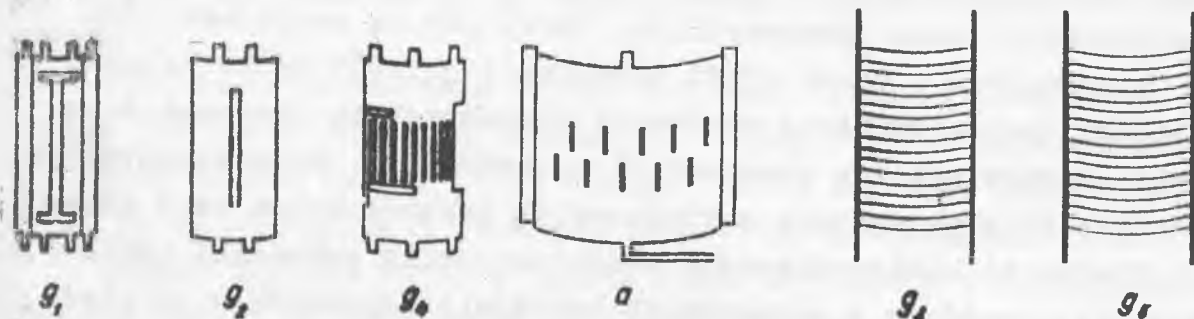
réstávolságát jobbról balra úgy növeljük meg, hogy ez a távolság növekedés az érzékenység fokozódást éppen kiegyenlítse. Ezen felül, hogy a sugárnyaláb jobbról balra haladtában nagyobb anódáramot adjon a réselektrodát még járulékos nyílásokkal látjuk el. Ezek a járulékos nyílások vízszintes téglány alakúak. Ezek részben a rések alatt és a rések felett helyezkednek el, úgy hogy a sugár jobbról balra haladtában egyre nagyobb keresztmetszetben ér el az anódlemezre. A cső ilyen módon javított karakterisztikája a 11. sz. ábrán látható. A 7. ábrán a réselektroda kiképzése látható.



7. ábra.

A dekatron felépítése.

Ezek után térjünk rá a dekatron felépítésére. Mint már a bevezetésben említettük a cső elektronagyuját függőlegesen elhelyezett egyirányban emittáló katód képezi. A 8. ábrán látható alaku



8. ábra.

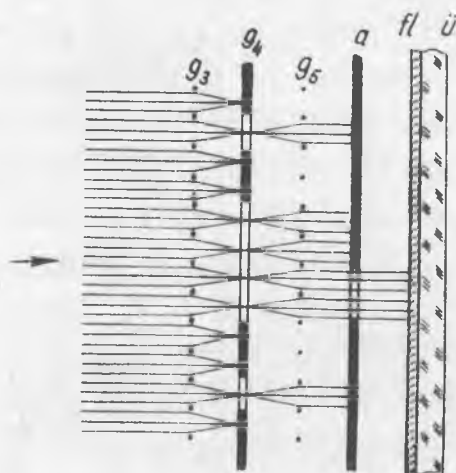
$g_1$  rács és a hozzátartozó fókuszáló pálcák, valamint a  $g_2$  gyorsítórács függőlegesen elhelyezkedő sávkeresztmetszetű sugárnyalábát állítanak elő.

A nyaláb az eltérítő elektródák között elhalad és a pozitív feszültségre kapcsolt  $g_4$  réselektrodához ér. A nyaláb részben a réseken keresztül az  $a$  anódra jut, részben a réselektrodán nyelődik el. Az anódlemezen a réselektroda réseivel szemben egymásfelett kétsorban elhelyezkedő függőleges rések vannak. Az anód rései fele akkora, mint a réselektroda rései. A sugárnyaláb egy része az anódlemezbe ütközik, másik része a réseken keresztül a világító ernyőre jut.

A jobb leolvashatóság céljából a számok egymás alatt két sorban a 0-2-4-6-8 a felső sorban, az 1-3-5-7-9 számok pedig az alsó sorban helyezkednek el. A réselektroda és az anódlemez előtt egy-egy fékezőrács foglal helyet  $g_3$ - $g_5$ . Ez a két elektróda, valamint a fókuszálópálcák és a katód mögött elhelyezkedő árnyékolólemez a katódra vannak kötve. A cső keresztmetszete a 9. ábrán látható.



