MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ

A

Longolo

INTÉZETÉNEK

KÖZLEMÉNYEI

1955

3. ÉVFOLYAM, 6. SZÁM

35336/55 --- Akadémiai my.



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

Erő János, Mátrai Tibor, Nagy László és Vödrös Dániel közreműködésével szerkeszti: Faragó Péter

3. évfolyam 6. szám

1955. november-december

		TARTALOMJEGYZÉK	Oldal
	1.	Bozóki György és Nagy László: A Rossi-görbe vizsgálata antikoincidencia berendezéssel	577
	2.	Györgyi Géza: A ponderomotoros erő elektrosztatikus térben	588
	3.	Kiss Dezső, Szentpéteri Imre és Szivek János: Kis hát- terü mérőkészülék épitésével kapcsolatos kisér-	595
A.		Wele Mease. Gevelennel feif stermenste meferfelter	606
	4.	Mraz Jozgei: Szogkorrelacio atommagok sugarzasaban	600
ζ.	5.	Neszmélyi András: Neutronerősitők	616
	6.	Czike Kálmán és Fodor Józsefné: Viz deutériumoxid tar- talmának meghatározása fagyáspontméréssel	647
	7.	Szabó László: U ²³⁵ tartalom meghatározása radiokémiai módszerrel	654
	8.	Berecz György és Szilvási Árpád: Röntgencsőhütési prob- lémák vizsgálata a 400 kV-os röntgenkészüléknél	663
	9.	Ember György és Sándory Mihály: Radiológiai mérésekre alkalmas impulzusszám integráló	676
1	0.	Fehér István és Fejes Péter: P ³² analitikai meghatá- rozása szövetmintákban	685
1	1.	Zsigmond György: Laboratóriumi szolenoid közepes erős- ségű mágneses terek előállítására	690
		ettan saas voor faat 6000 taas	

Technikai szerkesztő: Stancsich Györgyné



A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSEY LAJOS

- 577 -

<u>A Rossi-görbe vizsgálata antikoincidencia berendezéssel</u> Irta: Bozóki György és Nagy László

BEVEZETÉS

Tengerszinten a kozmikus sugárzás által egy abszorbensben létrehozott záporokat főleg elektronok és fotonok, valamint umezonok idézik elő. Az időegység alatt regisztrált záporok száma függ az abszorbens vastagságától. A függést ábrázoló görbét felfedezőjéről Rossi-görbének nevezzük. A Rossi-görbével kapcsolatban számos cikk jelent meg, de több kérdés még most sincs kellő mértékben tisztázva, igy a vizsgálatuk napjainkban is állandóan folyamatban van. A fentemlitett primérek által keltett záporokat rendszerint csak együttes hatásukban vizsgálták és csak kevés. részben ellentmondó és hibás mérés áll rendelkezésre e primérek által külön-külön keltett záporokra vonatkozóan 1-9. Ezért indokoltnak látszott ezzel kapcsolatos mérések elvégzése. A Kozmikus Sugárzási Osztályon e témakörben végrehajtandó mérés sorozat első lépéseként antikoincidencia berendezés segitségével szétválasztottuk az ionizáló és nem-ionizáló primérek /fotonok/ által keltett záporokat. Ennek eredményével foglalkozik jelen cikkünk.

A BERENDEZÉS ISMERTETÉSE

Öt db ötös koincidenciába kapcsolt GM-csövet helyeztünk el 120 x 45 cm² felületű ólomabszorbens alatt szabályos ötszög csucsaiban ugy, hogy az öt cső egyidejű megszólaltatásához legalább három részecske szükséges. Berendezésünknek ezt a részét részletesebben ismertettűk egy előző cikkben [10]. Feladatunknak megfelelően az abszorbenst felülről és oldalról körülvettűk antikoincidenciába kapcsolt GM-csövekkel. A geometriai elrendezés se-5511536 matikus rajzát az l.ábra mutatja. A B csövek érzékeny hossza 80 cm, belső átmérőjük 4 cm; az A csövek érzékeny hossza





135,5 cm, belső átmérőjük 3,8 cm. Minden cső falvastagsága 0,1 cm [11], megszólalási valószinüségük 99,8 % felett van [12]. (Az ábra áttekinthetőségének megóvása miatt nem rajzoltuk fel azt az öt-öt A csövet, mely a felrajzolt A csövekre merőlegesen, ezen csövek két végén volt elhelyezve.) Az összes antikoincidencia cső egy sinen mozgó kocsira volt felszerelve, melyet el lehetett mozditani, hogy az ólom vastagságát könnyen változtathassuk és a B csövekhez hozzá tudjunk férni. A tápfeszültségek szerelését ugy oldottuk meg, hogy a kocsi mozgatásakor a feszültségeket nem kellett lekapcsolni, az impulzusokat vivő vezetékek is a helyükön maradhattak.

Minden A cső egy-egy a kocsira elhelyezett és közellévő katódcsatolásu erősitőre viszi a jelet, hogy a kocsi mozgatása miatt hosszura hagyott árnyékolt kábelek ne terheljék le a GMcsövek jelét. A katódcsatolásu erősitő előtt a jelet kb. 15 µ sec szélességüre röviditjük. Négy-négy katódcsatolásu erősitő jelét közös kábelen visszük az antikoincidencia berendezés bemenő erősitőjére. Az innen kapott pozitiv jel az antikoincidencia keverőbe kerül. Az antikoincidencia keverő csak akkor ad tovább jelet az impulzusszámláló végfokozatra, ha mind az öt B cső megszólalásakor keletkező eredményjellel egyidejüleg nem történt kisülés

az A csövek egyikében sem: / - A,B1,B2,B3,B4,B5/. Ez felel meg a fotonok által kiváltott záporok esetének. Előfordulhat, hogy az ötös koincidenciát az A csövek valamelyikén keresztülhaladó ionizáló primér hozta létre, de az A cső jele pl. a GM-cső kisülésének spontán késése miatt késik a koincidenciajelhez képest. Ilyen esetben az antikoincidencia berendezés - tévesen - meg fog szólalni, mert a koincidenciajellel szemben nem alakult ki idejében az azt kioltó A cső jele. Alapvető követelmény tehát, hogy a koincidenciajelet meg kell késleltetni. Kiss és Szivek [13] mérései bizonyitják, hogy 2 µsec-os késleltetés feltétlenül elegendő. Ilyen késleltetés elérésére felhasználtuk azt a körülményt, hogy a pozitiv koincidenciajel éppen 2 µsec. Ezt a jelet megfelelő módon differenciálva és a differenciált jel pozitiv részét levágva és a negativ részét továbbvive, biztositottuk a koincidenciajel 2 µsec-os késését. Természetesen téves antikoincidenciajelet kapunk akkor is, ha az A csövek jele hamarabb ér véget, mint a koincidenciajel. Ennek a lehetőségnek az elkerülése végett választottuk az A csövek jelét kb. 15 µ sec-ra.

EREDMÉNYEK

Az 1931,5 órán át tartó mérések eredményeit az I.táblázat és a 2. ábra szemlélteti. Az I. görbe az ionizáló és nem-ionizáló részecskék által létrehozott záporok görbéjét ábrázolja: /B1, B2, B3, B4, B5/. A II. görbe a fotonok által létrehozott /-A, B1, B2, B3, B4, B5/ záporoknak felel meg. A I.-ből a II.-öt kivonva az ionizáló részecskék által keltett I' záporok görbéjét kapjuk. Hasonlitsuk össze a I' és II görbék maximumainak helyét. A maximum környékén lévő mérési pontokat I'an és II an analitikus függvényekkel közelitettük meg. A 3. ábra az 1,0, 1,5, 2,0, 2,5 cm vastag abszorbensnél kapott beütésszámokat a I' és II görbére, valamint az I', és II an közelitő függvények görbéit tünteti fel. Ez utóbbiak maximuma 1,32, illetve 1,92 cm ólomvastagságnál van. Természetesen a mérési pontok hibái más közelitő függvények felrajzolását is lehetővé teszik és igy a 0,6 cm eltolódás a maximumokban nem tekinthető hibamentesnek. Mindenesetre a felrajzolt statisztikus hibák mutatják, hogy a foton-görbe jobbra tolódása szignifikáns.

- 580 -<u>I. Táblázat</u>

Pb /cm/	Mérési idő /óra/	Koincidencia / óra	Antikoincidencia / óra
0,0	82	31,8 <u>+</u> 0,6	0,5 ± 0,08
0,5	97	90,3 ± 1,0	5,8 ± 0,3
1,0	135	$135,4 \pm 1,0$	12,8 ± 0,3
1,5	184	$142,0 \pm 0,9$	17,7 ± 0,3
2,0	184	$134,4 \pm 0,9$	18,7 ± 0,3
2,5	148	$116,9 \pm 0,9$	17,4 + 0,4
5,0	111	46,1 <u>+</u> 0,7	5,8 <u>+</u> 0,2
7,5	91	26,9 + 0,6	2,6 + 0,2
10,0	573,5	22,5 <u>+</u> 0,2	2,35+ 0,07
12,5	46	22,4 + 0,7	2,3 <u>+</u> 0,2
15,0	106	$22,3 \pm 0,5$	2,4 ± 0,2
17,5	174	21,4 <u>+</u> 0,4	2,4 ± 0,1



2.ábra

- 581 -



3.ábra

Ez a tény összhangban van a kaszkádelmélettel és annak egy igazolását szolgáltatja. Egy zápor regisztrálási valószinüsége ugyanis annál nagyobb, minél több az abszorbensből kiváltott elektronok száma. Természetes annak feltételezése, hogy annál az abszorbensvastagságnál kapjuk a maximális beütésszámot, amelynél a záporrészecskék átlagszáma a legnagyobb. A kaszkádelmélet szerint egy E₀ energiáju elektron vagy foton a következő, kaszkádegységben kifejezett abszorbens vastagságnál hozza létre a maximális részecskeszámot:

$$T(E_o) = 1.01 \left(ln \frac{E}{c} - 1 \right)$$
 elektron esetén;

$$T(E_{n}) = 1.01 \left(ln \frac{E_{0}}{\epsilon} - \frac{1}{\epsilon} \right)$$

foton esetén.

Itt & az u.n. kritikus energia, mely az abszorbens anyagától függ. A két érték között fél kaszkádegység különbség van, ami ólom esetén közel 0,3 cm-nek felel meg. Figyelembe kell venni, hogy a formulák azonos energiáju fotonokra és elektronokra vonat-5511536 koznak. Valójában a kozmikus sugárzás részecskéi nem monoenergetikusak, de a mérési adatok szerint az elektronok és fotonok energiaspektruma közelitőleg egyforma. Mégis az ebben jelentkező bizonytalanság miatt a maximum-eltolódásra pontos kvantitativ érték nem adható meg. Az általunk észlelt eltolódás mindenesetre az elméletileg vártnak megfelelően helyes irányu, szignifikáns és kvantitative is az elméleti érték nagyságrendjében van.

- 582 -

Az I' görbe az ionizáló részecskék által kiváltott záporok számát adja ás igy ebben az elektronokon kivül mezonok által létrehozott záporok száma is szerepel. A maximum-eltolódás megállapitásánál tehát hallgatólagosan feltételeztük, hogy a maximum körüli pontokban a mezonok által kiváltott záporok száma konstans. Ezzel kapcsolatos elfogadható mérés az irodalomban - tudomásunk szerint - nincs. Mindenesetre elméleti meggondolások alapján feltételezik, hogy a mezonok által kiváltott záporok száma l-2 cm ólomnál már telitésbe megy át, attól kezdve lényegében állandó marad. Erre mutatnak az ezzel kapcsolatos előzetes méréseink is: l és 2,5 cm között a beütésszámok csak kevéssé térnek el egymástól. Mindezek alapján várható, hogy az I' görbét a mezonok által keltett záporok lényegesen nem érintik. Az ezzel kapcsolatos mérések folyamatban vannak.

Mind elméletileg, mind kisérletileg érdekes probléma a záporok tulajdonságának vizsgálatánál az f/e viszony kérdése, azaz a fotonok által kiváltott záporok számának aránya az elektronokéhoz képest. Méréseink alapján erre nem tudunk következtetést levonni. Az f/e viszony pontos ismeretéhez ugyanis egyrészt szükség van a mezonok által kiváltott záporok számának az ismeretére. Másrészt világos, hogy a záport kiváltó fotonokat kisérő elektronok kisüthetik az A csöveket és igy a fotonok által keltett záporok száma kevesebbnek mutatkozik a ténylegesnél. Ugyanakkor az abszorbensre eső záporok az I.görbe alakját is befolyásolják, mint erre Daudin és munkatársai 14 rámutattak, Méréseink során meggyőződtünk arról, hogy koincidencia esetén az esetek jelentős számában egyidejüleg két vagy több ionizáló részecske érkezett berendezésünkre. Az A csöveket két egyenlő csoportba osztottuk csovel. és e két csoportot koincidenciába kapcsoltuk az öt B Az igy kapott hetes koincidencia /A1, A2, B1, B2, B3, B4, B5/ jelzi, hogy egyidejüleg legalább két ionizáló részecske érkezett az abszorbensre. Az ötös koincidenciák kb. 30 %-át kisérte hetes koincidencia. Lehetséges, hogy ezen belül szerepet játszanak az ólomról az A csövek felé visszaverődő és azokat megszólaltató elektronok is.

Az f/e viszonyra igen eltérő értékeket kaptak a különböző szerzők [4-9]. Az utóbbi években pedig több olyan mérés is megjelent, mely a kiterjedt légizáporokban igyekszik tisztázni az f/e viszonyt és itt szintén igen eltérőek az eredmények. [15]. Mindezek miatt célszerünek látszik, hogy a fentemlitett folyamatban lévő méréseinket e viszony tanulmányozására is kiterjeszszük.

A 2.ábra II. görbéjén szembetünő, hogy a görbének nagy vastagságánál zérustól különböző ordinátái vannak. 10 cm vagy még ennél is nagyobb ólomvastagság mellett a fotonok záporai elnyelődnek. Neutronok az észlelt beütésszámok csak egy tört részét okozhatják. Vizsgálataink szerint a következő tényezők játszhatnak szerepet a II görbe farkának kialakitásában:

- a/ az ahtikoincidencia csövek nem 100 %-os megszólalási valószinüsége;
- b/ hézagok a csövek között az oldalsó csöveknél, ahol csak egy sor csövet alkalmaztunk;
- c/ oldalzáporok;
- d/ az ólom alsó éleire beeső fotonok, melyek csak 1-2 cm utat tesznek meg az abszorbensben.

Az a/ és b/ effektust ugy vizsgáltuk, hogy három koincidencia csövet egy sikban helyeztünk el, melyek közül 2 az A csövek felett, egy pedig az A csövek alatt nyert elhelyezést. Az elrendezés egy helyzetét a 4. ábra mutatja. Ha a három B cső megszólal, kell, hogy valamelyik A cső is megszólaljon, feltéve hogy az A csövek megszólalási valószinüsége 100 %-os, vagy a hégagok elhanyagolhatók. Amennyiben az A csövek egyike sem ad jelet a három B cső megszólalásánál akkor az antikoincidencia berendezés jelet ad.

A vizsgálat megmutatta, hogy az a/ és b/ effektus jelentéktelen.

Az a/, b/ és a c/ tényezők tanulmányozásához az u.n. hézagkeresőt használtuk fel. Több párhuzamosan kapcsolt GM-csövet /4.ábra: H jelü csövek/ helyeztünk el az A csövek koszoruján kivül. A H csövek jeleit és az antikoincidencia jeleket kétcsa-5511536

- 583 -



4.ábra

tornás koincidencia keverőbe vittük. Amennyiben a koincidencia jelet ionizáló részecske hozta létre és ez áthalad a hézagkereső valamelyik csövén, továbbá ha az A csövek egyike sem szólalt meg, ugy a hézagkereső beütése "hézagot" jelez az A csövek koszorujában. Ezzel a módszerrel meggyőződtünk arról, hogy az A csövek koszoruja jól dolgozik, ellenben a legalsó A cső és a talaj közötti "hézagon" keresztül jövő oldalzáporok jelentős effektust okoznak, minthogy nagy vastagságnál az antikoincidencia beütésszám kb. fele ilyen oldalzáporoktól származik.

Nagy ólomvastagságnál jelentős effektus származik abból, hogy az oldalról jövő részecskék nem hatolnak keresztül a teljes abszorbensvastagság irányában, hanem az abszorbens alsó szélen keresztülmenve ebben csak néhány cm utat tesznek meg és igy a kozmikus sugárzás lágy komponensének részecskéi is létre tudnak hozni az abszorbensből kijutó záporokat. /5.ábra/ Ezt a jelenséget Spivak [5] kisérletileg is kimutatta. Errevonatkozólag a mi berendezésünknél is végeztünk mérést m.p. az ionizáló komponensre. A legalsó két-két A csövet müködésen kivül helyeztük és igy az ólom alsó szélei szabadon maradtak az ionizáló részecskékkel szemben. Ilymódon az antikoincidencia beütésszám több mint kétszeresére nőtt. Miután az ionizáló részecskékre fennáll az effek-



5. ábra

tus, nyilvánvalóan fotonokra is érvényes. Erre azonban számszerü értéket nem tudunk megadni.

ELLENÖRZÖ MÉRÉSEK

A berendezésben 48 db GM-cső, számos elektronc ~ és egyéb alkatrész hónapokon keresztül folyamatosan dolgozott, ezért a készülékeket állandóan ellenőrizni kellett. Rendszeresen ellenőriztük az elektronikus berendezések feszültségeit, jel alakjait, a GM-csövek működését. Ezeken kivül felsorolunk néhány jellegzetesebb ellenőrzési módszert, melyet rendszeresen alkalmaztunk.

Nagyon fontos, hogy a berendezések külső elektromos zavarra ne szólaljanak meg. A zavar-beütés megakadályozására megfelelő szüréseket alkalmaztunk. A szürés hatékonyságáról ugy győződtünk meg, hogy a B csövek közül egyet müködési feszültségnél kisebb feszültségre helyeztük. Ilyenkor nem alakulhat ki ötös koincidencia, tehát nem szabad beütést kapnunk.

Az A csövek mindegyikét a működési feszültségnél kisebb feszültségre helyezve, minden koincidencia jel megszólaltatja az antikoincidencia berendezést is. Tehát a koincidencia és az antikoincidencia berendezés végfokozatai egyforma beütésszámot kell

jelezzenek, együtt kell fussanak, amennyiben a berendezések jók.

Az antikoincidencia berendezés nem szólalhat meg, ha a koincidencia jel fellépett, de ugyanakkor valamelyik A cső is adott jelet. Az ellenőrzés egyszerű módja, hogy az A csövek helyett az egyik B cső, pl. B_1 impulzusait visszük be az antikoincidencia berendezésbe /természetesen a B_1 cső a koincidencia berendezés felé is dolgozik/. Ilymódon minden ötös koincidencia fellépésénél az antikoincidencia berendezés is kap impulzust, tehát ez utóbbi nem adhat beütést.

A koincidencia jel megfelelő késleltetéséről mesterséges művonal segitségével is meggyőződtünk. Az előbbi módszert használva, a B_1 csőnek az antikoincidencia berendezés felé menő jelét a művonal segitségével megkésleltettük. 1 μ sec késleltetésig nem lépett fel antikoincidencia beütés. 1 μ sec-nál kissé nagyobb késleltetésnél szórványosan mutatkozott számlálás, majd a beütések száma a késleltetés mértékével rohamosan nőtt és végül kb. 2,2 μ sec-tól kezdve a két berendezés együtt futott.

Itt is köszönetet mondunk Jánossy Lajos akadémikusnak munkánk állandó irányitásáért. Köszönettel tartozunk Erbszt Hermann müszerésznek az elektronikus berendezés felépitéséért, a berendezés ellenőrzése és a mérések vitele során tanusitott odaadó munkájáért, valamint Kurtha Géza vezetése alatt álló mühelynek a mechanikai munkák pontos kivitelezéséért.

Irodalom

 L.Jánossy és B.Rossi, Proc.Roy.Soc. <u>A175</u>, 88, 1940
 B.Trumpy, D. Kgl. Danske Vidensk.Selskab, <u>Mat-fys.Medd.</u> <u>20, 6, 1943</u>.
 C.Cernigoi és G.Poiani, Nouvo Cimento <u>11</u>, 41, 1954
 V.H. Regener, Ricerca Scient. <u>18</u>, 66, 1940.
 P. Spivak, Journ. Phys. USSR <u>5</u>, 5, 1941.
 N. Nereson, Phys. Rev. <u>61</u>, 111, 1942.
 J. Clay és C. Levert, Physica <u>12</u>, 321, 1946.
 S.Franchetti, Nuovo Cimento <u>10</u>, 551, 1953.
 C.Milone, Nuovo Cimento <u>10</u>, 1744, 1953.
 Nagy L., Magyar Fizikai Folyóirat <u>3</u>, 307, 1955.

[11]	Somogyi	A.,	KFKI	Közleményei	2,	38,	1954
------	---------	-----	------	-------------	----	-----	------

[12] E.Fenyves, Acta Phys. Hung. 4, 363, 1955.

[13] Kiss D. és Szivek J., KFKI Közleményei 2, 597, 1954.

- [14] G.Carmouze és J.Daudin, Comptes Rendus 231, 572, 1950; Comptes Rendus 232, 2018, 1951; J.Daudin és Tsai-Chü, Comptes Rendus 234, 1277, 1952.
- Például: C.Milone, Nuovo Cimento 10, 1126, 1953;
 Nouvo Cimento 11, 241, 1954; Sándor T. és Somogyi A., KFKI Közleményei, sajtó alatt.

Érkezett 1955. november 1.

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

<u>A ponderomotoros erő elektrosztatikus térben</u> Irta: Györgyi Géza

Az elektrosztatikus térben, polározható közegben fellépő ponderomotoros erő kifejezését több tankönyv az energiatétel felhasználásával határozza meg [1, 2]. Ilyen módon az erősürüségre a

$$\psi = g_1^2 - \frac{1}{8\pi} \{ \frac{q^2}{q} \text{ grad } e - \frac{q}{q} \text{ rad} (\frac{q^2}{q} \frac{de}{d\sigma} \sigma) \}$$
 /1/

képlet adódik, ha figyelembe vesszük, hogy az ε dielektromos együttható függ a dielektrikum σ anyagsürüségétől. /A többi jelölés a szokásos: g az elektromos töltések sürüsége, f az elektromos térerősség./

Egyes szerzők azonban az energiatételből adódó /l/ erősürüség helyett szemléletes elektronelméleti megfontolások és más érvek alapján a

$$p' = g f + [lgrad] f$$
 [2]

képletet tekintik helyesnek [3, 4]. /Itt 2 a dielektromos polarizáció./ A /2/ kifejezés szemléletes fizikai tartalma valóban szembeszökő: a 9 töltéssürüségre ható erő mellett az inhomogén tér által a dipólusokra kifejtett erőt látjuk. Ugyanakkor az általánosérvényü energetikai megfontolások alapján kapott /l/ kifejezés fizikai tartalma nem világos.

A következő megjegyzések célja ennek megvilágitása; egyben egy régebbi munkában érintett kérdés részletesebb megbeszélésére is sor kerül [6].

Az /l/ erősürüség-képlet szokásos levezetése igy történik /l.[1,2]/:

Tegyük fel, hogy az elektrosztatikus térben lévő dielektikum valamilyen $\mathcal{N}(\mathcal{V}, t)$ sebességeloszlással mozog. $|\mathcal{D}|$ legyen oly kicsi, hogy a teret minden pillanatban sztatikusnak tekinthessük. - 589 -

Képezzük a térben lévő

$$U = \frac{1}{8\pi} \int \mathcal{E} \mathcal{Q} dV \qquad 131$$

energia időszerinti deriváltját. /Itt $\vartheta = \varepsilon f$ /. dU/dt a téregyenletek felhasználásával ilyen alakra hozható:

$$\frac{dU}{dt} = -\int (mb) dV, \qquad 141$$

151

161

ahol & -t az /1/ képlet adja meg.

U csökkenése szükségképpen a végzett munkával egyenlő, te hát ℓ-t a fellépő erő sürüségének kell tekintenünk.

H

E levezetéssel kapcsolatban meg kell jegyezni, hogy

 $U = \frac{1}{8\pi} \int f \partial dV$

nem tisztán elektromos térenergia, hanem

$$U = U_T + U_p ,$$

$$\mathcal{U}_{+} = \frac{7}{8\pi} \int \mathcal{E}^2 dV,$$

$$U_p = \frac{1}{2} \int f \frac{1}{p} dV$$

módon tevődik össze az elektromos <u>térben</u> felhalmozott *U*₇ energiából és a polározás folytán deformálódott molekulák *U*₅ kvázielasztikus energiájából.

Ez jól látható a következő példán.

a/ Vegyünk szemügyre egy vákuumban elhelyezkedő sikkondenzátort, amelynek fegyverzetein ± e töltés van. Ha E a fegyverzetek közötti /homogénnak tekinthető/ elektromos tér, ugy a kondenzátor energiája

$$\frac{E^2}{8\pi}V$$

/Itt / a kondenzátorlemezek közötti térfogat./

b/ Most töltsük ki a fegyverzetek közét \mathcal{E} dielektromos állandóju anyaggal és növeljük meg a fegyverzeteken lévő töltést $\mathcal{E}\mathcal{E}$ -re. A dielektrikumnak a fegyverzetekhez illeszkedő felületén $\mathcal{E}_{\mathcal{P}} = -(\mathcal{E} - 1)\mathcal{E}$ polarizált töltés keletkezik, összesen tehát a fegyverzetek mentén

"sząbad" töltés van. Minthogy az elektromos térerősséget a szabad töltések határozzák meg, a térerősség értéke most is ugyanaz az £, mint az a/ esetben volt. A kondenzátor energiája tehát

 $\frac{ED}{8\pi}V = \frac{e}{8\pi}E^2V.$ 171

Minthogy az erővonalkép az a/ és b/ esetben ugyanaz, a <u>tér</u> energiája a két esetben nem lehet különböző. A /6/ és /7/ közötti különbség csak onnan származhat, hogy a második esetben a dielektrikum polározásakor a molekulákban kvázielasztikus energia halmozódott fel. Ennek értéke:

$$\frac{\mathcal{E}^{-1}}{4\pi}E^2 = \frac{1}{2}EP.$$

莱

Ez az eredmény alátámasztja az /5/ képlethez füzött magyarázatot.

Az előbbiekből következik, hogy ha az <u>elektromos tér</u> által kifejtett erőt és az általa végzett munkát akarjuk meghatározni, /3/ helyett az

$$U_{f} = \frac{1}{8\pi} \int t^{2} dV$$

kifejezés időbeli változását kell vizsgálnunk. Képezzük $dU_T/dt-t$ és alakitsuk át annak felhasználásával, hogy sztatikus térben φ egy ϕ skalárpotenciálból származtatható:

$$\frac{dU}{dt}r = \frac{1}{4\pi} \int t \frac{\partial t}{\partial t} dV = -\frac{1}{4\pi} \int grad \phi \frac{\partial t}{\partial t} dV =$$
$$= \frac{1}{4\pi} \int \phi \frac{\partial}{\partial t} (div t) dV.$$

/Az utolsó lépésnél Gauss tételét alkalmaztuk./ Most vegyük figyelembe a

$$div(f+4\pi p) = 4\pi g$$

Maxwell-egyenletet. Ekkor /8/ ilyen alakot ölt:

$$\frac{dU}{dt}^{r} = \int \phi \frac{\partial}{\partial t} \left(g - div \mathcal{P} \right).$$

Tudjuk, hogy a kontinuitási egyenlet szerint

$$\frac{\partial q}{\partial t} = - \operatorname{div}(g x),$$

ezenkivül

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{dp}{dt} - (m \text{ grad}) p$$

18/

- 591 -

Ezek felhasználásával

 $\frac{dU_{T}}{dt} = -\int \left\{ n fg + f \frac{dp}{dt} - f \left[(n grad) p \right] \right\} dV =$ = - { 10 fe + f dt + 10 [(pgrad) f] + f 2 div 10 f dV.

/Most ismét felhasználtuk Gauss tételét és a rotf=0 Maxwell-egyenletet./ Eredményünk szerint tehát

dur = - (1) /fg+ (& grad) &] dV - (& (de + & div 10) dV 191

A jobb oldal második tagja egyszerübb alakba irható. Legyen dg = PdV. Ennek időbeli megváltozása: $d\dot{g}.dt = (\frac{dP}{dt}dV + PdV)dt$. Ismeretes, hogy $dV = diV N \cdot dV$, tehát $(dP/dt + PdiV N) dV = d\dot{g}$. Ezzel /9/ ilyen alakot ölt:

 $\frac{dU_T}{dt} = - \left(\mathcal{D} \left[\frac{\mathcal{L}g}{\mathcal{L}g} + (\mathcal{R}grad) \right] dV - \int f d\dot{y} \right].$ /10/

Ez az eredmény igen szemléletes: Az elektromos térenergia egyrészt azért változik meg, mert a g töltéssürüség és a gmomentumsürüség mozgása közben a rájuk ható g' erősürüség. /1. /2/-t/ munkát végez, másrészt azért, mert a dV térfogatelem dg dipólmomentumának megváltozásakor a dipól végein elhelyezkedő töltések eltolódnak.

