

A
MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ
INTÉZETÉNEK
KÖZLEMÉNYEI

1956

4. ÉVFOLYAM, 6. SZÁM

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADEMIA
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK

K Ö Z L E M É N Y E I

Erő János, Fenyves Ervin, Mátrai Tibor és Vödrös Dániel

közreműködésével szerkeszti:

Faragó Péter

4. évfolyam 6. szám

1956. november-december

T A R T A L O M J E G Y Z É K

Oldal:

1. Boronka, A.Dénes: Egy analóg - hányadosmérő rendszer elmélete..... 471
2. Muth Béla és Kiss Árpád: Az ultraibolya abszorpció spektrószkópia alkalmazásairól..... 477
3. Trummer István: Geometriai izomérek ultraibolya abszorpció szinképvizsgálata. I. Telített gyűrűs vegyületek geometriai izomériája 481
4. Nagy László: A Rossi-görbe első szakaszának menete különböző abszorbensek esetén II. 509
5. Hedvig Péter és Pavlicsek István: Atommag-kvadrupol-spektrószkópia ultrarövid hullámokon... 518
6. Cornides István: Rádiófrekvenciás litiumizotóp-monochromátor..... 527
7. Neszemélyi András: Neutronerősítők méretezésének néhány problémája.- A statikus neutronerősítő 533
8. Tárczy-Hornoch Zoltán és Szabó László: Egycsatornás differenciál-diszkriminátor..... 546
9. Uzsoki Miklós: Neutron lassítás..... 559
10. Orient Ottó és Vizsolyi Endre: Diborán gázzal töltött számlálócsövek termikus neutronok mérésére..... 584
11. Pál Lénárd: Az atomreaktorok stochasztikus folyamatainak elméletéről..... 594

- . - . - . -

Technikai szerkesztő: Stancsich Györgyné

A SPEKTROSZKÓPIAI OSZTÁLY ABSZORPCIÓS CSOPORTJÁNAK KÖZLEMÉNYE

VEZETŐ: LÁNG LÁSZLÓ

Egy analóg - hányadosmérő rendszer elmélete

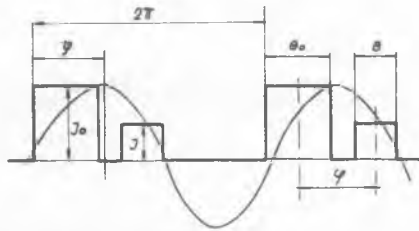
Irta: Boronkay A.Dénes

Az elektronikus számológépek technikájában ritkán találkozunk analóg - hányadosmérőkkel. Ennek az a magyarázata, hogy nehéz találni egyszerűen realizálható fizikai hányados - analógiát. Az itt ismertetett rendszer sem szigorúan analóg; csak közelítő összefüggéseken alapszik, s azok is csak bizonyos határokon belül érvényesek.

A rendszert az Eppley - laboratórium dolgozta ki egy esztendővel ezelőtt, spektrofotometriai célokra. [1.] Golay közleménye azonban csak a kísérleti adatokat tartalmazza, s nem tér ki a rendszer működésének elméletére. A spektroszkópia területe igen serkentőleg hat a hányadosmérés technikájának fejlesztésére, mivel egy abszorpciós spektrum felvétele során tulajdonképpen végtelen sok hányadosmérést kell elvégezni. A mérendő hányados a vizsgált és az összehasonlító mintákon áthaladó fénysugarak intenzitásainak viszonya. Az ezidőszert ismeretes spektrofotométerek elektronikus hányadosmérői a nevező normálisálásaának elvén alapulnak. Az I/I_0 keresett hányados arányos a számlálóval, ha a nevező - I_0 - állandó. Ennek elérésére I - t és I_0 - t valamilyen módon arányosan változtatják. /Pl. a közös fényforrás intenzitását, vagy az elektronikus erősítő erősítését szabályozzák./ Ez a szabályozás csak elektro - mechanikus úton oldható meg. Igaz, hogy ily módon csaknem korlátlan beállítási pontosság érhető el, de ez az előny egyéb korlátozó kö-

rülmények miatt rendszerint nem használható ki. Azonban az alkatrészek mozgása a mérés sebességét meglehetősen korlátozza, s az üzemi sebesség rutin - készülékeknél elsőrendű szempont.

A hányadosmérés elve az az összefüggés, mely váltakozó amplitudóju négyszögimpulzusokból álló jel alapharmonikusának fázisszöge és az impulzusok amplitudóinak hányadosa között áll fenn: /1.á./



$$\psi = f\left(\frac{J}{J_0}\right) \quad 1.$$

1. ábra.

Az alábbiakban meg fogjuk állapítani, hogy ez az összefüggés mennyire közelíti meg a

$$\psi' = k \cdot \frac{J}{J_0} \quad 2.$$

egyenest, illetve pontosan kiszámítjuk a

$$\psi - \psi' = h\left(\frac{J}{J_0}\right) \quad 3.$$

hibafüggvényt, s ennek legnagyobb értékeit, melyek a rendszer használhatóságát determinálják.

Egy θ_0 hosszúságu, I_0 amplitudóju, 2π periódusonként ismétlődő impulzusokból álló függvény Fourier - sora:

$$i_0(t) = J_0 \left[\frac{\theta_0}{2\pi} + \frac{2}{\pi} \left(\sin \frac{\theta_0}{2} \cos \omega t + \dots \right) \right] \quad 4.$$

Ha az impulzus fázisa a kezdőponthoz képest φ :

$$i(t) = J \left[\frac{\theta}{2\pi} + \frac{2}{\pi} \left(\sin \frac{\theta}{2} \cos (\omega t - \varphi) + \dots \right) \right] \quad 5.$$

Az 1. ábrán látható impulzussor Fourier-sora 4. és 5. szuperpozíciója által állítható elő. A $\cos (\omega t - \varphi)$ argumentum felbontásával, valamint a

$$\frac{2J}{\pi} \sin \frac{\theta}{2} = J^* \quad 6.$$

$$\frac{2J_0}{\pi} \sin \frac{\theta_0}{2} = J_0^* \quad 7.$$

"redukált amplitudók" bevezetésével az eredő alapharmonikusát

$$(i + i_0)_t = (J^* \sin \varphi) \sin \omega t + (J^* \cos \varphi + J_0^*) \cos \omega t \quad 8.$$

kifejezés adja. Ebből kiszámítható az alapharmonikus ψ fázisszöge, mert

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{J^* \sin \varphi}{J^* \cos \varphi + J_0^*} = \frac{\sin \varphi}{\cos \varphi + \frac{J_0^*}{J^*}} \quad 9.$$

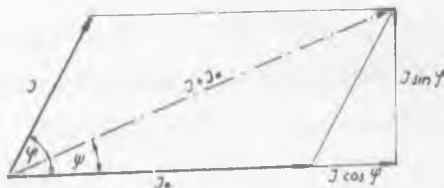
Jelöljük a továbbiakban T - vel a mérendő I/I_0 hányadost, és 6. illetve 7. figyelembevételével vezessük be a redukált hányadost:

$$T^* = \frac{J^*}{J_0^*} \quad 10.$$

$/T$ és I a spektroszkópiai nomenklatura jelölései; transzmisszió, illetve intenzitás rövidítései. / Ilyenformán:

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\sin \varphi}{\cos \varphi + \frac{1}{T^*}} \quad 11.$$

A formula helyessége különben a szuperpozíció vektordiagramjából is ellenőrizhető. /2. ábra./



2. ábra.

A 11. összefüggés korántsem lineáris, de a $\psi(T)$ görbe - bizonyos szigorításokkal - a $0 < T < 1$ tartományban jól megköze-
liti az egyenest. E feltételek meghatározására vizsgáljuk meg a
függvény deriváltjait. A továbbiakban számítástechnikai egyszerű-
sítés kedvéért a $\psi(T)$ függvényt taglaljuk, jóllehet logikai
szempontból inverze, $T(\psi)$ lenne helyesebb. Így

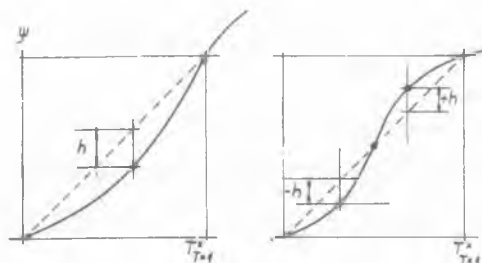
$$\psi = \operatorname{arctg} \frac{\sin \varphi}{\cos \varphi + \frac{1}{T^*}} \quad 11.a.$$

$$\text{Első deriváltja: } \frac{d\psi}{dT} = \frac{\sin \varphi}{T^{*2} + 2 \cos \varphi T^* + 1} \quad 11.b.$$

$$\text{a második derivált: } \frac{d^2\psi}{dT^2} = - \frac{2 \sin \varphi \cos \varphi + 2 \sin \varphi T^*}{(T^{*2} + 2 \cos \varphi T^* + 1)^2} \quad 11.c.$$

A $\psi(T^*)$ görbének a $T^* = -\cos \varphi$ helyen inflexiós pontja van. Ezt
célszerű úgy megválasztani, hogy a $0 < T < 1$ értelmezési tarto-
mányba essék, mivel ily módon csökken az egyenestől való eltérés
átlag-hibája. /3.ábra./ Az a körülmény, hogy a hányados mérhető
legnagyobb értéke 1, nem korlátozza a hányadosmérés határait, csu-
pán azt kell biztosítani, hogy a számláló mindig kisebb legyen,
mint a nevező.

Az átlag - hiba csökkentését célzó feltétel teljesi-
tése következtében az I és I_0 vektorok által bezárt szög tompa-
szög, következésképpen a $T = 1$ - hez tartozó ψ szög nyílása is
igen nagy lesz. Minél hosszabb görbeszakaszt metszünk ki a 11.a.
függvény görbájéből, annál jobban eltávolodunk az egyenestől, /3.
ábra./ ami az abszolút - hiba növekedését jelenti. $\psi_{\max}$
csökkentése végett a θ szöget θ_0 -nál kisebbre választjuk, bár
ennek az szab határt, hogy egyszersmind az érzékenység is csök-
ken.



3. ábra

Az érzékenység annál nagyobb, minél nagyobb szögváltozás felel meg ugyanannyi hányadosváltozásnak. Ezt legjobban a 11.b. alatti derivált fejezi ki. Értéke az értelmezési tartományon belül mindenhol megközelíti a

$$\frac{d\psi}{dT} = \frac{\psi'_{T=1}}{T^*_{T=1}} \quad 12.$$

értéket. A legnagyobb érzékenység akkor érhető el, ha a φ szög π közelében van. Ilyen nagy szög azonban nemcsak a fázisszög nagy értékének $|\psi \approx \pi/2|$ fent leírt hátrányos következményei miatt nem alkalmazható, hanem nagyon lecsökken az alapharmonikus amplitudója. Szélső esetben

$$\varphi = \pi \quad \text{és} \quad T = 1 \quad \text{esetében} \quad I + I_0 = 0 ! \quad 13.$$

Mindezeket összegezve az érzékenység és linearitás követelményei között található kompromisszum használhatóság szempontjából nem rosszabb, mint az elektronikus méréstehnikában alkalmazott egyéb analógrendszerek. Példaképpen megemlítjük, hogy az alábbi adatokkal működő hányadosmérő rendszerben

$$\varphi = 104,5^\circ \quad T_{\max} = 0,5 \quad (\theta/2 = 30^\circ \text{ és } \theta_0/2 = 90^\circ)$$

$\psi(T)$ függvény abszcisszaértékeinek eltérése az egyeneshez tartozó abszcisszaértékektől sehol sem nagyobb 0,3 %-nál. Egy másik - Golay által javasolt - elrendezés

$$\varphi = 112,5^\circ \text{ és } T_{\max} = 0,699 \text{ adatokkal}$$

már -1,1% eltérést mutat az inflexió alatt és 0,55%-ot felette.

Az egyenestől való eltérés legnagyobb értékének kiszámításához /3. ábrán "h"/ megkeressük a függvénynek azt a két pontját, melyekben az első differenciálhányadás megegyezik a 12. alatt kiszámított értékkel.

A θ szögek megválasztásánál már egy szempontra rámutatunk. Egy másik mérlegelendő körülmény arra int, hogy a szögek csökkentésével az alapharmonikus amplitudója is csökken. Ez igen hátrányos, ha nagyon kis energiájú villamos jelek hányadosát kell mérnünk. Ilyen esetben célszerű a $\theta + \theta_0 = 2\pi$ -t megközelíteni, amivel a legnagyobb amplitudó érhető el.

Ha a hányadosmérés nem fotométriával kapcsolatos, hanem számtani feladat, természetesen sürgősen a komponenseket impulzusok formájában előállítani. A 8. összefüggés, valamint az abból levont következtetések természetesen érvényesek I ill. I_0 amplitudóju, φ fázisszöggel szuperponált szinuszos jelekre is.

A fázisszög mérésének technikai megoldására bármilyen konvencionális módszer alkalmazható. Az elektrodinamikus szögmérés talán kevésbé célszerű, mivel célunk éppen a mechanikus elemek kiküszöbölése. Igen jól alkalmazhatók azok a fázisdetektorok, melyek négyyszögjelekkel vezérelhetők, /"lock - in" diszkriminátor/ s ily módon a fázisszöggel arányos egyenfeszültséget állítanak elő.

Irodalom:

[1] M.J.E. Golay JOSA 45 430 /1955/

Érkezett 1957. jan. 25.

A SPEKTROSZKÓPIAI OSZTÁLY ABSZORPCIÓS CSOPORTJÁNAK KÖZLEMÉNYE

VEZETŐ: LÁNG LÁSZLÓ

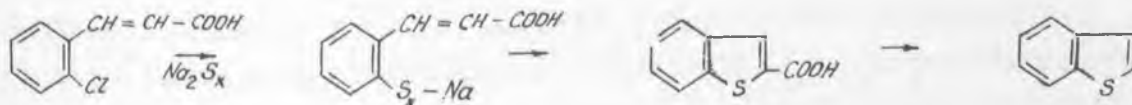
Az ultraibolya abszorpciós spektroszkópia alkalmazásairól

II.

Írta: Muth Béla és Kiss Árpád

Az ultraibolya spektroszkópiának számos alkalmazási lehetősége van a szerves kémia területén [1]. Most egy további alkalmazási területet mutatunk be, ahol a szinképek felhasználhatók egy vitás kémiai probléma tisztázására. Egy reakciósor során nyert anyagokat azonosítottunk a kiindulási anyaggal szinképeik alapján a reakció lefolyásának megállapítása céljából.

Hershberg és Fieser [2] 1-klórantrakinon-2-akril-savból kiinduló szintézisének analógiájára megpróbáltunk β -/2-klór-fenil/-akrilsavból nátriumpoliszulfiddal, illetve nátriumpoliszeleniddel tionaftén-2-karbonsavat, illetve szelenonaftén-2-karbonsavat, majd ezeket dekarboxilezve, tionaftént, illetve szelenonaftént nyerni. A gyűrűzárás a következő uton játszódhatna le:

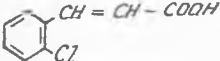
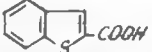
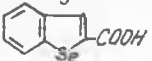


Hasonló reakciót kell feltételezni a szelén-analógnál is.

A β -/2-klór-fenil/-akrilsavat kiindulási anyagul használva, a gyűrűzárást nátriumpoliszulfiddal végeztük el és egy fe-

hér, a kiindulási anyaggal /sárga/ azonos olvadáspontu anyagot kaptunk. A CH-vizsgálat eredményei a kiindulási anyag értékeihez álltak legközelebb /lásd táblázat/. Nátriumpoliszeleniddel barna, de a kiindulási anyaghoz /sárga/ hasonló olvadáspontu vegyületet nyertünk és az analízis is hasonló eredményeket mutatott. A gyűrűzárást bombacsőben is megkíséreltük, de ugyanilyen eredménnyel.