9. ábra.



10. ábra.

A fékező rácsok a réselektroda és az anód szekunder elektronjainak a zavaró hatását küszöböli ki. Mint a 10. ábrán látható, a két fékező rács úgy helyezkedik el, hogy a réselektroda előtt lévő a nyalábot fésűfog szerűen bontja és a réselektroda síkjában fókuszálja, a második fékezőrács a réselektroda mögött a felbontott és most már divergáló nyalábot ismét homogénné teszi. A  $g_3$  fékezőrácsra mégis átjutó kis számú szekunder elektron fogására a jobboldali eltérítő elektróda elé helyezett és maximális pozitív feszültségre kötött  $a_s$  jelzésű segédelektroda szolgál. A réselektroda baloldalán az  $a_v$  jelzésű és az alapállásba való visszaug-

5612209

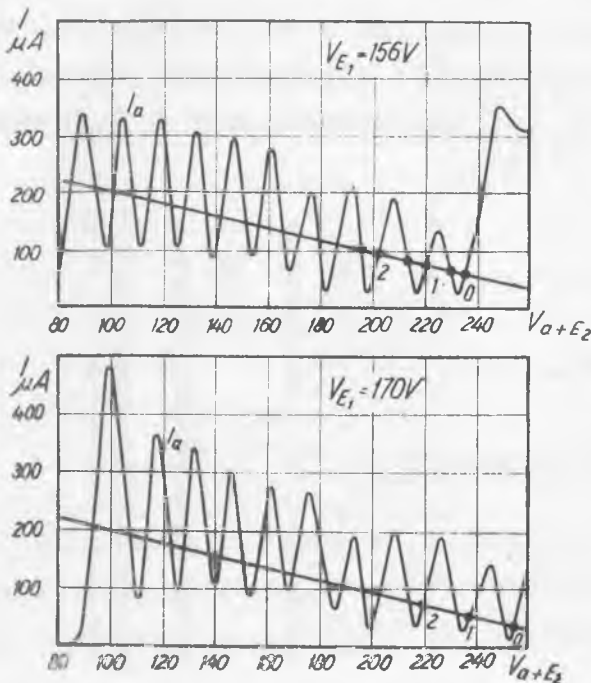
ratásra szolgáló anód van. A sugárnyaláb a 9-es állásból a következő impulzus hatására erre a segédanódra jut és ennek az elektródának a munkaellenállásán a keletkező negatív impulzus szolgál a segédáramkörökön keresztül a 0-ra visszaugrató impulzus beindítására.

### A nyaláb vezérlése.

A számolócső a baloldali  $E_1$  jelzésű deflektorra adott pontosan meghatározott alakú és amplitudójú pozitív jelekkel vezérelhető. Vegyük fel a forgalomban lévő ET jelzésű dekatroncső karakterisztikáját. Az anóráramot az anód és a vele összekötött

jobboldali  $E_2$  jelzésű eltérítő elektróda feszültségének függvényében ábrázoljuk. Legyen először a baloldali fix feszültségű  $E_1$  jelzésű elektróda 156 V feszültségen, másodszor 170 V-on. A két karakterisztika a 11. ábrán látható módon néz ki.

A görbe alakját az előzőek alapján nem kell részletesebben kifejteni. Látjuk, hogyha az  $E_1$  deflektor feszültséget  $V_1 = 14$  Volttal megemeljük a görbe a  $V_1$  feszültségnek megfelelő távolsággal jobbra to-



11. ábra.

lódik el. Az első karakterisztika a vezérlés nyugalmi állapotát jelzi, a második a 14 Voltos pozitív vezérlő impulzus beadásakor előállott helyzetnek felel meg. A 12. ábrán az impulzus beadása közben előálló helyzet, azaz a karakterisztika jobbra tolódása és az eredeti karakterisztika egymás mellett látható.