A most kapott /10/ eredményből könnyen adódik a permanensen polározott közegekre /elektretekre/ ható forgatónyomaték képlete. Tegyük fel, hogy a permanens dipólok a teret kitöltő anyag mozgásakor nagyságukat nem változtatják meg, csak irányukat. Ekkor $dg = \frac{1}{2} \operatorname{rot} N \times dg / \frac{1}{2} \operatorname{rot} N$ a lokális szögsebesség/. Ezt /10/-be irva:

 $-\frac{dU}{dt} = \left\{ \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{2} + \left(\frac{1}{2} \operatorname{rot} \pi \right) \left(\frac{1}{2} \times \frac{1}{2} \right) \right\} dV. \right\}$

Látható, hogy a 10 sebességü mozgással kapcsolatos munkavégzés mellett fellép még egy, forgással kapcsolatos munka. A teljesitmény kifejezésében a szögsebesség együtthatója a forgatónyomaték, tehát eredményeink szerint a permanensen polározott közegre a /2/ alatti \mathscr{U} erősürüsóg mellett térfogategységenként $\mathcal{R} \times \mathscr{E}$

forgatónyomaték hat -- megegyezésben a szemlélet alapján várt eredménnyel. 5511536 /10/ eredményünk az elektromos energia rovására történt munkavégzést szolgáltatta. Most vizsgáljuk meg, hogy az kvázielasztikus energia megváltozása /1. /5/-t/ milyen munkavégzéssel kapcsolatos? A

$$\frac{dU_p}{dt} = \frac{d}{dt} \frac{1}{2} \int \frac{d}{dt} \frac{d}{dt} V.$$

mennyiség meghatározása csak ugy lehetséges, ha valamilyen feltevést teszünk \mathcal{E} változására vonatkozóan. Szokásos feltevés, hogy \mathcal{E} a dielektrikum \mathcal{O} anyagsürüségének egyértelmü függvénye és ez határozza meg a dielektromos együttható időfüggését is az áramlás közben. Ritka gázokban \mathcal{E} és \mathcal{O} kapcsolata lineáris, szilárd dielektrikumban viszont az $\mathcal{E}-1/\mathcal{E}+2$ mennyiség arányos a sürüséggel. Egyszerüsítő feltevésként \mathcal{E} -t néha a sürüségtől függetlennek szokás tekinteni /l. pl. [1]/.

Egyelőre ne specializáljuk az $\varepsilon(\sigma)$ függvény alakját és alakitsuk át /ll/-et. Eredményünk:

$$\frac{dU_{p}}{dt} = \int \frac{d}{dt} d \cdot \frac{d}{y} - \frac{d}{2} \int \frac{d}{dt} \left[\frac{p}{p} - \frac{d}{d\sigma} \sigma \right] div \ v dV.$$

Ha most feltesszük az előbb mondottaknak megfelelően, hogy \mathcal{R} arányos σ -val, ugy a második integrálban álló kifejezés zérus és igy

$$\frac{dU_p}{dt} = \int f \, d\dot{y}. \qquad (13)$$

/11/

/12/

Ha az elektromos és kvázielasztikus energia $U = U_{r} + U_{p}$ összegének időszerinti deriváltját képezzük /10/ és /13/ felhasználásával, azt kapjuk, hogy

$$\frac{dU}{dt} = -\int \pi \left[\frac{fg}{fg} + \left(\frac{p}{grad} \right) \frac{f}{f} \right] dV, \qquad (14)$$

tehát a jelenlévő teljes U energia fogyása a C'erő munkavégzésének következménye. Az

$$\frac{1}{8\pi} f^2 grad \varepsilon = grad [\frac{1}{2} f p] - (pgrad)f + pxrot f / 15/$$

vektoranalitikai azonosság segitségével / l. $\begin{bmatrix} 6 \end{bmatrix}$ /, rot $\mathcal{L}=$) felhasználásával, valamint a $\mathcal{P} = \mathcal{P}, \mathcal{O}'$ lineáris kapcsolat feltételezésével meg lehet mutatni, hogy a <u>vizsgált speciális esetben</u> az /l/ kifejezés egyenlő a /2/ alatti \mathcal{U}' -vel. A polarizáció és

a sürüség lineáris összefüggése esetén tehát nincs különbség az /l/ és /2/ erősürüség-képletet között.

Ha azonban feltesszük, hogy $d\varepsilon/d\sigma = 0$, úgy /l/ és /2/ között eltérés mutatkozik. Vizsgáljuk meg ennek okát. Ebben az esetben /l2/ szerint

$$\frac{dU_{P}}{dt} = \int f dy - \frac{1}{2} \int f \mathcal{P} div n dV$$
 (16)

és igy /10/ és /15/ alapján

du = - In [fs+ (pgrad) &] dV - Sf dig + f & dig - 1 f & p divind V=

$$= -\int n \left[\frac{fg}{fg} + (\frac{p}{grad}) \frac{f}{f} - \frac{1}{2} \frac{grad}{f} (\frac{fp}{f}) \right] dV. \qquad i 17/$$

Most tehát azt találtuk, hogy az energiaváltozás nem a berő, hanem az /l/ képlet $d\varepsilon/d\sigma = 0$ esetre specializált alakjaként adódó

$$l = fg + (Rgrad)f - \frac{1}{2}grad(fl)$$
 [18]

erősürüség munkavégzéséből ered. [/l/ és /l8/ azonossága a /l5/ összefüggés és tolf = 0 figyelembevételével látható be.]

/18/ első két tagjának jelentése világos, csak az utolsó tag értelme problematikus. E tag az egész dielektrikumra integrálva zérust ad, ugyanis

$\int grad \left(\frac{1}{2} \notin \mathcal{R}\right) = \int \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} \#\right) d\mathcal{F},$

és az F felület a dielektrikumon kivül vehető fel, ahol Z zérus. Belátható az is, hogy összenyomhatatlan dielektrikum esetén az e tag által leirt munka zérus:

 $-\int to grad \left(\frac{1}{2} f \mathcal{R}\right) dV = \int \frac{1}{2} f \mathcal{R} div to dV,$

s összenyomhatatlanság esetén div # = 0.

Megfontolásainkból következik, hogy a /18/ erősürüség utolsó tagjának csak összenyomható közegben jut szerep. /Megjegyezzük, hogy már Gans [5] arra hivatkozva emelt kifogást az Einstein és Laub által használt /2/ kifejezés ellen [3], hogy az összenyomható közeg esetén az energiatétellel ellentétben áll. Az előbbiekben láttuk, hogy ha 72 és 6 kapcsolata lineáris, ilyen kifogás nem emelhető./ A következő példa mutatja, hogy mi a szóbanforgó tagtól eredő munkavégzés fizikai oka.

- 594 -

Vegyünk szemügyre egy homogén elektrosztatikus térbe helyezett, a tér irányával párhuzamos dielektromos lemezt. Nyomjuk össze ezt a térre merőleges irányban. Ekkor f változatlan marad s a $d\varepsilon/d\sigma = 0$ feltevésünk miatt \mathcal{P} is. Az összenyomás közben tehát a dV térfogatelem $d\mathcal{Y} = \mathcal{P} \prec V$ dipólmomentuma $dW \delta x dy = dW \delta x \mathcal{P} dV$ -vel változik meg. Minthogy a külső tér nem változik meg, a $d\mathcal{Y}$ dipólus elektromos energiájának megváltozása $-dW \delta x (\mathcal{P} d \cdot \mathcal{G})$. Ugyanekkor a kvázielasztikus erők energiája, amelynek sürüsége $\mathcal{F} \mathcal{P}$, $dW \int x (\mathcal{F} d\mathcal{Y})$ -vel változik meg.

A teljes energiaváltozás a kettő összegeként adódik:

- (2 E P) div Sar dV = Sgrad (2 E P) Sar dV /19/

Annak fizikai oka, hogy ebben a speciális esetben az elektromos és kvázielasztikus erők munkája nem ellentetten egyenlő, az, hogy az összenyomáskor az elektromos energia a töltések konstans térben való eltolódása folytán növekedett meg, a kvázielasztikus energia pedig az eltolódással lineárisan változó erő munkavégzése következtében csökkent le.

A most megbeszélt energiaváltozás felfogható, mint a "polarizációs nyomás"-tól eredő erő munkája. A

-grad (12 f P)

erősürüség a dielektrikum határfelületén kifelé mutat, /a közeg számára energetikailag előnyös/ térfogatnövekedést igyekszik előidézni.

Irodalom

- Novobátzky -- Neugebauer, Elektrodinamika. Tankönyvkiadó. Budapest, 1951.
- [2] Becker, Theorie der Elektrizität. L.B.G. Teubner. Leipzig, 1951.
- [3] Einstein -- Laub, Ann. d. Phys. /4/44, 541. 1908.
- [4] Smith-White, Phil. Mag. 40. 466, 1949.

5 Gans, Phys. Z. 12, 806, 1911.

[6] Marx - Györgyi, Acta Phys. Hung <u>3</u>, 213, 1954. Érkezett 1955. október 31.

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

és

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

KÖZLEMÉNYE

Kis hátterü mérőkészülék épitésével kapcsolatos kisérletek Irta: Kiss Dezső, Szentpéteri Imre és Szivek János

C¹⁴-el történő kormeghatározásra tervezett, kis hátterü mérőberendezés épitésével kapcsolatos kisérleteink első szakaszáról számolunk be. Ismertetjük az elektronikus berendezést, a kontrollméréseket és az első háttér méréseket, amelyeket közönségés – nem Cl4-es mérés céljaira szolgáló – GM-csövekkel végeztünk. Mértük több ilyen cső hátterét: antikoincidencia árnyékolással és anélkül, 10 cm-es ólomabszorbenssel és abszorbens nélkül, a föld felszinén és 20 méterrel a föld felszine alatt.

I.Bevezetés

Különböző archeológiai, geológiai stb. leletek korának meghatározása lehetséges a leletekből készitett szén /C¹⁴-es izotóptól származó/ specifikus aktivitásának mérése alapján. A megfelelően preparált szenet a C¹⁴ lágy β -sugarai abszorpciójának csökkentése és a geometria jobb kihasználása érdekében magában a speciális mérő GM-csőben szokás elhelyezni; a bevitel történhet poralaku szén, vagy C-tartalmu gáz /pl. széndioxid, acetilén stb./ formájában.

A mérésekre felhasznált szén specifikus aktivitása 10⁻¹¹-- 10⁻¹² curie/g körüli értékü és igy számitásba jöhető méretű mérőberendezések esetében a mérendő intenzitás kb. egy nagyságrenddel kisebb, mint a kozmikus sugárzásból és a környezet /beleértve magát a mérőcsövet is/ radioaktivitásából származó háttér. Ezért a mérés csak speciális, igen kis hátterű berendezéssel történhet. A háttér csökkentése céljából a mérőcsövet megfelelő vastagságu, nagyrendszámu abszorbenssel veszik körül [1]. Az ionizáló részek egy része azonban nagy áthatoló képessége következtében át tud jutni az abszorbensen. Ezek ellen ugy lehet védekezni, hogy a mérőcsövet körülvesszük antikoincidenciába kapcsolt GMcsövek csoportjával és csak az antikoincidenciákat, azaz azon eseteket regisztráljuk, amikor a mérőcső kisülését nem kisérte az antikoincidencia-csövek egyikének kisülése sem. Ilyen eseményeket első közelitésben csak a mérőcsőben fellépő kis áthatoló képességü sugarak okozhatnak, - kivülről érkező ionizáló részek nem. /Az előbbiek közé nemcsak a C¹⁴ β -részecskéi tartoznak, hanem a mérőcső szennyezettségétől származó ionizáló részek is; ezek száma a cső anyagának gondos megválasztásával csökkenthető./

A KFKI Atomfizikai, Kozmikus Sugárzási és Radiológiai Osztályai közös programmként tervbe vették egy ilyen C¹⁴-es kormeghatározó készülék kikisérletezését és megépitését. E munka első szakaszáról számolunk be az alábbiakban.

IÍ. A mérőkészülék

Mérőberendezésünk számlálócsöveinek és az abszorbenseknek az elrendezését a méretarányos 1.a ábra mutatja. A mérőcsövet /sattirozva/ 14 antikoincidenciába kapcsolt cső veszi körül. A mérőcső és az antikoincidenciacsövek koszoruja egy kocsira van erősitve, amely kihuzható a 10 cm-es falvastagságu ólomházból. /l.b ábra/. Ilymódon az ólomház szétbontása nélkül könnyen hozzá lehet férni a GM-csövekhez, könnyen elvégezhetők továbbá az e cikkben leirt mérések, amelyeknél felváltva mértük ólommal és ólom nélkül a hátteret.

Az elektronikus készülék blokkdiagrammját a 2.ábrán láthatjuk. A GM-csövek jelét F formálókörök egységesitik; a formálókörök egyben megröviditik a cső holtidejét és csökkentik a jelszélességet. Az antikoincidenciacsövek közül többet párhuzamosan kapcsoltunk és ezek közösen vezérelnek egy formálókört. Egy formálókörre 3-4 GM-csőnél több nem dolgozhat, mert a nagy kapacitiv terhelés elrontja a formálókör univibrátor jelének felfutási idejét. A formálóköröket közvetlenül a GM-csövek mellett helyeztük el, a GM-jel kapacitiv leterhelésének /árnyékolt kábel/ csökkentése végett.





0 10 20 30 cm

1.a. abra

1.b.abra





A mérőcsőre kapcsolt F_M formálókör jeleit közvetlenül számoljuk egy 16-os impulzusleosztó $/S_M/$ és egy végfokozat $/V_M/$ segitségével. Az antikoincidencia formálókörök jele a D diódás alternativ keverő egy-egy bemenetére jut el; a közös kimeneten minden olyan esetben jel jelenik meg, amikor valamelyik antikoincidencia formálókör jelet adott a bemenetre. A diódás keverő ugy van megtervezve, hogy az egyes formálókörök nem hatnak át egymásra és nem terhelik le egymást. Az antikoincidencia-jeleket egy másik 16-os impulzusleosztó $/S_A/$ és végfokozat $/V_A/$ számolja.

A különböző elektronikus egységek kapcsolási rajzait és specifikációját az Intézet Elektronikus Csoportja publikálta [2] illetve fogja publikálni. /A [2]-ben feltüntetett formálókörkapcsolás az antikoincidencia csövekre kapcsolt formálókörök esetében némileg módosult, amennyiben az univibrátor jelének differrenciálását nem egy 5,6 pF, hanem egy 100 pF kapacitásu kondenzátor végezte. Igy az antikoincidencia formálókörök által szolgáltatott jel kb.10 μ sec széles, szemben az F_M formálókör 2 μ secos jelével. Ez a keverőjelek biztonságos lefedése érdekében szokásos eljárás antikoincidencia-berendezéseknél. /Lásd pl. [3]-t/./

Az antikoincidencia-csövek mindegyike 41 cm érzékenyhoszszal, 38 mm belső átmérővel és 1 mm falvastagsággal rendelkező, vörösrézből készült cső. Töltésük 90 Hgmm argon és 10 Hgmm alkohol. Indulási feszültségük kb.1000 V; mérés közben az indulási feszültségnél 130-150 V-al magasabb feszültséget kaptak /a plátó közepe/. A GM-csövek közötti áthatás elkerülése érdekében minden egyes cső hengerét nagyfrekvenciásan szürtük /3.ábra/.





3.ábra

A GM-csövek feszültségüket egy feszültségosztóból kapták, amelyen a feszültség egy kb. 300 V-os tartományon belül dugaszolással kb. 30 V-os lépésekben változtatható. Az elektronikus egységekhez szükségcs előfeszültséget és anódfeszültséget stabilizált anódpótlók, a fütőfeszültséget pedig transzformátorok szolgáltatták. A tápfeszültségeket gondosan szürtük.

III. Ellenőrző mérések

A készülék működésének helyességét a következőképpen ellenőriztük:

1. Az antikoincidencia-GM-csövek mindegyikének feszültségét az indulási feszültség alá csökkentettük. Ekkor az antikoincidencia végfokozatnak számolni kell minden koincidenciát, "együtt kell futnia" a V_M végfokkal. Berendezésünknél a két végfokozat 0,1 %-on belül együtt futott.

2. A mérőcső feszültségét az indulási feszültség alá csökkentettük: egyik végfokozatnak sem szabad számolni. Készülékünk eleget tett ennek a követelménynek még akkor is, ha nagyfrekvenciás zavarokat idéztünk elő a közelben,- feltéve, ha a zavarok a hálózatnak nem ugyanabban a fázisában történtek, mint amelyik a készüléket táplálta.

3. Ha valamelyik antikoincidencia-formálókört egy kis /pl. 33 pF/ kondenzátoron keresztül az F_M bemenetére kapcsoljuk, akkor az antikoincidencia-végfoknak nem szabad számolnia. Berendezésünknél óránként kb. 4 téves antikoincidencia lépett fel, ami

önmagábanvéve nem rendbenlévő dolog, azonban a C¹⁴-es mérés szempontjából elhanyagolható, mivel a mérendő beütésszámnak mindöszsze 0,3 %o-e.

4. Megvizsgáltuk, hogy a különböző GM-csövek, illetve elektronikus csatornák nem hatnak-e egymásra. E célból valamelyik antikoincidencia-formálókörhöz tartozó GM-csőcsoport feszültségét az indulási feszültség alá csökkentettük és a szóbanforgó formálókör kimenetére jelszámlálót kapcsoltunk. A jelszámlálónak természetesen nem szabad számolnia, annak ellenére, hogy az összes többi csatornák működnek. Ilyen áthatásból származó beütés óránként átlagban kétszer lépett fel, ami ugyan a C¹⁴-es mérés szempontjából figyelmen kivül hagyható /lévén a mérendő beütésszámnak mindössze 0,1 %o-e/, azonban az elektronika hiányosságát mutatja.

IV. Háttér mérések

Készülékünkkel megmértük két különböző GM-csőtipus több példányának hátterét. Ezek a csövek csak előzetes háttérvizsgálatokra alkalmasak és nem használhatók fel a tulajdonképpeni C¹⁴-es mérésre; a K-val jelzett tipus csövei kozmikus sugárzási mérések, az R-rel jelzett tipus csövei pedig radiológiai mérések céljaira készültek.

A K tipus adatai: 20,5 cm érzékeny hossz, 3,8 cm belső átmérő, 90 Hgmm argon és 10 Hgmm alkoholgőz töltés, a katód 1 mm falvastagságu vörösréz henger, az anód 0,1 mm-es wolframszál.

Az R tipus adatai: kb.5 cm érzékeny hossz, kb.2,5 cm átmérő, 100 Hgmm argon és 10 Hgmm etilbromid töltés, a katód aluminiumhenger, az anód 0,1 mm-es wolframszál; az egész cső jenai normálüveg burában van.

A fenti két tipus több példányán végeztünk méréseket; a 4-7 ábrákon ábrázoltuk két-két csővel kapott mérési eredményeinket. Az abszcisszára a tulfeszültséget vittük fel voltokban, az ordinátára a megfelelő beütésszámot (J) min⁻¹-ben. Az egyes pontok sugarai az egyszeres statisztikus hibának felelnek meg. A föld felszinén /410 m tengerszint feletti magasságban/ kapott karakterisztikákat szaggatott vonallal, a 20 m-el a föld alatt kapott karakterisztikákat pedig kihuzott vonallal rajzoltuk. N - a cső beütésszáma árnyékolás nélkül; N_{Pb} - a beütésszám 10 cm-es ólomárnyékolással; A - az antikoincidenciák száma ólomárnyékolás nél-





kül; A_{Pb} - az antikoincidenciák száma 10 cm-es ólomárnyékolással /optimális eset/.

- 603 -

Az ábrákból közvetlenül leolvasható a különböző tényezők /ólomárnyékolás, antikoincidencia-árnyékolás, 20 m-es földréteg/ szerepe a háttér csökkentésében. Az azonos tipusu csövek két különböző példányának karakterisztikái elég jól megegyeznek. A K tipusu csövek plátójának meredeksége nagyobb, mint az R tipusuaké. /Kozmikus sugárzási méréseknél nem annyira a GM-cső plátójának lapossága, mint megszólalási valószinüségének magas értéke a fontos, mivel ezeket a csöveket koincidencia-,illetve antikoincidencia-kapcsolásban szokás használni./ A föld alatt antikoincidenciaárnyékolással és anélkül felvett karakterisztikák közötti aránylag kis különbség azt mutatja, hogy a kozmikus sugarak nagy részét kiszürte a földréteg. Természetesen a különbség kicsi volta nem jelenti az antikoincidencia-árnyékolás feleslegességét.

Az irodalomban a K csőnél kb. kétszer nagyobb átmérőjü és vele kb. megegyező hosszuságu csövekkel elért háttér kb. 5/min nagyságrendü [1]. Összevetve ezt az általunk optimális esetben 150 V-os tulfeszültségen kapott kb. 18/min értékkel /amit feltüntettünk a grafikonokon, a kérdéses cső vizszintes metszetének egységnyi területére vonatkozó háttérrel együtt/, láthatjuk, hogy a háttér abszolut értéke még magas, ezért további redukció szükséges. Ennek érdekében tervbe vettük az ólomabszorbens radioaktive kevésbé szennyezett vasabszorbenssel való kicserélését, továbbá a mérőcső higannyal való körülvételét. /Utóbbi kiszüri a vas és az antikoincidencia-csövek esetleges radioaktiv sugarait; önmaga viszont könnyen tisztitható./

Az ólomabszorbens radioaktiv szennyezettségére utalnak egyébként a 8. és 9. ábra karakterisztikái. A szaggatott görbék olyan esetekre vonatkoznak, amikor a mérőcső közeléből eltávolitottuk az antikoincidencia-csöveket, mig a kihuzott görbék azokat a karakterisztikákat képviselik, amelyeket ugy kaptunk, hogy a mérőcső körül volt véve működésen kivül helyezett antikoincidenciacsövekkel. Utóbbi esetben ugy a K, mint az R csőnél a háttér csökkenését tapasztaltuk, ami nyilván arra vezethető vissza, hogy az antikoincidencia-csövek fala abszorbenst jelentett a külső környezet /feltehetőleg ólom/ lágy sugaraival szemben. Ez egyben azt is mutatja, hogy az antikoincidencia-csövek falának radioaktiv sugárzása kisebb, mint a környezet /Pb/ radioaktivitása.

A 4. és 5. ábrából láthatjuk, hogy mindkét csőnél a feszültség növelésével a plátó meredeksége sokkal erősebben nő a föld



felszinén végzett méréseknél, mint a föld alatt végzetteknél. A különbség felülmulja a statisztikus hiba háromszorosát; a jelenség okát nem ismerjük. Az R csövek karakterisztikáinál nem ilyen kifejezett a különbség, azonban ezek a görbék sem mondanak ellent a K csöveknél megfigyelt effektusnak.

A C¹⁴-el való kormeghatározás hazai viszonylatban való kidolgozásának és egy ilyen mérőkészülék megépitésének szükségességére Simonyi Károly professzor hivta fel figyelmünket. Köszönettel tartozunk Simonyi Károly és Jánossy Lajos professzoroknak munkánk során tanusitott érdeklődésükért és tanácsaikért. A készülék elektronikus egységeit az Intézet Elektronikus Csoportja, mechanikai részét a Kozmikus Sugárzási Osztály Mechanikai Mühelye, a GM-csöveket pedig a Kozmíkus Sugárzási Osztály GM Csoportja készitette.

Irodalom

 [1] W.F. Libby: Radiocarbon Dating, University of Chicago Press, 1952.
 [2] Zsdánszky K.: K.F.K.I. Közlemények <u>3</u>, 22-32 és 32-43 /1955 I-II/
 [3] Jánossy L. -Kiss D.: K.F.K.I. Közlemények 1. 36, /1953/

Érkezett 1955. nov.1.

- 605 -

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONY KÁROLY

Szögkorreláció atommagok sugárzásában

Irta: Mráz József

I. Bevezetés

Hamilton és Dunworth 1940-ben, egymástól függetlenül jöttek arra a gondolatra, hogyha az atommag gyors egymásutánban két gamma kvantumot emittál, akkor ez a két gamma kvantum egymáshoz képest anizotrop elosztást mutathat. Hamilton [1] dolgozta ki először a gamma-sugarak iránykorrelációjának elméletét. Azóta számos dolgozat foglalkozott az elmélet általánositásával, és más részecskék szögkorrelációjára való kiterjesztésével [2]. A jelenség kisérleti kimutatása a szcintillációs technika fejlődésével vált lehetővé.

Hogy láthassuk, hogy az atommag mely tulajdonságaira kapunk felvilágositást a szögkorreláció mérésével, a következőkben ismertetni fogjuk a gamma kvantumok iránykorrelációjának félklasszikus elméletét. Ezután az Atomfizikai Osztályon az ilyen tipusu mérések végzésére tett előkészületek jelenlegi állásáról számolunk be.

II. 1. Az iránykorreláció kvalitativ leirása

Egy részecske vagy foton kibocsátásának valószinüsége általában függ az őt kibocsátó mag spinje és a kibocsátás iránya közti szögtől. Mindenki előtt ismeretes például, hogy egy a Z tengelyben nyugvó dipólus sugárzási eloszlás a $\sin^2 \theta$ -val arányos. Hasonló a helyzet a magoknál is. Ha azonban a sugárzó magok spinje minden irányban rendezetlenül áll, akkor az eredő sugárzás izotróp lesz. Megtehetjük azonban, hogy csak azokat a magokat választjuk ki, melyek spinje egy bizonyos irányba mutat. Ezek sugárzása már nem lesz izotróp. Ezt a kiválasztást megtehetjük, ha a szóbanforgó mag két kvantum gyors egymásutánban való kibocsátásával bomlik. Ha az első sugárzást egy meghatározott irányban észleljük, akkor azok a magok, melyek ezt a sugárzást kibocsátották már nem

izotróp spineloszlással fognak rendelkezni. /Analógiaként megemlitjük a következő példát. Tegyük fel, hogy valamilyen irányból elektromágneses hullámokat észleltünk. Ha a sugárzást egy dipólantenna bocsátotta ki, akkor tudjuk, hogy a dipól tengelye nem mutathat irányunkban, mert a dipól a tengelye mentén nem sugároz./ Ha tehát azokat a sugarakat vizsgáljuk, melyeket az igy szelektált magok adnak, nem izotróp eloszlást fogunk kapni. A mérés elvét az 1. ábra alapján érthetjük meg. Ha a kör koincidenciát jelez, akkor - eltekintve a zavaró hatásoktól - a két gammakvantum, mely a D_1 és D_2 detektorokat megszólaltatta, biztosan ugyanattól a magtól származik. A koincidenciák számát θ függvényében mérve megkapjuk a W / θ / szögkorrelációs függvényt.



1.ábra

2. Az iránykorreláció félklasszikus elmélete

A mag gerjesztett állapotát B-vel jelöljük. Ebben az állapotban impulzusmomentuma I_b , ennek a kvantálási tengelyre való vetülete m_b . Ebből az állapotból egy /L,M/ multipolaritásu gamma kvantum kibocsátásával átmegy a C alapállapotba, ahol I_c , m_c az impulzusmomentuma ill. annak vetülete a kvantálási tengelyre. /L a gamma kvantumnak a magra vonatkozó pályaimpulzusmomentumát, M pedig a gamma kvantum teljes impulzusmomentumának a Z tengelyre való vetületét jelenti. L = 1, 2, 3, . . . dipól, kvadrupol, stb. sugárzást jelent./ Az egyes /L,M/ multipolaritásu kvantumok szög szerinti intenzitáseloszlását jelöljük F_L^M/θ /-val. Ez a mennyiség egészen klasszikusan kapható a Poynting vektorból [3]. Az egyes $m_b - m_c$ átmenetek általában különböző valószinü-

- 608 -

séggel fognak bekövetkezni. Jelöljük a relativ valószinüséget $G/m_b, m_c/-vel$. A lejátszódó folyamatot a 2. ábra szemlélteti.