T á b l á z a t

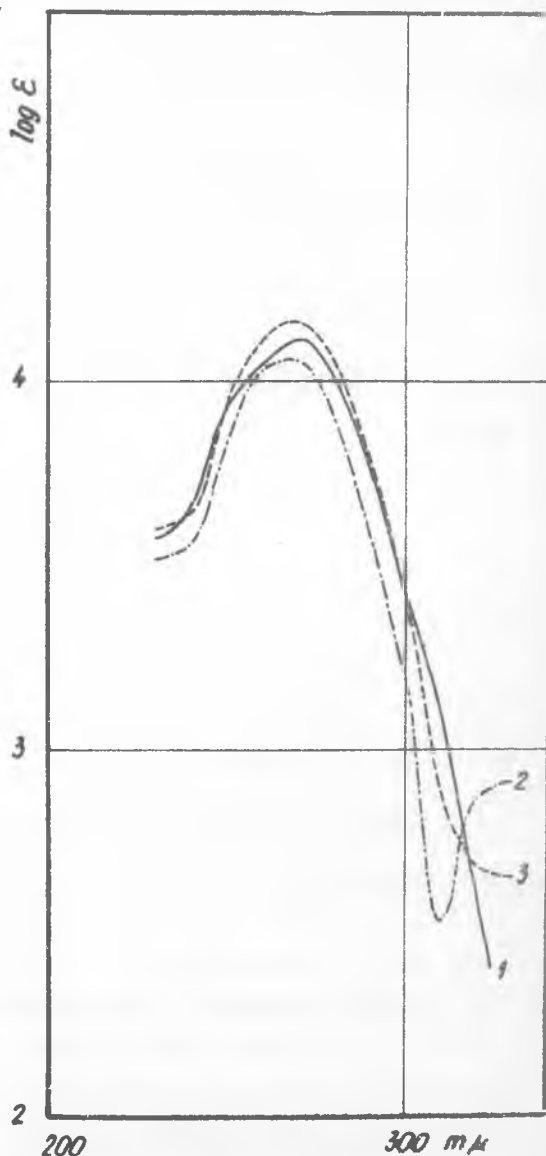
Képlet	Számított		Nyert anyagnál		olvadáspont		észlelt szín
	C%	H%	talált C%	talált H%	várt	talált	
	59,22	3,866	59,18	4,43	200°	199°	sárga
	60,69	3,39	58,74	3,93	236°	197-199	fehér
	48,04	2,68	58,89	3,88	-	197-201	barna

Az analízis és az olvadáspontmérés eredménye azt mutatja, hogy a nyert anyagok azonosak a kiindulási anyagokkal, tehát a reakció nem játszódott le. A szineltérés ezt a feltevést nem támasztja alá. Ezért vizsgáltuk meg a nyert termékek és a kiindulási anyag ultraibolya és látható szinképét. A nátriumpoliszulfiddal, ill. nátriumpoliszeleniddel kezelt termék és a kiindulási anyag ultraibolya szinképe majdnem azonos, ami bizonyíték az anyagok azonosságára /l. ábra/. Az anyagok eltérő színét az abszorpciós görbéknek a látható hullámhossztartomány felé eső lezálló ágában mutatkozó differencia okozza. Ezt a szindifferenciát az adszorbeált kolloidális szelén, illetve a finom eloszlatu kén szennyezésként hozza létre. A szinképvizsgálatokat igen hig oldatban végeztük el, amikor is az oldatok színe nem mutatott különbséget.

A gyűrűzárás elmaradása a következőképpen értelmezhető. A β -/2-klór-fenil/-akrilsavnál az olefin-kötésnek a benzolgyűrű

felé irányuló elektronjait elszívja a hozzá kapcsolódó karboxil-csoport. Ezáltal az oldallánc dezaktiválja a benzolgyűrű orto- és para-helyeit. Így az orto-helyzetű klóratom reakcióképessége hasonló a klórbenzoléhoz. Analóg esetet ír le Bordwell és Rohde a nitrovinil-származékok esetében [3]. A β -/2-klórfenil/ - akrilsavban lévő klóratom tehát erősen rezisztens és a rendszer gyűrűzárási készséget nem mutat.

Összehasonlítva az 1-klór-antrakinon-2-akrilsavban lévő klóratom reakciókészségével, meg kell állapítanunk, hogy ebben az esetben a molekula kinoidális szerkezete biztosítja a fokozott reakciókészséget, a következő valószínű mezomer határalakok alapján:



1. ábra

1. — : β -/2-klórfenil/-
akrilsav
2. -.- : " "
nátriumpolisulfid-
fiddal kezelve
3. . . . : β -/2-klórfenil/-
akrilsav nátrium-
poliszeleniddel
kezelve



Ez lehet a két reakciósornál fellépő eltérő viselkedés oka.

Irodalom:

[1] Az I. rész megjelent:

Láng L., Falta É. KFKI Közl. 3, 217 /1955/; Magyar Kémiai Folyóirat 62, 66, /1956/; Acta Chimica Hungarica, sajtó alatt.

[2] E.B. Hershberg, L.F.Fieser: J.Am.Chem.Soc. 63, 2561, /1941/.

[3] F.G. Bordwell, K.Rohde: J.Am.Chem. Soc. 70, 1191, /1948/.

Érkezett 1957. jan. 25.

A SPEKTROSZKÓPIAI OSZTÁLY ABSZORPCIÓS CSOPORTJÁNAK KÖZLEMÉNYE

VEZETŐ: LÁNG LÁSZLÓ

Geometriai izomerek ultraibolya abszorpciós szinképvizsgálata

I.

Telített gyűrűs vegyületek geometriai izomériája

Irta: Trummer István

Az abszorpciós spektroszkópiának a molekula-szerkezet-kutatásnál igen jelentős szerepe van. Vannak különlegesen nehéz kérdések, melyek megoldása csak a legpontosabb fizikai és kémiai módszerek alkalmazásával lehetséges. Ilyen problémakör pl. a geometriai izomerek térszerkezetének vizsgálata.

Geometriai izomereknek az olyan vegyületeket nevezzük, amelyekben az atomok kötődési sorrendje azonos, de az egyik izomérnél néhány atom /vagy atomcsoport/ egymástól való távolsága eltér a másik izomér ugyanezen atomjainak /vagy atomcsoportjainak/ egymás közti távolságától.

Ez a meghatározás teljesen fedi a következő izomériatípusokat:

I.a./ Egyesekötés menti cisz-transz izoméria.

b./ Gyűrűalak megváltozása miatti geometriai izoméria.

Általános rész

A geometriai izoméria első típusa a telített gyűrűk sa-
játságos viszonyaihoz kapcsolódik. A I.a. típusu un. gyűrűs cisz-
transz izoméria elméletileg valamennyi di- ill. poliszubsztituált
alíciklusos gyűrűnél fellép, tekintet nélkül a gyűrűt alkotó ato-
mok számára. A héttagu gyűrűtől kezdve azonban a cisz-transz izo-
méria értelmezése elveszti pontos jelentését. Ellentétben ezzel
a I.b. típusu geometriai izoméria elméletileg is csak a gyűrű
szénatomjainak bizonyos száma felett / $n > 5$ / jelentkezhet, a-
mikor is a C - C - C kötések vegyértékszögeinek összege a szén-
atomok számával egyenlő sik-sokszög szögeinek összege alá csök-
ken. Mindkét fajta izoméria vizsgálatát megnehezíti az izoméria-
lehetőségnek telített /6/ kötésekhez való kapcsolódása. A I.b.
típusu geometriai izoméria tanulmányozását legtöbb esetben egy-
szerűen lehetetlenné teszi az, hogy az egyes izomereket nem tud-
juk szétválasztani.

A legkevesebb tagból álló olyan aliciklusos vegyület, a-
melynél először jelentkezik a gyűrűalak különbözősége miatti geo-



'szék' alak



'kád' alak

1. ábra

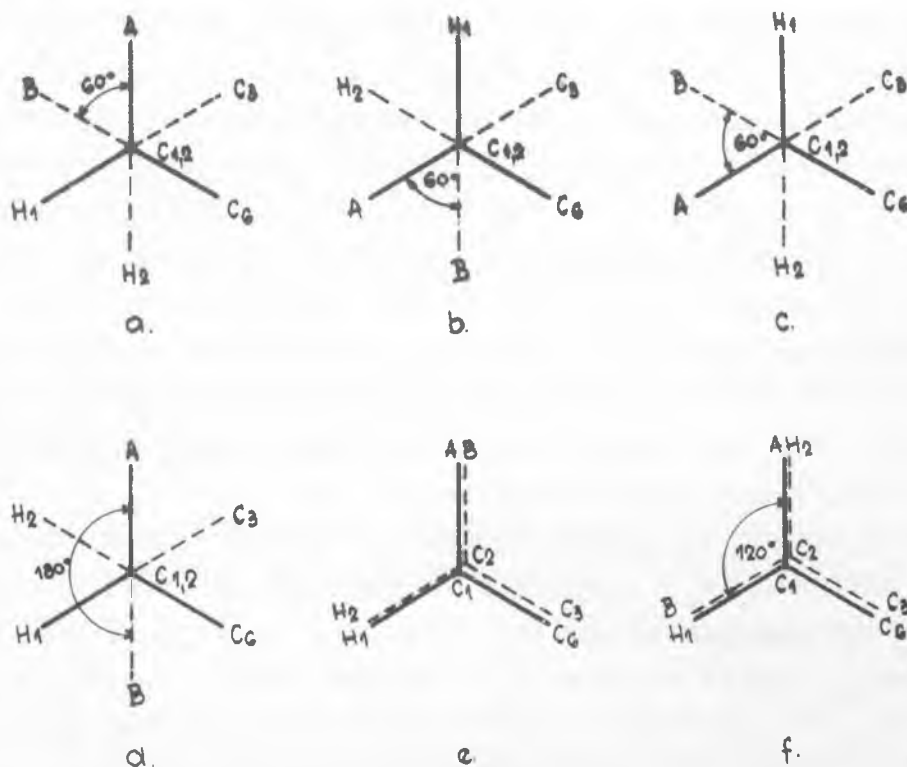
Ciklohexán szék- és kád-alakja.

metriai izoméria, a ciklo-
hexán. Ennek két gyűrűalak-
ja van: a "szék" és a "kád"
forma /1. az 1. ábrát/. A
két izomér közti különbség
a meghatározás értelmében,
az 1. és 4. szénatomok el-

térő távolsága. A ciklohexángyűrűnek azonban jelentékeny hajlé-
konysága van és a két forma kis átmeneti vegyértékfeszüléssel
könnyen átalakul egymásba. Emiatt a két izomér, legalábbis szo-
bahőmérsékleten, nem létezhet önállóan. A két gyűrűalak energia-
tartalma közötti különbség, termodinamikai vizsgálatok alapján,
mindössze 5,6 kcal/mól-ra becsülhető. A számítások azt mutatják,
hogy a két forma között nagyon csekély az energiakorlát, és hogy
a hőmozgás okozta ütközésekből adódó energia bőven elegendő a
két forma gyors, kölcsönös átalakulásához.

A két alak közül a szék- /azaz transz-/ forma a stabili-
sabb. Ez ugyanis hat olyan, energetikailag kedvező konstellációt

tartalmaz, ahol a C - C - C - C láncban a két szélső szén-szén vegyérték, a centrális kötés irányából nézve, 60° -os szöget zár be egymással /2 a, b, c, d ábra/. A kád- /azaz cisz-/ alakú ciklohexánnál csak négy ilyen konstellációt találunk; a két fennmaradó konstelláció energetikailag kedvezőtlen 0° -os; 2 e és f ábra/. Számos fizikai módszerrel kimutatták, hogy szobahőmérsékleten a ciklohexán túlnyomó része szék-alakú [1, 2]. A vegyület hőtani sajátosságai azonban arra mutatnak, hogy kis mennyiségű kád-forma is megjelenik [3].



2. ábra.

Ennek mennyisége a hőmérséklet emelkedésével növekszik.

A különböző ciklohexán-származékoknál a gyűrűformák stabilitása szubsztituensek bevitelével megváltozik. A kétféle alak közül csak az egyik stabilis szobahőmérsékleten /rendszerint a szék-alak/, és ha egy hőfokintervallumban fel is lép mindkét gyűrűalak, a két izomér akkor sem választható el egymástól.

Magasabb aliciklusos homológoknál sokszor mindkét gyűrűalak izolálható. A kölcsönös átalakulást gátló energia ugyanis

itt már elég nagy, minthogy a gyűrűalak-izomériához még cisz-transz izoméria is járul. Így pl. a dekahidronaftalinnál a két gyűrű közös szénatomjainak hidrogénje nézhet azonos, vagy ellenkező irányba: cisz- ill. transz-dekalin. Stabilitásuk már lehetővé tenné az izoméria szinképi tanulmányozását, ha az abszorpciós görbékben észlelhető különbségek – a molekula telítettsége következtében – igen kicsik nem lennének, még akkor is, ha a gyűrűkön erősen poláris szubsztituensek vannak. Maguk a szénhidrogének nem mutatnak elnyelést 200 m μ felett. Érthető ezek után, hogy az aliciklusos vegyületeknek mind a cisz-transz, mind a gyűrűalak-izomériáját inkább tanulmányozzák a jóval gyümölcsözőbb eredményeket szolgáltató infravörös szinképterületen.

Az ultraibolya abszorpciós spektroszkópia szempontjából a viszonyok aránylag kedvezőbbek a gyűrűs cisz-transz izoméria esetén, mint a gyűrűalak-izomériánál; különösen olyan vegyületeknél, ahol a síkbafeszített gyűrű ellenkező, vagy azonos oldalára eső szubsztituensek kromofórok. Elsősorban azért, mert az izomerek teljesen létképesek, stabilisak; másodsorban pedig, mert itt már nem a gyűrűben szereplő szénatomok térközelségéről, ill. távolságáról van szó, hanem a gyűrűhöz kapcsolódó szubsztituensek térbeli elhelyezkedésének mikéntjéről.

A gyűrűs cisz-transz izoméria tanulmányozása, azaz a szubsztituensek relatív helyzetének felismerhetősége rendkívül nehézé válik azonban akkor, ha az aliciklusos gyűrű nem síkképződmény és, az egyik izomerről a másikra térve át, egyidejűleg a konformáció, sőt esetleg a gyűrűalak megváltozásával is számolnunk kell. A viszonyok megvilágítására vegyünk egy egyszerű példát.

Legyen A és B két szubsztituens a 3. ábrán feltüntetett számozású ciklohexán 1. és 2. szénatomján. Ha székalaku ciklohexánt tételezünk fel /csaknem valamennyi ciklohexánszármazéknál ezt a formát tartják stabilisnak/, akkor a cisz-izomérnél a szubsztituensnek egyike mindenképpen ekvatoriális, /e/, míg a másik mindenképpen axiális /a/ elhelyezkedésű. A cisz-származék tehát /ea/ konformációju, a szubsztituensek egymással 60°-os szöget zárnak be /2a, 2b ábra/. Ha a két szubsztituens transz-helyzetű,

akkor ezek konformációja kétféle lehet: /ee/, ill. /aa/ /2c, ill. 2d ábra/. Az 1,3-diszubsztituált ciklohexánokra /a székalak fel-tételezésével/ ezek a meggondolások for-dítottan érvényesek.

A két szubsztituens távolsága a cisz-izomérnél 1,2-diszubsztitució ese-tén azonos a két lehetséges konformáció-ban. A transz-vegyületnél azonban kétfé-le lehet a szubsztituensek távolsága:



3. ábra.

vagy egyenlő a cisz-izomér szubsztituen-seinek távolságával, vagy nagyobb./Lásd az 1. táblázatot./ Ha a két szubsztituens kromofór, a cisz- és transz- izomérek elektronszerkezete.

Diszubsztituált ciklo-hexán konformációi

1. Táblázat

A ciklohexán 1,2-helyzetű szubsztituensei közti távolság./ANGYAL és MILLS cikke [4] alapján/. Az adatok utolsó sora saját számítá-saim eredménye.

Gyűrű- alak	A szubsztitu- ensek helyzete	Vegyértékszög vetülete	Távolság Å-ben: H - H O - O C - C
szék	1e,2e; 1e,2a	60°	2,49 2,83 2,96
szék	1a,2a	180°	3,06 3,66 3,88
kád	1e,2e; 1a,2a	0°	2,27 2,49 2,57
kád	1e,2a	120°	2,82 3,39 3,60

között csak abban a hatásban kereshetünk különbséget, amelyet a két csoport a téren keresztül egymásra kifejt. A gyűrűs cisz-transz-izomérek konfigurációjának az ultraibolya elnyelési szín-képre gyakorolt hatását nagyon nehéz tehát megjósolni, ha maga a gyűrű, amelyhez a szubsztituensek kapcsolódnak, nem merev rend-szer.

Ha két izomér szinképe között eltérést észlelünk, akkor a szubsztituensek közötti távolság a két izomérben különböző. Ha

a szinképek szoros egyezést mutatnak, annak oka lehet az, hogy a két izomérben a szubsztituensek egymástól való távolsága azonos, de gondolnunk kell arra a lehetőségre is, hogy a távolság megváltozása nincs hatással az elnyelési szinképre.

Hátra lenne még annak eldöntése, hogy ha különbséget találunk a két izomér szinképe között, nem kell-e számolnunk kádalak megjelenésével. Az 1. táblázat adataiból ugyanis kitűnik, hogy ilyen forma esetén két szubsztituens közötti távolság jóval kisebb is lehet. Eddigi ismereteink alapján erre a kérdésre azt kell válaszolnunk, hogy közönséges hőmérsékleten mindig a székforma a stabilis /kivéve azokat a származékokat, ahol 1,4-es hidkádformát kényszerít a ciklohexángyűrűre/ [3, 5, 6, 7].

Összefoglalva az eddigieket, megállapíthatjuk, hogy hatos, vagy ennél nagyobb szénatomszámu, telített gyűrűk izoméria-viszonyainak vizsgálatánál az ultraibolya szinképvizsgálat nem alkalmazható kielégítő módon. Mindeddig nem is találtam az irodalomban hasonló jellegű vizsgálatra. +/

Több remény nyílik az ultraibolya szinképvizsgálatok eredményes felhasználására olyan aliciklusos gyűrűk cisz-transz-izomériájánál, ahol nem kell számolnunk a gyűrű alakjának már kis energiabehatásra is bekövetkező megváltozásával /öttagu, vagy tetra- vagy öttagu kötésekkel merevitett hatos gyűrűknél/.