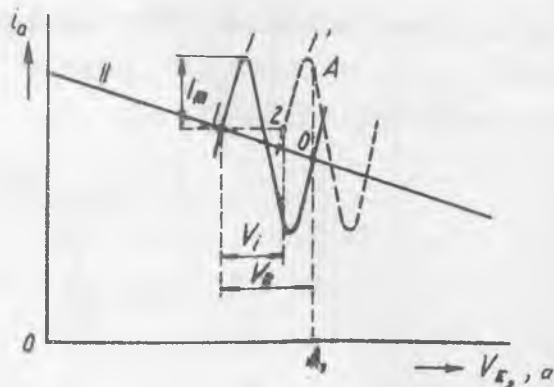
Legyen a sugár 0 állásban, adjunk a baloldali deflektorra egy 14 Voltos pozitív impulzust. A sugár ennek hatására balra tér ki. Az anódra kevesebb elektron futhat fel. Ha az anóráram lecsökken a jobboldali eltérítő elektróda feszültsége megnő és ez

a növekedés az eltérítést megakadályozná. Azonban az anód munkaellenálláson levő elektroda és huzalozási kapacitások által képzett kondenzátor az anódfeszültség és az  $E_2$  deflektor feszültség felugrását megakadályozza.

Ha az impulzus jelhomloka elég meredek akkor ezen idő alatt a  $V_{E_2}$  potenciál konstansnak tekinthető. A sugárnyaláb tehát a következő baloldali rész

felé tért ki a görbe pedig az impulzus amplitudó távolságának megfelelően jobbra tolódott. Ebben a helyzetben a munkaellenálláson az előző stabil állapotnak megfelelő anódáram folyik csupán hiszen a jobboldali deflektor feszültség megváltozására az időállandók miatt nem volt lehetőség, viszont az új helyzetben esetleg fellépő anódáram változás a szórt kapacitások töltéséből egyenlítődik ki és ha az impulzus leszálló ága elég lassan tér vissza a nulla értékhez, akkor a görbe az eredeti helyzetébe balra vissza tér a sugár pedig az új stabil helyzetben megáll.

Ez a helyzet a 0-tól 9-ig terjedő állásba ugrás esetén. A 10-ik impulzus a nyalábot a visszaugrató anódra téríti ki és ennek munkaellenállásán fellépő negatív impulzus a segédáramkörök révén a cső rácsát annyi ideig zárja le amíg a fő anód és a jobboldali deflektor feszültsége a kiindulási értékre nem emelkedik és a sugár a 0 állásba vissza nem ugrik.

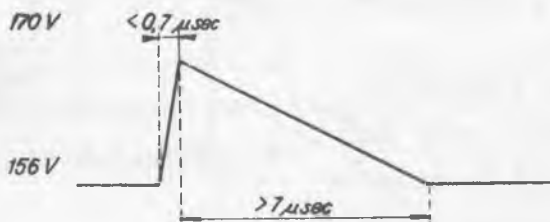


12. ábra.

### Vezérlő impulzus.

Mindezek után a vezérlő impulzussal szemben támasztott követelmények már adva vannak. Az impulzus amplitudót a stabil pontok egymástól való távolsága szabja meg, ami 300 V anódfeszültség és 156 V fix eltérítő feszültség, valamint a később megadott egyéb üzemfeszültségek mellett kb. 14 V, illetve a már említett okok

miatt  $13.6 \text{ V} \pm 18\%$ . Az anódköri időállandó folytán az impulzus homlok meredeksége  $20 \text{ V}/\mu\text{s}$ . A leszálló ág  $2 \text{ V}/\mu\text{s}$  csökkenést kell, hogy mutasson. Így az impulzus időtartam a felszálló ágon  $0.7 \mu\text{s}$ , a leszálló ágban  $7 \mu\text{s}$ . A 13. ábra a vezérlő impulzus adatait tünteti fel.



13. ábra.