2. ábra

Ha az mb állapotok egyenlően betöltöttek, akkor G/mb,mc/ az egyes átmenetek relativ intenzitását adja meg. Végül tegyük fel, hogy a kezdeti mb állapotok betöltöttségét a P/mb/ menynyiség irja le. Méréskor csak az ilyen átmenetek sokaságát tudjuk megfigyelni. Ekkor tehát az észlelhető intenzitáseloszlás/az érdektelen konstans faktorokat elhagyva/:

 $F/\theta = \sum_{m_b, m_c} P/m_b / G/m_b, m_c / F_L^M / \theta / 11$ $M = m_b - m_c$

Ha $P/m_b/konstans$, azaz az összes m_b állapot egyenlően van betöltve, akkor $F/\theta/i$ zotróp eloszlást mutat. Tekintsük azonban azt az esetet, amelyben a B állapot egy A állapotból való bomlás során keletkezett. Ekkor hasonló gondolatmenettel kapjuk $P/m_b/-re$:

$$P(m_b) = \sum_{m_a} P(m_a) \cdot G(m_a, m_b) \cdot F_{L_a}^{M_a}(\Theta)$$
 121

Ha az A állapotban m_a izotróp, $P/m_a/$ konstans, és igy csak elhagyható konstans szorzót jelent. Ha most kiválasztjuk azokat a magokat, melyek a $\partial_r = 0$ irányban sugároznak, /ez fizikailag azt jelenti, hogy a Z tengelyt az első detektor irányában vettük fel/, kapjuk a végleges kifejezést $P/m_b/-re$:

$$P(m_b) = \sum_{m_a} G(m_a, m_b) F_{L_i}^{M_i}(0)$$
 131

Ezt az értéket 1-be helyettesitve:

Ek

$$F(\theta) = \mathcal{W}(\theta) = \sum_{m_a m_b m_c} G(m_a, m_b) F_{L_i}^{M_i}(\theta) \cdot G(m_b, m_c) \cdot F_{L_a}^{M_a}(\theta) / 14/$$
zzel meg is kaptuk az iránykorrelációs függvényt. A teljesség
edvéért még megmutatjuk, hogy a $G/m_b, m_c/$ tényezők igen könnyen
511536
számithatók. Ezek, mint mondottuk a különböző m_b ----> m_c átmenetek relativ valószinüségei, tehát a megfelelő átmeneti mátrixelemek négyzetével arányosak. Nézzük meg tehát pl. a dipólátmenet mátrixelemét:

- 609 -

 $Z_{cb} = \int \Psi_c^* Z \Psi_b dr = \int R_c^*(r) Y_{j_c m_c}^* (\Theta, \phi) \cdot r \cos \Theta, R_b(r) \cdot Y_{j_b m_b}(\Theta, \phi) r^2 dr d\Omega =$ = $\int R_c^*(r) \cdot r \cdot R_b(r) r^2 dr \int Y_{j_c m_c}^* \cdot \cos \Theta \cdot Y_{j_b m_b} d\Omega =$ = $\Theta_c \cdot (j_c l_2 m_c M_2 (j_b m_b))$

A mátrixelem tehát két tényezőre bontható. Egyik a radiális integrálból származik, melyet nem ismerünk, mely azonban egyenlőre nem is fontos számunkra, mivel nem függ az m-ektől, és igy csak konstans szorzót jelent. A másik tényező a szögtől függő rész kiintegrálásából származik. Lényegében geometriai jellegü. Amint könnyen megmutatható, ezek a tényezők éppen a vektor addiciós együtthatók [4], melyek tabellázva vannak. Ennek alapján

$$G(m_{b}m_{c}) = (j_{c}l_{1}m_{c}M_{1}|j_{b}m_{b})$$
 15

Igy tehát mindent ismerünk W/8/ kiszámitásához, és csak a numerikus összegezéseket kell elvégezni. Végeredményként a következő alaku függvényt kapjuk W/8/-ra:

$$W(\theta) = 1 + a_2 \cos^2 \theta + \dots + a_{\nu_{max}} \cos^{\nu_{max}} \theta$$

$$V \text{ pozitiv, páros egész szám.} \qquad /6/$$

$$v_{max} = Min(2L_1, 2L_2, 2j_b)$$

Az a, együtthatók I_a, I_b, I_c, L₁, L₂-től függenek, és ezek függvényében tabellázva vannak. A kisérlet kiértékelésekor tehát nem kell mást tenni, mint a mérésekből az a₂, . . . , a _{max} együtthatókat meghatározni, és ennek alapján a táblázatokból /2/ visszakeresni, hogy milyen impulzusmomentumok szerepeltek a sugárzási folyamatban. A gerjesztett nivók impulzusmomentumának ismeretéből következtethetünk a gerjesztés jellegére.

3. Az előző levezetésben azt a feltevést használtuk, hogy az egyes átmenetek tiszták, tehát pl. az A-B átmenet csak <u>egy</u> dipól vagy <u>egy</u> kvadrupólsugárzásból áll. Azonban gyakran előfordul, hogy ugyanazon átmenetben egyszerre két tipusu sugárzás is számottevő mértékben játszik szerepet, pl. egy elektromos kvadrupól és egy mágneses dipól sugárzás. Ekkor interferencia tagok is fellépnek. Ebben az esetben a szögkorrelációs függvény igy irható:

$$W(\Phi) = W_{L_{i}}(\Phi) + \int^{2} W_{L_{i}}(\Phi) + \int^{2} W_{L_{i}L_{i}}(\Phi)$$

$$171$$

Itt W_{L_1} ill. W_{L_1} az előbbi alaku függvények, ahol L_1 helyébe L_1 -et ill. L_1^2 -t kell helyettesiteni, W_{L_1} szintén $\cos^2\theta$ szerinti sorfejtést tartalmaz, de mind a két L_1 , L_1^2 szerepel benne. δ lényegében a két átmenetnek megfelelő radiális integrál hányadosa, δ^2 tehát a két átmenet intenzitásának a hánvadosa.

$$\delta = \frac{\mathcal{R}(L'_{i})}{\mathcal{R}(L_{i})} \qquad (8)$$

A 7-tel adott W/Θ / igen érzékeny σ -ra. W/Θ / méréséből 0,01 %os intenzitás keveréket is ki tudtak már mutatni. Ennek alapján ez a mérés jó kontrolját adja a különböző magmodellekből számitott átmencteknek. Csak megemlitjük, hogy pl. a héjmodell és a kollektiv modell egymástól sok nagyságrenddel különböző értéket ad \int -ra.

4. Az eddigiekben feltettük, hogy a magot a közbülső állapotban nem éri jelentős perturbáció, tehát a B---->C átmenetben szereplő P/m_b/-t kizárólag az A---->B átmenet határozza meg. Ez a feltétel azonban nem mindig teljesül. Pl. erős külső mágneses térben a mag a közbülső nivón való tartózkodása alatt a Larmor precesszió miatt jelentősen elfordulhat. Ekkor W/Ø / helyett $W/\partial - \omega_c t'/$ -t mérjük, ahol ω_z a mag Larmor precessziója, t az az idő, amely eltelt a két gamma-kvantum észlelése között. Késleltetett koincidencia mérésekkel tehát mérhetjük ω_2 -t, és ebből μ -t, a mag mágneses momentumát.

5. A közbülső nivó perturbációját nemcsak a külső tér, hanem a héj belső tere, valamint a sugárzó magot körülvevő atomok tere is előidézheti. Ennek a hatásnak a méréséből a közüblső nivó kvadrupól csatolása, $Q \frac{\partial^2 4}{\partial z^2}$, kedvező esetekben különböző nivók kvadrupólmomentumának hányadosa is meghatározható.

6. Ha nem csak az iránykorrelációt, hanem az irány és polarizációs korrelációt is felvesszük, a nivók paritását is meghatározhatjuk.

7. $\beta - \gamma$ korrelációból az eddigieken kivül még a β kölcsönhatás módjára is kapunk felvilágositást.

8. α -7 és konverziós elektron - gamma korrelációkkal is hasonló ismeretekhez juthatunk a magra vonatkozóan.

Amint láthatjuk a szögkorrelációs mérések igen sok felvilágositást nyujtanak a mag tulajdonságaira vonatkozóan.

III. A szögkorrelációs mérések céljára megépitett berendezéssel végzett ellenőrző mérések

1. A preparátum megválasztása

Co⁶⁰ preparátumot használtunk a következő okok miatt:

- a/ A Co⁶⁰ gamma-sugarainak szögkorrelációja az irodalomból pontosan ismert.
- b/ A közbülső nivójának felezési ideje 10⁻¹¹ sec-nál kisebb, és igy nem kell tartanunk atomi perturbációk felléptétől.
- c/ Felezési ideje nagy. Igy a mérés kényelmesen elvégezhető, és akárhányszor megismételhető.

2. A preparátum erősségének megválasztása

A koincidencia berendezés felbontási ideje szabja meg, hogy mekkora az a maximális preparátum erősség, melyet anélkül lehet használni, hogy a véletlen koincidenciák túlszárnyalják a valódi koincidenciák számát. Mi a berendezés felbontási idejét 10⁻⁷ secig tudtuk csökkenteni, és igy kb. 25 µ C erősségü Co⁶⁰ preparátumot használhattunk, ami biztositotta, hogy nem túl hosszu idő alatt megfelelően kis statisztikus hibát tudjunk elérni.

3. A koincidencia kör

10⁻⁷ sec-os felbontási idejü koincidencia körben már nehezen használhatók a normál csövekkel készitett diszkriminátorok a koincidencia kör előtt. Viszont valamilyen diszkriminációra mégis szükség volt, hogy az elektronsokszorozó zaj jeleitől a valódi jeleket el tudjuk különiteni. Ezért az irodalomban a lassugyors koincidencia néven ismert kapcsolást épitettük meg. Az általunk használt berendezés blokksémája a 3. ábrán látható.



3.ábra

A 10^{-7} sec felbontási idejü koincidencia kört DS 60-as kristálydiódákból épitettük fel. A 10^{-6} sec-os koincidenciák normál Rossi körök. Diszkriminátornak Schmitt kört használtunk. Detektorként NaJ/Tl/ szcitilláló kristályt használtunk, melynek jeleit 931 A tipusu elektronsokszorozóval észleltük. A kör működési elve a következő. A gyors koincidencia kör akkor jelez koincidenciát, ' ha két jel 10^{-7} sec időtartamon belül érkezik rá. Mivel azonban nincsen előtte diszkriminátor, a zaj-jelekből származó véletlen koincidenciákat is jelzi. A lassu koincidencia kör előtt diszkriminátor van, tehát csak akkor szólal meg, ha a két csatornában futó jelek egy bizonyos nivónál nagyobbak. Mivel azonban felbontási ideje 10^{-6} sec, igy sok véletlen koindidenciát jelez. A harmadik koincidencia kör azután már csak akkor jelez, ha a két jel 10^{-7} sec-on belül érkezik, és egy bizonyos nivónál nagyobb. Igy tehát kielégitettük mind a két követelményt.

- 613 -4. A mérés menete

A felbontási időt $/ \mathcal{T} /$ a két preparátumos módszerrel mértük. A felbontási időre, a beállitástól függően, 1,0-1,4.10⁷ sec-ot kaptunk.

A mérendő preparátumot elhelyeztük a berendezésben, és a detektorok távolságát ugy állitottuk be, hogy kb ugyanaz legyen a két csatornában észlelt impulzusszám, mint a felbontási idő mérésénél. Az elektronikán z mérése után már nem állitottunk semmit.

Különböző szögeknél mértük a koincidenciák számát, N_k , és az egyes csatornában lévő impulzusok számát, N_1 , N_2 . A valódi koincidenciák számát ugy kaptuk meg, hogy N_k -ból levontuk a véletlen koincidenciák $N_{vél} = 27 N_1 \cdot N_2$ számát. Hogy a preparátum esetleges excentrikus elhelyezéséből adódóan ne jussunk helytelen eredményre, a valódi koincidenciák számát, $N_{val} = N_K - N_{vél}$, elosztottuk az $N_1 \cdot N_2$ szorzattal. Igy, mint látható, a térszögben bekövetkező változásokat ki tudtuk komponzálni. Sőt az elektronsokszorozó instabilitása miatt a hatásfokban bekövetkező kis változások is kiesnek ilyen módon. Igy kapjuk tehát a

$$h(\Theta) = \frac{N_{val}(\Theta)}{N_1 \cdot N_2}$$

hányadosokat. A mérések biztosabbá tételére minden \mathscr{S} -hoz a 2π - \mathscr{S} -nál is végeztünk mérést, és a két mérés eredményének a közepét vettük. /Ez megtehető, mert W/ \mathscr{S} / cos \mathscr{S} -nak csak páros hatványait tartalmazza./ Az ilyen módon meghatározott h/ \mathscr{S} /-kat elosztottuk a 90°-nál mért h/90°/ értékkel, és igy kaptuk a kivánt korrelációs függvényt;

$$W(\theta) = \frac{h(\theta)}{h(90)}$$

A mérést & =90, 120, 150, 180, 210, 240 és 270 foknál végeztük el.

A mérések eredményét a 4. ábrán láthatjuk. A kihúzott görbék a különböző átmenetek esetére az elméletileg számitott görbéket mutatják. Az egyes pontok feltüntetett hibái a statisztikus hibák. Egy-egy mérés minden szögnél 30 percig tartott. Ez alatt az egyes csatornákban az impulzusok száma 10⁶ nagyságrendben volt. A koincidenciák száma 10³ körül volt. Összesen 34 30 perces



4 abra

5511536

- 614 -

- 615 -

mérést végeztünk. A szögkorreláció anizotrópiájára W/180°/

= 1,177 \pm 0,018-at kaptunk. Ez a pontosság megegyezik a szögkorrelációs mérésekben általában használt pontossággal, bár éppen a Co⁶⁰ esetében végeztek már preciziós méréseket is, melyeknek hibája egy nagyságrenddel kisebb. A $\frac{W/180/}{W/90/}$ -ra az elméleti érték 1,167.

Amint látjuk a mérésből egyértelmüen megállapitható, hogy a mért átmenet /40 200/ tipusu, tehát a Ni⁶⁰ mag, mely a Co⁶⁰-ból /3 bomlással származik, első két gerjesztett nivójának spinje 4 ill. 2. Az alapállapot spinje 0. Mind a két átmenet kvadrupólsugárzással történik.

Ha a méréseket még hosszabb időn át folytatnánk, a statisztikus hiba természetesen még kisebbé válna. Azonban jelenleg csak az volt a célunk, hogy ezzel a méréssel tapasztalatokat gyűjtsünk a készülékre vonatkozóan. Ezeknek alapján elkezdtük a mérések elvégzésére szolgáló végleges berendezés épitését. Ennek a végleges készüléknek az épitése is már előrehaladt stádiumban van.

Végezetül e helyen is köszönetet szeretnék mondani Keszthelyi Lajos kandidátusnak a mérés folyamán felmerült problémákkal kapcsolatos értékes megbeszélésekért.

Irodalom

[1] Hamilton: Phys. Rev. <u>58</u> 122 /1940/

- [2] Részletes irodalomjegyzék található
 - L.C. Biedenharn and M.E.Rose /Rev.Mod.Rhys. 25 729 /1953/ összefoglaló cikkében
- [3] Az $f_i^{M}(\theta)$ -függvények táblázatosan megtalálhatók:
- W.R. Arnold, Phys. Rev. 80 34 /1950/
- [4] E.P. Wigner, Gruppentheorie

Érkezett 1955.okt.31.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

<u>Neutronerősitők</u> Irta: Neszmélyi András

Összefoglalás. A cikk a homogén többszöröző rendszerek általános elméletéből kiindulva a neutronerősitésre célszerü definiciót vezet be, és beszámol az ennek alapján elvégzett - különböző dusitásu hasadóanyagokat tartalmazó homogén neutronerősitők és máglyák méretezésére vonatkozó - számitásokról. Ezek alapján a neutronerősitő a kutatás és oktatás számára hatásosságában a máglyát megközelítő, ugyanakkor biztonságos és könnyen kezelhető, olcsó neutronforrásnak bizonyul.

Neutronerősitőnek nevezünk minden olyan, hasadó anyagot és lassitó közeget tartalmazó szubkritikus rendszert, amelynek célja, hogy a belehelyezett neutronforrás által a lassitó közegben létrehozott neutronfluxust a hasadó anyag segitségével üzemszerüen megnövelje. A neutronerősitő tehát abban különbözik a máglyától, hogy ott a láncreakció folytán spontán, itt pedig csak a neutronforrás hatására marad fenn a fluxus.

Atommáglyát az egyetemi oktatás és kutatás céljaira, továbbá ipari kutatóintézetekben neutronforrásként, már évek óta alkalmaznak. E célokra a legkevesebb hasadó anyagot igénylő, u.n. water-boiler tipusu máglyák váltak be, melyeknek kis mérete, biztonságos müködése egyaránt szerepet játwzott elterjedésüknél. Költségvetésüket megvizsgálva azonban kiderül [1], hogy még ilyen kis berendezés létesitésénél is elhanyagolható a hasadó anyag ára a bonyolult védelmi és szabályozó berendezések, reflektor, stb. mellett.

Ezért merült fel az a gondolat, hogy hasonló tipusu - de szubkritikus - rendszert épitve, nem lehet-e olyan konstrukcióhoz jutni, amely a fentemlitett költségeket nem igényli, s emellett a kutatás és oktatás céljaira olcsósága, stabil fluxusa és könnyü kezelhetősége révén szintugy megfelel?

Az alábbiakban, - megvizsgálva a neutronerősités önmagában is érdekes problémáját - e kérdésre szeretnénk feleletet adni. A problémát általánosságban igy fogalmazzuk meg: különböző mennyiségű és dusitásu hasadó anyagok, többfajta geometriai elrendezés és reflektor esetén mekkora erősitést érhetünk el, és ez milyen könnyen állitható be a hasadó anyag adagolásával?

Első lépésként a neutronerősités elvével és a számitásokhoz szükséges makroszkópikus anyagállandók előállitásával foglalkozunk. Ezután számitásokat végzünk a homogén, reflektálatlan neutronerősitők és máglyák méretezésére. Végül, a reflektorok számitása után, a rendszer stabilitását vizsgáljuk meg.

A felhasznált jelölések - melyeket a szövegben külön magyarázat nem kisér - egyeznek a reaktor technikában szokásos irásmóddal:

p neutronfluxus

- 6, befogási hatáskeresztmetszet
- 💪 szóródási hatáskeresztmetszet
- O, hasadási keresztmetszet
 - elnyelési hatáskeresztmetszet
- No_x=Σ_x makroszkópikus hatáskeresztmetszet az x jelenségre vonatkozóan. N a térfogategységben lévő, illetékes magok száma
 - λ. szóródási szabad uthossz
 - λ_{t} transzport szabad uthossz
 - D diffuziós állandó
 - $l = x^7$ diffuziós hossz
 - } lassuláskor az energiaveszteség logaritmikus átlaga
 - 7 Fermi idő
 - 9 lelassulási sürüség
 - k végtelen többszörözési tényező
 - P rezonancia kikerülési valószinüség
 - S(7) neutron forrás sürüség
 - Q. neutron forrás-erősség
 - y a hasadáskor keletkező gyors-neutronok átlagos száma

W energia

e sürüség

X, a reaktor-belsőre vonatkozó X mennyiség

X, a reflektorra vonatkozó X mennyiség

A neutronerősités definiciójához a homogén, reflektor nélküli többszöröző rendszerekre vonatkozó általános elvekből kiindulva jutunk el, melyeket ezért - A.M. Weinberg nyomán [2] - öszszefoglalunk.

Homogén reflektor nélküli többszöröző rendszerek a termikus neutronokra felirt diffuzió-egyenlet segitségével tárgyalhatók. Ez lényegében a térfogategység neutronmérlege:

$$D\Delta\phi - \Sigma_{\alpha}\phi + q = \frac{i}{v}\frac{d\phi}{dt}$$

azaz az időegység alatt a neutronsürüség a diffuzió révén felgyülemlő, abszorbeálódó vagy termikus szintre lassult neutronok miatt változhat meg. Az itt szereplő q lelassulási sürüséget a geometria és a rendszerben levő gyors-neutronforrások: tenát a termikus fluxus kiváltotta hasadások és a behelyezett külső neutronforrások határozzák meg. Legyen $P/\bar{r}, \bar{r}_o, W/$ annak a valószinüsége, hogy az \bar{r} helyen W energiával keletkezett gyors neutron az \bar{r} helyen lassul le a W energiaszint mögé. /P konkrét alakját csak a lelassulási folyamatára vonatkozó feltevés segitségével kaphatjuk majd meg./ Ekkor mivel

$$\frac{k_{\infty}}{p} \Sigma_a \phi$$

definició szerint, a térfogategységben keletkezett gyorsneutronok számát adja meg, az \overline{r} helyen q-t az egész V többszöröző térfogatra való integrálással kapjuk meg /feltéve, hogy q/r/ lineáris differenciálegyenletnek tesz eleget/:

$$z(\bar{r},w) = \int \left[\frac{k\infty}{p} \sum_{o} \phi(\bar{r}_{o}) + S(\bar{r}_{o})\right] P(\bar{r},\bar{r}_{o},w) dV_{o}$$

Ezt visszahelyettesitve a diffuzió egyenletbe, kiséreljük meg annak megoldását

$$\phi(\bar{r},t) = \sum_{n} A_n Z_n(\bar{r}) T_n(t)$$

- 619 -

alakban, ahol Zn elégitse ki a

 $\Delta Z + B^2 Z = 0$

egyenletet és legyen

 $Z(\bar{r}_{pxtr}) \equiv 0$

a rendszer extrapolált határfelületén. Ezen követelmények pozitiv, véges $\not D$ mellett B² diszkrét értékeit határozzák meg. Tartozzék Z_n az n-edik sajátértékhez.

A külső forráseloszlást szintén sorbafejthetjük, legyen

$$S(\bar{r}) = \sum_{n} S_{n} Z_{n}(\bar{r})$$

ekkor

$$q(\bar{r}, w) = \int \sum_{n} Q_{n} Z_{n}(\bar{r}) P(\bar{r}, \bar{r}_{o}, w) dV_{o}, \quad ahol$$

$$Q_{n} = \frac{v k_{ao}}{p} \sum_{a} A_{n} T_{n}(t) + S_{n}$$

P meghatározásánál természetesen figyelembe kell venni a többszöröző rendszer véges voltát. Végtelen közeg esetén P_{∞} egyszerüen csak a hely és a forráseloszlás függvénye, mig véges esetben szükségszerüen tartalmaznia kell a határfelületeket is: az ezeken elszökő neutronok miatt a lelassulási valószinüség megváltozik. Mivel P_{∞} alakja matematikailag lényegesen egyszerübb, célszerü q-t P_{∞} segitségével előállitani. Ez a következőképen érhető el.

Az egész teret azonos makroszkopikus sajátságu anyaggal képzeljük kitöltve, melynek egy része az eredeti rendszerünk. Az ezen belüli, valódi gyorsneutron forráseloszlást az egész térben elhelyezett "tükör"-forrásokkal egészitjük ki, ugy, hogy az ezek hatására létrejövő neutronfluxus, és a már P_{∞} -el felirható lelassulási valószinüség, az eredeti rendszeren belül egyezzen a régivel, s az extrapolált határfelületen legyen zérus. Tekintve, hogy ekkor az extrapolált határfelületen és ezen belül semmi nem változott, problémánk azonos az eredetivel, csupán a P-k cserélhetők fel P_{∞} -re, és az integrálást kell az egész térre kiterjeszteni /a tétel általános bizonyitása nincs közzétéve/:

$$q(\bar{r},W) = \int \sum_{n} Q_{n} Z_{n}(\bar{r}) P_{\infty} (|\bar{r}-\bar{r}_{o}|,W) dV_{o}$$

itt P_{co} a fentiek értelmében már csak a távolság függvénye. A háromdimenziós Feurier transzformáció

$$\mathcal{L}\left[Z_n(\bar{r})\right] = z(\bar{p}) = \int e^{i\bar{p}\bar{r}} Z_n(\bar{r}) dV$$

alkalmazásával q-t könnyen kiértékelhető alakra hozhatjuk: mivel ugyanis

$$\mathcal{L}\left[\Delta Z_n + B^2 Z_n\right] = -\left|\overline{p}\right|^2 \mathcal{Z}(\overline{p}) + B_n^2 \mathcal{Z}(\overline{p}) \equiv 0$$

azért $B_n^2 = |\vec{p}|^2$, vagy $Z \equiv 0$ mindenütt. Igy az inverz transzformációval

$$Z_n(\bar{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{-i\bar{B}_n \bar{r}} z(\bar{p}) d\bar{p}$$

ahol B iránya tetszőleges, csupán $|B|^2 = B^2$ kell teljesüljön, előállitott Z_n-t helyettesitve q kifejezésébe

$$q(\bar{r},w) = \int \sum_{n} Q_n \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{-i\overline{B}_n \overline{r}_o} z_n(\bar{p}) d\bar{p} \cdot \mathcal{P}_o(\bar{r}-\bar{r}_o), w) dV_o$$

és itt a

$$\bar{r}_o = \bar{r} - (\bar{r} - \bar{r}_o)$$
$$d(\bar{r}_o - \bar{r}) = d\bar{r}_o$$

az r helyen:

helyettesitést elvégezve

$$q(\bar{r}, W) = \int \sum_{n} Q_{n} \frac{1}{(2\pi)^{3}} \int e^{-i\bar{B}_{n}\bar{r}} z(\bar{p}) d\bar{p} e^{-i\bar{B}_{n}(\bar{r}-\bar{r}_{o})} \mathcal{P}_{o}(|\bar{r}-\bar{r}_{o}|, W) d(\bar{r}-\bar{r}_{o}) = \sum_{n} \sum_{n}$$

 $= \sum_{n} Q_n Z_n(\bar{r}) \sum_{n} \left[P_{\infty}(|\bar{r}-\bar{r}_{\alpha}|,W) \right] = \sum_{n} Q_n Z_n(\bar{r}) P_{\infty}(W,B_n^2)$ látható, hogy véges közegben a lelassulási sürüség a végtelen közegre vonatkozó lelassulási valószinüség Fourier transzformáltjai szerint fejthető sorba. Ez az eredmény az általános reaktorelmélet alapköve.

A kiindulási diffuzió egyenletet most már könnyen megoldhatjuk: q-t visszahelyettesitve és figyelembe véve, hogy ϕ kielégiti a hullámegyenletet, kapjuk:

$$-DB_n^2 A_n T_n(t) Z_n(\bar{r}) - \Sigma_a A_n T_n(t) Z_n(\bar{r}) +$$

 $+ \left[\frac{k_{\infty}}{P} \sum_{\alpha} A_n T_n(t) + S_n \right] Z_n(\bar{r}) p_{\infty}(B_n^2) = \frac{1}{v} A_n Z_n(\bar{r}) \frac{d\tau}{dt}$

ahol p_{∞} a termikus energiákra vonatkozik. Eredményünk a diffuziós hossz: D/ $\sum_{a} = L^{2}$, és a végtelen közegre vonatkozó átlagos termikus neutron élettartam: $t_{o} = 1/\sum_{a} v$, majd a

$$t_n = \frac{t_0}{1 + L^2 B_n^2}$$

jelölés

bevezetésével igy irható:

$$\left[\frac{K_{\infty}P_{\infty}(B_n^2)}{P(1+L^2B_n^2)}-1\right] + \frac{S_nP_{\infty}(B_n^2)}{\sum_{\alpha}(1+L^2B_n^2)A_nT_n(t)} = \frac{t_n}{T_n(t)}\frac{dT_n}{dt}$$

E T_n -re vonatkozó differenciálegyenlet megoldásával ϕ igy alakul:

$$\phi = \sum_{n} A_n Z_n(\bar{r}) T_n(t) =$$

$$= \sum_{n} Z_{n}(\bar{r}) \left[A_{n}^{'} e^{(k_{n}-1)} + \frac{S_{n} P_{\infty}(B_{n}^{2})}{\sum_{a} (1+L^{2} B_{n}^{2})(1-K_{n})} \right]$$

ahol

$$k_n = \frac{k_\infty p_\infty (B_n^2)}{\mathcal{P}(1 + L^2 B_n^2)}$$

Ha $k_n \ge 1$, csak egy n-él is teljesül, akkor a rendszerben a neutronsürüség magától is fennmaradhat, illetve divergenssé válhat a láncreakció. Mivel adott geometriánál a k_n -ek monoton csökkenő sort alkotnak, a reaktor kritikus mérete a

$$k_{1} = \frac{k_{\infty} p_{\infty} (B_{1}^{2})}{p(1 + L^{2} B_{1}^{2})} = 1$$

u.n. kritikus egyenletből határozható meg.

A ϕ -re kapott megoldásban a második tag az idegen forrá-soknak felel meg. Ha

$$k_n < 1$$

n minden értékénél,

akkor látható, hogy időben állandó neutronfluxus csak külső forrás segitségével tartható fenn. S ez épen a neutronerősitő esete.

Ha a rendszerben nem lenne hasadó anyag, akkor az idegen források által létrehozott fluxus

$$\phi_{o}(\bar{r}) = \sum_{n} \frac{S_{n} Z_{n}(\bar{r}) p_{\infty}(B_{n}^{2})}{\sum_{o} (1 + l^{2} B_{n}^{2})}$$

lenne. Helyezzük a neutronforrást az origóba, rendszerünk középpontjába /a gyakorlatban ugy is csak egy darab, pontforrást használunk/ és most célszerüen igy definiáljuk a rendszer erősitését:

$$A = \frac{\phi(o)}{\phi_{o}(o)} = \frac{\sum_{n \to 1} \frac{1}{1 - k_{n}} S_{n} Z_{n}(o) k_{n}}{\sum_{n} S_{n} Z_{n}(o) k_{n}}$$

Gömbalaku neutronerősitőknél a hullámegyenletből

 $B_n = n \frac{\pi}{R}$

68

 $\phi(o) \sim \left[\frac{\sin B_n r}{r}\right]_{r=0} \sim n$

másrészt

a középpontban elhelyezett pontforrásra a d függvény sorbafejtéséből:

S,~ n

igy

$$A = \frac{\sum_{n} \frac{1}{1 - k_n} \alpha_n}{\sum_{n} \alpha_n}$$

ahol

$$a_n = n^2 k_n$$

Ezen egyenlet irja le a számitásainkban szereplő neutronerősitők viselkedését.