Ilyen vegyületek geometriai konfigurációjának ultraibolya szinképvizsgálattal történő tanulmányozására, tudomásom szerint, egyetlen kísérlet történt [8]. BEALE és ROE idézett vizsgálatainak célja az egyszerű spektroszkópiai azonosítás, ezért nem is törekednek a szinképi sajátságok és a geometriai konfiguráció közti összefüggéseknek még csak empirikus megállapítására

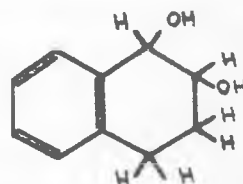
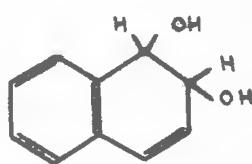
+/ Az egyetlen, esetleg ilyen irányúnak tekinthető munka R.C. COOKSON-tól származik /J.Chem.Soc., 1954, 282/. Az általa vizsgált α -halogénketonok azonban nem cisz-transz-izomér-vegyületek. Szerző az ultraibolya szinkép alapján következtetéseket von le a halogénkötés és a ketonoxigén-kötés által bezárt szög értékére, s ezáltal értékes eredményekhez jut szteroidok és triterpének α -bróm-szubsztituenseinek konfigurációjára vonatkozóan.

sem. Rámutat azonban munkájuk arra, hogy a gyűrűs cisz-transz-izomérek megkülönböztetése igenis lehetséges az ultraibolya szinkép gondos felvétele útján.

Szerzők néhány kondenzált aromás vegyület anyagcsereátalakulási termékét vizsgálták. A naftalin átalakulási termékét szintetikus vegyületekkel való spektroszkópiai összehasonlítás útján állapították meg. Szinképvizsgálataik alapján az átalakulási termék 1,2-dihidro-1,2-dihidroxinaftalinnak /I/ bizonyult.

Az I-vegyület konfigurációját - kiértékelhető eltérések hiányában - nem tudták megállapítani. Ezért a vegyületet hidrogéneztek, illetve szinteti-

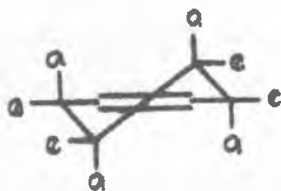
kusan előállították a megfelelő cisz- és transz- 1,2,3,4-tetrahidro-1,2-dihidroxinaftalin /II/. A



II izomérek szinképében észlelt eltérések éppen elegendőek voltak ahhoz, hogy kiindulási vegyületük konfigurációját el-

döntsék. A különbség nem annyira az elnyelési együtthatók értékében nyilvánul meg /mindenütt kisebb, mint 3 %/, mint inkább finom hullámhosszeltolódásokban. Az alkilbenzolok szinképére emlékeztető spektrum B sávjának két maximuma a cisz-izomérnél 272,3 és 265,5 μ -nál található, míg a transz-vegyületnél 272,8 és 265,5 μ -nál jelentkeznek.

A két vegyület izomériaviszonyaival érdekesnek tartottam részletesebben foglalkozni. Mindkettőnél hátrány az, hogy a két hidroxilcsoport nem erősen poláris szubsztituens és így a hidroxilok térállása nem befolyásolja nagymértékben a szinképet. Elméletileg azt várnánk, hogy az I izomérek szinképe között jön létre nagyobb eltérés, ahol a kettőskötések jelenléte miatt a B gyűrű koplanáris. A II hidrogénezett termék B gyűrűjének 2. és 3. szénatomja nincs a többi szénatom közös síkjában /4.ábra/, ami általában csökkenteni szokta az eltéréseket a két izomér szinképe között. Hogy a gyakorlat mást mutat, azt a következőképpen magyarázom.

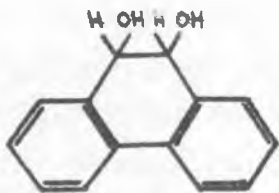


4. ábra.

A tetralin telített gyűrűje oldalnézetben

A tetralin telített gyűrűje oldalnézetben
A sávok intenzitása is alig tér el egymástól. A II izomérpárnál az elnyelési görbe alakja már sokkal megfelelőbb: rezgési szerkezetű, az éles maximumok hullámhossza pontosan megállapítható /1.szinképára/. A kiértékelhetőséget tehát maga a görbealak is determinálja.

A BEALE és ROE által vizsgált harmadik izomérpár, a cisz- és a transz-9,10-dihidro-9,10-dihidroxifenantrén /III/ szinképe között egészen jól észlelhető eltérést találunk /2.szinképára/. Itt meg is van mindkét, általam megállapított követelmény.



III.

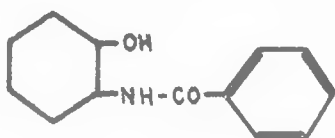
1./ A szubsztituált szénatomok egy síkban vannak a gyűrű kétszeres telítetlensége következtében, s így a cisz-, ill. transz- konfiguráció tényleges térbeli közel- ill. távolállást valósít meg; 2./ az elnyelési görbe megfelelő, tagolt szerkezetű.

A III. izomérek szinképénél tapasztalt eltérések biztatóak voltak arra nézve, hogy a MÜLLER S. és munkatársai által előállított dimér propenilfenolétereknek is sikerül korrelációkat megállapítanom az izomérek szinképe és geometriai konfigurációja között. E vegyületek szerkezetének bizonyítása és izomériaviszonyainak megállapítása egyébként szintén főleg MÜLLER S. és munkatársai nevéhez fűződik [9]. A vegyületek 3-fenilindán származékok, s mivel az indán telített gyűrűjéről kimutatták, hogy merev atomjai egy síkban fekszenek [10], nem kellett tartanom a szubsztituensek konformációbeli megváltozásának befolyásától.

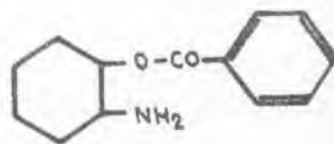
Kísérleti rész

1./ Ciklohexán származékok

Az itt felmerülő, előzőleg már részletesen tárgyalta abszorpciós spektroszkópiai nehézségeket jól szemlélteti az általam felvett két izomérpár, a cisz- és transz-2-benzoilaminociklohexanol /IV/ és a cisz- és transz-2-amino-ciklohexanolbenzoát /V/ szinképe. A szövegrész utáni gyűjtemény 3-6 szinképábrái mutatják a két izomérpár elnyelési szinképét $\log \epsilon - \lambda$, ill. $\epsilon - \lambda$ lép-tékben. Az összes szinképfelvételt Beckman DU-spektrofotométerrel készítettem; az alkalmazott oldószert a megfelelő szinképábrán tüntettem fel.



IV.



V.

A IV-izomérek szinképében /3.szinképábra/ egyetlen ultraibolya sávot találunk; ez a sáv a benzoilamino kromofór sávja $\lambda_{\max} = 226 \text{ m}\mu$. Az V-izomérek szinképében /4. szinképábra/ két sáv jelentkezik. Az intenzív, rövidebb hullámhosszuságú sáv maximuma $231 \text{ m}\mu$ -nál van, a hosszuhullámú, kis intenzitású sáv maximuma pedig $275 \text{ m}\mu$ -nál. A sáv szélén, $282 \text{ m}\mu$ -nál, inflexiót észlelhetünk. Az V-izomérek szinképe tulajdonképpen benzoészter-szinkép [11].

A cisz- és a transz-IV szinképe $\log \epsilon$ -os ábrázolásban csaknem teljesen megegyezik. Kis szinképi különbségek vizsgálatkor sokkal célszerűbb az ϵ -ban feltüntetett görbék összehasonlítása /5. és 6. szinképábrák/. Itt már jól látható, hogy a $226 \text{ m}\mu$ -nál lévő maximum környezetében eltér a két IV-izomér görbéje. Ez az eltérés azonban olyan kicsi, hogy belőle semmiféle következtetést nem tudunk levonni a két szubsztituens térállására és a kölcsönös zavaróhatásra vonatkozóan. Legfeljebb annyit állapíthatunk meg, hogy valószínűleg közel azonos a cisz- és a transz-izomérban a szubsztituensek közötti távolság és így azonos a szubsztituenseknek egymásra gyakorolt hatása is. Valószínű

tehát, hogy a cisz-izomér a szék-forma feltételezésével /ea/, míg a transz-izomér /ee/ konformációja.

A cisz- és transz-V spektruma alakilag teljesen megegyező, de már a finomabb szerkezetben és különösen az elnyelési sávok intenzitásában erős különbséget észlelhetünk. A transz-izomér spektrumsávjainak intenzitása kisebb, mint a cisz-izoméré /6.szinképára, 2. táblázat/. Valószínű, hogy a transz-izomérnél az /aa/ konformáció is fellép, és a két szubsztituens térbeli távolállásba kerül.

2. Táblázat

A 2-benzoilaminociklohexanol és a 2-amino-ciklohexanolbenzoát-izomérek elnyelési maximumai

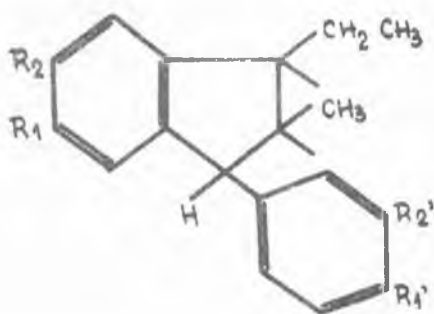
Vegyület		$\lambda_{\max}$	$\epsilon_{\max}$
2-benzoilamino-ciklohexanol	cisz	226	10,650
	/IV/ transz	226	10,960
2-aminociklohexanolbenzoát	cisz	282	752
	/V/	275	915
		231	11,830
		transz /282/ /infl/	556
		274	678
		231	8,880

A ciklohexán gyűrűs cisz-transz izomérjei között tehát, az említett négy szinkép tanúsága szerint, nem tudunk minden esetben határozott megkülönböztetést tenni. Az empirikus korreláció nehézségeire jól rámutat két megfigyelés. a./ Míg a IV.izomérek szinképe szoros egyezést mutat /a két görbe szinte párhuzamos/, addig az V izomérek szinképében nem ilyen szabályos az ex-

tinkcióértékek közötti eltérés, sőt hullámhosszeltolódást is észlelünk. b./ A IV-vegyületepárnál a cisz-izomér görbéje a spektrum egész területén a transz-vegyület görbéje alatt marad, ugyanakkor az V izomérpárnál a görbék helyzete felcserélődik.

2./ Dimér propenilfenoléterek

Az általam vizsgált vegyületek alapvázát az 5. ábra mutatja, a rendelkezésemre álló izomérek konfigurációját pedig a 3. táblázat tartalmazza. A vegyületek racémátok, vagyis a megfelelő izomérek enantiomorfjainak keverékei.



5. ábra

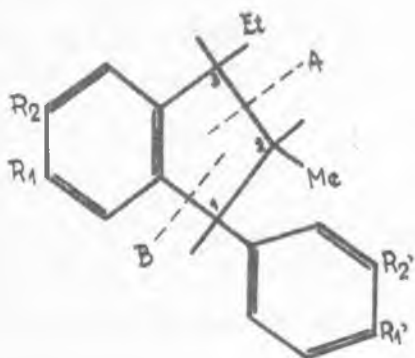
Dimér propenilfenoléterek alapváza

3. Táblázat

Vegyület neve:	R ₁	R ₂	R ₁ '	R ₂ '	transz- transz	cisz- cisz	transz- cisz
VI Metronol	-	-	-	-	α	-	-
VII Metanetol	OMe	-	OMe	-	α	β	-
VIII Diizohomogenol	OMe	OMe	OMe	OMe	α	β	γ
IX Diizoeugenol- dietiléter	OMe	OEt	OMe	OEt	α	β	-
X Diizoszafrol	O-CH ₂ -O		O-CH ₂ -O		α	-	γ

a./ A vegyületek ultraibolya szinképének általános jellemzése.

Valamennyi vegyületben két kromofór csoport található: a két benzolgyűrű, az esetlegesen rajtuk lévő szubsztituensekkel. A kromofórokat egy telített szénatom kapcsolja össze, tehát szeparáltak.^{+/} Ezért valamennyi vegyület szinképét megközelíthetjük, ha a 6. ábrán feltüntetett módon kettévágva képzeljük el a vegyü-



6. ábra.

Szeparált kromofórok a dimér
propenil-fenoléterekben

leteket, s az így adódó két komponens szinképét összegezzük.

A molekulának két félrészből való hipotetikus felépítésekor az A kapcsolódásnak nem lehet befolyása az ultraibolya szinképre, mivel ez az alkil-oldallánc meghosszabbításának felel meg. A szinképnek tehát a két telített monomér szinképéből való addíciója csak azzal a hibával járhat, amelyet a B kötésnél történő kapcsolódás okoz.

Ennek a kötésnek a hatását úgy foghatjuk fel, mintha a két összetevő propilszármazék közül az e-

gyik orto-helyzetben alkil-csoporttal szubsztituálva lenne.

Már a komponensek szinképénél /8, 10, 12. szinképábra/ feltűnő, hogy enek a megfelelő propil-lánc nélküli alapvegyületek szinképével /7, 9. szinképábra/ összehasonlítva, 230 mμ-nál egy új sávot mutatnak. Ezt a sávot "para" sávnak neveztem el^{++/};

^{+/} BRAUDE /J.Chem.Soc.1949/ kimutatta, hogy a szeparált kromofórok között is létrejön csekély mértékű kölcsönhatás.

^{++/} Az aromás szénhidrogének egyik elnyelési sávját E.Clar /Aromatische Kohlenwasserstoffe, Springer, 1952/ szintén a "para" megjelöléssel látta el. A két sáv között nincs analógia.

az alkoxi-csoport, vagy csoportok által módosított és megnövelt B sáv mellett ez a sáv ugyanis csak para-alkil szubsztitúció hatására jelenik meg. Létrejöttét az alkil csoport hiperkonjugációs hatásának tulajdonítom. A "para" sávot 224 m μ -nál találjuk a 4-propil-anizol /8. szinképára/ szinképében, s 228 m μ -nál a 4-propilveratroléban /10. szinképára/. Nem találjuk meg viszont sem az anizol /7. szinképára/, sem a veratrol /9. szinképára/ spektrumában. Jelentkezik az előbb említett para-sáv a homoveratrolnál is /4-metilveratrol, 11. szinképára/, tehát a sáv már metilcsoport hatására kialakul.

A dimér propenilfenoléterek szinképének a megfelelő telített, tehát propil-, vagy alkil-szubsztituenszt tartalmazó monomerek szinképével való összehasonlítása /13-15 szinképábrák/ jól mutatja, hogy az aliciklusos gyűrű képzése mennyire kis szerepet játszik a szinkép kialakításában. Rávilágít arra is, hogy a két fenil-, ill. szubsztituált fenilgyűrűnek egymásra való hatása a dimérben rendkívül csekély.

A VII vegyületek abszorpciós szinképét igen jól visszaadja a 4-propil-anizol 2 mólos koncentrációju elnyelési görbéje /5.tábl., 13. szinképára/. Az anizol spektrumával nem kapunk egyezést.

A 4-propilveratrol 2 mólos abszorpciós görbéje is fedésben van VIII-ével /6.tábl., 14. szinképára/. Kis batokrómléto-lódás észlelhető a B kapcsolódás orto-metil szubsztitúciós hatásának megfelelően.

A X szinképe hasonlít az előbbi dimérek szinképére /7. táblázat/, de valamennyi sáv a látható szinképterület felé tolódott el /15.szinképára/. Ez az eltolódás teljesen megfelel annak, amit a dihidroszaftrolnál /12.szinképára/ észlelünk, ha azt a 4-propil-anizol /8.szinképára/ és 4-propil-veratrol /10. szinképára/ szinképéhez hasonlítjuk. A metiléndioxi-vegyületek B sávja intenzívebb az utóbb felsorolt vegyületek megfelelő sávjának intenzitásánál.

Egyes vegyületek szinképét a megfelelő difenilmetán származékok szinképével hasonlítottam össze. Ennek a közelítésnek

várható hibája teljesen hasonló az előbbiéhez. A megfelelő származék, amelynél az egyik benzolgyűrű 2-helyzetben metil-, ill. alkil szubsztituenst tartalmaz, nem állt rendelkezésemre. De már a 3,4,3',4'-dimetoxi-difenilmetán szinképéről is megállapítják HORNIG és PARKER [12], hogy az nagyon hasonlít VIII-éhoz /16. szinképára/. Mindössze egy kis batokrómos eltolódás észlelhető utóbbinál /281 → 286 mμ/, amely különbség viszont jól magyarázható az egyik benzolgyűrű ortometil szubsztitúciójával. Lényegében a sáv a látható felé szélesedett 5 mμ-nal és intenzitása kissé megnőtt. A növekedés $\log \epsilon$ -ban 0,10.

VI szinképe is elég jól egyezik a difenilmetán szinképével /4. táblázat, 17-19. szinképára/, legalábbis a főszáv helyzetét illetően. A sáv rezgési szerkezete természetesen eltér a két vegyületnél, hiszen a rezgési szerkezetre erős hatással vannak az alkil szubsztituensek, a VI aliciklusos gyűrűje jelen esetben ennek fogható fel.