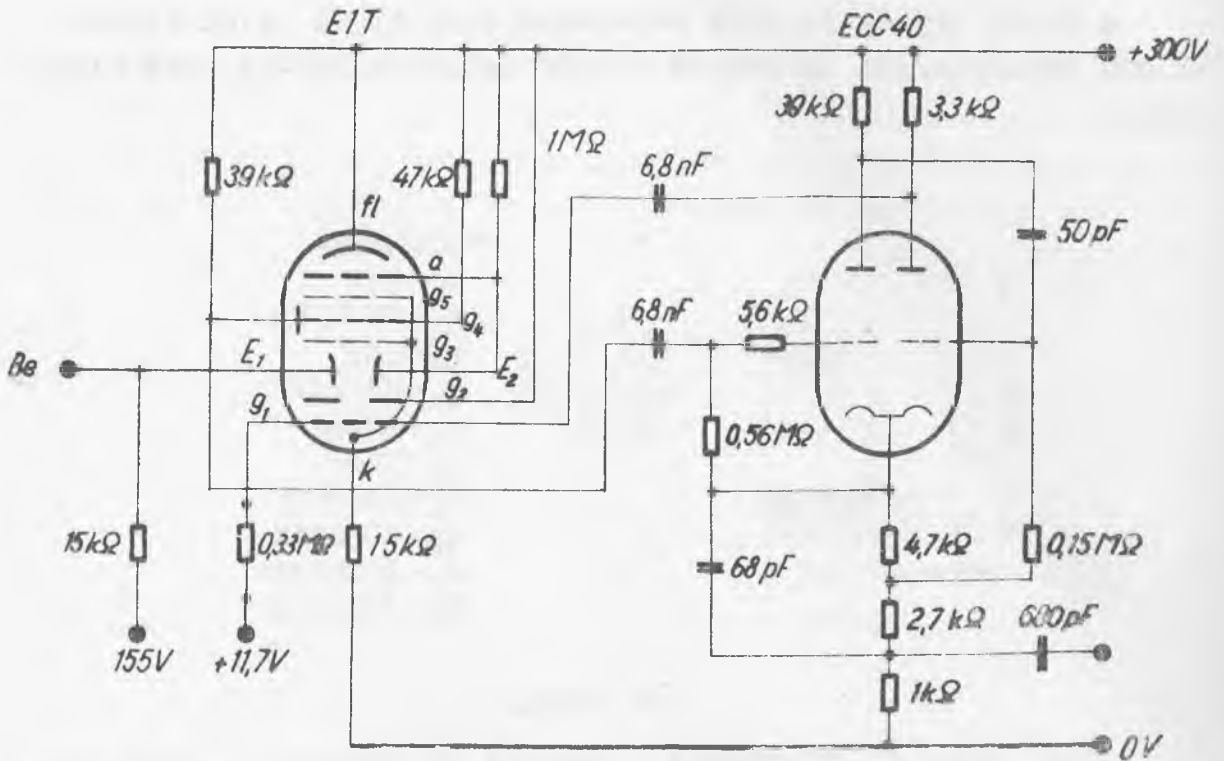
### Impulzus formáló egység.

Az ELT cső vezérlésére kétféle impulzusra van szükségünk. Egyrészt a sugár eltérítésre szolgáló vezérlő impulzusra, másrészt a 0 alapállásba visszaugrató impulzusra.

Ezért a dekád egység egy ELT csőből és a hozzátartozó kettős triódából áll. A kettős trióda monostabil multivibrátorként működik. A dekád egység a 0-ra visszaállító impulzust és a következő dekád vezérléséhez szükséges kimenő impulzust állítja elő. Az első dekád egység elé, erősítővel ellátott impulzusformálót helyezünk a GM impulzusok erősítésére és formálására. A dekád egységgel összeépített impulzus formáló kapcsolási rajza a 14. ábrán látható.