Mindeddig a lelassulásra vonatkozóan semmiféle konkrét elképzeléssel nem éltünk. Most áttekintjük a reaktor-elmélet által alkalmazott [2] - és a valósággal több kevesebb pontossággal egyező - lelassulási modelleket.

Tegyük fel első közelitésképen, hogy a lelassulás sok-sok ütközés révén, közel folytonosan történik, azaz

$$d(\ln W) = -\frac{5}{\lambda_s} \frac{v}{\lambda_s} dt$$

q-ra ekkor a lineáris Fermi-idő egyenlet áll fenn:

$$\Delta q = \frac{\partial q}{\partial \gamma}$$

melynek végtelen közegben levő pontforrás esetén megoldása:

$$q(\bar{r}, W_{th}) = Q_0 \frac{e^{-\frac{42}{42}}}{(4\pi^2)^{3/2}}$$

amelyből a lelassulási valószinüséget, p-vel, a rezonanciakikerülési valószinüséggel való szorzás adja meg:

$$P_{o} = pq$$

Ekkor a gömbi koordinátákban felirt háromdimenziós Fourier transzformációval

$$p_{\infty} \left(B_n^2 \right) = 4\pi \int_{\infty}^{\infty} P_{\infty} \left(r \right) \frac{\sin B_r}{B_r} r^2 = dr = pe^{-B^2 T}$$

és igy az erősitő számitásához, illetve a kritikus egyenlethez szükséges k, értéke:

$$K_n = \frac{K_{\infty} e}{1 + L^2 B_n^2}$$

Természetesen a lelassulást és az energiaveszteséget a folytonossági feltevés helyett a valóságnak jobban megfelelő sok szakaszra való bontással is elképzelhetjük. Bontsuk fel u.i. a rendszerben lévő lassuló neutronokat energia szerint való osztályozással n csoportba, ugy hogy az n+l -ik legyen a termikus csoport. Egy neutron akkor kerül át a következő csoportba, ha a szükséges energiadifferenciának megfelelő ütközéseken tuljutott:

$$\ddot{\mathcal{U}}_i = \frac{1}{\xi} \ln \frac{W_{i-1}}{W_i}$$

Természetesen minden csoportra fennáll a diffuzió egyenlet, hisz egy csoporton belül monoenergetikus neutronokként diffundálnak:

 $\overline{D}_i \ \Delta \ \phi_i - \sum_i \ \phi_i + \sum_{i=1} \ \phi_{i-1} = 0 \qquad (i \neq 1)$

mig az elsőre:

$$\overline{D}_{1} \Delta \phi_{1} - \sum_{i} \phi_{i} + K_{\infty} \sum_{n+i} \phi_{n+i} + S = 0$$

$$\overline{D}_{i} = \frac{\int_{w_{i-i}}^{w} \frac{\lambda_{i}}{3} (w) \phi(w) dw}{\int_{w_{i-i}}^{w} \phi(w) dw}$$

$$\sum_{i} = \frac{1}{\overline{U}_{i}} \overline{\Sigma}_{s} = \frac{1}{\overline{U}_{i}} \frac{\int_{w_{i-i}}^{w_{i}} \sum_{s} (w) \phi(w) dw}{\int_{w_{i-i}}^{w} \phi(w) dw}, \quad i \neq n+i$$

$$\int_{w_{i-i}}^{w} \phi(w) dw \qquad (\sum_{n+i} = \sum_{a})$$

itt

és

egy fiktiv, lelassulási hatáskeresztmetszet.

A lelassulási valószinüség megállapításához gondoljuk meg, ha az ro helyen keletkezett forrásneutronok az ro helyen $P_1(|\bar{r}_i - \bar{r}_o|)$ valószinüséggel kerülnek át a 2. csoportba, akkor

P

$$r(\bar{r_2} - \bar{r_0}) = \int P_1(\bar{r_1} - \bar{r_0}) P_2(|\bar{r_2} - \bar{r_1}|) d\bar{r_1}$$

valószinüség a 3. csoportba való kerülésre. Általánosan tehát az r, helyen keletkezett forrásneutron az r, helyen

- 624 -

$$\mathcal{P}(|\overline{r_n} - \overline{r_o}|) = \iint \cdots \oint \mathcal{P}_1(|\overline{r_1} - \overline{r_o}|) \cdot \mathcal{P}_2(|\overline{r_2} - \overline{r_1}|) \cdots \mathcal{P}_n(|\overline{r_n} - \overline{r_{n-1}}|) d\overline{r_1} d\overline{r_2} \cdots d\overline{r_{n-1}}$$

valószinüséggel válik termikussá. A k_n-ek számitását a konvulució tétel teszi lehetővé, eszerint

$$p_{\omega}(B^2) = p_1(B_1^2)p_2(B_2^2)\cdots p_n(B_n^2)$$

és a kritikus egyenlet:

$$\frac{K_{\infty}}{p(1+L^2B^2)} \ P_1 \ P_2 \cdots P_n = 1$$

Legyen speciálisan n = 2, azaz foglaljuk az egész gyors tartományt egy csoportba, ekkor a diffuzióegyenlet megoldásból

$$P_{\infty} = pq = p\sum_{1} \phi = \frac{pe^{-\frac{r}{L_{1}}}}{4\pi L_{1}^{2}r}$$

alaku lesz, melynek transzformáltja

$$P_{\infty}(B^{2}) = 4\pi \int_{0}^{\infty} \frac{pe}{4\pi^{2}r} \cdot \frac{\sin Br}{Br} r^{2} dr = \frac{p}{1+L_{1}^{2}B^{2}}$$

és igy a kritikus egyenlet:

$$\frac{k_{\infty}}{(1+L^2B^2)(1+L^2,B^2)} = 1$$

Az eddig emlitett lelassulási modellek használatára vonatkozó utasitást természetesen csak a mérések nyujthatnak, Minden elmélet próbaköve: a lelassulási sürüség megadása.

Nagy tömegszámu /a gyakorlatban A > 2/ moderátorok kielégithetően tárgyalhatók a Fermi féle módszerrel, hiszen az ütközés-szám elég nagy. A < 2 esetben, tehát épp a könnyü vagy nehézvizes water-boilereknél, a Fermi-elmélet a kritikus méretekre tul nagy értéket ad, ellenben a sokcsoport elmélet kiválóan használható, még pedig ugy, hogy a mérési eredményekhez az elméleti görbét a rendelkezésre álló n darab L paraméter megválasztásával optimálisan hozzásimitjuk. Már négy csoport esetén az egyezés meglepően jó lehet, amint azt az l. ábra [2] mutatja. Itt egy



1.ábra

pontforrás által létesitett, s az indium rezonancián mért q eloszlást láthatunk a mérések és a különféle modellek szerint. A négy-csoport elmélet igy reflektálatlan rendszerek méretezésére egészen kielégitő, s a k_n -ekre a következő összefüggést adja:

$$k_n = \frac{k_{\infty}}{(1 + L^2 B^2)(1 + L_1^2 B^2)(1 + L_2^2 B^2)(1 + L_3^2 B^2)}$$

ahol $L_1 = 4,49$ cm, $L_2 = 2,05$ cm, $L_3 = 1$ cm. A csoportok számát szaporitani nem érdemes, mert a növekvő számitási terjedelem mellett az eredmények százal ékos javulása kicsi. Ezért a refrektálatlan rendszerek számitásához a k_n -eket mi ezen elmélet szerint fogjuk meghatározni.

Számitásainkat U²³⁵-re végezzük, melyet különbözően dusitott uranilszulfát / U0₂SO₄ / alakban viszünk oldatba. Az uránnak, e jól oldodó és kevéssé abszorbeáló sója, az uranilnitrát ill. fluoridhoz hasonlóan, kiválóan alkalmas water-boilerekhez, ezzel szemben az utóbbiakhoz képest azon előnnyel rendélkezik, hogy su-

esetére állitjuk elő őket.

Vezessük be a következő jelöléseket $j = \frac{N_{moderator}}{N_{1,235}}$

kémiailag könnyebben kezelhető mint a fluorid [3].

j'-t higitásnak nevezzük, N pedig a térfogategységben levő magok száma,

és legyen

a

$$\frac{k_{\infty} = \epsilon p f \dot{\gamma}}{i}$$

 $x = \frac{N_U^{238}}{N_{11}^{235}}$

egyes tényezői igy függenek x-től és 7 -tól:

 \mathcal{E} = 1, a gyorshasadási tényező a hig oldat miatt egységnyi.

$$p \equiv exp \left[-\frac{N_U^{238}}{\frac{\xi}{\sum_s}} \int (G_a)_{eff} \frac{dW}{W} \right]$$

A szereplő effektiv rezonancia integrál, mint a

$$\frac{\sum_{s}}{N_{U}^{238}} = \frac{N^{mod} \, \mathcal{O}_{s}^{mod} + \sum_{s}^{egyeb}}{X \, N_{U}^{235}} \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{f \, \mathcal{O}_{s}^{mod}}{X}$$

változó függvénye, a 2. ábrán látható [4]. A közelités csak egészen sürü oldatokra nem engedhető meg / $\frac{J}{x} < 1$ /.

f - a termikus kihasználási tényező, definició szerint a hasadási anyagban abszorbeált neutronok viszonya az összes abszorbeált neutronokhoz, jelen esetben:

gárzás hatására stabilabb, abszorbciója kisebb a nitráténál, és

szükséges. E két mennyiség értéke azonban az oldott hasadó anyag dusitásától, és az oldat koncentrációjától függ. A következőkben - irodalmi értékek hiányában - a mikroszkópikus anyagállandókból kiindulva /lásd I. táblázat/ különböző dusitások és koncentrációk

A k_n -ek meghatározásához mint láttuk k_∞ és L² ismerete

ahol

I. Táblázat

- 627 -

A különféle moderátorok sajátságai

And the second	A CONTRACTOR OF				
Anyag, egység	H20	D20	Be	C	BeO
sürüség, kg/m ³	1000	1100	1810	1600	2800
atom vagy molekula 10 ²⁸ m ⁻³	3,35	3,32	12,3	8,05	6,75
	660	0,92	9	4,5	9,2
⊖ termikus ⊖ barn	110	15	6,9	4,8	11,1
epitermikus G _s barn	46	10,5	6	4,8	9,8
Ę	0,927	0,510	0,209	0,158	0,174
λ_{tr} 10 ⁻² m	0,426	2,4	2,1	2,71	1,65
L 10 ⁻² m	2,88	100	23,6	50	30
τ 10 ⁻⁴ m ²	33	120	98	350	143

[4]

A hasadó keverék elemeinek sajátságai [5]

Anyag	P	6 ^{barn}	6 barn 6 barn	6 ^{s barn}	× V
U ²³⁵		580	107	9,0	2,5
U ²³⁸	18,6	0	2,75	8,3	
S ³²			0,49		



Effektiv rezonancia integral.

- 628 -

$$f = \frac{N^{235}G_{f}^{235} + N^{235}G_{c}^{235} + N^{238}G_{c}^{238}}{N^{235}G_{f}^{235} + N^{235}G_{c}^{235} + N^{238}G_{c}^{238} + N^{mod}G_{a}^{mod} + N^{k\acute{e}n}G_{a}^{k\acute{e}n}} = \frac{(G_{f}^{235} + G_{c}^{235}) + \times G_{c}^{238}}{(G_{f}^{235} + G_{c}^{235}) + \times G_{c}^{238} + \frac{1}{2} \int G_{a}^{mod} + (x+1)G_{a}^{k\acute{e}n}} = \frac{G_{a}^{235} + \times G_{c}^{238}}{G_{a}^{235} + \frac{1}{2} \int G_{a}^{mod} + (x+1)G_{a}^{k\acute{e}n}} = \frac{G_{a}^{235} + \times G_{c}^{238}}{G_{a}^{235} + \frac{1}{2} \int G_{a}^{mod} + (x+1)G_{a}^{k\acute{e}n}} = \frac{G_{a}^{235} + \times G_{c}^{238}}{G_{a}^{235} + \frac{1}{2} \int G_{a}^{mod} + (x+1)G_{a}^{k\acute{e}n}} = \frac{G_{a}^{235} + X G_{c}^{238}}{G_{a}^{235} + \frac{1}{2} \int G_{a}^{mod} + (x+1)G_{a}^{k\acute{e}n}} = \frac{G_{a}^{235} + X G_{c}^{238}}{G_{a}^{238} + \frac{1}{2} \int G_{a}^{mod} + (x+1)G_{a}^{k\acute{e}n}} = \frac{G_{a}^{235} + X G_{c}^{238}}{G_{a}^{238} + \frac{1}{2} \int G_{a}^{mod} + (x+1)G_{a}^{k\acute{e}n}} = \frac{G_{a}^{235} + X G_{c}^{238}}{G_{a}^{238} + \frac{1}{2} \int G_{a}^{mod} + (x+1)G_{a}^{k\acute{e}n}} = \frac{G_{a}^{235} + X G_{c}^{238}}{G_{a}^{238} + \frac{1}{2} \int G_{a}^{238} + \frac{1}{2} \int G_{a}^{k\acute{e}n}} + \frac{G_{a}^{238} + G_{a}^{4}}{G_{a}^{238} + \frac{1}{2} \int G_{a}^{238} + \frac{1}{2} \int G_{a}^{4} + \frac{1}{2} \int G_{a}^$$

$$7 = \frac{\nu N^{235} G_f^{235}}{N^{235} G_f^{235} + N^{235} G_c^{235} + N^{238} G_c^{238}}$$
$$= 2.5 \frac{G_f^{235}}{G_a^{235} + x G_c^{238}}$$

A diffuziós hossz számitásánál, ismét a definicióból kiindulva, kapjuk: $l^2 = \frac{D}{D} \approx \frac{D^{mod}}{D} = 0$

$$\equiv \overline{\Sigma_a} \approx \overline{\Sigma_a^{V} + \Sigma_a^{mod} + \Sigma_a^{k \notin n}} \equiv$$

$$= \frac{D^{mod}}{N^{mod} G_a^{mod} + N^{235} G_a^{235} + N^{238} G_c^{238} + N^{ken} G_a^{ken}} = \frac{L_o^2}{1 + \frac{1}{f} \frac{G_a^{235}}{G_a^{mod}} + \frac{x}{f} \frac{G_a^{238}}{G_a^{mod}} + \frac{x+1}{f} \frac{G_a^{ken}}{G_a^{mod}}}$$
abol
$$\frac{1}{f} \frac{1}{f} \frac{1}$$

hossza. A közelités csak egész sürü oldatok, vagy nagyon kis dusitások esetén nem engedhető meg / $\frac{j}{x}$ < 0,5/.

Ezen összefüggések segitségével k $_{\infty}$ -, és L²-re végzett számitásaink eredményét a 3.ábra és a II. táblázat tartalmazza.

Könnyü viznél, láthatjuk, a homogén keverékben való láncreakció fennmaradásának feltétele csak 1-2 % dusitás felett van meg. /Nehéz viznél, mint ismeretes, a természetes urán- D_20 homogén keverékben is $k_{\infty} > 1/$. Számitásaink a könnyü vizes oldatokra Vonatkozóan, felölelik a számitásbajövő összes x értékeket.



3. ábra

j'-ra vonatkozóan a felső határt mindig k $_{\infty}$ egységgé válása jelenti, mig j' = 100 alatt a szükséges adatok hiányában nem végeztünk számitásokat.

II. Táblázat

Végtelen sokszorozási tényező. és diffuziós hossz

y .10 ⁻⁴	0,2	0,5	1,08	4,4	6,4	8,95	17,2	42	77
k _{co}	1,961	1,960	1,994	1,970	1,960	1,929	1,830	1,59	1,337
L ² cm ²	14,18	35,4	76,2	302	435	597	1086	2295	3538

16,6%-os U0,80, - D.0 oldaltokra

A nehéz vizre vonatkozó végtelen sokszorozási tényező egészen hig oldatoknál is nagy. A nehéz vizre végzett egyik számitásunk eredményét a 4. ábrán láthatjuk. Az itt ábrázolt adatok az összehasonlitás lehetősége miatt nagyon hasznosak a méretezés számára. Látható, hogy nehéz-vizes boilernál ugyan a kisebb abszorpció következtében lényegesen kevesebb hasadó anyag szükséges, ugyanakkor azonban a deuterium nagy diffuziós hossza miatt a rendszer méretei tul nagyra adódnak. Ez oly mennyiségü nehéz viz felhasználását tenné szükségessé, hogy gazdaságosabb a könynyü viznél maradni.

Az eddig említett lelassulási modelleket részben már az első ábrán összehasonlitottuk. Egészen világos képet nyujt azonban használhatóságukról az 5. ábra, ahol egyberajzoltuk a belőlük kiadódó kritikus egyenletekkel számitott méreteket, reflektálatlan, 9,1 % U²³⁵ tartalmu UO₂SO₄-H₂O rendszerekre vonatkozóan, a higitás függvényében. A tömeg- görbék minimuma azonos higitásnál van.

A fenti elvek és anyagállandók birtokában részletesen meg-Vizsgáltuk a neutronerősítők müködési karakterisztikáit, amelyek közül a 6.ábrán láthatjuk a 9,1%-os hasadó anyagot tartalmazó reflektálatlan erősítőre vonatkozót.

Minden karakterisztika közös vonása, hogy a vizsgált tartományban van egy kritikus sugár, amely alatt semilyen higitásnál 5511536



4. ábra

5511536

632 -

-



5. ábra



nem működik az erősítő máglyaként, efelett azonban a higitás csökkentésével az erősítés a végtelenhez tart. Ez a sugár különbözteti meg a tulajdonképeni neutronerősítőket a szubkritikus máglyáktól. Léte az erősítők biztonságos működése szempontjából döntő fontosságu, hiszen gyakorlati megvalósításnál a biztonsági berendezések terjedelme ettől függ.

- 635 -

Figyelemreméltő továbbá, hogy a hasadó anyag adott mennyisége esetén a maximális erősités bár különböző sugáron, de mindig azonos higitásnál lép fel. Adott sugár esetén a maximális erősités ismét azonos, de az előbbitől különböző higitás értéknél fordul elő. Emiatt állithatjuk azt, a nagyfontosságu tényt is, hogy a végtelenbe szaladó konstans sugárnak megfelelő erősités-, illetve a konstans tömegü erősitőket összekötő tömeg-görbék a másik oldalon visszatérnek. Ilyen módon, a $\gamma < 100$ esetnél, a konstans sugár görbék visszatérésénél a működési karakterisztikának egy érdekes szakasza várható. Erre azonban nem végeztünk számitásokat, mivel a kellő adatok nem álltak rendelkezésre. Hasonló szerkezetü a Fermi elmélettel 14,3%-os U²³⁵ tartalmu oldatokra nyert görbesereg is, csupán a tömegértékek nagyok az elmélet vizre való alkalmazásénak következtében /7.ábra/.

Lényegesen kisebb a hasadóanyag szükséglete a reflektált rendszereknek. A reflektor a gyakorlatban ugy sem kerülhető el, hisz a sugárvédelmi létesitmények egyben reflektorként működnek. Mégis, a reflektálatlan megoldások számitása lényeges számunkra, mert neutronerősitőt reflektált esetben igen körülményes számolni Ezért a következőkben, amikor az irodalomban található [2] reflektorszámitási elvek áttekintése után reflektált máglyák kritikus méreteit számoljuk, és utána összehasonlitást teszünk a reflektálatlan esethez viszonyitva, az igy megállapitott méretcsökkenést fogadjuk el a neutronerősitőkre is. Ez jogos, hiszen a máglya egyben végtelen erősitésű erősitőnek tekinthető, s az elkövethető hiba kicsi.

Reflektált rendszerek méretezését a diffuzió egyenlet segitségével ugy lehet végezni, hogy a reflektorra illetve a reaktorbelsőre külön-külön kapott megoldásokat összekapcsoljuk, azáltal, hogy a kettő elválasztó felületén megköveteljük a neutronfluxus és a neutronáram egyenlőségét:

$$\phi_c = \phi_r$$

 $D_c \ grad \ \phi_c = D_r \ grad \ \phi_r$



Ezen számitások során a Fermi egyenlet használata nehézkes, mert a határfelületek közelében a neutronjellemzők $/\phi$,q/ tul gyorsan változnak az anyagok különböző többszöröző, diffuziós és lassitási sajátságai miatt. A reaktor méretek meghatározására igy első becslésül az egy-csoport elmélet kinálkozik. Eszerint minden neutron a termikus szinten keletkezik, diffundál és abszorbeálódik.

- 637 -

A megoldandó diffuzió egyenlet a reaktor-belsőre:

$$D_c \Delta \phi_c - \sum_{ac} \phi_c + k_{\infty} \sum_{ac} \phi_c = 0$$

és a reflektorra:

$$D_r \Delta \phi_r - \Sigma_{ar} \phi_r = 0$$

Igy is irhatjuk őket:

$$\Delta \phi_c + B_c^2 \phi_c = 0$$
ahol
$$\Delta \phi_r - \kappa_r^2 \phi_r = 0$$

Gömbi reaktorra az első megoldása:

$$\phi_c(r) \sim \frac{\sin B_c r}{r}$$

• mig az ezt körülvevő T vastagságú reflektorra:

$$\phi_r(r) \sim \frac{sh \, \kappa_r \left(R + T - r \right)}{\kappa_r \cdot r}$$

Itt R a belső gömb sugara. A kapcsoló egyenletekbe helyettesitve, s az igy kapott két kifejezés hányadosát képezve jutunk a kritikus egyenlethez:

$$ctg \ B_c \ R = \frac{1}{B_c \ R} \left(1 - \frac{D_c}{D_r}\right) - \frac{D_r}{D_c \ B_c \ L_r} \ cth \ \frac{T}{L_r}$$

 $B_c^2 = \frac{k_{\infty} - 1}{L_c^2}$

 $\mathcal{H}_{r}^{2} = \frac{\sum_{av}}{\mathcal{D}_{a}}$

Fenti megoldásunkban a müködő reaktort az első harmonikussal vettük figyelembe. Ez nyilvánvaló, ha meggondoljuk, hogy a reaktor müködéséhez csupán $k_1 = 1$ -nek kell teljesülni, amikor is

 ϕ általános kifejezésében a magasabb harmonikusok időtől függő tényezői stacionér esetben zérussá válnak. Neuronerősitőnél viszont a teljes sorral kell számolni, ami a számitásokat lényegesen neheziti.

A fenti kritikus egyenlettel, közelitő feltevésünk ellenére is, elég pontos eredmények kaphatók, /amint azt majd a végső öszszehasonlitásnál is látni fogjuk/, ha B_c helyébe a reflektálatlan négy-csoport elmélettel számitott értéket helyettesitjük. Ez - bár az irodalmi módszerek közt nem szerepel - jogosult módszer, ami azonnal átlátható, ha meggondoljuk, hogy a fenti kritikus egyenletben B_c a müködő, reflektálatlan reaktorra vonatkozik, amelyre a négy-csoport elmélet sokkal pontosabb eredményt ad, mint az előbbi -2 $K_{\infty} - 1$

$$B_c^2 = \frac{k_{\infty} - 1}{L_c^2}$$

egy-csoport elméleti feltevés.

Jól használható továbbá ez az egyenlet a különböző reflektorokkal elérhető méretcsökkenések összehasonlitására. Ezirányu számitásaink eredményét a III. táblázatban foglaltuk össze. Végtelen reflektoron 2-3 diffuziós hossznyi távolság értendő.

III. Táblázat

Gömbi water-boilerek kritikus méretei különböző "végtelen" reflektorok esetén

Egy csoport elmélet.

Mért érték⁺

Reflektor	rkr	Mgkr	r _{kr} cm	Mgkr	
BeO (s ^o = 2800 kg/m ²)	16,2	778	15,0	489	
grafit (§ = 1600 kg/m ³)	16,85	876	16,1	600	
D ₂ 0	16,8	870	16,3	622	
H ₂ 0	22,03	1970	20,7	1273	
reflektor nélkül	24,83	2820	27,3	2920	
U235 %	9,1		12,5		
J	600		720		

⁺ Selected Reference Material USAEP, Reactor Pysics: 490.0., GENF 1955.

A táblázatból látható, hogy a leggazdaságosabb megoldás a "végtelen" H_20 reflektor használata, mig a legkisebb tömeg Be0 reflektorral érthető el. Érdekes megjegyezni, hogy számitásaink szerint D_20-D_20 rendszereknél a szükséges minimális hasadó anyag mennyisége 100-200 g körül van.

Az egy-csoport elmélet szolgáltatta eredmények a valóságtól azért térnek el, mert a gyors és lassu tartományban az anyagok sajátságai nagyon különböznek. Gyors neutronokra ugyanis a reflektor jobban reflektál mint a lassuakra, s a reflektorban a rezonanciák kikerülésével folyhat a termelizáció. Ezért a valóságban kisebb méret szükséges.

A két-csoport elmélet viszont már nagyon jó közelitést ad aránylag kevéssé bonyolódó számitások árán. A valódi kritikus sugarat igy 10%-nál jobban megközelithetjük.

Itt - az 1 és 2 indexszel jelzett - gyors és lassu neutronoknak megfelelő csoportokban a reaktor-belsőben, illetve a reflektorban a következő egyenletek állnak fenn:

 $D_{ic} \Delta \bar{\phi}_{ic} - \sum_{ic} \bar{\phi}_{ic} + k_{\infty} \sum_{2c} \bar{\phi}_{2c} = 0$ $D_{ir} \Delta \bar{\phi}_{ir} - \sum_{ir} \bar{\phi}_{ir} = 0$ $D_{2c} \Delta \bar{\phi}_{2c} - \sum_{2c} \bar{\phi}_{2c} + \sum_{ic} \bar{\phi}_{ic} = 0$ $D_{2r} \Delta \bar{\phi}_{2r} - \sum_{2r} \bar{\phi}_{1r} + \sum_{ir} \bar{\phi}_{ir} = 0$

ahol a \sum , mindenütt a lelassulásnak, \sum_2 pedig a valódi abszorbciónak felel meg. Természetesen a megoldások itt is pozitiv, véges ϕ -re vonatkozhatnak csak.

A magra vonatkozó két differenciálegyenlet - amint az könynyen megmutatható - azonos B mellett kielégithető a

$$\Delta \phi + B^2 \phi = 0$$

egyenletnek eleget tevő megoldással, ennek feltétele azonban, hogy a helyettesitéskor nyert két homogén egyenlet megoldható legyen, azaz teljesüljön:

 $(D_{,c}B^{2}+\Sigma_{,c})(D_{2c}B^{2}+\Sigma_{2c})-k_{\infty}\Sigma_{ic}\Sigma_{2c}=0$ ami lényegében a magra vonatkozó, reflektálatlan két-csoport elméleti kritikus egyenlet. B²-re nyert megoldásait \mathcal{M}^{2} és $-\mathcal{V}^{2}$ -el jelölve:

- 640 - $\mu^{2} = 0.5 \left[-\left(\frac{1}{L^{2}} + \frac{1}{L^{2}}\right) + \sqrt{\left(\frac{1}{L^{2}} + \frac{1}{L^{2}}\right)^{2} + \frac{4(k_{co}-1)}{L^{2}_{4c}}} \right]$

a magra vonatkozó megoldások e két értékkel felirt és a különböző geometriai viszonyok szerint megoldott

$$\Delta X + \mu^2 X = 0$$

$$\Delta Y - \nu^2 Y = 0$$

egyenletek lineáris kombinációiként adódnak:

 $\phi_{ic} = AX + CY$ $\phi_{2c} = S_i A \cdot X + S_2 C \cdot Y$

A reflektorra vonatkozó egyenletek közül a homogén differenciálegyenlet megoldását Z₁-el jelölve

 $\phi_{1r} = FZ_1$

azt találjuk, hogy a másiknak megfelelően

$$\phi_{2r} = GZ_2 + S_3 F. Z_1$$

Az itt fellépő három S konstans értékét visszahelyettesitéssel nyerhetjük, mely szerint:

$$S_{1} = \frac{D_{1c}}{L_{2c}^{2} D_{2c}} \frac{1}{\frac{1}{L_{2c}^{2}} + \mu^{2}}$$

$$S_{3} = \frac{D_{1r}}{L_{2r}^{2} D_{2r}} \frac{1}{\frac{1}{K_{2r}^{2}} - K_{1r}^{2}}$$

$$S_{3} = \frac{D_{1r}}{L_{2r}^{2} D_{2r}} \frac{1}{\frac{1}{K_{2r}^{2}} - K_{1r}^{2}}$$

A ϕ_{1r} , ϕ_{2r} , ϕ_{1c} , ϕ_{2c} eddig nyert kifejezéseiben szereplő A,C,F,G konstansok meghatározására a kapcsoló egyenletekbe helyettesitve nyerhetünk négy egyenletet:

$$AX + CY = FZ_{1}$$

$$S_{1}AX + S_{2}CY = S_{3}FZ_{1} + GZ_{2}$$

$$D_{1c}(AX' + CY') = D_{1r}FZ_{1}'$$

$$D_{2c}(S_{1}AX' + S_{2}CY') = D_{2r}(S_{3}FZ_{1}' + GZ_{2}')$$

A megoldhatóság feltétele, hogy az együtthatókból képzett negyedrendü determináns zérus legyen:

$$\Delta = \left[\left(D_{1c} \frac{X'}{X} - D_{1r} \frac{Z'_{1}}{Z_{1}} \right) \left(S_{2} D_{2c} \frac{Y'}{Y} - S_{3} D_{2r} \frac{Z'_{1}}{Z_{1}} - \left(S_{2} - S_{3} \right) D_{2r} \frac{Z'_{2}}{Z_{2}} \right) - \frac{Y'_{1}}{Z_{1}} - \left(S_{2} - S_{3} \right) D_{2r} \frac{Z'_{2}}{Z_{2}} \right) - \frac{Y'_{1}}{Z_{1}} - \left(S_{2} - S_{3} \right) D_{2r} \frac{Z'_{2}}{Z_{2}} \right) - \frac{Y'_{1}}{Z_{1}} - \left(S_{2} - S_{3} \right) D_{2r} \frac{Z'_{2}}{Z_{2}} - \frac{Y'_{1}}{Z_{1}} - \frac{Y'_{1}$$

$$-\left(D_{2c}\frac{Y'}{Y}-D_{1r}\frac{Z_{1}'}{Z_{1}}\right)\left(S_{1}D_{2c}\frac{X'}{X}-S_{3}D_{2r}\frac{Z_{1}'}{Z_{1}}-\left(S_{1}-S_{3}\right)D_{2r}\frac{Z_{2}}{Z_{2}}\right)\right]=0$$

Mivel itt X,Y,Z₁,Z₂ az elválasztófelületen vett értékeikkel szerepelnek, továbbá Z_1 és Z_2 tartalmazza a reflektor méreteinek megfelelő konstansokat, azért a fenti determináns kritikus egyenletnek tekinthető, amelyből a reflektor mindenkori méreteihez mint független változóhoz, a mag kritikus mérete mint függő változó, meghatározható.