Fenti szinképegyeztetéseket az alábbi táblázatokban foglalom össze:

4. Táblázat

	Metronol		Indan*		Difenilmetán*	
	λ	$\log \epsilon$	λ	$\log \epsilon$	λ	$\log \epsilon$
Max.	272	3,25	272	3,24	270	2,62
Min.	271	2,72	270	2,72	267	2,50
Max.	266	3,02	266	3,14	262	2,69
Min.	262	2,90	263	2,92	256	2,60
Max.	260	2,93	260	3,01	253	2,64

5. Táblázat

	Metanetol		Anizol [*] 2 Mol /15,16/		4.propilanizol 2 Mol	
	λ	$\log \epsilon$	λ	$\log \epsilon$	λ	$\log \epsilon$
Max.	284	3,68	270	3,62	284	3,54
Min.	282	3,66			282	3,50
Max.	278	3,70	-	-	278	3,61
Min.	247	2,60	241	2,16	242	2,67
Max.	226	4,29	-	-	224	4,28
Min.	216	4,21	-	-		

6. Táblázat

	Diizohomogenol		Veratrol [*] /15,16/ 2 Mol		4-propil- veratrol [*] /17/ 2 Mol	
	λ	$\log \epsilon$	λ	$\log \epsilon$	λ	$\log \epsilon$
Max.	286	3,88	273	3,72	277	3,85
Min.	254	2,95	254	2,56	250	2,76
Max.	232	4,22	-	-	228	4,17
Min.	227	4,21	-	-	215	4,06

7. Táblázat

	Diizoszafrol		Dihidroszafrol [*] 2 Mol /18/	
	λ	$\log \epsilon$	λ	$\log \epsilon$
Max.	291	3,95	286	3,76
Min.	257,5	2,87	256	3,08
Max.	238	3,93	229	3,97
Min.	227	3,84	-	-

Megjegyzés: A csillaggal megjelölt vegyületek szinképét az irodalomból vettem. A zárójelbe tett szám a szinképek forrásmunkáját adja meg.

b./ A sztereoizoméria megnyilvánulása az ultraibolya szinképekben

Az általános részben tárgyalt okokból kifolyólag a dimér propenilfenoléterek szubsztituenseinek eltérő konfigurációja csak igen kis változásokat okoz az ultraibolya szinképben. Az egyes vegyületcsoportoknál megfigyelt szinképi eltérések a következők:

Metanetolok /VII/.

Az α - és β -VII elnyelési maximumainak hullámhosszát és intenzitását a 8. táblázat mutatja.

8. Táblázat

Metanetol-izomérek elnyelési sávjai:

Izomér	Konfiguráció	B-sáv		K-sáv	
		$\lambda_{\max}$	$\epsilon_{\max}$	$\lambda_{\max}$	$\epsilon_{\max}$
α	transz-transz	278	4910	226	19800
β	cisz-cisz	278,5	5040	226	18900

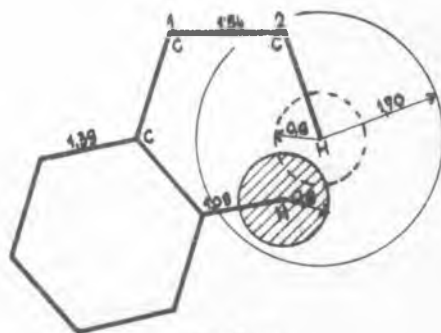
A B-sáv mindkét izomérnél kb. 278 $m\mu$ -nál jelentkezik, rejtett kettős maximummal /20. szinképábra/. A β -izoméré 0,5 $m\mu$ -nal tolódott a látható felé. A sáv többszörössége a sáv hosszuhullámu oldalán mutatkozó, inflexiószerű hajlásból látható. Az α - /transz-transz konfigurációju/ izomérnél ez az inflexió határozottabb. A sávfelbontás [19] alapján az elősáv a főszávnak intenzitásában kb. 25 %-a és kb. 10 $m\mu$ -nal tolódott a hosszabb hullámok felé /287 $m\mu$ /.

A hosszuhullámu elősávot /inflexiót/ megtaláljuk a 4-propil-anizol /8.szinképábra/ szinképében is, de az anizoléból /7. szinképábra/ hiányzik. Fel kellett tételeznem tehát, hogy ezt az elősávot is a para-szubsztitúció okozza. Megállapítható egyébként, hogy a kérdéses elősáv a 4-propil-anizol esetében intenzi-

vebb, mint VII izoméreknel. Ennek oka, hogy az aliciklusos gyürü 1. számú szénatomjának hiperkonjugációs hatása megoszlik a két fenilgyürü között.

A cisz-cisz izomérnél az elősáv kisebb intenzitással jelentkezik, mint a transz-transz esetében. Ennek oka az, hogy a fenilgyürü orto-helyzetű H-je és a 2 helyzetű metilcsoport között térbeli gátlást észlelünk, ha a metilcsoportot megpróbáljuk elhelyezni az indán 1 és 2 szénatom-

ját összekötő vegyérték, valamint a két cisz-helyzetű kötés által megadott síkban /7.ábra/. Mivel a metil-csoport nem fordulhat ki ebből a síkból, a fenilgyűrűnek kell szükségképpen elfordulnia, vagy pontosabban kifejezve, a fenilgyűrűnek korlátozott rotációja van. Ez a hatás csak a megfigyelt kis változást okozhatja az ultraibolya spektrumokban; tekintve, hogy csak hiperkonjugációs és nem kon-



7.ábra.

1,2-cisz-epimérek 1-fenil és 2-metil szubsztituensének térigénye

jugációs hatások térbeli akadályoztatásáról van szó. Feltételeztem azonban, hogy a para-hatás erőssége - a hosszuhullámu sáv kiszélesedése a látható felé eső részen - függ attól, hogy a fenilcsoport síkja egybeesik-e az indángyűrű szénatomjainak síkjával. Az egysíkba kerülés csak az 1,2-transz-epimér vegyületeknél jöhet létre, a cisz-epimérnél nem. Ennek tulajdonítom a β -/cisz-cisz/-VII elősávjának gyengébb felismerhetőségét, valamint a para-alkil szubsztitucióra jellemző, 220-230 m μ közötti sáv kisebb intenzitását. Az intenzitáscsökkenés az α -izomér para-sávjához képest kb. 5 %.

Diizohomogenolok /VIII/.

Az izomerek elnyelési maximumainak összehasonlítása során /21. szinképára, 9. táblázat/ látható, hogy az α -izomér hosszuhullámu sávja 2 μ -nál rövidebb hullámhossznál van, mint a másik két izoméré. Az α - és β -izomerek B-sávjának intenzitás viszonya megegyezik a VII-izoméreknél megfigyelt jelenséggel: a β -izomér intenzitása nagyobb, mint az α -izoméré.

9. Táblázat

Diizohomogenolok szinképsávjai

Izomér Konfiguráció	B-sáv		K-sáv		E-sáv	
	$\lambda_{\max}$	$\epsilon_{\max}$	$\lambda_{\max}$	$\epsilon_{\max}$	$\lambda_{\max}$	$\epsilon_{\max}$
α transz-transz	284	7520	132	16750	208	56600
β cisz-cisz	286	7630	230	16800	206	61300
/infl/	283	/7480/				
γ transz-cisz	286	7800	232	16450	207	53000

Diizoeugenoldietiléterek /IX/.

A vegyület szinképe nagyon hasonlít VIII-izomerek szinképehez. A hosszuhullámu maximummal kapcsolatosan hasonló megállapításokat tehetünk, mint az előbbi két vegyületnél /10. táblázat, 22. szinképára/.

10. Táblázat

Diizoeugenoldietiléterek elnyelési sávjai.

Izomér Konfiguráció	B-sáv		K-sáv		E-sáv	
	$\lambda_{\max}$	$\epsilon_{\max}$	$\lambda_{\max}$	$\epsilon_{\max}$	$\lambda_{\max}$	$\epsilon_{\max}$
α transz-transz	284	7300	234	14800	204	58000
β cisz-cisz	285	7700	232	16400	203,5	64000

Diizoszaftrolok /X/.

Csak az α - és β -izomér ismeretes. Megpróbáltam VIII α -, ill. γ -izomérjét összehasonlításu alapul felhasználni, de nem jutottam egyértelmű eredményhez. Míg a hullámhosszeltolódás iránya megegyezik, addig a B-sávok intenzitása közötti különbség éppen fordított a két izomérnél /11. táblázat/. Egyedül a 200 m μ közelében lévő E-sávok intenzitásviszonya mutat egyezést: a VIII γ -izomérjének 13 %-kal, az X γ -izomérjének 17 %-kal kisebb az intenzitása, mint a megfelelő α -izoméré /23. szinképábra/.

11. Táblázat

Diizoszaftrolok elnyelési sávjai

Izomér Konfiguráció	B-sáv		K-sáv		E-sáv	
	$\lambda_{\max}$	$\epsilon_{\max}$	$\lambda_{\max}$	$\epsilon_{\max}$	$\lambda_{\max}$	$\epsilon_{\max}$
α transz-transz	291	8820	238	8600	203	55000
γ transz-cisz	292	8650	237,5	8160	205,5	47500

A dimér propenilfenoléterek geometriai konfigurációja és ultraibolya szinképe között összefoglalóan a következő összefüggéseket állapítom meg:

1./ Az izomérek egymástól eléggé eltérő szinképet adnak ahhoz, hogy lehetővé váljék az egyes izomérek ultraibolya szinkép alapján történő megkülönböztetése.

2./ Az α - és β -izomérek szinképében megfigyelhető, hogy a B-sáv maximuma a β -izomérnél magasabb.

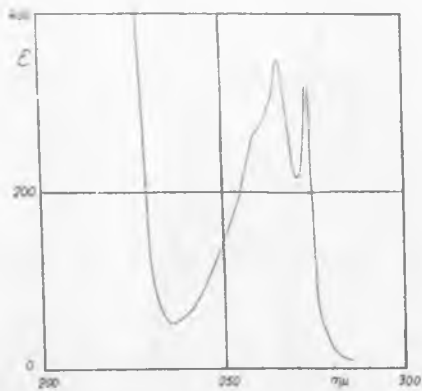
3./ A γ -izoméreknél nem találunk egyértelműen megkülönböztető szinképjelleget. A spektrofotométerrel nehezen elérhető E-sáv maximuma a γ -izomérnél alacsony.

Szükségesnek tartom még megjegyezni, hogy jelen vegyületcsoportnál a szinkép finomszerkezete és a geometriai konfiguráció közötti korrelációk nem tekinthetők szerkezetet eldöntő, kizárólagos bizonyítékoknak.

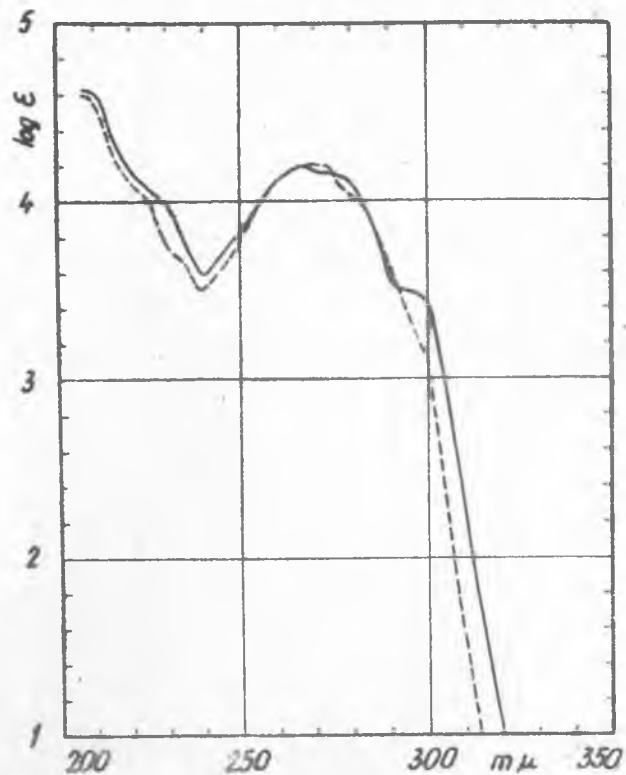
Irodalom

- [1] V. Schomaker, D.P. Stevenson, J.Chem.Phys., 1940, 8, 637.
- [2] K.W.F., Kohlrausch, H.Witte, Z.phys.Chem., 1941, B 48, 177.
- [3] C.W.Beckett, K.S.Pitzer, R.Spitzer, J. Am. Chem. Soc., 1947, 69 2488.
- [4] C.J. Angyal, J.A. Mills, Rev. pur.appl.Chem.Austr. 1952, 2, 185; W.Klyne, Progress in stereochemistry, London, 1954, 40 old.
- [5] R.G. Dickenson, C.Bilicke, J.Am. Chem. Soc. 1928, 50, 764.
- [6] E. Holmøy, O.Hassel, Z.phys.Chem., 1932, B 16, 234.
- [7] G.W. van Vloten, C.A. Kruissink, B.Strijk, J.M. Bijvoet, Nature, 1948, 162, 771.
- [8] R.N.Beale, E.M.F. Roe, J.Chem.Soc., 1951, 2884.
- [9] A.Müller, Acta Chim.Hung., 1952, 2, 231.
- [10] O.Hassel, H.Viervoll, C.A., 1946, 40, 4580.
- [11] H.Dannenberg, Z.Naturforschung, 1949, 4 b, 327.
- [12] E.C.Hornig, J.A. Parker, J.Am.Chem.Soc., 1952, 74, 3872.
- [13] R.Friedel, M.Orchin: Ultraviolet Spectra of Aromatic Compounds, 1952.
- [14] Landolt-Börnstein: Tabellen, 3.Teil, Molekeln II.
- [15] Á.Kiss, G.Fodor, J.Molnár, Acta Chem.Phys. Univ. Szeged, 1949, 2, 189.
- [16] Á.Kiss, J.Molnár, C.Sándorffy, Bull.soc.chim.France, 1949, /5/, 16, 275.
- [17] G. Aulin-Erdtman, Svensk Papperstidn, 1953, 56, 91.
- [18] A.Hillmer, P.Schorning, Z.phys.Chem., 1934, A 167, 407.
- [19] J.M. Vandenbelt, C.Heinrich, Appl. Spectroscopy, 1955, 9, 171.

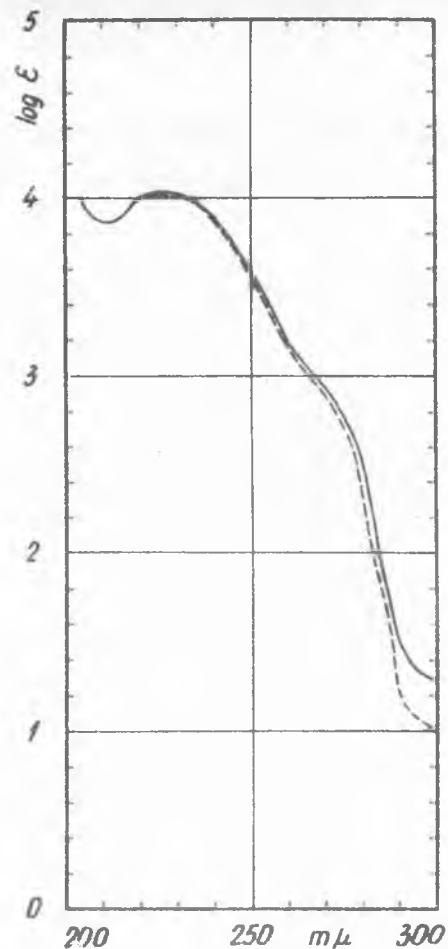
Érkezett 1957. jan. 25.