Nyugalmi állapotban a kettős trióda balfele  $T_1$  vezet. A közös katód ellenállás három tagból áll. A legfelső tag a  $T_1$  csőfél vezető állapotában, a  $T_2$  csövet lezárásig feszíti elő. A negatív impulzus hatására a  $T_1$  csőfél anódárama csökken, így a katód potenciálja is csökken, ezzel a  $T_2$  csőfél rácса katód potenciálra kerül. Ugyanakkor a  $T_1$  csőfél anódjáról a csatoló kapacitáson keresztül a  $T_2$  rácására pozitív jel jut, úgyhogy a  $T_2$  teljes vezetés állapotába billen át, a  $T_1$  csőfél pedig teljesen lezár. A csatoló kondenzátor kisülése közben a  $T_2$  csőfél ismét lezár és a  $T_1$  vezetésbe billen át. A katód ellenállás felső és középső tagját áthi-





14. ábra.

daló kis kapacitás az alsó katód ellenállásról levehető kimenő impulzus homlokának meredekségét szabja meg.

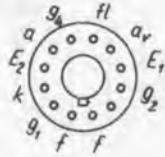
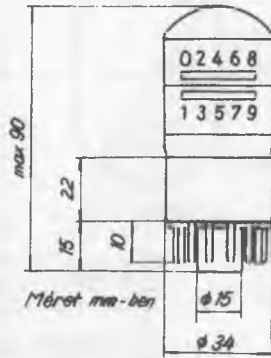
A  $T_2$  csőfél anódjáról az EIT cső rácsára kerülő azt lezáró negatív visszaugrató impulzus vehető le. A lezárás időtartama kb.

$25 \mu s$ . Ez az idő szükséges ahhoz, hogy az anód és a jobboldali deflektor potenciál a 0 állásnál lévő értékét felvehesse. A készülék megépítéséhez felhasznált egyes ellenállás értékek 1-2 %-os, a kapacitások 5 %-os toleranciájuk kell, hogy legyenek, hogy a cső helyes működése biztosítva legyen.

Az általunk megépített egységeknél a kettős dióda katódel-lenállásának legalsó tagját, - ami a kimenő impulzus amplitudót szabályozza potencióméterrel helyettesítettük és az EIT rácsafe-szültségét is szabályozhatóan képeztük ki.

A fix deflektor feszültséget kívülről tápláljuk be. A dekád egységek néhány kötés oldásával cserélhetők. A megépített 100-as leosztású készülékben stabil anódpótló és stabil nagyfeszültségű tápegység, valamint GM jelek számlálásához alkalmas erősítő és formáló fokozat, továbbá mechanikus számláló szerkezet van, szokványos kapcsolásban.

A dekád egység feloldó képessége periodikus jelek esetén 30.000 impulzus/sec de csupán 10.000 impulzus/sec-ig lett kipróbálva.



Műszaki adatok:

- $V_t = 300V$
- $V_{g1} = 11,9 \pm 0,15 mA$
- $V_{g2} = 300V$
- $V_{E1} = 156 \pm 1,5V$
- $I_k = 0,95 mA$
- $I_{g2} = 0,1 mA$
- $R_k = 15 k\Omega \pm 1\%$
- $R_{g4} = 47 k\Omega \pm 5\%$
- $R_{av} = 39 k\Omega \pm 10\%$
- $R_a = 1 M\Omega \pm 1\%$

15. ábra.

A 15. ábra a cső adatait, bekötési és foglalat rajzát és az üzemi adatokat tartalmazza.

### I r o d a l o m.

- [1] A.J.W.M. van Oberbeck. J.L.H.Jonker und K. Redenhuis. Eine Dezimalzählröhre für hohe Zahlgeschwindigkeiten. Philips techn. Rdsch. 14. 365-378. 1953/54.
- [2] K. Kandiah. Decimal Counting Tubes. Electronic Engineering. 56-63. febr. 1954.

Érkezett 1956. márc. 12.



---

A kiadásért felelős: Felsőoktatási Jegyzetellátó V. igazgatója  
1956

A kézirat nyomdába érkezett: III.27. Pédányyszám: 400  
Készült: Rotaprint lemezről a MNOSz 5601.50 Á és MNOSz 5602.50 Á  
szabványok szerint  
9,25 A/5 iv terjedelemben 53 ábrával

Készült a Felsőoktatási Jegyzetellátó Vállalatnál  
Felelős vezető: Bojkovszky Lajos  
Ny.táskaszám: 56122o9

---