Gömbi esetben ez az implicit függvénykapcsolat, azonos moderátor és reflektor alkalmazásával és $T = \infty$ helyettesitéssel, igy alakul:

$$\left\{\left[\mu \ ctg \ \mu \ R + \kappa_{1r}\right]\left[\left(\nu \ cth \ \nu \ R + \kappa_{2r}\right) \frac{\chi_{2r}^2 - \chi_{1r}^2}{\chi_{2c}^2 - \nu^2} + \chi_{1r} - \chi_{2r}\right] - \right\}$$

$$-\left[v \operatorname{cth} v R + \kappa_{\mathrm{fr}}\right] \left[\left(\mu \operatorname{ctg} \mu R + \kappa_{2r}\right) \frac{\chi_{2r}^2 - \chi_{\mathrm{fr}}^2}{\chi_{2r}^2 + \mu^2} + \kappa_{\mathrm{fr}} - \kappa_{2r} \right] = 0$$

Ezen egyenlet segitségével végeztük a végtelen H₂O reflektorral körülvett, 90%-ra dusitott oldatok kritikus tömegének számitását /8.ábra/. Az ábrára berajzoltuk az egy-csoport elmélettel számitott eredményeket is, valamint a reflektálatlan rendszer méreteit is a négy-csoport elmélet szerint. Látható, hogy az egy és kétcsoport elmélet milyen jól közeliti meg a valódi értékeket, melyeket az ábrán EXPl és EXP2 jelzéssel láttunk el [6], [7].

Meg kell jegyeznünk, hogy számitásaink elvégzésekor - 1955. jun. és jul. hónapban, ezek a kisérleti adatok, továbbá a reflektorok összehasonlitásánál a III.táblázatban közöltek, még nem voltak ismeretesek nálunk.

A reflektált neutronerősitőkre vonatkozóan eddigi számitásaink alapján, a 6. és 8. ábrák összevetéséből a következőket mondhatjuk:

10%-nál jobban bedusitott uránt nem érdemes alkalmazni, mert a méretek nem csökkennek lényegesen, továbbá reflektorként a végtelen H₂O használata igen előnyös. 9,1 % dusitásnál a müködő mág-





A

lya mérete R = 21,4 cm és M = 1,8 kg U²³⁵ tartalom. A neutron erősitő ugyanezen higitásnál nyilván kevesebb anyagot igényel, s hogy mennyivel kevesebbet, azt épen a 6. ábrából olvashatjuk le. Nézzük tehát a reflektálatlan eset erősitését és érzékenységét azonos higitás mellett. /Érzékenység alatt az erősitésnek konstans sugár esetén vett tömeg szerinti deriváltját értjük./ Ezért kiválasztva az R = 24 cm sugaru elrendezést a 9. ábrán felrajzoltuk a tömeg függvényében az erősitést és az érzékenységet. Láthatjuk, hogy az erősités kényelmesen beállitható még az A = 1000körüli tartományban is. Hiszen pl. A = 200 -nál l g hasadó anyag adagolása csak 7-el növeli az erősítést.

Ezerszeres erősités felett számitásainkat azért nem folytattuk, mert az anyagállandók korlátolt pontosságu ismerete ezen tartományban a számitásokat`irreálissá tevő hibákat jelenthet.

Bár feltehető, hogy az ezres nagyságrendben még szépen beállhatunk az erősitéssel, a görbék mindenesetre meredekké válnak, és a kérdés végső fokon csak kisérlettel dönthető el.

Visszatérve már most a reflektált erősitőhöz, azt mondhatjuk, hogy a reflektor csak a kritikus sugarat csökkentette, azonban az erősités beállithatóságát nagyságrenddel nem érinti. Igy fennállnak az előbb megállapitottak.

Ezért számitásaink alapján állithatjuk, hogy 10 %-os hasadó anyaggal, végtelen viz reflektorral és UO_2SO_4 oldattal, már kevesebb mint 1800 g U^{235} alkalmazásával készithetünk erősitőt. Ha ebbe egy 0,1 curies Ra-a-Be neutronforrást meritünk, akkor e rendszerrel 100 curie ekvivalens forráserősségig kényelmesen beállithatjuk a rendszer erősitését. Ez azt jelenti, hogy a középpontban a fluxus nagyobb lesz mint 10⁷ lassu neutron/cm² sec. A rendszer fissiós teljesitménye ugyanakkor csak 100 mwatt nagyságrendü. Ha az egyben árnyékolásul szolgáló viz reflektorban a középponttól számktott 50 cm-re benyuló, 5 cm átmérőjű radiális nyilást készitűnk, s abban mondjuk kadmium béléssel homogén nyaláb nyerésére alkalmas viszonyokat teremtünk, akkor a középponttól számított 80 cm távolságban 10^3 - 10^4 lassu neutron/sec erősségü nyalábot nyerhetünk. Ez már a kisérletek számára sokrétűen használható.

A rendszer stabilitását a negativ hőfokkceficiens és a neutronerősitésnél mondottak alapján megbizhatónak kell tartanunk.
Ezen eredményekre támaszkodva megkisérelhetjük, hogy összehasonlitást tegyünk, és a neutronerősitőt besoroljuk az ismeretes neutronforrások közé.

1 curies Ra-α-Be neutronforrással elérhető maximálisan
 1,3.10⁷ gyors neutron/sec, komplex spektrummal, továbbá vizben
 8.10⁴ lassu neutron/cm² sec [8].

2. mesterséges részecskegyorsitókkal /1-2 mA targeráram és legalább l MeV gyorsitófeszültség esetén/ D-D reakcióval 10^3 curie Ra- α -Be ekvivalens forrás, amely homogén gyors neutron nyalábok előállitására is alkalmas [9].

3. neutronerősitővel 100 mcurie forrás alkalmazásával 10⁷ lassu neutron/cm² sec-ig kényelmesen beállitható fluxus, homogén termikus nyaláb.

4. H₂O-boilerrel /BeO reflektorral/ 5.10¹¹ /cm² sec lassu fluxus [3].

Látjuk, gazdaságosság és biztonság szempontjából a neutronerősitő nagyon előnyös. Üzeme időben állandő és spontán nem válhat kritikussá, ezért feleslegessé teszi a máglyánál szükséges bonyolult szabályzó és védelmi berendezéseket. Fluxusa csak 3-4 nagyságrenddel kisebb a máglyáénál, de épp ez a különbség jelent óriási megtakaritást az árnyékolás méreteiben. Igy az egész erősitő ára lényegében a hasadó anyagéval vehető egyenlőnek, ami - mint láttuk 100 curie ekvivalens forrás megvalósitásakor - nem haladja meg egy 2 curies Ra- α -Be forrás árát [10], [11]. Ezért mindazok a mérések amelyek a máglyával közösen történhetnek, sokkal egydzerübben és olcsóbban végezhetők el /neutronfizikai mérések,izotop előállitás, detektor kalibrálás stb./.

Befejezésül köszönetet mondok dr.Simonyi Károly professzornak sok tanácsáért, érdeklődéséért és buzditásáért, melyek nélkül e munka nem jöhetett volna létre, továbbá mindazoknak akik a számitások elvégzésében közremüködtek, különösen Horváth Lóránd munkatársamnak.

5511536

- 645 -

- 646 -

Irodalom

- [1] Science, Vol.119 /1954.I.1./
- [2] Glasstone-Edlund: The Elements of Nuclear Reactor Theory, Van Nostrand New-York 1954.
- [3] AECD-3065: HYPO
- [4] Stephenson: Introduction to Nuclear Engeneering, McGraw Hill London 1954.
- [5] AECU-2040, Supplement No.3., /1954.IV.1./
- [6] Callihan-Morfitt-Thomas: Small Thermal Homogen Critical Assamblies, Genf 1955.VIII.: A Conf 8/P/834.
- [7] Selected Reference Material, USAEP, Reactor Phisics: Fig 1.5.7.

[8] Segré: Experimental Nuclear Phisics, Part VII., Wiley 1953.

- [9] Phys.Rev.1446,76,/1949/.
- [10] Nucleonics Vol.12.No.4. /1954./
- [11] A Radiumchemie, Frankfurt am Main, 1954.dec.számlája alapján.

Érkezett 1955. október 3.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Viz deutériumoxid tartalmának meghatározása fagyás-

pontméréssel

Irta: Czike Kálmán és Fodor Józsefné

Folyadékok nehézviz tartalmának meghatározására több módszer ismeretes. Ezek közül a módszerek közül olyanra volt szükségünk, mellyel könnyen, gyorsan és megfelelő pontossággal meg tudjuk határozni az elegy deutériumoxid tartalmát, jelentős anyagveszteség nélkül.

Az irodalomban leirt módszerek közül a következők jöhettek számitásba:

1. Uszós módszer [1], melynek elvét előző cikkünkben ismertettük. Ez a módszer igen pontos mérésekre alkalmas, kis koncentrációknál \pm 0,1 %, nagyobb koncentrációknál 3-5 % pontosságot lehet elérni. / 1 $\% = 10^{-6}$ sürüség egység/. Hátránya, hogy 10 %onként uj uszó szükséges, nagy hőmérséklet különbség mérése esetén a magas hőmérséklet miatt az uszóra légbuborékok rakódnak le, melyeknek eltávolitása igen nehéz. Nagyobb koncentrációknál a deutériumoxid hőtágulása miatt kalibrálni kell. Legelőnyösebben 0-1 %-ig lehet alkalmazni.

2. Piknométeres módszer [2]. A differenciális piknométeres módszer esetén 1,0 γ pontosságot lehet elérni. Ekkor két piknométert alkalmaznak, mindegyik nyakán higannyal kalibrált jel sorozattal. A folyadék magasságát katetométerrel olvassák le, és kalibrált sulysorozattal 5 tizedesre mérik a tömeget. A mérés igen hosszadalmas és kényelmetlen. Egy 50 ml-es piknométer alkalmazása esetében a mérés 40 γ pontosságu, és sok anyagveszteséggel jár, ha nem használunk kalibrált kapilláris nyakat és katetométert.

3. Refraktométer [2]. 20 C⁰-on a H₂O-D₂O között a törésmutató különbsége 0,004650, 5893 Å hullámhossznál. Ezt a különbséget csak akkor lehet mérésre felhasználni, ha 6 tizedesre mérő refraktométer áll rendelkezésünkre. Ebben az esetben 20-40 ý

pontosságot lehet elérni. Mivel 6 tizedesre mérő refraktométer nem állt rendelkezésünkre, a módszert nem alkalmazhattuk.

4. Interferométer [2]. 20 γ pontossággal mér, azonban ismert deutériumoxid tartalmu eleggyel kell kalibrálni.

5. Esőcsepp módszer [2]. A H₂O-D₂O eleggyel nem elegyedő folyadékban ejtjük az elegyet és mérjük az esési időket. Az esési idők reciprokainak különbsége arányos a sürüségkülönbséggel. Mivel ez az arányosság nem szigoruan érvényes, az esési görbét ismert deutériumoxid eleggyel fel kell venni. Kevés anyag szükséges a méréshez, de az anyag elvész. Pontossága 1-2 ý . Mivel a mérés pontossága az esési idők hosszuságától is erősen függ, nagyobb deutériumoxid koncentrációk esetén más ejtő közeget kell választani. Az ejtő közeg szennyeződése, vagy binér elegy esetén a párolgás miatt bekövetkező frakcionálódás miatt a kalibrálást időnként ismételni kell.

A fenti rövid ismertetésből látható, hogy a piknométeres módszer kivételével minden módszert kalibrálni kell, és a kalibrációt időnként ujból el kell végezni, hogy a mérés kellő pontosságu legyen. A legtöbb módszernél e mellett más körülmények között kell mérni nagyobb deutériumoxid koncentráció esetén. /Esőcsepp módszer, uszós módszer./

Az irodalomban Urey [3] vizsgálta azt a kérdést, hogy H₂O-D₂O elegy fagyás pontja hogyan változik az elegy összetételével. Néhány mérési adatot közöl, de ezek az adatok főleg kis koncentrációkra vonatkoznak, /39,9 %-tól 94,6 % között nincs mérési adat/ és meglehetősen nagy mérési közök vannak.

Ezen a nyomon elindulva megkiséreltük a fagyáspont meghatározását alkalmazni a folyadékok deutériumoxid tartalmának meghatározására.

A fagyáspont mérésének alkalmazásakor lényeges követelmény az, hogy az elegy összetétele lineárisan változzon a fagyásponttal, mert ellenkező esetben igen sürü kalibrációs görbét kell felvenni. Ez a feltétel akkor teljesülhet, ha a H₂O-D₂O elegy az általunk kivánt hibahatáron belül ideális elegyként viselkedik.

Kisérletek

A minta előkészitése

A minta gondos tisztitása igen fontos, mert a bennemaradó szennyeződések fagyáspont csökkenést okoznak, és igy a valódi értéknél kisebb deutériumoxid koncentrációt kapunk. A minták tisztitását az előző dolgozatunkban leirt módon hajtottuk végre [1]. Mérés után a mintát ujra desztilláltuk, és az eredményt akkor fogadtuk el helyesnek, ha két érték között az eltérés a hibahatáron belül megegyezett.

A minta mérése

Méréseinket az l. ábrán látható fagyáspontcsökkenés meghatározására szolgáló készülékben végeztük, azzal a módositással, hogy a legbelső edény alját elszükitettük annyira, hogy a keverő és a hőmérő éppen elférjen. Ezzel a méréshez szükséges anyagmenynyiséget a lehető legkisebbre csökkentettük. A hőmérsékletet Beckmann hőmérővel mértük \pm 0,005 C^O pontossággal. Fagyáspontnak azt az értéket fogadtuk el, melynél a hőmérséklet legalább 4 percig állandó volt. A Beckmann hőmérő O pontját ismételten meghatároztuk a fentiek szerint tisztitott desztillált vizzel. A méréshez 8-10 ml vizminta szükséges

Az ellenőrző minta mérése

A minta deutériumoxid koncentrációját 6 %-ig uszós sürüség méréssel, 6 % fölött pedig piknométeres módszerrel határoztuk meg. A sürüség méréseket 25,00 C⁰-on végeztük. A piknométer térfogata 4,256 ml volt.

Mérési eredményeinket a I. táblázatban foglaltuk össze. Irodalmi adatok szerint a 99,99 % deutériumoxid fagyáspontját 3,80 C⁰-nak vettük.

A II. táblázat a fagyáspont függését mutatja a tulhütés fokától.

Az eredményeket grafikusan ábrázolva a 2. ábra mutatja. Az eredmények kiértékelése

Méréseink azt mutatják, hogy a H_2O-D_2O elegy fagyáspontja lineárisan változik az összetétellel. Az eredmények függetlenek a tulhütés fokától. /0,8-2,9 C^O között/. A szilárd fázis tehát a két komponens szilárd oldata és ugy viselkedik, mintha egyetlen anyag volna. Ez a tapasztalat megegyezik Urey [3], [4] méréseivel, aki azt találta, hogy frakciónált kristályositással nem lehet a viz két izotópját szétválasztani. A mérés abszolut pontossága \pm 0,13 % D₂O, mely kis koncentrációnál nagy relativ hibának

- 649 -



- 651 -

D ₂ O s% <u>+</u> 0,04 Piknométer	Az elegy fa- gyáspontj a C ^o	D ₂ 0 s% <u>+</u> 0,13 Fagyáspont
2,54	0,095	2,43
4,05	0,155	4,07
5,73	0,210	5,52
9,85	0,377	9,94
15,32	0,590	15,52
20,00	0,755	19,86
24,70	0,940	24,73
31,30	1,185	31,18
42,61	1,615	42,50
.52,00	1,975	51,84
59,08	-2,250	59,21
64,50	2,455	64,34
69,40	2,635	69,34
75,63	2,875	75,65
82,01	3,120	82,10

I. táblázat

II. táblázat

A fagyáspont függése a tulhütéstől

D ₂ O s% Piknométer	Tulhütés	Fagyáspont	D ₂ O s% Fagyáspont
	0,8 C ⁰	0,090	2,37
2,54	$1,1 C^{\circ}$ 2,0 C ^o	0,095	2,50
	2,9 C°	0,092	2,42

felel meg, ezért a módszer alkalmazásánál erre figyelemmel kell lenni. 10 % D₂0 tartalomnál azonban már csak 1,3 % a relativ hiba, igy ennél nagyobb koncentrációnál kényelmesen alkalmazható. 10 %-ig a sürüségmérés uszós módszerrel történhet, egyetlen uszó segitségével. A módszer előnye az, hegy gyors, kényelmes, nem kiván költséges berendezést, tetszés szerinti párhuzamos mérés végezhető a minta felolvasztásával és ismételt fagyasztásával. Ellentétben a többi deutériumoxid meghatározási módszerekkel, a benne maradó szennyezések a fagyáspontcsökkenés miatt a valódinál kisebb deutérium tartalmat adnak. A sürüség mérésen alapuló módszerek hasonló esetben nagyobb deutériumoxid tartalmat adnak./ Nagyobb sürüséget mérnek./ Igy a fagyáspont méréssel meghatározott és más, valamilyen sürüségméréssel kapott deutériumoxid tartalom összehasonlitásakor, ha a minta nem volt kellően megtisztitva, a mérési hibák a deutériumoxid tartalomban kétszeresen jelentkeznek.

E helyen is köszönetet mondunk Simonyi Károly egyetemi tanárnak, a Központi Fizikai Kutató Intézet Atomfizikai Osztálya vezetőjének, aki munkánkat figyelemmel kisérte, és Trencséni Dezsőné technikai munkatársunknak.

Összefoglalás

Folyadékok deutériumoxid tartalmának meghatározására az elegy fagyáspontjának mérését alkalmaztuk.

Megállapitottuk, hogy a H₂O-D₂O elegy fagyáspontja lineárisan változik az összetétellel. A szilárd H₂O-D₂O a két komponens szilárd oldata, fagyasztva ugy viselkedik, mintha egyetlen anyag volna.

A mérés pontossága \pm 0,13 abszolut D₂0 %. A mérés gyors, kényelmes, nem igényel költséges berendezést. Egy méréshez 10 ml anyag szükséges. 10 % D₂0 koncentráció fölött a relativ hiba már 1,3 % alatt van, igy egy uszóval történő kis koncentrációju deutériumoxid méréshez csatlakoztatható.

Irodalom

[1] Czike Kálmán, Fodor Józsefné: A deutériumoxid elektrolitikus szétválasztási tényezőjére vonatkozó vizsgálatok. K.F.K.I. közlemények

[2] Kirshenbaum I.: Physical properties and analysis of heavy water, 1951

[3] Urey H.: J.Am.Chem. Soc. 56, 248 /1934/.

[4] Bull.Soc. Chim. Roy. Yougoslav, 7, 65 /1936/

Erkezett 1955. október 19.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

U²³⁵ tartalom meghatározása radiokémiai módszerrel Irta: Szabó László

A természetben előforduló urán a 243, 235, 238-as tömegszámu izotópok keverékéből áll. Százalékos megoszlásuk a következő:

U ²³⁴	/U _{II} /	0,0051 %		
_U 235	/AcU/	0,71 %		
U ²³⁸	/U _T /	99,28 %		

A három izotóp közül gyakorlatilag a két utóbbi a fontos, jelentőségükre e helyen külön nem akarok rámutatni.

Az U²³⁵ százalékos mennyiségének meghatározása általában tömegspektrográffal történik. Mivel az Atomfizikai Osztály még nem rendelkezik olyan felbontóképességü készülékkel, amellyel az analizist el lehetne végezni, felmerült egy másik meghatározási módszer kidolgozásának szükségessége. A radiokémiai módszer pontosságban nem éri ugyan el az előzőt, de egyszerü, gyors és a legtöbb esetben kielégitő pontosságu.

Két lehetőséget használhatunk ki a meghatározásnál:

 A két urán izotóp β aktiv bomlástermékei különböző energiával birnak:

 $U^{238} \xrightarrow{\alpha} UX_1 \xrightarrow{\beta} UX_2 \xrightarrow{\beta} 2,32 MeV$

U²³⁵ a UY B 210 KeV

2. A bomlástermékek különböző felezési idejüek:

UX_I: 24,1 nap UY: 25,5 óra

Az egy perces felezési idejü UX₂ rövid idő alatt egyensulyba jut a UX₁ -el és azután aktivitása a 24,1 napos periodus szerint csökken.

Ha tehát abszorbció ill. bomlásgörbe mérést végzünk a két tórium izotóp /UX₁, UY/ keverékére, a két izotóp relativ mennyisége – ebből az U^{235} tartalom meghatározható.

Vizsgálati módszerek:

- I. Urán+tórium izotópok együtt ----- abszorbció
- II. Urán mellől leválasztott → abszorbció, bomtórium izotópok lás mérése.

Ha a tórium izotópok aktivitását az uránnal egyensulyban mérjük /I.eset/ természetesen csak abszorbció görbe felvétele lehetséges.

A mérés módszert a rendelkezésre álló természetes keverékkel lehetett csak kipróbálni. A természetes keverék esetében az U²³⁵ aktivitása az U²³⁸-hoz viszonyitva nagyon kicsi. /Felezési idők U²³⁵: 8,9.10⁸ év; U²³⁸: 4,5.10⁹ év. U²³⁵/U²³⁸ arány 0,0072 amiből következik, hogy a relativ bomlássebesség 0,0072. $\frac{4,5.10^{\circ}}{8,9.10^{\circ}}$ = 0,036/. Ehhez figyelembevéve még az UY kis β energiáját kiderül, hogy az I. módszert nem lehet használni, mert az amugyis kis számu UY β részecskékre az önabszorbció nagymértékü a vastag U rétegben, és a keverékből kilépő UY β -kat a végablakos G-M cső már igen rossz hatásfokkal méri.

Két mód kinálkozik az UY β impulzusai százalékos megnövelésére. Az egyik az önabszorbeáló réteg levékonyitása az által, hogy a tórium izotópokat elválasztjuk az urán mellől, és minimális mennyiségü hordozón mérjük. Ezzel pl. l g uranilnitrát aktivitását kis veszteséggel 5-10 mg-nyi hordozóra vihetjük. További lehetőség a " β mentesitett" / β sugárzó izotópoktól megtisztitott/ urán rövid felaktiválása. A felaktiválás időfüggése:

$D_{t} = D_{\infty} \left(1 - e^{-\lambda t} \right)$	ahol D	aktivitás t időpillanatba	n
L	D,	$_{\circ}$ aktivitás t $_{\infty}$ mulva	
)	bomlási koefficiens sec- ¹	

24 óra alatt az egyensulyi UY fele, mig az UX₁ -nek csak 3 %-a keletkezik. Célszerü tehát " β mentesités" után 1-2 napos felkativálási idő elteltével elválasztani a tórium izotópokat az urántól és mérni.

A rétegvékonyitás és a rövid felaktiválás utáni kinyerés előnyeit a következő táblázat mutatja:

- 670 -			
	UX1	UX2	UY
Természetes összetételnél; 100 bomlásból	49,1	49,1	1,8
Ebből, ha a rétegvastagság 300 mg/cm ² figyelembevéve a külső abszorbciót és szó- rást; a G-M cső 100 impulzu- sából	0,58	99,39	0,03
Tórium izotópok végtelen vékony rétegben uránnal egyensulyban; a G-M cső 100 impulzusából	11,2	88	0,8
Urán "β mentesitése" és 24 órás felaktiválás után a tórium izctópok végtelen vékony rétegben; a G-M cső 100 impulzusából	10	78,1	11,9

Tehát az első módszer 0,03 %-ával szemben a harmadiknál közel 12 %-a ered az összbetütésszámnak UY β impulzusoktól.

A mérésnél beütésszám arányokat kapunk /hány százaléka ered az össz beütésszámnak egyik ill. másik izotóptól/ ebből a relativ bomlás sebességet kell meghatározni. Ehhez a beütésszám és a bomlássebesség közti összefüggés ismeretére van szükség. Az összefüggést adó konstans az un. számlálási hatásfok.

Számlálási hatásfok meghatározás

Ha egy preparátumban D bomlás/sec történik és ebből a számláló I beütés/sec-et számol, akkor a berendezés számlálási hatásfoka $I/D = \eta$.

A számlálási hatásfok meghatározásához a β számlálásnál használt képletből indulunk ki. Eszerint:

$$\mathbf{I} = \mathbf{D} \cdot \mathbf{G} \cdot \mathbf{f}_{\mathbf{A}} \cdot \mathbf{f}_{\mathbf{B}} \cdot \mathbf{f}_{\mathbf{H}} \cdot \mathbf{f}_{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{f}_{\mathbf{W}}$$

ahol

- I,D: a fent jelölt mennyiségek
- G: a geometriai faktor
- f_A: levegőszórás

f_R: preparátumtartó visszaszórás

f_H: szerelvényszórás

fs: önabszorbció és önszórás

fw: ablak és levegő abszorbció

Ezek közül általában

f, közel egységnyi

f_H elhanyagolható, ha a mérőtorony plexi boritásu

G azonos minden radioizotópra, tehát a relativ számlá-

lásnál kiesik.

Marad tehát

7 relativ = fB.fs.fw

fB

Számitani nem nagyon lehet. Táblázatos adatok és diagrammok állnak többnyire rendelkezésre, amennyiben ilyen nincs ki kell mérni. Energiafüggő 600 keV-ig; afölött állandó. A preparátumtartó vastagságától való függés telitésbe hajló exponenciális görbét mutat.

Táblázatból a használt aluminiumtartóra f_B értékei UX₁ ~ UY ~ 1,08, UX₂ ~ 1,25

fs

Az önabszorbció képlettel pontosan számolható.

$$s = \frac{1-e^{-\mu g}}{\mu g}$$

ahol μ : abszorbciókoefficiens az illető sugárzásra cm²/mg g: preparátum vastagság mg/cm²

 μ értékei: UX₁ = 0,1735, UX₂ = 0,0069, UY = 0,1133 cm²/mg

ſw

Meghatá rozható egyrészt ugy, hogy az abszorbció görbét extrapoláljuk az ablak és levegő miligrammjainak összegére. Esetünkben komplex abszorbció görbéről van szó, a kezdeti szakasza nem egyenes, ezért nem extrapolálható. Számitani lehet

 $f_w = e^{-\mu(y \text{ ablak} + y \text{ leveg}\delta)}$

ahol μ és g a fentebb definiált mennyiségek.

- 658 -

A relativ számlálási hatásfok teljes kifejezése "n" izotópra:

$$\gamma_n = \frac{1 - e^{-\mu_n g} \operatorname{prep}}{\mu_n g \operatorname{prep}} \qquad e^{-\mu_n (gablak + g \operatorname{leveg\delta})} (fB)_n$$

Ha a méréseket azonos körülmények között végezzük, ugy $(qabl + glev)(fB)_u$ konstansok és csak a preparátum vastagság változik /a hordozó mennyisége 2-10 mg között ingadozott/. Célszerű ezért elkésziteni egy 7 -preparátum vastagság diagrammot, igy nem kell esetenként számolni.