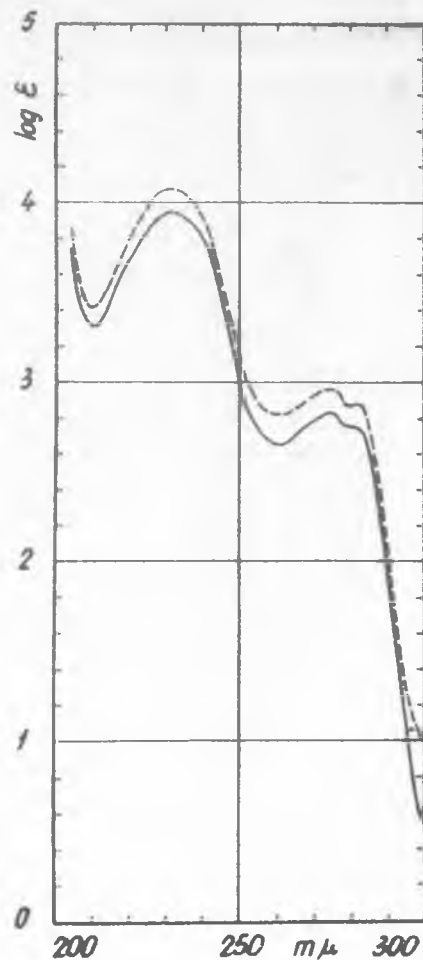
1. szinképára
1,2,3,4-tetrahidro-
1,2-dihidroxinafta-
lin /transz-izomér/



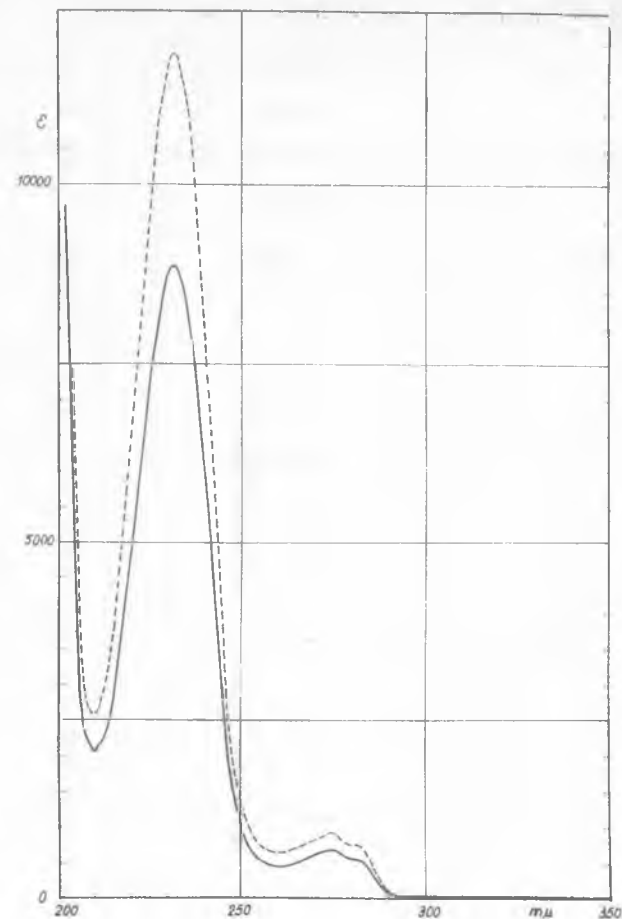
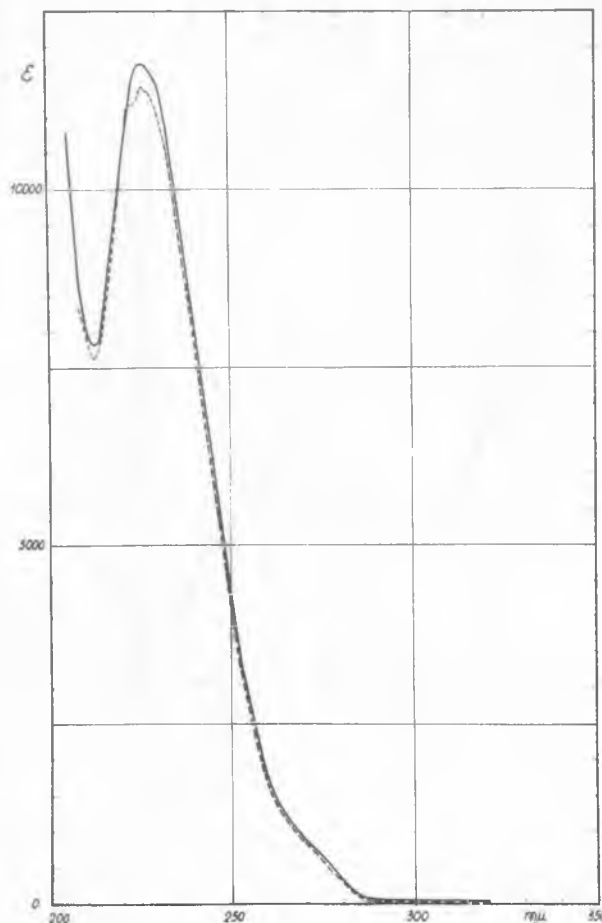
2. szinképára
9,10-dihidro-9,10-dihidroxi-
fenantrén
cisz - - - - -
transz —————

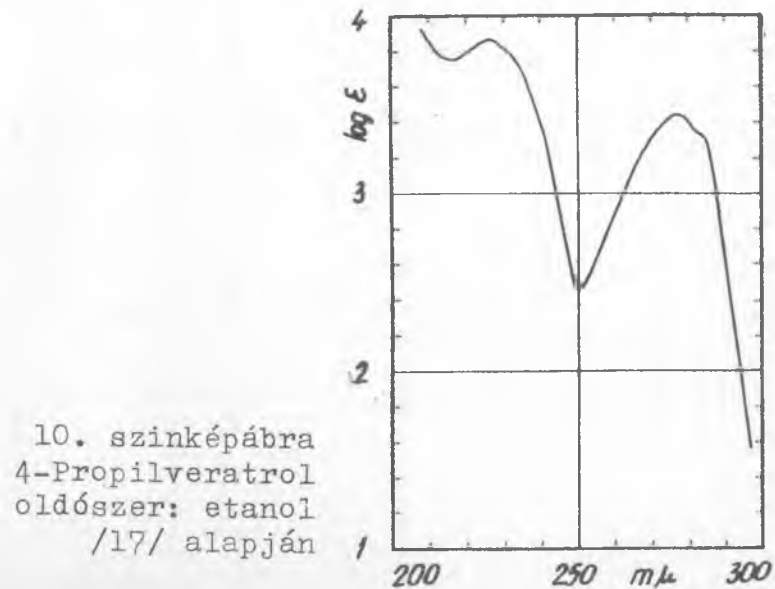
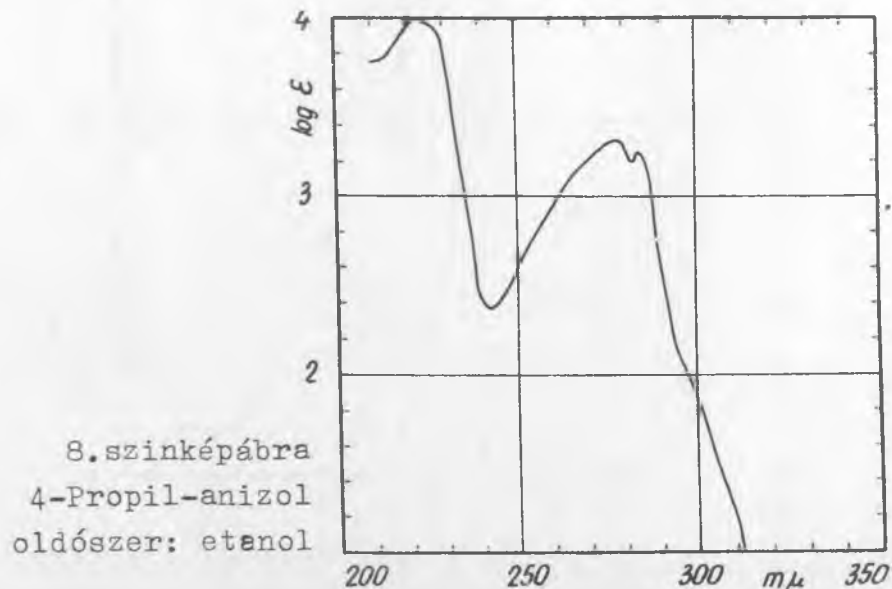
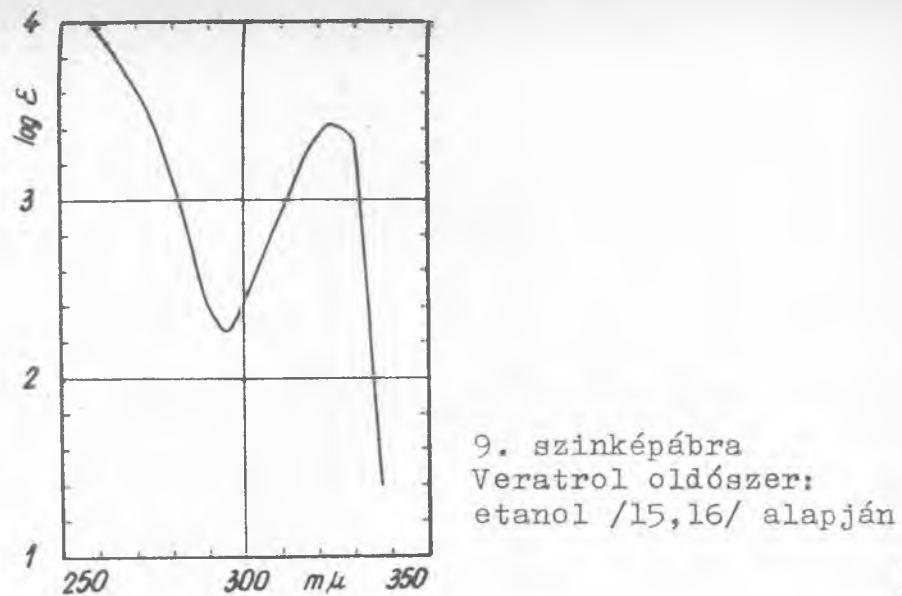
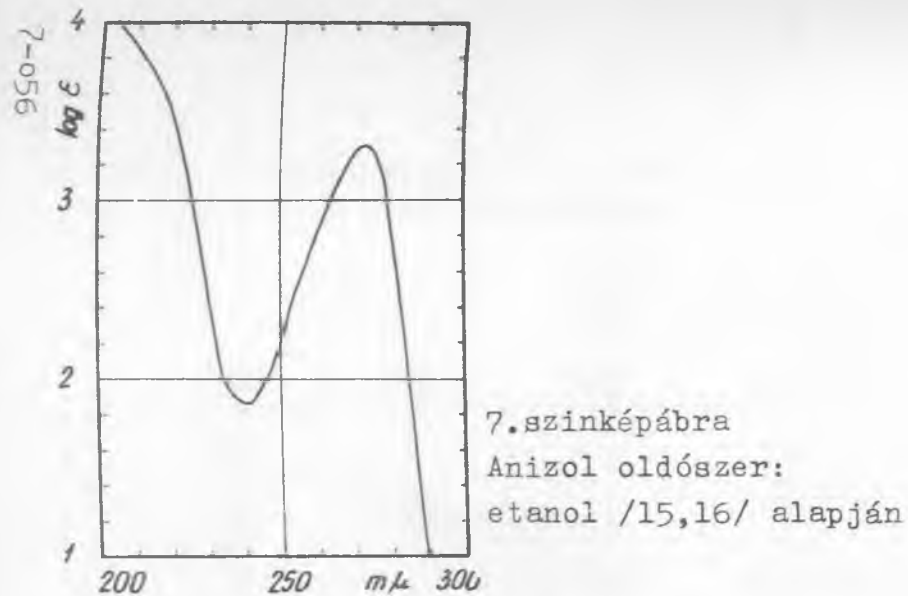


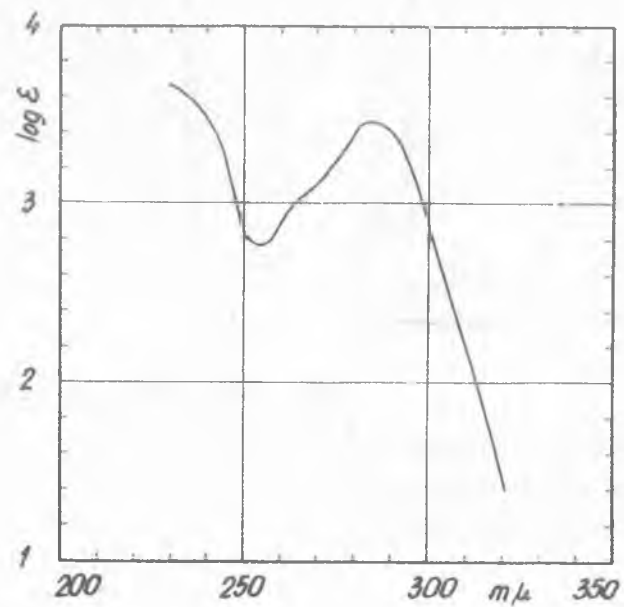
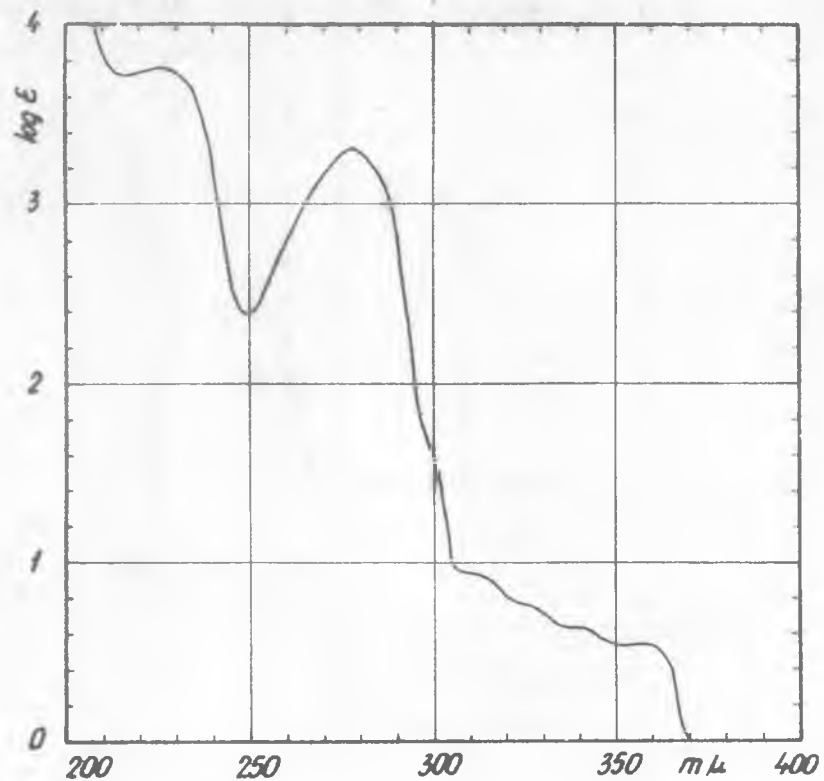
3. szinképára
2-Benzoilaminociklohexanol
cisz - - - - -
transz —————
oldószer: etanol

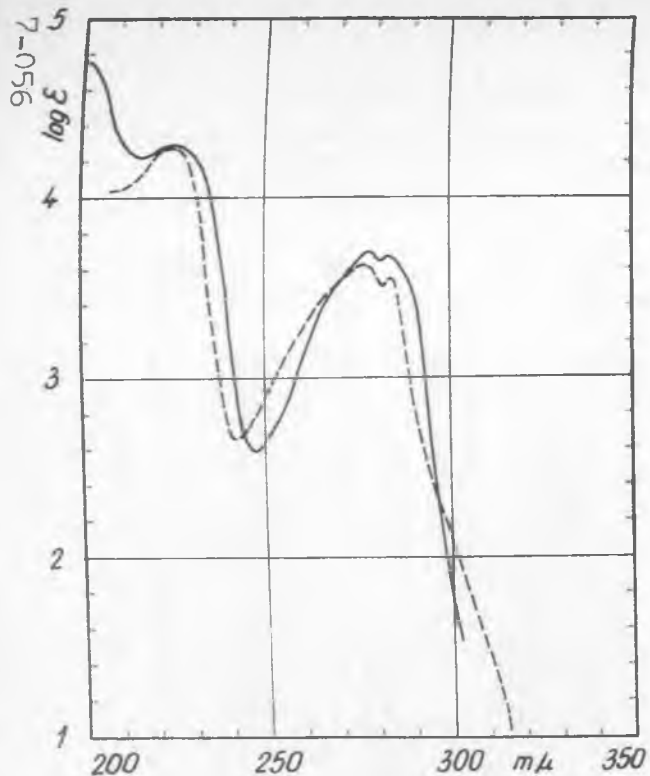


5.szinképára
2-Benzoilaminociklohexanol
cisz - - - - -
transz —————
oldószer: etanol

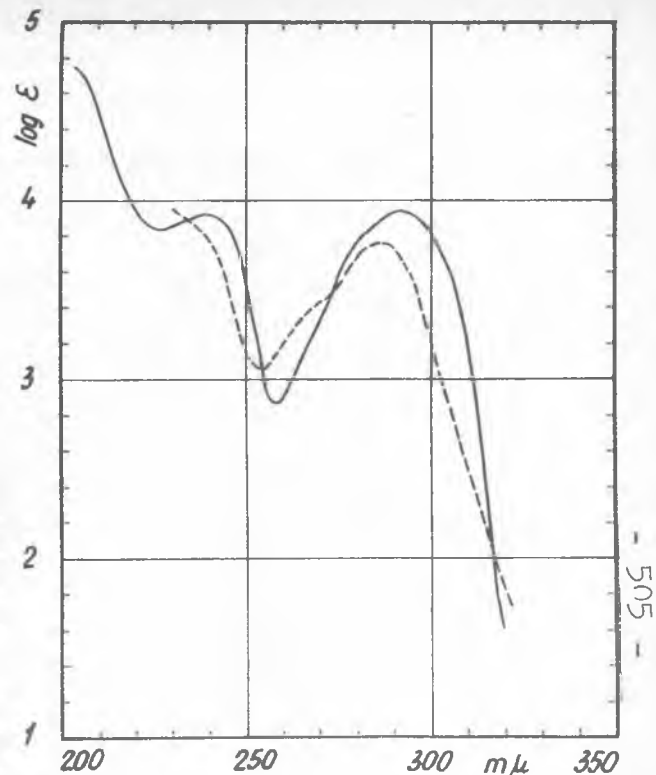
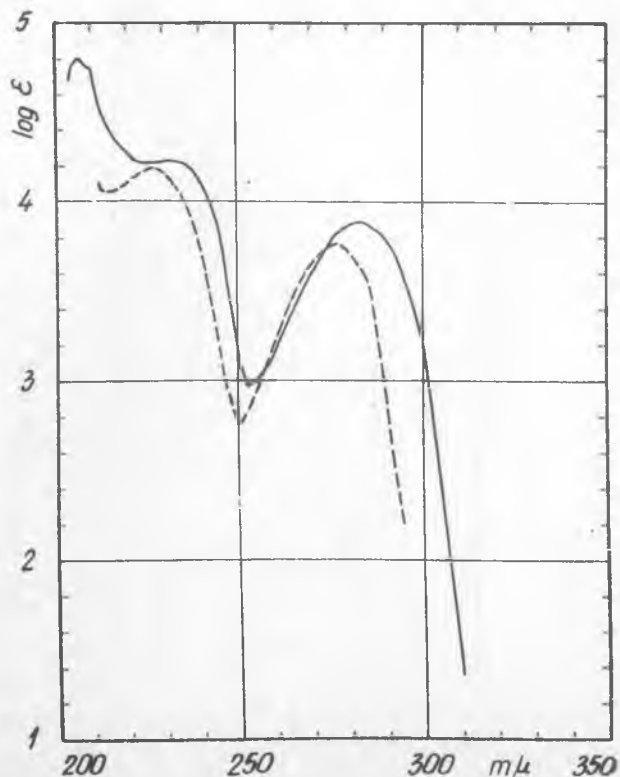






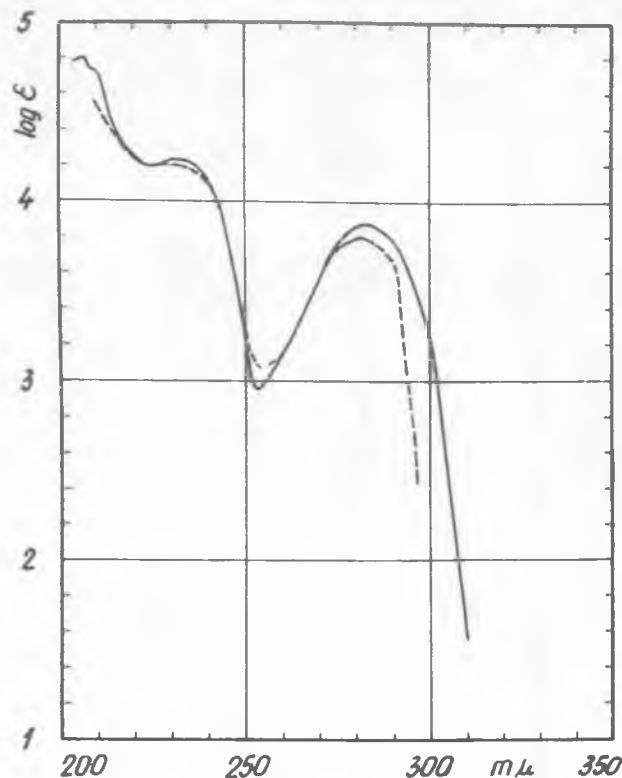


14.szinképára
diizohomogenol / / —
4-propilveratrol / 2 mól / - -
oldószer: etanol

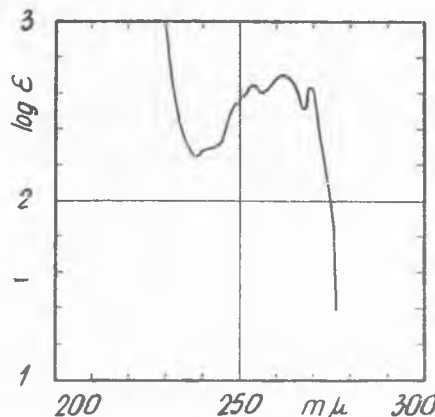
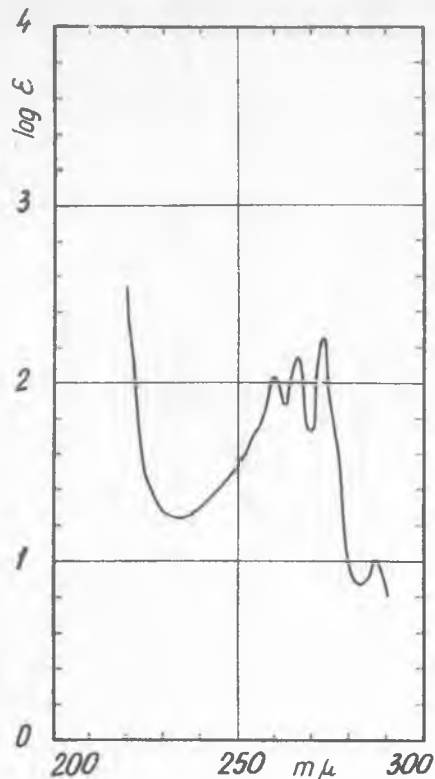


15.szinképára
diizoszaftrol / / —
oldószer: etanol
dihidroszaftrol / 2 mól / - -
oldószer: hexán

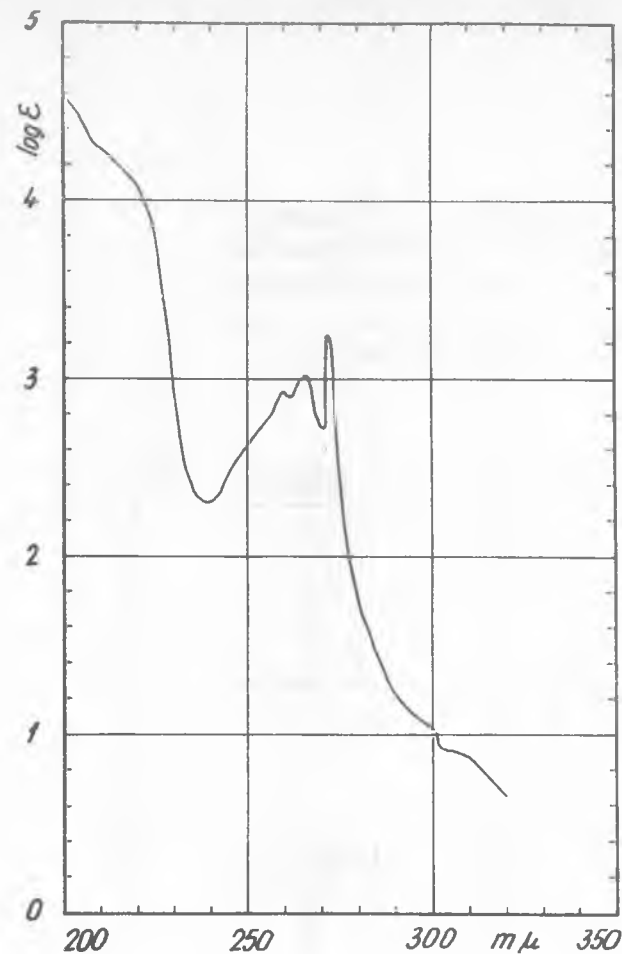
17.szinképára
indán oldószer:
hexán /13/ alapján



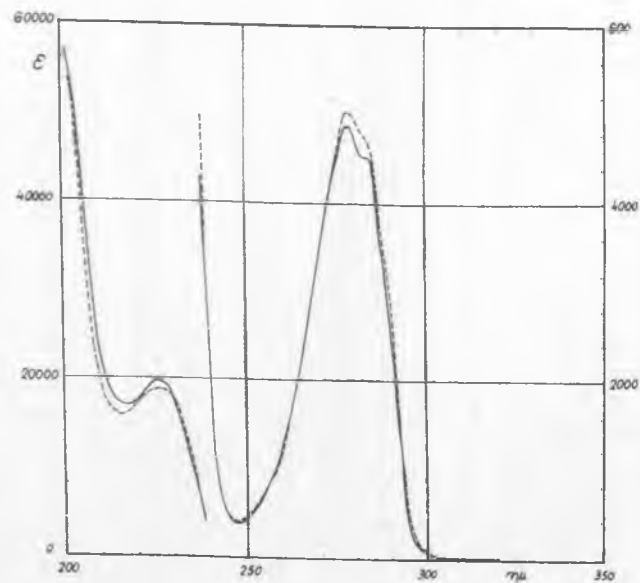
16.szinképára
diizohomogenol / / —
3,4,3',4'-tetrametoxidifenilmetán -
oldószer: etanol



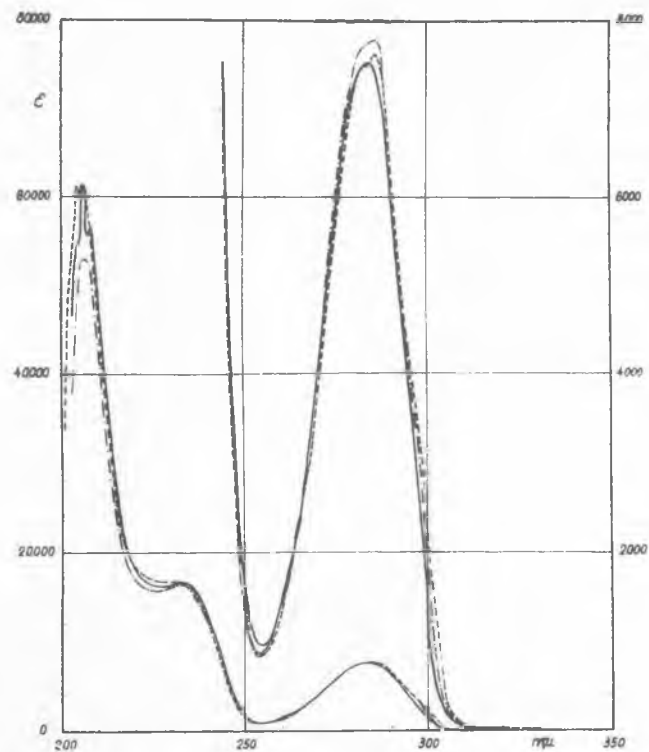
18.szinképára
difenilmetán oldószer:
etanol /14/ alapján



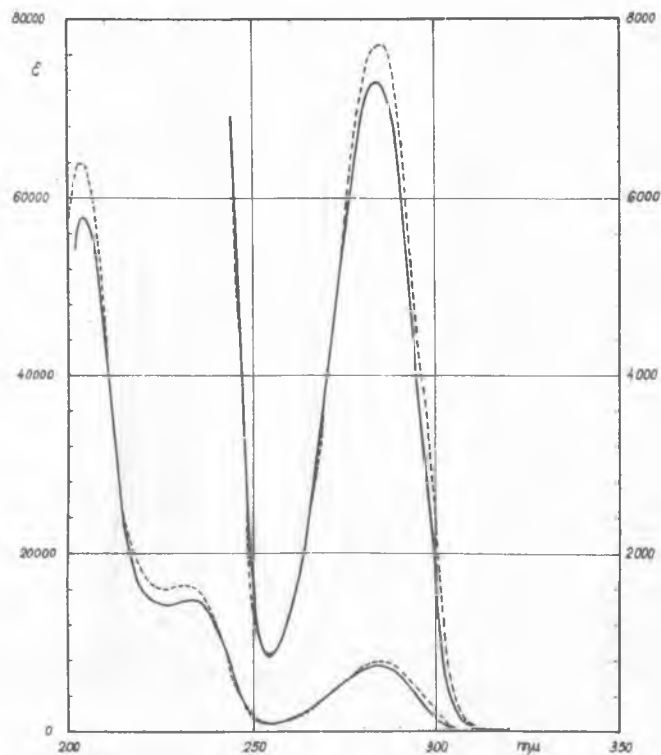
19.szinképára
metronol oldószer: etanol



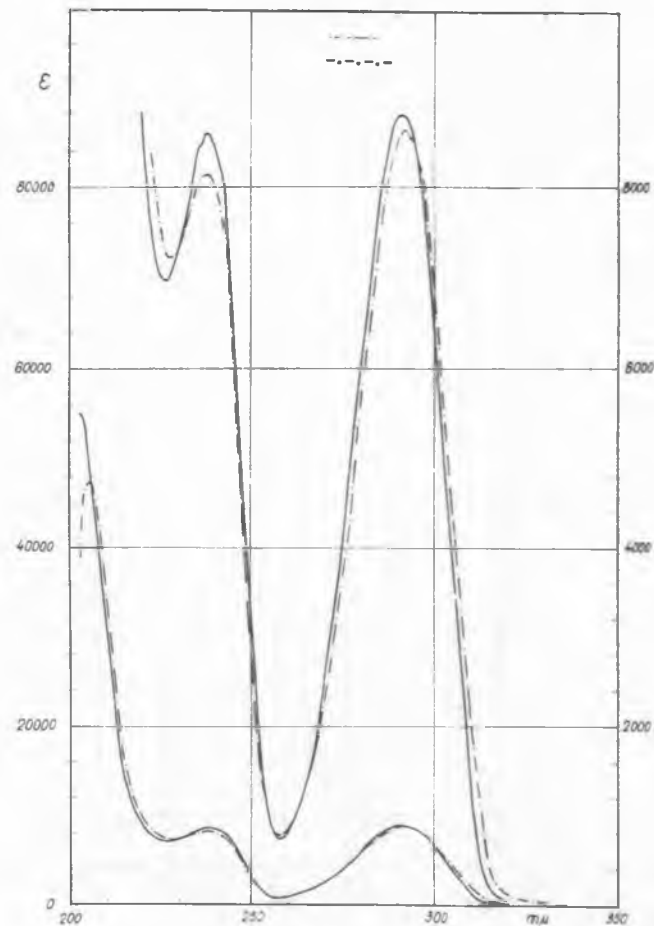
20.szinképára
Metanetol izomerek szinképe
transz-transz —
cisz-cisz - - -
oldószer: etanol



21.szinképára
Diizohomogenol izomerek szinképe
transz-transz —
cisz-cisz - - -
transz-cisz -.-.-
Oldószer: etanol



22.szinképára
Diisoeugenoldietiléter izomerek szinképe
transz-transz——
cisz-cisz - - - -
oldószer: etanol



23.szinképára
Diizoszaafrol izomerek szinképe
transz-transz——
transz-cisz -.-.-
cisz-cisz - - - -
oldószer: etanol

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

A Rossi-görbe első szakaszának menete különböző abszorbensek esetén II.

Irta: Nagy László

I.

A kozmikus sugárzás lágy komponense által kiváltott záporokra vonatkozólag több szerző [1-3] kísérletileg megállapította, hogy a záporképzés hatáskeresztmetszete a záporképző anyag rendszámának négyzetével arányos atomonként. Hu Chien Shan [2] az abszorbensek vastagságát nZ^2 formában fejezte ki, ahol n az atomok száma per cm^2 és Z az abszorbens rendszáma. A különböző abszorbenseknél az észlelt záporok számai nZ^2 függvényében egy csaknem egyenes vonalra estek.

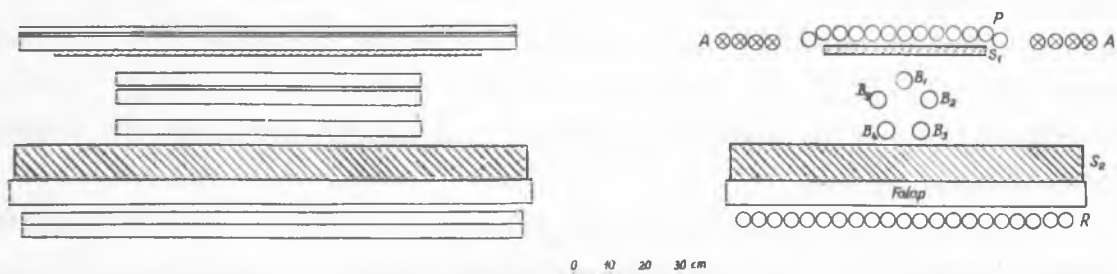
Arley [4] számításai és Trumpy [5] foton komponensre vonatkozó kísérleti vizsgálatai szerint azonban a különböző anyagokra felvett Rossi-görbék nem esnek egybe, hanem már egészen kis vastagságoknál is szétválnak. Arley véleménye szerint a Hu által kapott görbék azért eshettek egybe a különböző anyagokra, mert Hu nem tisztán a lágy komponens záporait vizsgálta, hiszen kísérletében a mezon komponens is létrehozott záporokat és ezek elmoshatták a görbék szétválását.

Jánossy [6] azonban abban látta az ellentmondás magyarázatát, hogy Arley számításai és Trumpy kísérletei kis záporokra vonatkoztak, míg a szokásos GM-csőves számlálóberendezések által észlelt záporok sok részecskéjűek. Korábbi mérésünkben [7] Hu eredményével azonos eredményre jutottunk: kis abszorbens vastag-

ságoknál a különböző anyagokra kapott átmeneti görbék egybe estek, majd nagyobb vastagságoknál szétváltak. Ezen mérés során berendezésünk együtt számolta a kemény és lágy komponens által keltett záporokat. Arley fentemlített feltevésének helyességét vagy helytelenségét azonban csak a két komponens által keltett záporok külön-külön regisztrálásával lehet megvizsgálni. Ezért /és más céllal is/ úgy egészítettük ki berendezésünket, hogy a kozmikus sugárzás egyes komponensei által keltett záporokat szétválassza.

II.

Berendezésünk - kis módosításoktól eltekintve - azonos volt azzal, melyet egy más alkalommal részletesen leírtunk [8]. Ezért e helyütt csak rövid ismertetésre szorítkozunk.



1. ábra

Az abszorbensok és a GM-csövek elrendezése az 1. ábrán látható. Az 5 db B cső egyidejű megszólalása jelezte, hogy a felette lévő S_1 abszorbensben olyan zápor keletkezett, melynek ionizáló részecskéi közül legalább egy-egy áthaladt egy-egy B csövön. A $(B_1 B_2 B_3 B_4 B_5)$ koincidenciákat ötös koincidencia berendezés regisztrálta. Az S_1 két oldalán elhelyezett párhuzamosan kötött A csöveket antikoincidenciába kapcsoltuk az ötös koincidenciával. Így az antikoincidencia berendezés azokat az ötös koincidenciákat jelezte, amelyeket nem kísért az A csövek kislülése, vagyis a záport kiváltó részecskével egyidejűleg nem

érkezett az A csöveket megszólaltató ionizáló részecske. Ezzel kizártuk a sűrű légizáporok befolyását a görbék menetére [8].