A relativ számlálási hatásfokok ismeretében kiszámithatjuk a keresett $\frac{U^{235}}{U^{238}}$ hányadost. Explicit kifejezését a következőképpen kapjuk. Rádióaktivegyensuly esetén

 N_{μ}^{235} . $\lambda_{\mu}^{235} = N_{\mu\gamma}$. $\lambda_{\mu\gamma}$

$$N_{\mu}^{238}$$
. $\lambda_{\mu}^{238} = N_{\nu X_{\mu}}$. $\lambda_{\mu X_{\mu}}$

Továbbiakban az UX₁ UX₂ UY-ra vonatkozó mennyiségeket 1,2,3 indexszel jelölve a kereset hányados /R/

$$R = \frac{Nu^{235}}{Nu^{238}} = \frac{Nu\gamma \cdot \lambda u\gamma}{Nux_{f} \cdot \lambda ux_{f}} \cdot \frac{\lambda u^{238}}{\lambda u^{235}} = \frac{D_{3}}{D_{1}} \cdot 0,197$$

659 .

D3, D1 értelemszerüen az UY ill. UX1 bomlássebességét jelentik. Nyilvánvaló, hogy egyensulyban $D_1 = D_2 = D_{12}$.

$$R = 0,197 \frac{D_3}{D_{12}}$$

D3/D12 hányados meghatározása abszorbció görbéből

Az UX, UX, UY keverék abszorbció görbéje:



30-40 mg/cm²-nyi abszorbens már teljesen elnyeli a gyönge UX1 és UYB részecskéket és tovább már csak a UX2-t mérjük. A lineáris szakaszt extrapolálva megkapjuk $I_2^0 - t /az UX_2$ intenzitása 0 abszorbensre/ ill. I_1^0 és I_3^0 összegét.

Képezzük az
$$\frac{J_{i}^{o} + J_{3}^{o}}{J_{2}^{o}}$$
 hányadost
 $\frac{J_{i}^{o} + J_{3}^{o}}{J_{2}^{o}} = \frac{\gamma_{i} D_{i2} + \gamma_{3} D_{3}}{\gamma_{2} D_{i2}} = \frac{\gamma_{i}}{\gamma_{2}} + \frac{\gamma_{3}}{\gamma_{2}} \frac{D_{3}}{D_{i2}}$
 $\frac{D_{3}}{D_{i2}} = \left(\frac{J_{i}^{o} + J_{3}^{o}}{J_{2}^{o}} - \frac{\gamma_{i}}{\gamma_{2}}\right) \frac{\gamma_{2}}{\gamma_{3}}$

erteke aparoroc.

$$R_{a} = 0, 197 \left(\frac{J_{r}^{0} + J_{3}^{0}}{J_{2}^{0}} - \frac{\eta_{r}}{\eta_{2}} \right) \frac{\eta_{2}}{\eta_{3}}$$

ha rádióaktiv egyensulyban vannak az urán β aktiv lányelemei. Ha viszont a felaktiválás kezdete után t idő mulva történik a kipreparálás és mérés:

$$R_a = 0,197 \left(\frac{J_1^o + J_3^o}{J_2^o} - \frac{\eta_1}{\eta_2}\right) \frac{\eta_2}{\eta_3} \frac{1-e}{1-e^{-\lambda_3 t}}$$

D3/D12 hányados meghatározása bomlásmérésből

Az UX1, UX2, UY keverék bomlás görbéje:



3.ábra

Egy hét alatt az UY elbomlik, a görbét lineárisan extrapolálva $I_1^0 + I_2^0$ -t kapjuk meg /UX₁+UX₂ aktivitás a 0 időpont-ban/

$$\frac{\overline{J_{3}^{o}}}{\overline{J_{12}^{o}}} = \frac{D_{3}}{\overline{D_{12}}} \frac{\overline{\eta_{3}}}{\eta_{1} + D_{12}} \frac{\overline{\eta_{2}}}{\eta_{2}} = \frac{D_{3}}{\overline{D_{12}}} \frac{\overline{\eta_{3}}}{\eta_{1} + \overline{\eta_{2}}}$$

$$\frac{D_{3}}{\overline{D_{12}}} = \frac{\overline{J_{3}^{o}}}{\overline{J_{12}^{o}}} \frac{\overline{\eta_{1}} + \overline{\eta_{2}}}{\eta_{3}}$$

R értéke bomlásmérésből

$$R_{t} = 0,197 \frac{J_{3}^{\circ}}{J_{12}^{\circ}} \cdot \frac{\eta_{1} + \eta_{2}}{\eta_{3}} \frac{1 - e^{-\lambda_{1}t}}{1 - e^{-\lambda_{3}t}}$$

UX, és UY preparálása

Kb. 1 g U0₂/N0₃/₂6.H₂0-t 0,6-0,7 ml vizben oldunk és egy óráig éterrel extraháljuk. Igy az urán 70-80 %-a kioldódik. A kioldott urán aktivitása 40-60 beütés/perc a kezdeti 8-10.000-el

szemben. 24-48 órás felaktiválás után a tórium izotópok kinyerésének első lépése szintén éteres extrakció. Az extraktumot el lehet tenni ujabb felaktiválásra. A vizes maradék teljes uránmentesitésére 6-8 részletben 0,5-0,5 ml cc. HNO₃-at adunk a vizes fázishoz. A salétromsav erősen csökkenti az urán vizoldékonyságát. /Az első extrakciónál ezt azért nem csináljuk, mert a salétromsav

β aktivitást is visz át az éterbe, ez akkor nem kivánatos; másodszor azonban a minél jobb uránmentesités a cél/.Egy órás extrakció után a maradékot aluminium tányérkán bepároljuk. A maradék 2-10 mg. Az urán igy a tórium izótópok hordozójává válik, de a mérésben nem zavar.

Használt készülék:

A lombikban étert forralunk, melynek gőzei H hütőben kondenzálódnak. A T tölcséren át a vizes fázis eljára kerülő éter azt átmosva az extraháló hüvely tetejéről csurog vissza a lombikba, közben az urán egy részét magával viszi.

Az alkalmazott preparátum tartó 20 mm átmérőjü, 0,1 mm vastag aluminium tálka. Abszorbensek 0,1 mm vastag aluminium lemezek.

Az abszorbció görbe felvételénél hat pontot veszünk fel

0, 1, 2, 3, 4, 5, x 26,5 mg/cm²-es abszorbenssel.

A bomlás görbe mérést a jó 4.ábra extrapolálhatóságért legalább egy hétig kellene folytatni. Ezt meg lehet kerülni, ha extrapoláció helyett számoljuk I₁₂^o-t.

$$J^{\circ} = J_{12}^{\circ} + J_{3}^{\circ}$$

$$J_{t} = J_{12}^{\circ} e^{-\lambda_{1}t} + J_{3}^{\circ} e^{-\lambda_{3}t}$$

$$J_{l2}^{\circ} = \frac{J_{t} - J_{0} e^{-\lambda_{3}t}}{e^{-\lambda_{1}t} - e^{-\lambda_{3}t}}$$

I⁰ az abszorbció görbe 0-ja, I_t-t esetünkben 24-36 óra mul-Va mértük.



A kiértékelt meghatározások végeredményei:

sorszám	Ra	Rt
1	0,0102	0,0096
2	0,006	0,01.06
3	0,0094	0,0091
4	0,0064	0,002
5	0,0105	0,0069
6	0,0042	0,0072
7	0,0084	0,0055

Átlag R_a = 0,0079 ± 0,00061 R_t = 0,0070 ± 0,00072

Irodalmi érték: 0,0072

Érkezett 1955. nov. 1.

A RADIOLÓGIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE OSZTÁLYVEZETŐ: BOZÓKY LÁSZLÓ

Röntgencső-hütési problémák vizsgálata a 400 kV-os röntgenkészüléknél Irta: Berecz György, és Szilvási Árpád

Mint ismeretes, a leforrasztott kivitelü röntgencsövek meg nem felelő hütés esetében teljesen használhatatlanná válnak, a meghibásodott anód kicserélésére semminemü lehetőség sincs. Éppen ezért nagy körültekintést kivánt az eredeti hütőolaj hiányában az Intézetünkben üzembehelyezés alatt álló 400 kV-os röntgenkészülék megfelelő csőhütésének biztositása.

A szerkezeti megoldások mellett a helyes hütés első feltétele megfelelő hütőolaj kiválasztása. A gyártó cég - Siemens-Reiniger Müvek - előirásai szerint kizárólag csak egyfajta, SRW kereskedelmi jelzésü hütőolaj biztositja a legyártott szerkezeti viszonyok és a megengedett 0,7 atm nyomás mellett egyrészt azt, hogy üzemi hőfokon az olajáramlás elérje percenként a 15 litert - mely értéket, hogy az olaj anódközelben meg ne égjen és igy ne szennyeződjék, a hütési viszonyoktól függetlenül is biztositani kell, - másrészt a Siemens-Müvek kizárólag ennek az olajféleségnek a felhasználásával garantálja azt, hogy a meglevő hütőberendezés a termelődő hőmennyiséget elvezeti, mégpedig ugy, hogy az áramló olaj középhőmérsékletének emelkedése 30-40 C fok között egyensulyba jusson és tovább ne emelkedjék.

Az itt tárgyalandó probléma felvetődését az a körülmény idézte elő, hogy a fenti olajféleséget hosszu évek óta nem lehet beszerezni. Igy az a feladat állott előttünk, hogy kikeressük a rendelkezésre álló olajféleségek közül a legkisebb viszkozitásu, elektromosan jól szigetelő és egyben magas lobbanáspontu olajat.

A viszkozitásméréseket 3256-53 MNOSz szabvány által előirt, házilag elkészitett és desztillált vizzel hitelesitett készüléken végeztük el. Diesel olajat, orsóolajat, egy speciális hütőolajat és transzformátorolajakat tettünk vizsgálat tárgyává. A mérések eredményeit az 1.sz. ábrán közöljük.



Ugyanezen olajok lobbanáspontjait az Atomfizikai Osztálytól kölcsönkapott Marcusson-rendszerű készüléken vizsgálva az alábbi eredményeket nyertük:

- 665 -

Diesel olaj	lobbanáspontja		104	Co
Speciális hütőolaj	n		128	11
frafó-olajok	Ħ	\sim	160	11
Különleges orsóolaj	TI -		164	11

Bár a speciális hütőolaj és a Diesel olaj viszkozitása mint az a mérések eredményeiből kitünik - kisebb, mint a transzformátorolajoké, azonban a transzformátorolajok megbizhatóbb elektromos viselkedésére és főleg magasabb lobbanáspontjára való tekintettel a választásunk az ábrán "d" jelü trafóolajra esett.

Miután a berendezésen a fenti trafóolajjal próbajáratást eszközöltünk, kitünt, hogy a régi csőkeresztmetszetek mellett, a fent jelzett 0,7 atm nyomás betartásával a kellő nagyságu olajáramlás nem biztositható. Méréseink eredményeképen 18 C fok szobahómérsékletű olaj áramlási sebessége 4 liter/perc nagyságot ért csak el a régi keresztmetszet mellett.

Az olaj viszkozitását ismerve és az olajáramlás sebességét az előirt maximális nyomáson /0,7 atm/ számitással követve, a különböző hőfokok függvényében a 2.sz. ábrán feltüntetett "a"-val jelzett görbét nyerjük. Mint az az ábrából látható, 30-40 C fok üzemhőmérséklet mellett is csak 10 liter körüli az olajáramlás percenkénti nagysága, ami jóval elmarad a szükseges 15 liter/perc értéktől.

Szükségszerüvé vált tehát az olajvezetékek felbővitése. Ennek végrehajtását az tette lehetővé, hogy a gyártó cég müszakilag teljesen indokolatlanul – esetleg a SRW hütőolajat szállitó cég kedvezményesitésére – alkalmazott mindenütt szük keresztmetszeteket.

A 3.sz. ábrán a röntgenbura hosszmetszetét ábrázoljuk. A hütőolaj az a vezetéken érkezik a burába. A wolframlemez /b/ egy rézceőanódra van közvetlenül ráhelyezve. A hütőolaj a <u>c</u> csövön keresztül jut az anódba és a <u>c</u> csövet körülvevő anódcsövön áramlik vissza, majd innen egy vezetéken keresztül /d/ elárasztja a bura belső részeit. A visszafolyó olaj az <u>e</u> olajvezetéken keresztül hagyja el a burát. A hütőolaj tehát először közvetlenül a cső anódját hüti, majd a burában a cső egész külső felületére hútő hatással van.



2. ábra

Tekintve, hogy az elfolyó olaj vezetékének /e/ és a hütőtartályhoz vezető tekintélyes hosszuságu /5 m/ vezeték felbővitésére lehetőség kinálkozott, megoldhatóvá vált a percenkénti olajáram megnövelése anélkül, hogy a megengedett 0,7 atm nyomást tullépnénk. Az <u>e</u> vezeték felbővitése mellett a régi 13 mm belső átmérőjü légvezetéket kicseréltük 19 mm belső átmérőjü PVC vezetékre.

Eme átalakitások után a próbajáratásnál végzett mérések eredménye azt mutatta, hogy 0,7 atm nyomás mellett 22 C fok szobahőmérsékletü olaj percenkénti átfolyása 12 liter, amiből és az olaj viszkozitásának értékeiből nyerjük a 2.sz. ábra "b" görbéjét. Eszerint a 30-40 C fok üzemhőmérsékletü olaj áramlása percenként a 20 literes értéket is meghaladja.

A bevezetésben emlitett követelmények egyikének, - nevezetesen annak, hogy 0,7 atm nyomás mellett biztositsunk legalább 15 liter/perc olajáramlást üzemhőfokon - a kiválasztott transzformátorolajjal sikerült megvalósitani. Hátra volt annak megvizsgálása, hogy vajon a transzformátor olaj alkalmas-e arra, hogy a meglevő hütési viszonyok mellett a hőelvezetést maradéktalanul biztositsa.

Az olaj hütése két koncentrikusan egymásbahelyezett 12 m hosszu vörösréz csőkigyó belső csövében történik, melynek belső 5511536





1

668

A csökigyó keresztmetszete:

5511536



A hűtőtartály vázlatos elrendezése

4. abra

átmérője 13 mm, külső átmérője pedig 15 mm. A külső csőben, melynek méretei 23 mm, illetve 25 mm, áramlik a hütőviz, mégpedig az ellenáramu hütési elvnek megfelelően. A csőkigyó egy tartályban van elhelyezve. A felmelegedett olaj ebbe a tartályba ömlik be és előhütve innen kerül a csőkigyóba. /Lásd a 4. ábrát/

Az olaj egyenletes áramlását egy, a hütőtartályba beépitett fogaskerékszivattyu biztositja, amit egy vele egybeépitett elektromotor üzemeltet.

Annak megakadályozására, hogy a röntgencső hütés nélkül legyen üzemeltetve, továbbá, hogy az áramlás akadályoztatása esetén a készülék automatikusan kikapcsolódjék,az olaj áramlási körébe biztonsági kapcsolók vannak beépitve.

Az egyik kapcsoló az elzáró szerkezet mágneskörébe van beiktatva. Ha a készüléket és ezzel egyidejüleg a hütőszivatytyut bekapcsoljuk, az áramló olaj zárja a biztositókapcsolót. A csővezetékből a tartályba ömlő olaj nyomást gyakorol egy könyökdarabra, ez viszont összeköttetésben van a lengőedényként kiképzett higanykapcsolóval. Az előirt olajáramlásnak megfelelő olajnyomás átbillenti a lengőedényt, záródik a higanykapcsoló. Amenynyiben valamilyen oknál fogva csökken, vagy megszakad az olajáram, ugy az érintkezés megszünik és az elzáró szerkezet kikapcsolja a készüléket.

Egy másik biztositó kapcsoló az elzáró szerkezet mágneskörét nyitja ha tulkevés, vagy tul sok olaj van a tartályban. Ezt a kapcsolót egy uszó bólya vezérli.

Az olaj tulságos felmelegedése esetén egy hőmérővel egybeépitett külön automata kapcsolja ki a készüléket.

A röntgencsőnek 400 kV, 4 mA-es maximálisan megengedhető terhelése esetén a hőtermelés percenként Q = 23 kcal/perc. A cső hasznos munkája /a röntgen sugár energiája/ a vizsgált probléma szempontjából elhanyagolható. A fenti Q hőmennyiség elvezetése három lépésben történik: a/ a hütőolaj a burából a hütőtartályba viszi és ott átadja a vele érintkező rézcső felületnek. b/ a rézcső az olajtól átvett hőmennyiséget átadja a hütőviznek. c/ a hütőviz ezt a hőmennyiséget a hütőtartályból elvezeti.

Feladatunk megállapítani, hogy a fent leirt hütési proceszszus mellett mekkora mennyiségű és hőmérsékletű olaj vezeti el a termelt hőmennyiséget. Irhatjuk

$$Q = V \& c_p \int_{t_1}^{t_2} dt = V \& c_p \Delta t \quad \frac{\kappa \, col/perc}{t_1}$$

$$Q = V \& c'_p \int_{t_1}^{t'_2} dt = V \& c'_p \Delta t \quad \frac{\kappa \, col/perc}{t_1'}$$

$$Q = V \& C'_p \int_{t_1'}^{t'_2} dt = V \& C'_p \Delta t \quad \frac{\kappa \, col/perc}{t_1'}$$

$$Q = V \& C'_p \int_{t_1'}^{t'_2} dt = V \& C'_p \Delta t \quad \frac{\kappa \, col/perc}{t_1'}$$

$$Q = V \& C'_p \int_{t_1'}^{t'_2} dt = V \& C'_p \Delta t \quad \frac{\kappa \, col/perc}{t_1'}$$

$$Q = V \& C'_p \int_{t_1'}^{t'_2} dt = V \& C'_p \Delta t \quad \frac{\kappa \, col/perc}{t_1'}$$

ahol

V az olajáram nagysága /l/perc/
 V' a vizáram nagysága /l/perc/
 β az olaj fajsulya /kg/dm³/
 β' a viz fajsulya /kg/dm³/
 C_p az olaj fajhője /kcal/kg fok/
 C_p a viz fajhője /kcal/kg fok/

Ha az olaj hőjellemzőinek értékét azonosaknak vesszük a Dubbel 1953.I.746.oldalán közölt transzformátorolaj hőjellemzőivel – ennek az olajnak a viszkozitása van feltüntetve az l.sz. ábra <u>c</u> görbéjében – és azokat az átlag hőfek /t/ függvényében lineárisan interpoláljuk, nyerjük:

$$\Delta t = \frac{23}{V \,\delta \, c_p} \, C^{\circ}$$

A hütőtartályon átáramló viz mennyisége 6 liter percenként. Eszerint

Ha a vizáram alsó hőfokát 15 C fok hőmérsékletünek vesszük, ugy

> $t_1^{*} = 15 \text{ C fok}$ $t_2^{*} = 19 \text{ C fok}$

A rézcső felületén történő hőátadás egyenlete

ahol k a csőrendszer hővezetési együtthatója /kcal/m perc fok/; L az érintkező felülethossza /m/; $\sqrt[n]$ a hütő és hütött közeg átlagos hőmérsékletkülönbsége a hőkicserélő mentén.

A fentebb leirt berendezésnél a viz a gyürü keresztmetszetének mindkét határfelületén hüti az olajat.

$$Q = Q' + Q'' = 23$$
 kcal/perc

- 671 -

a/ Előhütés.

Az elShütés a gyürü külső felülete mentén történik.

Q' = k'L & kcal/perc

A hütővezeték teljes hossza L = 12 m.

A hütőviz sebessége v₁ = 25 m/perc.

A hütőcső geometriai jellemzője $l_1 = (D^2 - d^2) / (D+d) = 0,008 m$ A viz kinematikus viszkozitása középhőmérsékleten /17 C fokon/ $10^6 v_1 = 66 m^2/perc.$

A Reynold szám:

Re = $\frac{v_1 l_1}{v_i}$ = 3030 > 2300; tehát a viz áramlása turbulens.

A hőátadási tényező: $\alpha_i = \frac{Nu \lambda_i}{l_i} = 27,2 \text{ kcal/m}^2 \text{ perc fok,}$

ahol Nu = 0,032 Re^{0,8}.Pr^{0,37}.($1_1/L$)^{0,054}, a turbulens áramlásnak és a felmelegedési folyamatnak megfelelő Nusselt-féle szám. (Pr = ν_i/a_1 , a Prandtl-féle szám és 10⁶ a_1 = 0,141 m²/sec, a hőmérsékletvzzetési tényező viz esetében). Értéke a fenti adatokkal 25,6,mig λ_i = 0,0085 kcal/mperc fok, a hővezetési tényező 17 C⁰-on. Az olaj előhütési viszonyait vizsgálatunk szempontjából helyesen közelitjük meg, ha az olaj áramlását egyenletesnek tételezzük fel a csőkigyó tengelyének irányában, L' = 0,35 m hosszon.

Az előhütésnél a tartályba áramló olaj sebességének átlagértéke

$$v_2 = \frac{V}{A^2 \pi / 4} = \frac{V}{129,5}$$
 m/perc,

ahol A = 0,45 m, a hütőtartály átmérője. A tartály geometriai jellemzője $l_2 = 0,4$ m Az olaj kinematikus viszkozitása $10^6 V_2 = 57(57-t^2) m^2/perc$ Re $= \frac{V_2 l_2}{V_2} = \frac{54 V}{57-t^2}$; tekintve, hogy - amint az a viszkozitásméréseinkből kitünt $V_{max} = 25 l/perc$ $t_{max}' = 45^\circ$ C, igy Re_{max} < 110,5 < 2300; az olaj tartálybani áramlása lamináris. Az olaj hőátadási tényezője

$$\alpha_2' = \frac{Nu \ \lambda_2}{I_2} = 423.10^{-6} (2160-t^*) \left(\frac{V}{400-t^*}\right)^{0,23} \ kcal/m^2 \ perc \ fok,$$

ahol Nu = ll,5.Pe^{0,23} $(1_2/L')^{0,5}$, a lamináris áramlásnak és a lehülési folyamatnak megfelelően képzett Nusselt-féle szám értéke a fenti adatokkal Nu = 203 $(\frac{V}{400-t})^{0,23}$. (P_e = v_2l_2/a_2 , a Péclet-féle szám, ahol a₂ = 0,08 - 0,0002 t' m²/perc, a hőmérsékletvezetési tényező olaj esetén).

 λ_2 hővezetési tényező olajra = 10⁻⁶(1800-0,835 t')kcal/m perc fok

A két hőátadási tényezőből képzett hővezetési együttható

$$k' = \frac{\pi}{\frac{1}{\alpha'_2 D_i} + \frac{1}{2 \lambda_3} \ln \frac{D_i}{d_i} + \frac{1}{\alpha_i d_i}} \text{ kcal/m}^2 \text{ perc fok,}$$

ahol D₁ = 25 mm, d₁ = 23 mm és l_3 = 5,33 kcal/m perc fok, a réz hővezetési tényezője. Behelyettesitve:

$$k' = \frac{33 \cdot 3 (2160 - t') \left(\frac{V}{400 - t'}\right)^{0.23}}{70^6 + 16.95 (2160 - t') \left(\frac{V}{400 - t'}\right)^{0.23}} \text{kcal/m}^2 \text{ perc fok}$$

A viz és az olaj átlagos hőmérsékletkülönbsége a csőkigyó külső felülete mentén:

$$v^{g'} = (t^{*} - 17)$$

ahol t' az olaj középhőmérséklete a hütőtartályban, mig mint láttuk a viz középhőmérséklete 17°C, és L = 12 m, tehát

$$Q' = \frac{33 \cdot 3 (2160 - t') (\frac{V}{400 - t'})^{0.23} \cdot 12(t' - 17)}{10^6 + 16 \cdot 95(2160 - t') (\frac{V}{400 - t'})^{0.23}} \text{ kcal/perc}$$

$$\frac{b/ \text{ Belső csőhütés}}{Q'' = k'' \text{ L} \mathcal{P}'' \text{ kcal/perc}}$$

Hasonlóképen vizsgálva meg a csőkigyóban hülő olaj viszonyait, nyerjük, hogy az olaj áramlása ott is lamináris, az ennek megfelelően kiszámitott hőátadási tényező

$$\alpha_2'' = 940.10^{-6} (2160 - t'') (\frac{V}{400 - t''})^{0.23} \text{ kcal/m}^2 \text{ perc fok}$$

- 673

és a hővezetési együttható

$$k'' = \frac{38 \cdot 3(2160 - t'') \left(\frac{V}{400 - t''}\right)^{0.23}}{10^6 + 30.1(2160 - t'') \left(\frac{V}{400 - t''}\right)^{0.23} \text{ kcal/m}^2 \text{ perc fok}}$$

$$v^{3''} = (t^{*} - 17)$$

L = 12 m

$$Q'' = \frac{38 \cdot 3(2160 - t'') \left(\frac{V}{400 - t''}\right)^{0.23} \cdot 12(t'' - 17)}{10^6 + 30 \cdot 1(2160 - t'') \left(\frac{V}{400 - t''}\right)^{0.23}} \text{ kcal/perc}$$

$$t'' = t'' + \frac{\Delta t}{2}$$

értéket behelyettesitve és figyelembevéve az olaj hőfokesésére / Δt / nyert fenti eredményt és t'' -t a továbbiakban <u>t</u>-vel jelölve - az elhanyagolható tagok mellőzésével nyerjük:

$$Q' = \frac{33 \cdot 3 (2160 - t) \left(\frac{V}{400 - t}\right)^{0.23}}{10^{6} + 16 \cdot 95 (2160 - t) \left(\frac{V}{400 - t}\right)^{0.23}} \cdot 12 \left(t - 17 + \frac{0.17 \cdot 10^{5}}{V(540 + t)}\right) \text{ kcal/perc}$$

$$Q'' = \frac{38 \cdot 3(2160 - t) \left(\frac{V}{400 - t}\right)^{0.23}}{10^6 + 30 \cdot 1 (2160 - t) \left(\frac{V}{400 - t}\right)^{0.23}} \cdot 12(t - 17)$$
 kcal/perc

és:

$$Q' + Q'' = 23 \text{ kcal/perc}$$

Az igy nyert eredménybe behelyettesitve a 2. ábra "b" jelü görbéjének adatait, nyerjük az olaj átlaghőfokának függvényében az alábbi hőátadási képességet:

t	30°	32 ⁰	34 ⁰	36 ⁰	38°	40 ⁰	42°	44 ⁰
Q°	6,1	7	7,9	8,8	9,8	10,7	11,7	12,9
Q * *	5,9	6,9	• 8	9	10,2	11,3	12,6	13,9
Q	12	13,9	15,9	17,8	20	22	24,3	26,8

- 674 -

A táblázat adatait tüntettük fel a 5. ábrán, ahonnan kitünik, hogy a hőszállitás a hőtermeléssel 40,85 ° C átlag olajhőmérsékleten jut egyensulyba, ami a 2. ábra adatai szerint 22,5 l/perc olajszállitást jelent.



5 . ábra

- 675 -

A korábbi megállapitásunk szerint az olaj hőfokváltozása

$$\Delta t = \frac{23}{\nabla X c_p}$$

A

V = 22,5 1/perc

 $f = 0,88 - 0,0007t \text{ kg/dm}^3$

c, = 0,428 + 0,0012t kcal/kg fok

adatok alapján:

$$t = 2.53^{\circ} C$$

amiből az olajáram alsó és felső hőfokhatárai

$$t_1 = 39,6^{\circ}$$
 C
 $t_2 = 42,1^{\circ}$ C

A nyert eredmény alapján tehát az áramló olaj felső hőfokhatára 42,1°C, ami már önmagában is megnyugtató eredményt ad. Az eredménnyel különösen meg lehetünk elégedve, ha figyelembevesszük, hogy a röntgenkészülék csőkimélési szempontból csak elkerülhetetlen esetekben lesz 400 kV feszültséggel üzemeltetve, továbbá, hogy az olaj szállitóvezetékeiben és a burában is hül, valamint azt, hogy az egyensulyi állapotig történő felmelegedés viszonylag hosszu időt vesz igénybe, mig nálunk, tekintettel a mérések sajátságaira, legtöbbször gyakori megszakitásokkal történik az üzemeltetés.

Érkezett 1955. okt. 26.

A RADIOLÓGIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE OSZTÁLYVEZETŐ: BOZÓKY LÁSZLÓ

Radiológiai mérésekre alkalmas impulzusszám integráló Irta: Ember György és Sándory Mihály

1. A leirásban egy preciziós ratemetert kivánunk ismertetni. A müszer tervezésénél a célkitüzés az volt, hogy egy aránylag kis terjedelmü, nagy pontosságu mérőeszközt kell előállitanunk, amely Geiger-Müller cső beütésszámátlagát méri. Ebből következik, hogy a müszernek két része van: a nagyfeszültségü rész [1], ami a GM cső stabilizált tápfeszültségét és a müszerben felhasznált elektroncsövek anódfeszültségét szolgáltatja, és a tulajdonképpeni impulzusszámátlagoló /counting-ratemeter/ [2].