Az antikoincidencia berendezés jeleit kettes koincidenciába kapcsoltuk úgy a párhuzamosan kötött P csövekkel, mint az ugyancsak párhuzamosan kötött R csövekkel. A P illetve R csövekhez tartozó kettes keverők tehát jelezték, ha a regisztrált záport ionizáló részecske, illetve a 10 cm vastag S_2 ólomabszorbensen áthatolni képes mezon váltotta ki.

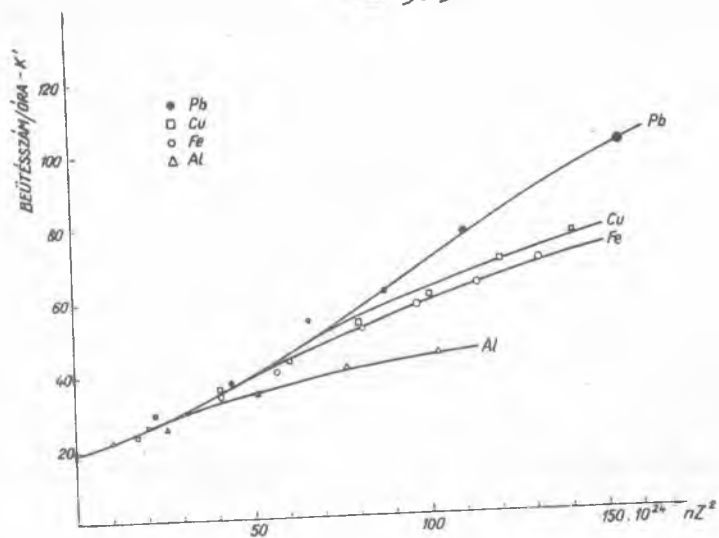
S_1 abszorbensül alumíniumot, vasat, rezet és ólmot használtunk.

A mérés eredményeit az I. táblázatban foglaltuk össze. A nagybetűkkel jelzett oszlopok a következő események óránkénti számát, valamint az egyszeres statisztikai hibát jelzik:

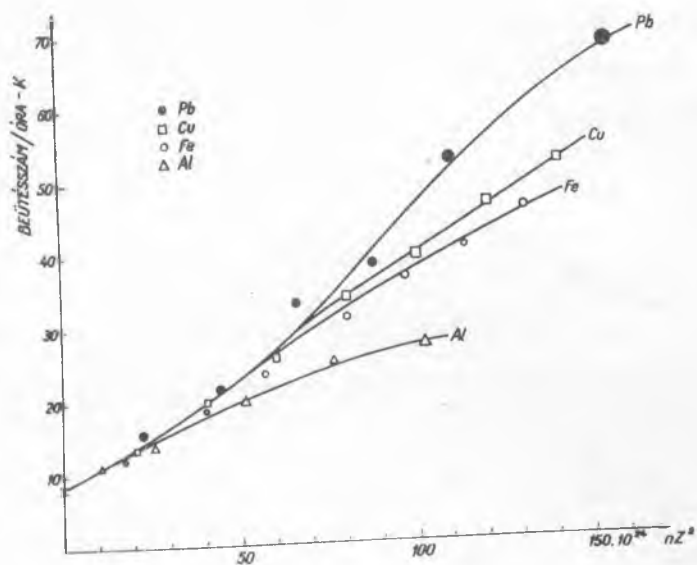
- K': $(B_1 B_2 B_3 B_4 B_5)$ ötös koincidenciák;
- K: $(B_1 B_2 B_3 B_4 B_5 - A)$ antikoincidenciák, vagyis a kemény és lágy komponensek összes záporainak a számai, amelyeket nem kísért az A csövek kisülése;
- I: (KP) kettes koincidenciák, vagyis az ionizáló részecskék záporainak számai;
- M: (KR) kettes koincidenciák, vagyis a mezonok által kiváltott záporok számai;
- E: az I és M kettes koincidenciák különbségei, vagyis az elektronok által kiváltott záporok számai;
- F: a K és I események különbségei, tehát a fotonok által kiváltott záporok számai.

I. T á b l á z a t

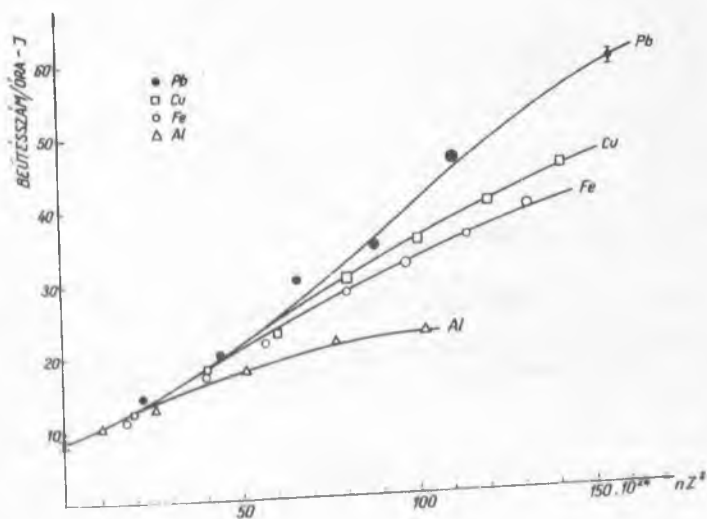
Abszor- bens	cm	$nZ^2/10^{24}$	Mérési idő (óra)	K'	K	I	M	E	F
Abszorbens nélkül			109	$19,3 \pm 0,4$	$8,6 \pm 0,3$	$8,4 \pm 0,3$	$1,6 \pm 0,1$	$6,8 \pm 0,2$	$0,2 \pm 0,04$
Al	1,0	10,3	91	$22,5 \pm 0,5$	$11,1 \pm 0,3$	$10,5 \pm 0,3$	$2,0 \pm 0,1$	$8,5 \pm 0,3$	$0,6 \pm 0,1$
	2,5	25,7	90	$25,8 \pm 0,5$	$13,8 \pm 0,4$	$12,9 \pm 0,4$	$2,6 \pm 0,2$	$10,3 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,1$
	5,0	51,3	93	$34,3 \pm 0,6$	$20,0 \pm 0,5$	$17,7 \pm 0,4$	$4,2 \pm 0,2$	$13,4 \pm 0,4$	$2,3 \pm 0,2$
	7,5	77,0	139	$40,7 \pm 0,5$	$25,1 \pm 0,4$	$21,4 \pm 0,4$	$5,4 \pm 0,2$	$16,1 \pm 0,3$	$3,7 \pm 0,2$
	10,0	102,7	90	$43,9 \pm 0,7$	$27,4 \pm 0,6$	$22,5 \pm 0,5$	$5,6 \pm 0,2$	$16,9 \pm 0,4$	$5,0 \pm 0,2$
Fe	0,3	17,2	92	$23,5 \pm 0,5$	$12,0 \pm 0,4$	$11,1 \pm 0,3$	$1,9 \pm 0,1$	$9,2 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,1$
	0,7	40,1	107	$33,7 \pm 0,6$	$18,7 \pm 0,4$	$17,0 \pm 0,4$	$3,3 \pm 0,2$	$13,7 \pm 0,4$	$1,7 \pm 0,1$
	1,0	57,3	107	$39,9 \pm 0,6$	$23,9 \pm 0,5$	$21,5 \pm 0,4$	$3,9 \pm 0,2$	$17,6 \pm 0,4$	$2,4 \pm 0,2$
	1,4	80,2	139	$50,6 \pm 0,6$	$31,2 \pm 0,5$	$28,0 \pm 0,4$	$5,3 \pm 0,2$	$22,7 \pm 0,4$	$3,3 \pm 0,2$
	1,7	97,4	93	$56,9 \pm 0,8$	$36,6 \pm 0,6$	$31,5 \pm 0,6$	$6,2 \pm 0,3$	$25,2 \pm 0,5$	$5,1 \pm 0,2$
	2,0	114,6	155	$62,1 \pm 0,6$	$40,8 \pm 0,5$	$35,0 \pm 0,5$	$6,7 \pm 0,2$	$28,3 \pm 0,4$	$5,8 \pm 0,2$
	2,3	131,8	103	$68,3 \pm 0,8$	$46,1 \pm 0,7$	$38,8 \pm 0,6$	$8,3 \pm 0,3$	$30,5 \pm 0,5$	$7,3 \pm 0,3$
Cu	0,3	20,2	158	$26,4 \pm 0,4$	$13,5 \pm 0,3$	$12,6 \pm 0,3$	$2,3 \pm 0,1$	$10,3 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,1$
	0,6	40,3	111	$36,0 \pm 0,6$	$20,0 \pm 0,4$	$18,3 \pm 0,4$	$3,5 \pm 0,2$	$14,8 \pm 0,4$	$1,8 \pm 0,1$
	0,9	60,5	93	$42,8 \pm 0,7$	$25,8 \pm 0,5$	$22,8 \pm 0,5$	$4,0 \pm 0,2$	$18,8 \pm 0,4$	$3,0 \pm 0,2$
	1,2	80,6	88	$52,8 \pm 0,8$	$34,1 \pm 0,6$	$29,9 \pm 0,6$	$5,5 \pm 0,3$	$24,4 \pm 0,5$	$4,2 \pm 0,2$
	1,5	100,8	87	$59,5 \pm 0,8$	$39,7 \pm 0,7$	$34,8 \pm 0,6$	$6,4 \pm 0,3$	$28,4 \pm 0,6$	$4,9 \pm 0,2$
	1,8	120,9	110	$68,8 \pm 0,8$	$46,5 \pm 0,7$	$39,6 \pm 0,6$	$8,2 \pm 0,3$	$31,4 \pm 0,5$	$6,9 \pm 0,3$
	2,1	141,1	138	$75,7 \pm 0,7$	$52,3 \pm 0,6$	$44,0 \pm 0,6$	$8,8 \pm 0,3$	$35,2 \pm 0,5$	$8,4 \pm 0,2$
Pb	0,1	22,2	109	$29,1 \pm 0,5$	$15,6 \pm 0,4$	$14,5 \pm 0,4$	$2,6 \pm 0,2$	$11,9 \pm 0,3$	$1,2 \pm 0,1$
	0,2	44,3	86	$37,0 \pm 0,7$	$21,8 \pm 0,5$	$20,0 \pm 0,5$	$3,3 \pm 0,2$	$16,7 \pm 0,4$	$1,8 \pm 0,1$
	0,3	66,5	189	$53,4 \pm 0,5$	$33,2 \pm 0,4$	$29,9 \pm 0,4$	$5,0 \pm 0,2$	$24,9 \pm 0,4$	$3,3 \pm 0,1$
	0,4	88,7	132	$60,2 \pm 0,7$	$38,5 \pm 0,5$	$34,3 \pm 0,5$	$5,6 \pm 0,2$	$28,8 \pm 0,5$	$4,2 \pm 0,2$
	0,5	110,8	80	$76,0 \pm 1,0$	$52,6 \pm 0,8$	$45,5 \pm 0,8$	$7,7 \pm 0,3$	$37,8 \pm 0,7$	$7,1 \pm 0,3$
	0,7	155,2	61	$99,7 \pm 1,3$	$68,1 \pm 1,1$	$58,3 \pm 1,0$	$9,4 \pm 0,4$	$48,9 \pm 0,9$	$9,8 \pm 0,4$



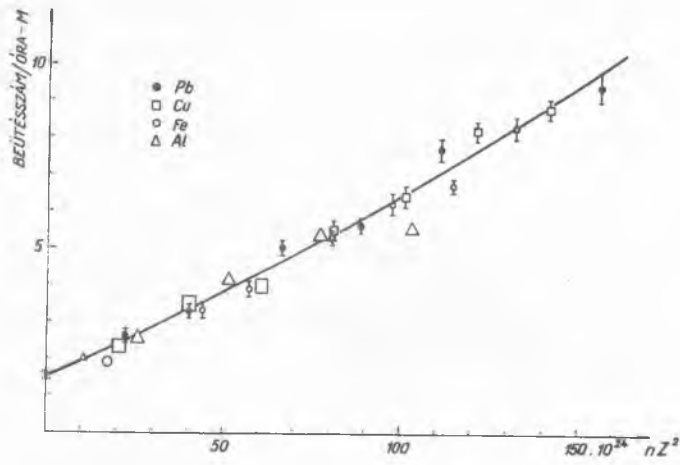
2. ábra



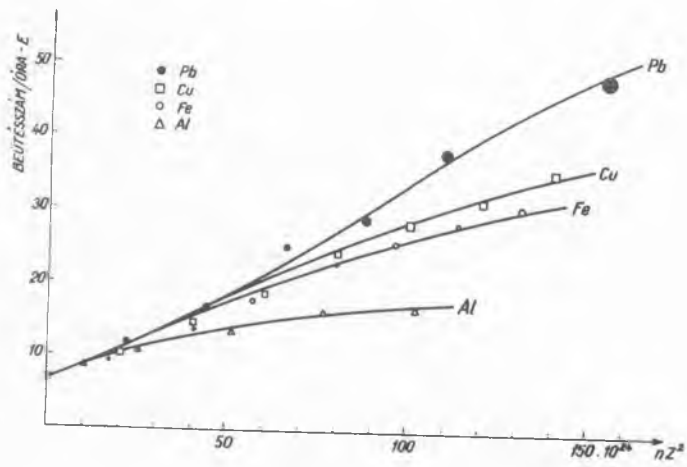
3. ábra



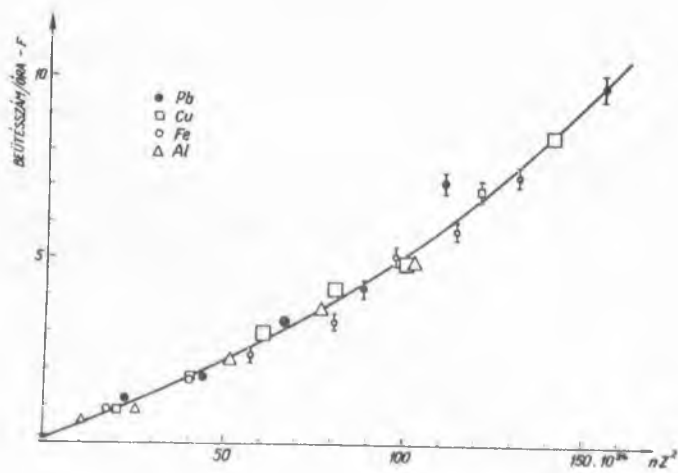
4. ábra



5. ábra.



6. ábra

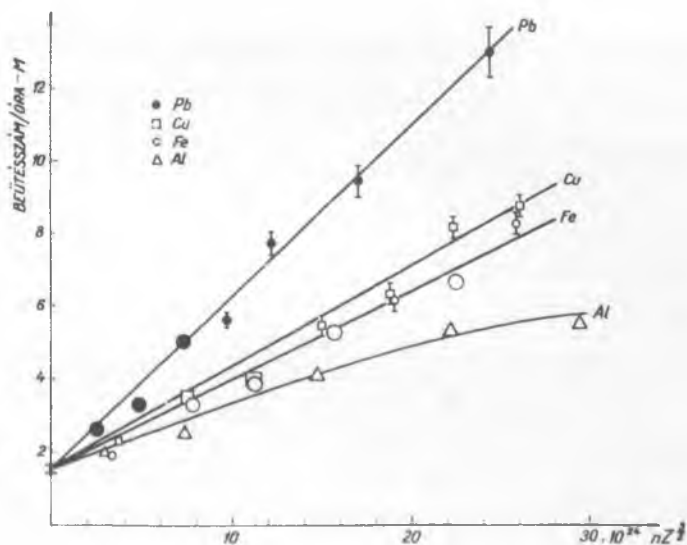


7. ábra

Ezen események számát, mint az nZ^2 -ben kifejezett abszorbensvastagságok függvényét a 2-7. ábrákon rajzoltuk fel. A beütésszámok jelzéseinek a magassága a kétszeres statisztikai hibának felel meg.

Az ábrákon látható, hogy kis vastagságoknál a különböző abszorbensekre kapott pontok egy vonalra esnek, majd később szétválnak és annál magasabban fekszenek, minél nagyobb az abszorbens rendszáma. Ezen eredményünk valószínűvé teszi, hogy Arley számításainak érvényessége legfeljebb csak kis záporokra terjed ki.

Említésre méltó, hogy a mezonok által kiváltott záporokra vonatkozó beütésszámok a különböző anyagokra egy vonalon fekszenek /5. ábra/. Hogy itt is határozott Z^2 -tel való arányosság áll fent, jól bizonyítja a 8. ábra, ahol a különböző abszorbensek vastagságát nZ^2 egységek helyett $nZ^{\frac{2}{3}}$ egységekben mértük fel és ahol a görbék kis vastagságoknál is szétválnak és a szétválás szignifikáns.



8. ábra

Végezetül: a berendezést állandó ellenőrzésnek vetettük alá. Az erre vonatkozó módszerek közül kettőt röviden ismertettünk.

A P és R csövek elektronikus egységeibe e csövek jelei helyett két db B cső /pl B_1 és B_2 / jeleket vittük be. Ha ugyanekkor az A csöveket működési feszültség alatti feszültségre kapcsoljuk, akkor minden végfokozat egyforma beütésszámot kellett jelezzen, ha a berendezés jó. Ugyanis ilyenkor minden $(B_1 B_2 B_3 B_4 B_5)$ koincidencia esemény alkalmával a P és R csövekhez tartozó kettes keverők is jelet kaptak egyrészt B_1 , illetve B_2 csövektől, másrészt az A csövek működésén kívül helyezése miatt a koincidencia-berendezéssel együttfutó antikoincidencia-berendezéstől.