A következőkben ezzel a két résszel foglalkozunk, majd néhány szót irunk a müszer mechanikus felépitéséről, kezeléséről.

2. Nagyfeszültségü rész [3].

Az elektroncsövek anódfeszültségét a szokásos, kétutas egyenirányitókapcsolással és egy VR 150-es stabilizátorcsővel állitottuk elő, értéke 150 V.

A GM cső számára a nagyfeszültséget közvetlenül a hálózatból történő feltranszformálással nyertük, amelyet egy V22/7000 csővel egyenirányitottuk, ugyancsak a szokásos módon, soros kapcsolással. Az egyenirányitócső egy l μ F-os kondenzátort tölt fel, és ehhez csatlakozik az egyenfeszültséget szürő RC lánc. A negativ pólus van földelve. Ez azért célszerü, mert igy a GM cső külső elektródája a földelt, ami árnyékolási szempontból előnyös.

A stabilizálást az l.sz. ábrán látható kapcsolással végeztük.

A stabilizátorcső egy EF42-es nagymeredekségü pentóda. Katódja állandó, +150 V-os feszültségen van, ezt a már emlitett VR150-es cső szolgáltatja. Megjegyezzük, hogy a VR150 2.sz. ábrán látható karakterisztikájából [4] következik, hogy az optimális áram, amelynél adott áramváltozáshoz a legkisebb feszültségváltozás tartozik, kb. 25 mA. Az EF42 anódárama igen kicsi, ezért a stabilizátorcsőben a megfelelő áramot egy külön ellenálláson át

- 677 -



1. ábra,



biztositottuk. Ugyanez a stabilizátorcső stabilizálja a többi csövek anódfeszültségét is. Ezt az ábrába nem rajzoltuk be.

Ha egyelőre feltételezzük, hogy a cső második rácsán a feszültség állandó, akkor a következő egyszerüsitett kapcsolást kapjuk:



3. ábra

- 678 -

Ha Ube megnő, akkor, mivel

$$U_{ki} = U_{be} - i R_a$$

 U_{ki} is megnő. Ezzel a cső vezérlőrácsán a feszültség megnő /a katódja állandó feszültségen van/, tehát az anódáram is megnő. Mivel

 $i = i_0 \neq i_f$

azért i is megnő, ami U_{ki} csökkenését okozza.

A felirható egyenletek még:

/ha az R_1, R_2 láncon átfolyó áram elég kicsi, ami a gyakorlatban teljesül/

$$u_a = (U_g + DU_a) S$$
$$U_a = U_{ki}$$
$$U_g = \alpha U_{ki}$$

/ α - jelentése az ábrából leolvasható/. Ezekből az egyenletekből egyszerűen számitható a stabilitási tényező és a belső ellenállás:

$$\frac{\Delta U_{ki}}{\Delta U_{be}} \Big|_{i_{t}} = const = \frac{1}{1 + SR_{c} (\alpha + D)}$$

$$R_{b} = \frac{R_{a}}{1 + SR_{a} (\alpha + D)}$$

ha 5 a meredekség és D az áthatás. Jelen esetben

$$S = 1,5 m S$$

/azért ilyen kicsi, mert az igen nagy anódfeszültség miatt az anódáramot kicsire kellett választani, nehogy a megengedett diszszipációt tullépjük/.

$$R_{a} = 0.5 M \Omega$$

$$\alpha = 0.1$$

$$D < 0.001$$

$$\frac{\Delta U_{ki}}{\Delta U_{be}} \sim \frac{1}{76}$$

$$R_{b} \sim 6.6 K \Omega$$

igy

További stabilizáló hatást értünk el azzal, hogy az EF42 második rácsát stabilizálatlan egyenfeszültségre kötöttük. Igy ugyanis a bemenő feszültség megnövekedése az \mathcal{U}_{g_2} megnövekedését jelenti, az anódáram ezzel is nő, a kimenő feszültség tehát a megnövekedett értékhez képest tovább csökken.

Igy elértük azt, hogy \pm 10 %-os hálózati feszültségingadozásnál a kimenő feszültség változása \pm 0,2 %-on belül marad.

Az anódpótlóhoz még egy, a feszültség mérésére szolgáló kapcsolás tartozik. A nagyfeszültséget akár a földhöz képest, akár pedig 500 V-os lépcsőkben megválasztható referenciához képest mérhetjük. Utóbbi a pontosabb leolvasást és beállitást szolgálja.

A feszültség beállitása ugy történik, hogy azt egy fokozatkapcsolóval öt lépésben, az osztólánc osztási arányának / α -nak/ megváltoztatásával lehet 500 V-onként változtatni, ezen belül pedig finomszabályzóval állitható. A fokozatkapcsoló a müszer méréstartományát is kapcsolja olymódon, hogy a müszer mindig a szabályzási tartománynak megfelelő határok között mér. Ezt ugy értük el, hogy a müszer egy hidba van kötve, aminek az egyik ága a VR150-es stabilizátorcső, a másik két ág állitását pedig az emlitett kapcsoló végzi. /4.sz.ábra./



4. ábra

3. Ratemeter 5, 6, 7

A ratemeter blokksémája az 5.sz. ábrán látható:

A müködés a blokkséma alapján a következő: A GM csőről jövő impulzusok egy erősitőre kerülnek, a felerősitett impulzusokat egy formáló fokozat megfelelő azonos alakra hozza és a feszültségimpulzusok időbeli átlagát képezi. Az átlagfeszültséget csővoltmérővel mérjük.



- 680 -

5.ábra

Az erősitő szokásos kapcsolásu, egyfokozatu pentódás erősitő, a cső rácsára a /tetszés szerinti alaku és nagyságu/ impulzusok egy kondenzátoron keresztül kerülnek. Megjegyezhetjük, hogy az erősités a cső anódkörében levő potencióméterrel szabályozható. Ez szükséges, mert a megkivánt erősités az alkalmazott GM csőtől függ.

Az erősitő anódjáról az impulzusok egy kondenzátoron és egy diódán keresztül kerülnek az impulzusformálóba. Ezzel a fokozattal foglalkozzunk bővebben.

A két feladatot - impulzusformálás és feszültségátlagolás összesen egy elektroncsővel oldottuk meg. Az alkalmazott cső egy pentagrid konverter, 6BE6-os. A kapcsolás a 6.sz. ábrán látható:



6.ábra

Az impulzusformálást a jól ismert müködésü katódcsatolásu Miller-transitron [3] kapcsolással /fantasztron/ valósitottuk meg. Erről elég annyit megemliteni, hogya billenési időt a Miller-kapacitás / C_1 /, és ennek a kisütő ellenállása, a rács és anódel-
lenállások, időállandója szabja meg. Ezt ki is használtuk a műszer méréstartományának változtatására. Minden bejövő pozitiv impulzus hatására a fantasztron egyet billen, vagyis egy-egy, a z előbb emlitett időállandó által megszabott ideig tartó impulzust ad: az impulzusformálás ezzel meg is történt.

Az átlagolást egy igen érdekes, és eddig a gyakorlatban ki nem használt jelenség alapján végeztük el: mivel a fantasztroncső belül összekötött második és negyedik rácsán a billenési idő alatt kisebb áram folyik, mint stabil állapotban, az $U_{g_{2,4}}$ egyenfeszültség attól fog függeni, hogy milyen sürün történnek a billenések. Ha a 7.sz. ábra alapján a "kitöltési tényezőt" a következő módon definiáljuk:



7. ábra

 $K = \frac{\xi t_i}{T}$

akkor az $U_{g_{2,4}} = f(K)$ függvény ha $K \leq 0.5$, igen jó közelitéssel lineáris. A $K \leq 0.5$ feltétel azt jelenti, hogy az impulzusok által elfoglalt idő legfeljebb ugyanakkora, mint az impulzusszünetek ideje. A gyakorlatban ez általában telje sithető. A fantasztronra érvényes $U_{g_{2,4}} = f(K)$ függvényt a 8.ábrán tüntetjük fel:



5511536

- 681 -

Az $U_{g_{2,4}}$ -t egy integrálókörre visszük, az egyenfeszültséget csővoltmérővel mérhetjük. Katódcsatolásu differenciál-csővoltmérőt [9] használtunk, elvi kapcsolása a 9.sz. ábrán látható:



9. ábra

R, a fantasztron segédrácsellenállása, utána az integrálókör látható.

Ezt a csővoltmérő megoldást azért választottuk, mert ismert módon igen nagy stabilitása van.

A müszerbe egy hitelesitő impulzusgenerátort is beépitettünk. Periodikus, 50 imp/sec-es jelet ad. Felépitése igen egyszerü, egy erősen tulvezérelt, kétfokozatu erősitő /RC hegyező/ kimenetéről kapjuk az impulzusokat. A vezérlés a kisfeszültségi hálózati transzformátorról történik, 320 V-tal. Ha a müszert hitelesitő állásba kapcsoljuk, ennek az erősitőnek a kimenete kapcsolódik rá a transitron bemenetére.

4. A mechanikai felépitést ugy oldottuk meg, hogy két, egymás felett elhelyezett egyforma panelen van alul az anódpótló rész, felette pedig az előerősitő, fantasztron, csővoltmérő és impulzusgenerátor. A müszer előlapja a 10.sz. ábrán látható:

A baloldalon alul három kivezetés van, balra a föld, középre kell a GM cső anódjával csatlakozni. A jobboldali kivezetésen közvetlenül kaphatjuk meg a nagyfeszültséget. /A középsőn a nagyfeszültség csak a GM cső munkaellenállásán keresztül, tehát igen nagy belső ellenállásról kapható meg./ A felső sorban lévő két kapcsolóval a méréstartományt és az időállandót lehet beállitani, az előbbi a fantasztron anódkörében lévő kapacitást, az utóbbi pedig a fantasztron $\mathcal{G}_{2,4}$ -éhez csatlakozó integrálókör időállandóját változtatja. A müszer a jobb felső sarokban van elhelyezve.



10. ábra

A második sorban lévő kezelőgombok szerepe: erősitésszabályozás, /a bemenő erősitő anódkörében lévő potencióméter/ és hitelesités /a fantasztron anódkörében lévő potencióméter/.

Végül az alsó sorban van a nagyfeszültség durva és finom szabályozója és a nullázó potencióméter. Megemlitjük még, hogy az "időállandó" kapcsolónak van egy "nulla" jelü állása, ebben a müszert rövidre zárjuk /szállitás, rázkódás esetén igy nem sérül meg/, és ezzel a kapcsolóval lehet a müszert a nagyfeszültség mérésére átkapcsolni az anódpótló tárgyalásánál látott kétféle módon.

A müszert az Osztály izotóp laboratóriumában több hónapja használjuk. Felhasználható GM csövekkel, proporcionális számlálócsövekkel /itt külön előerősitő kell/ és szcintillációs számlálókkal történő mérésekhez. A méréstartományokat GM csövekhez választottuk meg. Hat méréstartomány van. A legalsó 0-100 imp/perc, a legfelső 3 . 10⁴ imp/perc-ig terjed. Az időállandó egyszerű kondenzátorcserével akármilyen értékre beállitható, az általunk készitett müszerben 0,1, 1 és 10 sec-ot alkalmaztunk.

Köszönettel tartozunk dr. Bozóky László oszt.vez.-nek, valamint Szilvási Árpád oszt.vez.h.-nek, akik a készülék tervezésénél felmerülő sugárfizikai problémákkal kapcsolatban sok hasznos

- 684 -

tanáccsal segitettek, Marton Zoltánnak, aki a müszer kivitelezését nagy gonddal és szakértelemmel végezte, végül pedig a mechanikus munkákat igen jól elvégző osztálymühely dolgozóinak.

Irodalom

- [1] Elmore and Sands: Electronics. 378-384 old.
- [2] Elmore and Sands: Electronics. 249-256 old.
- [3] Tari L.: Laboratóriumi Számláló berendezés. KFKI Közl. l.évf. 1-2 sz. 93 old.
- [4] MIT 21. Greenwood-Holdma-MacRae: Electronical Instruments. 499 old.
- [5] E.W.Pulsford: A Count-Rate Meter. Electr.Eng. 1954, 356 old.
- [6] Doke-Yarborough-Pulsford: A Counting-Rate Meter of high accuracy. Proc.Inst.Elect.Eng. 1951, 2, 191.
- [7] Boncs-Brujevics: Az elektroncső fizikai alkalmazásai. 307 old.
- [8] MIT 19. Chance... stb.: Waveforms. 203 old.
- [9] MIT 18. Valley and Wallman: Vacum Tube amplifiers.

Érkezett 1955. okt. 26.

A RADIOLÓGIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE OSZTÁLYVEZETŐ: BOZÓKY LÁSZLÓ

P³² analitikai meghatározása szövetmintákban Irta: Fehér István és Fejes Péter

Radioaktiv anyaggal nyomjelzett biológiai kisérletek kiértékelésének utolsó lépése a szövetminták sulyegységében foglalt nyomjelző atom mennyiségének a megmérése.

A mérés legtöbbször nem abszolut részecskeszámlálással történik, hanem relativ méréssel. A mintákat azonban nem lehet közvetlenül felhasználni mérésre, mert a szövet anyagában önabszorpció következik be; geometriai alakjánál fogva a csőhöz való relativ helyzete rosszul definiált; baktériumos bomlás során az aktiv anyag egy része illékony vegyület formájában eltávozhat a preparátumból. Ezért a mintákat mérési célokra megfelelően át kell alakitani [1].

A preparálás elve: az analitikai kémia ismert módszereit követve, az anyagot a meghatározandó komponensre nézve veszteség nélkül feltárni, s a nyert oldatból hordozó hozzáadásával az aktiv anyagot elkülöniteni.

Kisérleti rész

Kisérleteink első részében ismert sulyu hus-pépet ismert mennyiségü aktiv H₃PO₄-el megfertőztünk, s aliquot részét dolgoztuk fel, miután jól összekevertük.

A feltárást rasotherm üvegből készült 50x10 mm-es alsó felében gömbölyüre kiképzett mikro Kjehldahl lombikban végeztük. A lombikokat kráter égőre erősitett drótállványon ferdén állitottuk a freccsenések elkerülésére. Roncsolás előtt a minták nedvességtartalmát 100° C-on való száritással nagyrészben elüztük. A roncsoláshoz a következő négy roncsolóelegyet használtuk fel:

- 1. cc. kénsav
- 2. cc. kénsav + hidrogénperoxid
- 3. cc. salétromsav + hidrogénperoxid

4. cc. kénsav /néhány csepp/ + cc. salétromsav Roncsolás végén a savfelesleget elüztük. 5511536 Roncsolásnál nyert viztiszta oldatot meleg vizzel 100 ml-es pohárba kvantitative átmostuk. Egy csepp methylvöröst adtunk hozzá és gondosan semlegesitettük az oldatot 2 n. NaOH-val. A semleges oldatból a foszfort Winkler szerint MgNH₄PO₄. 6H₂O alakjában leválasztottuk.

Szürésre a [2] és [3] tipus egyesitése alapján, az Eötvös Lóránd Tudományegyetem Fizikai Intézetében készült szürükészletet használtuk fel. /l. ábra/



1. ábra

A csapadékot szürés után 15 ml 1%-os NH₄OH-val mostuk,majd 5 ml alkohollal részletekben öblitettük. Az utolsó részletnél a szivást megseüntettük és a csapadékot üvegbottal ćvatosan felkevertük, majd lassan megszivattuk, igy a csapadék a szürőn egyenletes réteget képezett, majd tiz perces levegőátszivatással száritottuk a mintákat.

A csapadék megszáradásakor a szürőpapir széle felhajlik, ami a geometriai viszonyokat tenné

definiálatlanná és megvan a lehetőség a kristályos csapadék elporlódására, ami a mérőszoba szennyeződésére vezethet. Ezért 15 csepp 0,5%-os kloroformos plexi oldatot cseppentettünk a csapadékra ugy, hogy azt egyenletes réteget alkotva befedje. A felvitt plexi sulya 1 mg/cm² volt. Két percig vártunk, mig a ragasztó az egész csapadékot megnedvesitette, majd óvatosan megszivattuk. A minta egy perc alatt megszáradt, a csapadék egy sikban maradt. Légáramlás, vagy a tányér felforditása nem okozott mérhető veszteséget.

A méréseket ólomtoronyba zárt 9,5 mg/cm²-es csillám végablakos számlálócsővel végeztük. A mintát tartalmazó tanyér aluminium tartó lapon került a cső alá. A torony belsejét képező plexi vázon egymástóla zonos /4mm/ távolságra reteszek találhatók,

a minta csőtől való távolságát ezzel változtathatjuk. A cső ablaka az 1. retesz magasságában van, a reteszek számozását innen kezdjük. A cső és torony esetleges elmozdulásait uránoxid preparátummal időnkint ellenőriztük, a mérések alatt ilyen elváltozást nem tapasztaltunk.

- 687 -

1. Geometriai hibák

A leirt módon készült MgNH₄PO₄. 6H₂O rétegek látszólag egyenletesek, de felvettük két preparátum aktivitásának hányadosát a retesztávolság függvényében és azt tapasztaltuk, hogy az érték nem független a távolságtól. A 2. ábra szerint, csak a tizedik retesztől /a csőtől 4 cm-re/ kezdve független ez az érték a távolságtól.



A tornyot jellemző reteszfaktort különböző mintákkal megmérve a várt egyezés helyett itt is nagy eltéréseket találtunk. /3. ábra/ Ha a reteszfaktort távolabbi reteszekre vonatkoztatjuk, akkor az előbbi mintáknál is jó egyezést kaptunk.

Retesz. faktorok.



1.prep.2.prep.3.prep.7. reteszen nyert aktivitás1,6621,8211,69410. reteszen nyert aktivitás1,9461,9571,92315. reteszen nyert aktivitás1,9461,9571,923

- 688 -

2. Kalibrációs görbe, önelnyelés

2,5 - 25 mg/cm²-es MgNH₄PO₄. 6H₂O rétegeket készitettünk a leirt módon. A gravimetrikus és radioaktiv adatok <u>+</u> 10% eltérést mutatnak a szigoru arányosságtól. Ha viszont az aktivitást a bemért radioaktiv oldat térfogatához arányitottuk, jó egyezést kaptunk.

A roncsolásnál mindig használt 10 mg/cm² rétegben az önabszoprció még nem számottevő, ezért a minta suly-szerinti ellenőrzése és korrekció alkalmazása fölösleges.

3. A roncsolás körülményei

A roncsolásra használt lombikok egy részét desztillált vizben, más részét 10%-os Na_3PO_4 oldatban tartottuk, hogy az üveg felülete telitődjék foszfát ionnal. A 4. savkeverékkel, /cc. HNO_3 + pár csepp cc. H_2SO_4 / a max. 250 mg szövetminta kéthárom óra alatt feltárolódik. A bepárlást csak a salétromsav elüzéséig folytattuk. Az üveg előkezelésétől függetlenül, a bemért aktiv anyagot a hibahatáron belül visszakaptuk.

Aktivitás	Bemérés	Eltérés	Kezelés
1/p	1/p	70	
190,1	187,0	+1,7	nem volt
185,9	187,0	-0,6	
181,5	187,0	-2,9	
188,0	187,0	+0,5	volt

Statisztikus hiba: + 1,6%

A mérés a megfelelő kalibrációs foszfor preparátumhoz képest történt. A 2. és 3. savkeverékek a habzás és lökdösés miatt nem felelnek meg. Méréseket végeztünk tiszta cc. H_2SO_4 -el. Ha az 1-1 ml savat közel szárazra pároltuk, az üveg előkezelésétől függetlenül fehér, forróvizben oldhatatlan bevenat keletkezett, ugyanakkor e bemért anyag nagy része eltünt.

lktivitás	Bemérés	Eltérés	Kezelés
1/p	i/p	К	%
41,4	170,8	-75,5	
88,5	170,8	-48,1	nem volt
66,5	170,8	-61,4	
48,6	170,8	-71,3	volt

Statisztikus hiba: + 1,6%

A lombikot összetörtük és a fal aktivitását megmértük. Közelitő mérések szerint az eltünt részt a fal tartalmazza. A foszforsavnak párolgásból eredő veszteségét még ilyen körülmények között sem tapasztaltuk.

Összefoglalás

P³² -vel nyomjelzett biológiai kisérletek száraz szövetmintáit néhány csepp kénsav és tömény salétromsav segitségével lehet veszteség nélkül feltárni. A savfölösleg elhajtását csak a kénsav-füst megjelenéséig folytattuk. A feltárás előtt hozzáadott 48 mg Na₃PO₄. 12 H₂O hordozót az aktiv anyaggal együtt Winkler szerint MgNH₄PO₄. 6 H₂O alakban választottuk le. Igy 10 mg/cm² egyenletes aktiv réteget kaptunk, mely szürés után azonnal mérhető volt.

Méréseink szerint a hiba megfelel az aktivitásmérés statisztikus hibájának, ezért alkalmas biológiai kisérletek során nyert szövetminták P³² tartalmának meghatározására.

Irodalom

- Schwigk: Künstl. Radioakt. Isotope in Physiologie, Diagnostik und Therapie, 1953. 93.old.
- [2] Abers: Nucleonics 3.4, 43. 1948.
- [3] Süe: Ann. Chim. Anal. 24, 204, 1942.

Érkezett 1955. okt. 31.

A FERROMÁGNESES OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE OSZTÁLYVEZETŐ: PÁL LÉNÁRD

Laboratóriumi szolenoid közepes erősségű mágneses terek előállitására Irta: Zsigmond György

BEVEZETÉS

A ferromágneses anyagok vizsgálatához gyakran szükséges közepes erősségű /1000-5000 0e/, viszonylag nem nagy homogenitásu /pl. 5 cm. szakaszon 1% max. inhomogenitást mutató/ állandó mágneses tér előállitása. Erős mágneses terek /10⁴0e/ létesitésére szolgáló szolenoidok nem tulzottan költséges és viszonylag jó teljesitménykihasználással működő tipusai közül nemrég [1] ismertettünk egy széleskörü felhasználásra alkalmas laboratóriumi tipust. A nyert tapasztalatok felhasználásával és néhány uj technikai megoldás alkalmazásával egyszerübb, könnyebben kezelhető, közepes erősségű mágneses teret szolgáltató tipust dolgoztunk ki.

A kitüzött feladat egy 28 mm. átmérőjü légrés 2 cm. hosszu szakaszán, maxiámlisan 0,2 % inhomogenitást /illetőleg 5 cm. szakaszon maximálisan 1 % inhomogenitást/ mutató, 5000 0e maximális térerősséget adó szolenoid kivitelezése volt. A szolenoidot általános laboratóriumi használatra terveztük, azonban külön figyelmet forditottunk arra, hogy 1000-3000 MHz-es frekvencia tartományban a ferromágneses rezonancia-abszorbció vizsgálatokhoz szükséges állandó mágneses tér létrehozására is alkalmas legyen.

A szolenoid segédberendezéseit /hütőkör, áramszabályzóegység, kapcsoló és kommutáló rendszer/ ugy terveztük, hogy bizonyos határok között különböző méretű szolenoidokat kapcsolhassunk a segédberendezésekhez.

1.§. <u>Laboratóriumi szolencidok tervezésének</u> néhány kérdésé**ről**

Egy tekercsben létesitett mágneses tér erőssége az egységnyi hosszra eső ampermenetek számának lineáris függvénye. A térerősség növelése vagy a tekercsen átfolyó áram, vagy az egységnyi hosszra eső menetek számának növelésével érhető el. Ha a vezetőben állandó áramsürüséget tételezünk fel, akkor a mágnesező áram növelése szükségessé teszi a keresztmetszet arányos növelését és igy a nagyobb tekercstér alkalmazását. Az áramot állandónak véve és a menetszámot növelve, hasonlóképen növekszik a tekercstér szükséglet. Mindkét esetben tehát kizárólag a tekercstér növelésével érhető el térerősség növekedés, ami természetesen a tekercs ohmikus ellenállásának tehát a tekercsben felszabaduló veszteségeknek aránytalan megnövekedésére vezet.

Egy adott tekercstér és tekercskitöltési tényező mellett a menetszám és az áram bármilyen variálása sem változtat egy adott etérerősség előállitásához szükséges elektromos teljesitmény szükségleten. Valóban pl. egy R ellenállásu szolenoidban felszabaduló I²R veszteség semmit sem változik, ha tekercsterét változatlan kitöltési tényező mellett pl. q/2 keresztmetszetű vezetővel töltjük ki és közben ugy választjuk meg az átfolyó áramerősséget, hogy a szolgáltatott mágneses tér állandó maradjon. Ugyanis a menetszám 2N-re az ellenállás pedig /a keresztmetszetcsökkenés és a menetszámnövekedés következtében/ 4R-re nő meg, mig a mágneses tér megkövetelt állandósága folytán az áramerősség I/2-re csökken. Végeredményben (1/2)².4R = 1²R, tehát az adott térerősség előállításához szükséges teljesitmény nem változott. Megjegyezndő azonban, hogy adott tekercstérre vonatkozóan a huzal keresztmetszetcsökkenésével a tényleges tekercskitöltési tényező is csökken. Hogy a térerősség ne változzon, a rosszabb kitöltési tényezőt csak a tekercstér arányos megnövelésével lehet elkerülni, ez pedig a tekerceben fellépő veszteségek növekedéséhez vezet.

Az I.táblázatban összefoglaltuk egy 30 mm. kezdő átmérőjü, 5000 Oe térerősségü és 2 cm. szakaszon 0,2 %-nál nem nagyebb inhomogenitásu szolenoid teljesitményszükségletét különböző áramerősség és menetszám alkalmazása mellett állandó N.I. érték és áramsürüség figyelembevételével. A táblázatból látható hogy a sorok számának és ebből kifolyólag a tekercs méreteinek növekedése folytán a tekercsben fellépő veszteségek is nőnek.

A térerősség növelése előnyösen az áramsürüség növelésével érhető el. Wagy térerejü /10⁴-10⁵ Oe/ szolenoidoknál a 100 A/mm² és ennél nagyobb áramsürüségek alkalmazása sem ritka. /Előzően megépitett szolenoidunknál [1] 86 A/mm² áramsürüséget alkalmaz-5511536

- 691 -

tunk./ Ha a tekercs hütése megfelelően biztositható, akkor pl. 100 A/mm² áramsürüség alkalmazása esetén 1/50 tekercstér szükséges ugyanannyi gerjesztő ampermenet elhelyezésére mint 2 A/mm² áramsürüséggel müködő természetes hütésü tekercs esetében.

I. táblázat

A szolencid teljesitményszükséglet változása különböző "k" értékek alkalmazása esetén

		-1		1
k	N/cm	J amp	Z sorok száma	PkW
125	100	40	14	7,2
150	120	33,5	15	7,8
165	132	30	16	8,3
180	142	28	16	8,8

A térerősség növelése megközelitően négyzetes teljesitményszükségletet igényel. Pl. egy kb. 3 cm. belső átmérőjü szolenoid üzemeltetéséhez, melynek tere 8 cm. szakaszon 2 %-ra homogén,

1.000	0e-nél	0,4	kW
5.000	n	10	Ħ
10.000	H	40	11
20.000	99	160	99
50.000		1.000	=

elektromos energia szükséges.

Ezek után vizsgáljuk meg, milyen alaku tekercstér esétében biztosithatjuk minimális teljesitmény szükséglettel a legkisebb inhomogenitást és a legnagyobb térerősséget. T.A.Heddle [2] ugy találta, hogy az 1. ábrán látható "a" tipusu szférikus tekercsforma a legkedvezőbb. Minthogy ennek gyakorlati megvalósitása a felépités és a hütés szempontjából igen nagy nehézségeket jelentene, az általa.végzett kisérletekhez az "a" tipust megközelitő többlépcsős, Helmholz rendszerű tekercselést alkalmazta ("b" tipus).

A többlépcsős Helmholz rendszerü tekercs mágneses tere az egyes $r_1, r_2, \ldots r_k$ sugaru tekercsek által szolgáltatott mágneses térerősségek összegével egyenlő.

- 692 -



- 693 -

1. ábra

$$H_{k} = \kappa \left[f\left(l_{k2}, r_{k}\right) - f\left(l_{k_{1}}, r_{k}\right) \right]$$

az /l/ alatti kifejezésben $K = \frac{2\pi NJ}{10}$, mig

$$f(l_{k_{1,2}}, x) = l_{k_{1,2}} \log e \left[\frac{r_{k} + \sqrt{(r_{k}^{2} + l_{k_{1,2}}^{2})}}{y + \sqrt{(y^{2} + l_{k_{1,2}}^{2})}} \right] Hoe - ben \qquad 121$$

ahol N az l cm²-re eső menetek száma, I a tekercsen átfolyó áram Amp.ben, $l_{k_{1,2}}$ és \mathscr{G} jelentése a 2. ábrán látható.

Az ilyen módon felépitett szolenoid mágneses terének homogenitása lényegesen nagyobb mint a szokásos egyszerü többrétegű tekercseké. Egy 2,5 cm, átmérőjű magra tekercselt 20 cm hosszu szolenoid 8 cm. szakaszon kb. 2 %, mig 12 cm. szakaszon kb. 6 % inhomogenitást mutat. Hasonló méretek mellett a lépcsőzetesen felépített tekercsrendszerrel 12 cm. tá-



11/

Helmholz tekercs 2; ábra

Volságon 0,5 %-nál nem nagyobb inhomogenitás érhető el. Összehasonlitásul szolgáljon a 3. ábra, amely azonos kezdő átmérőjü és azonos közepes hosszuságu többlépcsős Helmholz rendszerü és egy szokásos kivitelü parabolcid /az 1. ábra "c" tipusa/ profilu szolenoid mágneses terének tengelyirányu változását szemlélteti.





"B" és "C" tipusu szolenoidok terelaszlasi görbeje

3.ábra

Az "a" és "b" tipusu profilkiképzéssel a tekercs végei felé az l cm-re eső menetek száma ugy nő, hogy a végek felé máskülönben erőteljesen jelentkező térerősségcsökkenést a megnövekedett menetszám kompenzálja. Ezzel szemben a "c" tipusu tekercskiképzéssel csupán annyi érhető el, hogy az alsó menetsor térerősség eloszlása a következő nagyobb átmérőjü tekercssorokra vonatkoztatva is azonos lesz. A tekercsvégek felé jelentkező térerősség csökkenés tehát nem szüntethető meg. Ahhoz, tehát, hogy a központtól x távolságra is azonos intenzitásu tér alakuljon ki, a térerősség csökkenését ujabb tekercssorokkal kell kompenzálni.

B.Lewis [3] hasonló elgondolásokból kiindulva azt a megoldást alkalmazta, hogy a szokásos többrétegű tekercs végeire szimmetrikus segédtekercseket helyezett. Ezzel csökkentette a tekercs felépitésével és a hütésével járó nehézségeket és a tér homogenitását jelentősen megnövelte.

Közelitő számitásokat végezve az l. ábrán feltüntetett "b" és "c" tipusu tekercsprofilra, ugy találtuk, hogy a tervezendő 2 cm. hosszuságu szakaszon 0,2 % inhomogenitást meg nem haladó 5000 0e térerősségü szolenoid esetében a "b" tipusu kiképzés előnyei nem állanak arányban a szekcionált tekercselés és a hütési problémák okozta kiviteli nehézségekkel. Ezért a "c" tipusu tekercskiképzés mellett döntöttünk, amely kivitelezés szempontjából előnyösebbnek látszott.

2.§. <u>A szolenoid számitása és jellemző adatainak kisér</u>leti meghatározása

- 695 -

A tekercs felépitésénél a hatásos hütés biztositása miatt a nyolcszögletesre kialakított tekercsformát választottuk. A számitásokat a nyolcszögletü tekercsre érvényes képlet [1] segitségével végeztük el:

$$H_{g} = \frac{16NJ}{c} \left\{ \arg\left(\frac{1-x}{\sqrt{r^{2}+(1-x)^{2}}} 0.414\right) + \arg\left(\frac{1+x}{\sqrt{r^{2}+(1+x)^{2}}} 0.414\right) \right\} \quad 13/$$

Az I.táblázatban foglaltuk össze a számitások eredményeit. A táblázatból a k = 165-höz tartozó N = 132 tekercselési adatot választottuk. Ezen adatok alapján a számitásokat a tekercs tengelye mentén több ponton elvégeztük, hogy meghatározzuk azt a tekercsprofilt amely mellett biztositható 2 cm. hosszuságu szakaszon a 0,2.%-nál nem nagyobb inhomogenitás. A szolenoid geometriai adatai az alábbiak szerint alakultak:



A szolenoid tekercselési méretei

4. ábra

A tekercselés megkönnyitése végett a paraboloid végeket ku-Pos profillal helyettesitettük. A tekercs magját egy 28/30 mm. étmérőjü sárgarézcső képezte. A végekre megfelelő dülésü, kupalaku szigetelő anyagból készitett tárcsákat szereltünk. Ezeket a tengelyre merőleges irányban csillagalakura képeztük ki, hogy a közöttük levő tekercsrétegek egyenletes hütését biztositani tudjuk. A kuptámaszok egyben meghatározták az egyes menetsorok hosszát. Az első menetsort 8 db. keskeny szigetelő rudra tekercseltük, amelyek a tekercset enyhén lekerekitett sarku nyolcszögletté formálták. Az élekre fektetett 8 db. 0,7 mm. vastag pertinax távtartó /kb. 7 mm. szélességben/ biztositotta az egymásfölé tekercselt sorok közötti hütőréseket. Igy az egyes menetsorok mindkét oldalán hatásos hütést biztositottunk.

A tekercselésre zománcszigetelésű l,l mm vastag vörösrézhuzalt használtunk. A megtekercselt szolenoid számitásokból nyert főbb adatai és méretei:

menetszám/cm	n	32	8,3
rétegek száma	Z		16
összmenetszám/cm	N	202	132
közepes átmérő	-2rk	**	6,15 cm
" hosez	214	-	16 "
hideg ellenállás	R _h		8,4 Ohm
tekercsállandó	k		165

A szolenoid mágneses terének inhomogenitását ballisztikus eljárással határoztuk meg. A méréseket differenciális mérőtekercs párral végeztük. Az egyik tekercset a szolenoid maximális térerősségü pontjában rögzitettük. A másik tekercs, amelyet az elsővel ellentétes menetirányba sorbakötöttünk, a szolenoid tengelye mentén mindkét irányban mozgatható volt. Az igy sorositott két tekercset oly mértékig kompenzáltuk, hogy a szolenoid max. térerősségü pontjába helyezve az egymásba tólt illetőleg egymással fedésbe hozott két tekercsen a szolenoid áramának kommutálásából eredő különbözeti feszültséget a ballisztikus galvanométer nem mutatott.

Tekintettel arra, hogy a mérés elve elkerülhetetlenné tette a mérőtekercseknek a galvanométer körébe való bekapcsolását, kuszóáramok és átvezetések elkerülése miatt a tekercseket pleximagokra tekercseltük. A mérőtekercsek szélességi méretét 5 mm-re, az átmérőjüket pedig ugy választottuk meg, hogy a szükséges szigetelések biztosítása mellett éppen csak egymásba tolhatók legyenek. A mérésnél felhasznált ballisztikus galvanométer érzékenységét figyelembe véve olyan menetszámokat alkalmaztunk, hogy a térerősség 0,1 %-al való csökkenése kb. 20 osztásrész kitérést okozzon.

A szolenoid terének axiális inhomogenitását az 5. ábra mutatja. Az inhomogenitás nagysága a számitottakkal megegyezik.



A szolenoid terenek oxialis inhomogenitasa

5. ábra.

A szolenoid állandó a számitások szerint k = 165-nek adódott. Az ellenőrző méréseket három különböző áramerősségnél végeztük el, és a középértékből számitott állandó k = 160,2 volt. Ez kb. 3 %-al kisebb mint a számitott. Feltételezhetően ez a tekercstér rosszabb kitöltési viszonyai miatt állott elő, amihez hozzájárult még az is, hogy a tekercsvégeket nem paraboloid, hanem a tekercselés egyszerüsitése miatt kup alakra képeztük ki.

A szolenoid táplálása a rendelkezésünkre álló 280 V. 600 A^h kapacitásu akkumulátortelepről történt.

40 C⁰ szolenoid tulmelegedést megengedve, a tekercs meleg ellenállása $R_m = 9,6$ Ohm, igy a rajta átfolyó 29,2 Amp. max. árammal 160,2 x 29,2 = 4650 Oe térerősség állitható elő.

3.§. A szolenoid hütése

A szolenoid tekercseiben felszabaduló max. hőenergia: $Q = 0,293.I^2.R_m.t = 1,935$ Kcal/sec. Ennek elvitelére:

 $G = \frac{Q.60}{t_2 - t_1 / .c} = 7,2 \text{ kg/perc}$ illetve $\frac{7,2}{0,9} = 8$ $\frac{7}{perc}$

hütőolaj mennyiség szükséges. A szolenoid menetsorai között kiképzett olajvezető hornyok összkeresztmetszete 15,4 cm², igy a szolenoidon átfolyó hütőolaj sebessége:

 $C = \frac{V}{F} = 0,086$ m/sec. Ez a sebesség még a lamináris áramlási tartományba esik. Jóllehet az olajvezető hornyok nem sima oldalfalak, hanem a menetek számának megfelelő ismétlődésü diffuzor-konfuzor jellegű vezetőrések, a tapasztalataink szerint még jóval magasabb olajsebességeknél sem lép fel turbulencia.

A szolenoid teljes hütőfelülete /az egyes sorok mindkét oldalát mint aktiv felületet figyelembevéve/ F = 9900 cm² azaz megközelitőleg l m². A fajlagos felületi terhelés tehát: $I^2.R/F = 82 W/dm^2$.

A hütőberendezést az olajszivattyuval és az áramszabályozóval közös olajtartályba épitettük. A kb. 60 l. ürtartalmu tartályból kiemelt összeszerelt egység a 6. ábrán látható. A központosan elhelyezett olajszivattyu egy szűrőn keresztül szivja fel az olajtér alsó részéből a hideg olajat, és a baloldali nyomóvezetéken keresztül nyamja fel a szolenoidba. /A csatlakozó vezetékek és a szolenoid az ábrán nem láthatók./ A szolenoidot átjárt olaj a jobboldali csatlakozó vezetéken keresztül az alatta elhelyezett mennyiségmérőn is átfolyva kerül vissza a tartályba. Miután az elszivás alulról történik, a visszaáramló meleg olaj lassan sülylyed, miközben érintkezik a nagy felülettel ellátott vizhütő rendszerrel. A hütés ellenáramu és a hütőfelület a bordákkal megnagyobbitva kb. 2 m².



6.ábra

7.ábra

A vizhütőt /7.ábra/ két, egymáson belül fekvő spirálisan feltekercselt 5 menetű vörösrézcsőből készitettük. A széthuzott menetsorok közé iktattuk be a vörösrézszalagból készitett és cikk-cakk-ba összehajtogatott bordázatot. A bordázat szalag anyag-

ból sajtolással készült, anélkül, hogy az egyes bordák egymástól el lettek volna választva. A présszerszám a bordákat két oldalon ivesen benyomta, és a hajtogatási helyeken 1-1 keskeny ablakot vágott. Emiatt a hajtogatáshoz nem kellett külön szerszámot késziteni, az kézben végezve is megfelelő pontossággal és igen gyorsan ment. Minden egyes borda a kihajlitott ives támaszával feküdt fel a vizhütő csövekre. Az összeszerelés után az egész hütőegységet ónfürdőbe mártottuk, igy a hütőbordák és a hütőcsövei között is fémes érintkezés keletkezett.

A hütés hatásossága és a hőlépcsők megállapitása céljából, miután az erre vonatkozó számitások nem látszottak feltétlenül megbizhatónak, az alábbi vizsgálatot végeztük el. A szolenoidot max.terhelés alá helyeztük. A termikus egyensuly beállása után mértük a be és kiáramló olaj, valamint a hütőviz hőmérsékletét és átfolyó mennyiségét, a bevezetett elektromos energiát, a szolenoid hideg és meleg ellenállását.

A hőegyensuly kb. 1 órai üzemeltetés után állott be. A vizsgálat célja az volt, hogy megállapitható legyen a bevezetett és a hütőviz által elvitt hőenergia számszerü értéke és arányszáma. A mérések az alábbi eredményeket szolgáltatták:

a bevezetett hütőviz hőfoka	t ₁ =	14,6 C ^o
az elvezetett " ".	t2 =	25,1 C ^o
az atfolyó hütőviz mennyiséga	G _v =	10,35 1/pere
a belépő hütőolaj hőmérséklete	t1 =	46,5 C ⁰
a kilépő " "	$t_2 =$	64,5 C ⁰
a szolenoid hideg ellenállása 20 C ⁰ -nál	R _h =	8,45 Ohm
" meleg "	R _m =	9,68 "
a szolencid kapcsain levő feszültség	υ	277,5 V.
a szolencidon átfolyó áram	I =	28,65 A

A mérési adatok felhasználásával kiszámitható, hogy a szolenoidban

Q1=U.I.0,000239.t/idő/ = 113,92 Kcal/perc

hőenergia szabadul fel. A hütőviz pedig:

 $Q_2 = t_2 - t_1/G_w = 108,675$ Kcal/perc hőenergiát szállit el, ill. vesz át az olajtól. A kettő különbsége:

Q2-Q1 = 5,245 Kcal/pere

amely a felületi lesugárzásokkal veszett el. A szolenoid tekercsének átlagos tulmelegedése:

- 700 -

$$\mathcal{P}_{t} = \frac{R_{m} - R_{h}}{R_{h}} \cdot \left(\frac{1}{\alpha} + t_{h}\right) = 37,1 \text{ C}^{\circ} \qquad \qquad \frac{1}{\alpha} = 235 \text{ C}^{\circ} \\ t_{h} = 20 \text{ C}^{\circ}$$

A hütőolaj és a vörösréz vezető /tekercs/ közötti hőlépcsőt vizsgálva nem követünk el nagy hibát ha a belépő hütőolaj által először érintett vezető hőmérsékletét az olajéval egyenlőnek tételezzük fel. Miután megállapitottuk a szolenoid ellenállásváltozásából hogy a 20 C⁰-hoz képest beállott tulmelegedése $\vartheta_{t}=37,1$ C⁰, a hütőolajnak pedig a szolenoidban fellépő közepes hőmérséklete

$$t_0 = \frac{t_1 + t_2}{2} = 55,5 \ c^0$$

a szolenoid közepes hőmérséklete:

 $t_{gg} = t_h + \vartheta_+ = 20+37, 1 = 57, 1 C^{o}$

Igy az olaj és a vörösréz vezető közötti közepes hőlépcső:

$$t_7 = t_{ar} - t_{ar} = 57, 1 - 55, 5 = 1, 6 C^{\circ}$$

A szolencid hütésére igen kis viszkozitásu finom orsó olajat használtunk, az olajat pedig vezetéki vizzel hütöttük.

4.§. <u>A szolenoid áramának szabályozása, a berendezés</u> felépitése és áramköri kapcsolása

A szolenoid áramszabályozó ellenállása amint az a 6.ábrán látható, olajtérbe van helyezve. Testét egy vizzel hütött gyürü alakura összehegesztett vörösrézcső képezte. A gyürüt alul-felül egy-egy ives kiképzésü pertinax tárcsa fedte le, amelyre toroidtekercs szerüen helyeztük el "Kanthal D" ellenálláshuzalból a meneteket. A menetek nem közvetlenül a pertinaxra, hanem egy lágyabb szigetelő anyagból készitett gyürü alaku alátétre feküdtek fel. A feszesen tekercselt huzalok kisé bemélyedtek a lágyabb gyürübe, igy biztositani lehetett a kis mértékü hőtágulásból fellépő menetlazulások kiküszöbölését. A tekercselést a jó térkihasználás szempontjából állandóan csökkenő méretü huzallal végeztük. Igy 7 lépcsőben megközelitőleg egyenletes áramsürüséget tudtunk tartani, egyben jelentősen nagyobb összellenállást sikerült beépitenünk.

- 701 -

A szabályozó ellenállás áramszedője lamellált, u.n. fésüs rendszerü. Az áramszedő forgató tengelye az olajtartály fedelét áttöri, és egy kupkerék párral meghajtva egy vizszintes tengelyü kézi kerékkel forgatható. Az áramszabályozó ellenállás kiszerelt állapotban a 8. ábrán látható.

A II. táblázatban öszszefoglaltuk a szabályozó ellenállás összes lényeges adatait, ezenkivül feltüntettük a szabályozás lépcsőzetességét is. A lépcsőzetesség kiküszöbölése céljából a szabályozóval sorba köthető egy kis ellenállásu külső szabályozó is. Az erre a célra szolgáló csatlakozó csavarokat a kezelőszekrény oldalán helyeztük el.

A szolenoid kapcsoló és müködtető berendezéseinek megtervezésénél sulyt helyeztünk arra, hogy automatikus védelmi és reteszelő berendezés segit-



8. ábra

ségével minden téves vagy hibás müködtetés lehetőségét kizárjuk. Ennek megfelelően a szolenoidot és minden kiszolgáló szervét vagy berendezését a 9. ábrában látható aluminium tolókocsi foglalja magában. Ennek boritólapján foglal helyet maga a szolenoid, amely könnyen szerelhető módon, hollandi csatlakozásokkal van az olajtartályhoz rögzitve. A müszerek, ellenörző lámpák, vezérlő berendezések nyomógombjai, hőfokmérő stb. jó áttekintése és könnyü kezelhetősége miatt a szerelvényfalat megdöntöttük. Az ide beépitett árammérőmüszer csak tájékoztató adatok szolgáltatására szükséges, laboratóriumi pontos mérések egy az áramkörbe beiktatható 0,2 oszt. müszerrel végezhetők el.

- 702 -II. táblázat <u>A szabályozó ellenállás főbb adatai</u>

substance pression of the second s		and the second		State and and a second			
Huzal Ø mm	1,5	1,3	1	0,8	0,55	0,4	0,25
" hossz m.	5	7	8,8	10,8	12,5	16	14,5
Ellenállás Rsz	3,5	7	15	30	70	170	395
Összellenállás + 9 Ω	12,5	19,5	34,5	64,5	134,5	304	700
Áramsürüség A/mm ²	18-12	18-12	19-11	17-9	18-9	17-7,5	18-8
Átfolyó áram A	31-23	23-15	15-8,3	8,3-4,3	4,3-2,1	2,1-0,92	0,92-0,40
Térerősség Oe	5000 - 3	800 - 25	00 - 13	30 — 720) 350	0 15	0 65
Lépcsőzet Oe/menet	35	26	17	8,5	4	1,6	0,55



9. ábra

A szekrény belsejébe épitettük be az olajtartályt a hütő és áramszabályozó berendezésével, továbbá mindazon elektromos berendezést melynek segitségével az üzembehelyezés és müködtetés biztositható. A szekrény oldalára egy az oldallappal azonos méretü lehajtható külön asztallapot szereltünk, amely lehetőséget nyujt mérőmüszereknek, vagy magának a hullámvezetőnek és tartozékainak közvetlenül a szolenoid közelébe való elhelyezésre. A pótasztal lehajtásával a tartótámaszok a szekrénybe süllyednek, az asztallap pedig a szekrény oldalához simul.

- 703 -

A berendezés vázlatos áramköri elrendezését a 10. ábra mutatja. Az automatikája és müködése annyira le van egyszerüsitve, hogy magyarázatra nem szorul.



10. ábra

Ezuton mondunk köszönetet Pál Lénárd osztályvezetőnek, aki a tervezés és a kivitelezés munkáit hasznos elméleti és gyakorlati tanácsaival támogatta, a kivitelezésért pedig Szakács Béla és Kozma József főmühelyvezető, Marosi Endre és Tumay János intézeti mechanikus kartársaknak.

Irodalom

[1]	Pál L Zsi	gmond Gy. KFKI közl. 3.300/1955/
[2]	T.A.Heddle,	Brit.J.Appl.Phys. 3.95./1952/
[3]	B.Lewis,	Brit.J.Appl.Phys. 1.238./1950/
	J.R.Barker,	Brit.J.Appl.Phys. 1.65./1950/
	Bitter,	Rev.Sci.Instr.vol. 10.Dec./1939/
55774	Érkezett 19	55. nov.8.

Összesitett tartalomjegyzék az 1955. évben megjelent számokhoz

A SPEKTROSZKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYEI

Bardócz Árpád: Elektronikus vezérlésü spektroszkópiai nagyfeszültségü szikrafényforrás széles tartományban változtatható szikragyakori- sággal	111
Boronkay A.Dénes: "Kinografikus regisztrálás" egyidejü jelenségek rögzitésére	222
Budó Ágoston és Kovács István: Rövid közlemény az 0_2 + molekula 4_{π} állapotáról	1
Dullien Ferenc: Előzetes közlemény a Raman spektrumok folytonos hátterének szürők alkalmazá- sával való eltávolitásának problémájához	223
Falta Éva és Láng László: Az ultraibolya spektroszkópia egyik fontos alkalmazásáról	217
Falta Éva és Láng László: Szubsztituensek specifikus hatása az angulárisan kondenzált aromás szénhidrogéneknél	323
Haltenberger Sarolta: 1. Vorsatz Brunó és Haltenberger Sarolta	5
Kiss Árpád István és Muth Béla Róbert: Néhány hetero- ciklusos szelénvegyület elnyelési szin- képéről	213
Kiss Árpád István és Muth Béla Róbert: Ötös és ötös- hatos ortokondenzált heterociklusos ve- gyületek fényelnyeléséről	441
Kovács István: 1. Budó Ágoston és Kovács István	1
Láng László: 1. Falta Éva és Láng László	217
Láng László: 1. Falta Éva és Láng László	323
Mátrai Tibor: Az inercia-rendszer kinematikai értelme- zéséről	355
Molekulaspektroszkópiai Csoport 1952. évi munkaközös- sége: A Wadsworth-féle rácsbeállitásról	136
Muth Béla Róbert: 1. Kiss Árpád István és Muth Béla Róbert	213

5511536

Oldal

- 705 -Muth Béla Róbert: 1. Kiss Árpád István és Muth Béla Oldal Róbert 441 Scari Ottó: A BiO molekula emissziós szinképe . . . 341 Vorsatz Brunó és Haltenberger Sarolta: Wolfram mennyiségi meghatározása Titán-fémben szinképelemzéssel 5 Vorsatz Brunó: Nagytisztaságu réz vizsgálata szennyezőire szinképelemzéssel . . 12 A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYEI Bozóki György és Fenyves Ervin: Vizsgálatok a kozmikus sugárzás áthatoló nem-ionizáló komponensével kapcsolatban 448 Bozóki György és Nagy László: A Rossi-görbe vizsgálata antikoincidencia berendezéssel . . 577 Fenyves Ervin: 1. Bozóki György és Fenyves Ervin . . 448 Györgyi Géza: A ponderomotoros erő elektrosztatikus térben . 588 Jánossy Lajos: 1. Elektromágneses Hullámok Osztálya Faragó Péter és Jánossy Lajos . . . 370 Kiss Dezső, Szentpéteri Imre és Szivek János: Kis hátterü mérőkészülék épitésével kapcsolatos kisérletek 595 Nagy Kázmér: Fotonok kvantumerők által vezetett determinisztikus mozgásáról . . . 235 Nagy László: A Rossi-görbe első szakaszának menete különböző abszorbensek esetén 142 Nagy László: 1. Bozóki György és Nagy László. . . . 577 Rozsnyai Balázs: Magsúrúség és héjszerkezet 147 Sándor Tamás és Somogyi Antal: Kiterjedt légizáporok áthatolási effektusának mérése . . . 458 Somogyi Antal: 1. Sándor Tamás és Somogyi Antal . . . 458 Szivek János: 1. Kiss Dezső, Szentpéteri Imre és Szivek János . . . 595 Varga Péter: Egy Schmitt-körökkel müködő amplitudó analizator. . . . 43 Ziegler Mária: Atommagok hőkitágulási együtthatója . 154

Zsdánszky Kálmán: Alapegységekből felépitett mérőké- szülékek kozmikus sugárzási mérésekhez	Oldal 22
Zsdánszky Kálmán: Impulzusszámláló végfokozat	32
Zsdánszky Kálmán: Rövid felfutási idejü impulzusok előállitása GM-cső jelének helyettesi- tésére	241
AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK OSZTÁLYA KÖZLEMÉNYEI	
Faragó Péter és Jánossy Lajos: A relativisztikus tömeg- változási formula kisérleti igazolásáról	370
Faragó Péter és Gécs Mária: Néhány atommag mágneses nyo- matékának meghatározása	468
Gécs Mária: 1. Faragó Péter és Gécs Mária	468
Gécs Mária, Mertz János és Turi László: Fázisérzékeny szelektiv /lock-in/ erősitő	54
Hedvig Péter és Nagy Árpád: Paramágneses Faraday effek- tus mérése 3 cm körüli hullámhosszon .	478
Mertz János: 1. Gécs Mária, Mertz János és Turi László	54
Mertz János: Feszültségstabilizátor nagyfeszültségü és kis áramu áramforrások stabilizálására	81
Nagy Árpád: 1. Hedvig Péter és Nagy Árpád	478
Turi László: 1. Gécs Mária, Mertz János és Turi László	54
Turi László: Dielektromos állandó és veszteségi szög mérés 10 cm-es hullámhosszon	70
AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYEI	
Czike Kálmán és Fodor Józsefné: Hazai természetes vizek és növényi nedvek deutérium tartalmának vizsgálata	520
Czike Kálmán és Fodor Józsefné: Viz deutérium tartalmá- nak meghatározása fagyáspontméréssel .	647

Erő János: Rádiófrekvenciás ionforrás ionsugarának ener-402 giaspektruma . Erő János és Keszthelyi Lajos: J^{127} atommagokon létrejö-vő (γ, n) -reakció hatáskeresztmetszete 515

Fodor Józsefné: 1. Czike Kálmán és Fodor Józsefné. . 520

- 707 -	[ab[0
Fodor Józsefné: 1. Czike Kálmán és Fodor Józsefné	647
Keszthelyi Lajos: Sugárgyengülés mérések Co ⁶⁰ f -sugár- zásával	248
Keszthelyi Lajos: 1. Erő János és Keszthelyi Lajos	515
Keömley Gábor és Pásztor Endre: Rövid felezési idejü rádióaktiv izotópok előállitása kasz- kádgenerátorral.	503
Kostka Pál és Mérey Imre: Az Atomfizikai Osztály 4 MV- os Van de Graaff generátorának fe- szültségforrása	161
Mérry Imre:]. Kostka Pál és Mérei Imre	161
Unáz Jázgef. Szöckonneláció atommacak sugángágában	101
Nagemálui András Noutran flumus márása hasadási harmá	000
Val	257
Neszmélyi András: Hasadási keresztmetszetek mérése	494
Neszmélyi András: Neutronerősitők	616
Pásztor Endre: 1. Keömley Gábor és Pásztor Endre	503
Schmidt György: Egy megjegyzés az óraparadoxon problé- májához	273
Schmidt György: Cserenkov sugárzás hullámvezetőben és üregrezonátorban	422
Szabó László: U ²³⁵ tartalom meghatározása radiokémiai módszerrel	654
RADIOLÓGIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYEI	
Berecz György és Szilvási Árpád: Röntgencső-hütési prob- lémák vizsgálata a 400 kV-os röntgenké- szüléknél	663
Ember György: Nagyfeszültségü anódpótlók I	1,82
Ember György: Nagyfeszültségű anódpótlók II	279
Ember György és Sándory Mihály: Radiológiai mérésekre alkalmas impulzusszám integráló	676
Fehér István és Fejes Péter: P ³² analitikai meghatározá- sa szövetmintákban	685
Fejes Péter: P ³² -vel megjelölt POCl ₃ előállitása	535
Fejes Péter: 1. Fehér István és Fejes Péter	685

- 708 -	Oldal
Lukovics Albert: Szcintillációs alfa-számláló I	543
Orient Ottó: Geiger-Müller számlálócsövek müködési saját- ságaival kapcsolatos vizsgálatok	98
Orient Ottó: Bórtrifluorid töltésü lassu neutron számlálók	550
Sándory Mihály: 1. Ember György és Sándory Mihály	676
Techetné Ágoston Erika: Ionizációs kis kamrákba alkalmaz- ható szigetelők vizsgálata	85
Techetné Ágoston Erika és Vödrös Dániel: Radioaktiv labo- ratóriumunk berendezése	199
Vizsolyi Endre: Bórfluorid előállitása	293
Vödrös Dániel: 1. Techetné Ágoston Erika és Vödrös Dániel	199

A FERROMÁGNESES OSZTÁLY KÖZLEMÉNYEI

Nagy Imre, Pallagi Dezső és Pál Lénárd: A magnetit perme- abilitásának frekvencia függése 10-30 cm hullámhosszu elektromágneses terekben .	563
Pallagi Dezső: 1. Nagy Imre, Pallagi Dezső és Pál Lénárd	563
Pál Lénárd és Zsigmond György: Szolenoid erős mágneses te- rek előállitására	300
Pál Lénárd: 1. Nagy Imre, Pallagi Dezső és Pál Lénárd	563
Zsigmond György: 1. Pál Lénárd és Zsigmond György	300
Zsigmond György: Laboratóriumi szolenoid közepes erőssé- gű mágneses terek előállitására	690

A kiadásért felelős: Felsőoktatási Jegyzetellátó V. igazgatója 1955 A kézirat nyomdába érkezett: XI.9. Példányszám: 286 Készült Rotaprint lemezről a MNOSz 5601-50 Á és MNOSz 5602-50 Á szabványok szerint 16.75 A/5 iv terjedelemben 61 ábrával Készült a Felsőoktatási Jegyzetellátó Vállalatnál Felelős vezető: Bojkovszky Lajos Táskaszám: 5511536

- 709 -