Az A csövek helyett valamelyik B csövet az antikoincidencia-berendezés felé is dolgoztattuk. Ilyenkor az antikoincidencia-berendezés, következésképpen a P és R csövekhez tartozó kettes keverők nem számolhattak.

x x x

Köszönetünket fejezzük ki Jánossy Lajos professzornak munkánk irányításáért. Az elektronikus egységeket Erbszt Herman, a mechanikai munkákat Kurtha Géza vezetése alatt álló műhely készítette.

x x x

I r o d a l o m

- [1] J.E. Morgan és W.M. Nielsen, Phys.Rev. 50, 882, 1936;
W.M. Nielsen és J.E. Morgan, Phys.Rev. 52, 568, 1937
- [2] Hu Chien Shan, Proc.Roy.Soc. A. 158, 581, 1937;
Hu Chien Shan, B.B. Kisilbasch és D.Ketiladge, Proc.
Roy.Soc. A. 161, 195, 1937
- [3] J. Clay és H.K.J. Jonker, Physica 7, 921, 1940
- [4] N. Arley, Proc. Roy.Soc. A. 168, 519, 1938;
N. Arley és B. Eriksen, D. Kgl. Danske Vidensk. Selskab,
Mat.-fys. Medd. 17, 11, 1940
- [5] B. Trumphy, D. Kgl. Danske Vidensk. Selskab, Mat.-fys.
Medd. 20, 6, 1943
- [6] L. Jánossy, Cosmic Rays, Oxford, 1952, 265. oldal
- [7] Nagy L., KFKI Közleményei 3, 142, 1955
- [8] Nagy L., Kandidátusi értekezés, 1956, IV. fejezet;
L. Jánossy és L. Nagy, Acta Phys. Hung. 6, 467, 1957

Érkezett 1957. jan. 23.

AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: FARAGÓ PÉTER

Atommag-kvadrupolspektroszkópia ultrarövid hullámokon

Irta: Hedvig Péter és Pavlicsek István

1950-ben Dehmelt és Krüger [1] újfajta rádiófrekvenciás spektrumot fedeztek fel. Szilárd halmazállapotú trans-dichlor-ethylent 35 MC rövidhullámokkal besugározva minden külső mágnes-tér alkalmazása nélkül éles rezonancia-abszorpciót tapasztaltak. A rezonanciagörbék frekvenciája

$$35,40 \pm 0,01 \text{ MHz}$$

$$27,96 \pm 0,01$$

félértékszélessége 10 kHz volt. Pound [2] /1950/ ezt a jelenséget, mint a paramágneses magrezonancia speciális esetét tárgyalta, ha a külső mágnes-tér zérus. Ezután számos szerző foglalkozott a problémával, több anyagon kimutatták a rezonanciát, és ma már úgy tartják számon ezt a módszert, mint a radiospektroszkópia egy igen sokatigérő ágát.

A kvadrupolspektrum létrejötte

Ha egy I spinű mag, melynek eQkvadrupólmomentuma van, inhomogén elektromos térbe kerül, akkor energiaoperátora a következő alakban írható fel /Krüger, 1950 [3]/

$$H = \frac{eQ}{2I(I+1)} \left[\mathcal{I}_x^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \mathcal{I}_y^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \mathcal{I}_z^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right] \quad /1/$$

Itt φ az inhomogén elektromos tér potenciálja a vizsgálandó mag helyén, I a magspin, eQ a mag-kvadrupolmomentum, I_x , I_y , I_z az impulzuszimmetria-operátor komponensei /főtengelyrendszerben/.

Ilyen homogén elektromos tér minden molekulában van: Az elektronfelhő tere. Sok esetben ez a tér olyan, hogy gradiense forgásszimmetriát mutat. Ez azt jelenti, hogy

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \quad /2/$$

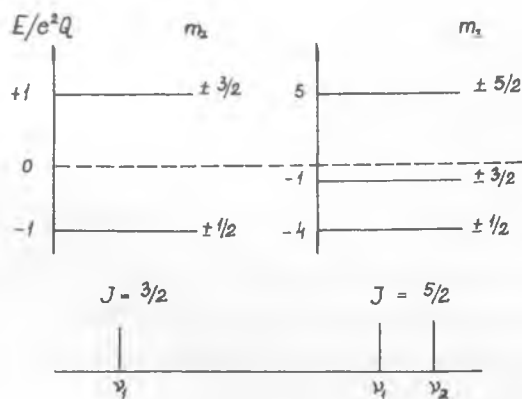
Ebben az esetben az energiasajátértékek:

$$E = \frac{eQ}{4I(2I-1)} \left[3m_z^2 - I(I+1) \right] \quad /3/$$

Itt $m_z = \pm 1/2, \pm 3/2, \dots$

Az energianívók sematikus képe az 1. ábrán látható.

$I = 3/2$ magspin esetén két energianívó adódik, $I = 5/2$ esetén három, $I = 7/2$ esetén négy /4/ stb. Ha az anyagmintát rádiófrekvenciás mágnes-térbe helyezzük, akkor a rádiófrekvenciás tér mágneses



1. ábra

dipolsugárzást indíthat a $\Delta m_z = \pm 1$ kiválasztási szabály szerint. Ez $I = 3/2$ esetén egy, $I = 5/2$ esetén pedig két spektrumvonalat eredményez. $I = 3/2$ esetben a spektrumvonal frekvenciája:

$$\nu_1 = \frac{1}{2h} eQ \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \quad /4/$$

Dehmelt és Krüger az $I = 3/2$ spinű Cl^{35} és Cl^{37} izotopra megmérték a $\nu_1^{(35)}$ és $\nu_1^{(37)}$ frekvenciákat [4]. Ezek aránya megegyezik a magok kvadrupolmomentumának arányával, ha feltételezzük, hogy a

térgradiens mindkét mag helyén ugyan az. Valóban egyezést találtak az egyéb /hyperfinom struktura/ módszerrel mért eredményekkel. Látható, hogy a kvadrupolspektroszkópia segítségével egyrészt a mag-kvadrupolmomentumok vizsgálatára, másrészt pedig a szilárd testben létrejövő elektromos tér vizsgálatára nyílik alkalom.

A kvadrupol-nívók között természetesen nemcsak mágneses dipol-átmeneteket, hanem elektromos kvadrupol-átmeneteket is létrehozhatnánk. Ezekre vonatkozóan azonban az átmeneti valószínűség oly kicsiny, hogy kísérleti kimutatásukra jelenleg még nincs lehetőség.

A molekulák jó részénél még közelítőleg sem teljesül a /2/ feltétel, tehát az elektromos térgradiens eltér a forgásszimmetriától. Az eltérés mértéke legyen

$$\varepsilon = \left| \frac{\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2}}{\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2}} \right| \quad /5/$$

Ha $|\varepsilon| \ll 1$, azaz a térgradiens csak kis mértékben tér el a forgásszimmetriától, akkor Krüger [3] szerint az energiasajátértékekre $I = 3/2$ esetben

$$E = \pm E^{(0)} \left(1 + \frac{1}{6} \varepsilon^2 \right) \quad /6/$$

Itt $E^{(0)}$ a forgásszimmetrikus esetre vonatkozó energiasajátérték.

Érdekes eltérés a hengerszimmetrikus esettől az, hogy a $\psi_{\pm 1/2}$, $\psi_{\pm 3/2}$ impulzusmomentum - sajátfüggvények keveredése miatt nemcsak a szimmetriatengelyre merőleges rádiófrekvenciás mágnes-tér hozhat létre átmeneteket, hanem az azzal párhuzamos is. Továbbá az is kiderül [3], hogy $I = 5/2$ esetben az $\pm 1/2 \rightarrow \pm 5/2$ átmenet is létrejöhet, ($\Delta m_z = 2$). Ennek intenzitása azonban a számítások szerint igen kicsiny, így még nem is sikerült eddig kísérletileg észlelni.

Zeeman felbomlás

Láttuk, hogy a kvadrupoltermek kétszeresen degeneráltak, a $+1/2$, $-1/2$ stb. értékekhez tartozó energianívók összeesnek. Gyenge mágnes tér /10-50 Oersted/ alkalmazása esetén ezek a termek felbomlanak. Egykristály alkalmazása esetén ez a felbomlás a spektrumvonal felhasadása útján észlelhető.

A spektrumvonal felhasadása természetesen a μ_I magmomentumtól függ. Ha a mágnes tér az elektromos térgradiens szimmetriatengelyébe mutat, forgásszimmetrikus esetben a termfelhasadás:

$$\Delta E_{m_z} = \frac{\mu_I}{I} \mathcal{H}_z m_z \quad /7/$$

A spektrumvonal felhasadása

$$\Delta \nu = \frac{2}{h} \frac{\mu_I}{I} \mathcal{H}_z \quad /8/$$

Látható, hogy a magspin ismeretében a H_z külső mágnes teret és a $\Delta \nu$ felhasadást mérve meghatározhatjuk a mag mágneses momentumát.

Ha az elektromos térgradiens eltér a forgásszimmetriától, a Zeeman struktúra is megváltozik. Mindenesetre, ha az eltérés kicsiny, ($|\xi| \ll 1$), akkor a Zeeman felbomlás sem változik észlelhető mértékben.

Kísérleti módszer

A kvadrupolátmenetek létrehozására a mérendő anyagot egy nagyfrekvenciás oszcillátor tekercsére helyezzük. A létrejövő mágneses dipolátmenetek következtében, rezonancián az anyag makroszkopikus szuszceptibilitása megváltozik. A komplex szuszceptibilitás imaginárius komponensére Bloembergen /1948/ [5] szerint

$$\chi'' \sim \frac{N \mu_I^2}{k T} \cdot \frac{\nu_r}{\Delta \nu_{1/2}} \quad /9/$$

Itt $\Delta\nu_{1/2}$ a spektrumvonal félértékszélessége, ν_r a rezonanciafrekvencia, μ_I a mag mágneses momentuma, N a magok száma a térfogategységben, T az abszolút hőmérséklet.

Ahhoz tehát, hogy nagy legyen a makroszkopikus változás, az kell, hogy

a/ ν_r nagy legyen, azaz nagy legyen az $eQ \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}$
"kvadrupól kötési konstans"

b/ alacsony legyen a hőmérséklet

c/ nagy legyen a mag mágneses momentuma.

A számítások azt mutatják, hogy a gyakorlatban előforduló anyagoknál ez a szuszceptibilitás-változás igen kicsiny, a paramágneses magrezonanciánál tapasztalható értékeknek mintegy 1/20-része. Ezért olyan kísérleti technika szükséges, melynek érzékenysége tulszárnyalja a magrezonanciánál alkalmazott módszereket.

A magrezonancia kimutatására a következő eljárások ismertek:

a/ Hidmódszer

b/ Bloch indukciós módszere [6]

c/ Autodyne módszer [7]

d/ Szuperregeneratív módszer.

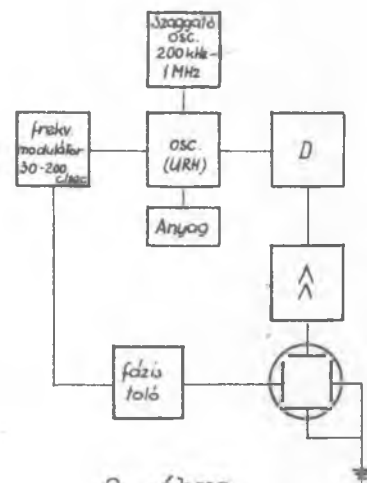
A módszerekre mai napig sincs kielégítő összehasonlító becslés az érzékenység szempontjából. A kvadrupól-rezonancia céljaira mindenesetre csak a c/ és d/-ben megjelölt ut járható, mert ultrarövid és deciméteres hullámokon hid készítése igen komplikált feladat. Indukciós módszer pedig itt még kevésbé látszik megvalósíthatónak.

Az Autodyne és szuperregeneratív módszer előnyei és hátrányai között megoszlanak a vélemények. Az Autodyne nem olyan érzékeny, de a spektrumvonalat alakhűen reprodukálja. A szuperregeneratív vevő érzékenyebb, de a spektrumvonalat erősen eltorzítja.

A továbbiakban a szuperregeneratív módszerrel foglalkozunk. Egyrészt azért, mert a kvadrupólspektroszkopiában majdnem kizárólag ezt használják, másrészt pedig azért, mert a téma in-

dulásakor az érzékenység biztosítása a fő feladat, - később lehet majd olyan problémákkal foglalkozni, mint a spektrumvonal alakjának vizsgálata.

Szuperregeneratív elven működő kvadrupolspektrométer elvi vázlatát a 2. ábrán láthatjuk. Az ultrarövid hullámu oszcillátor rezgéseit egy szaggató oszcillátor periodikusan leszakítja. Az URH oszcillátor rezgőkörének tekercsében van elhelyezve az anyagminta. Az oszcillátort frekvenciában moduláljuk. A detektálás /D/ után megjelenő spektrumvonalat katódsugár-oszcilloszkop ernyőjére rajzolhatjuk. A sávszélesség csökkentésére és így az érzékenység növelésére természetesen itt is lehetőség van, ha az oszcilloszkop helyébe mechanikus írószerkezetet kapcsolunk, melyet fázisérzékeny, "Lock-in" detektor mozgat.

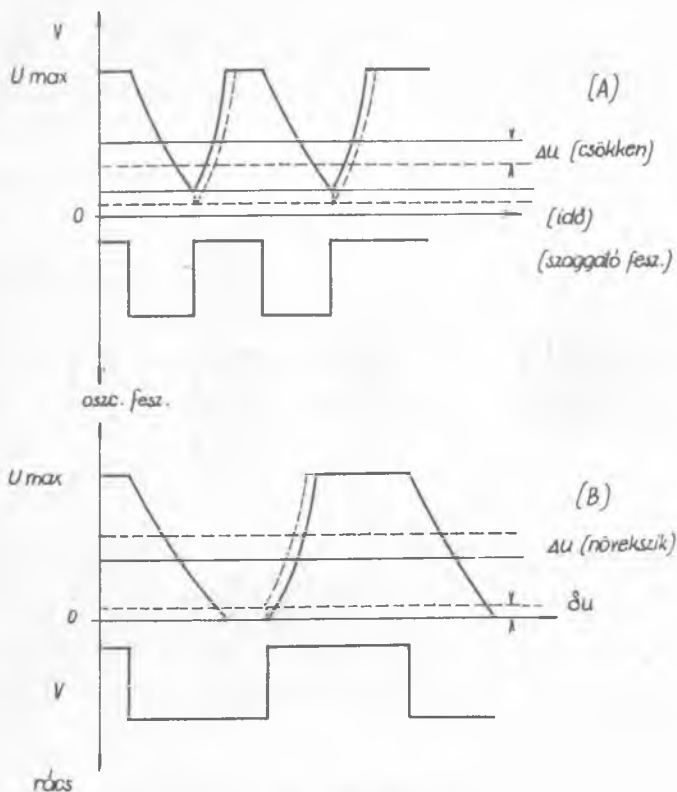


2. ábra

A detektor után kapcsolt erősítő átviteli sávjának olyannak kell lennie, hogy a frekvenciamoduláció ütemében elkerülhetetlenül fellépő amplitúdómodulációt levágja /alulvágás/. Ezzel kiszűrtük a spektrumvonal alapharmonikusát is, spektrumvonalunk tehát elkerülhetetlenül eltorzul. Másrészt a szaggató oszcillátor zavaró rezgéseit is ki kell szűrünk /felülvágás/.

A szuperregeneratív oszcillátor működése vázlatosan a következő [8]. A szaggató oszcillátor négyszögjeleket ad az URH oszcillátor rácsára, és így a munkapont eltolásával leszaggatja a rezgést.

Az URH oszcillátortekercsen megjelenő amplitudo az anyagminta betevése előtt és után a 3. ábrán látható. Az anyagminta abszorbeáló hatása a konstans rezgési átlag amplitudot egy ΔU értékkel megcsökkenti. /3. ábra A./ Ha az impulzusok távolságát növeljük, akkor a rezgés szünetében az anyagmintában precesszáló mágneses momentumok emissziós hatására az alapnivó egy



3. ábra

δU értékkel megnövekszik. /3. ábra B./ Ez azt jelenti, hogy a rezgések időátlagos az anyagminta hatására erősen megnövekszik. Ebben áll a szuperregeneratív vevő erősítő hatása. Ez az erősítés, kedvező körülmények között $100\times$ is lehet. A szaggató frekvencia változtatásával hol az emissziót, hol az abszorpciót domboríthatjuk ki. A frekvencia csökkentésével ui. egyre inkább az emisszió jut szerephez. /1. az ábrán B./ Ilyen-

kor a spektrométer $\sqrt{\chi'^2 + \chi''^2}$ -el arányos görbét reprodukál.

A szaggatás miatt az oszcillátor nem ad harmonikusan tiszta rezgést. A szaggató frekvencia és felharmonikusai mint oldalsávok jelennek meg az oszcillátor spektrumában. Ez azt eredményezi, hogy egyetlen rezonanciagörbe helyett egy gerbesereg jelenik meg az oszcilloszkop ernyőjén. /Ha a frekvenciamoduláció lökete elég széles/. A szaggató frekvenciát változtatva az oldalsávoknak megfelelő görbék "vándorolnak", míg az alaphfrekvenciának megfelelő görbe a helyén marad. Így ez a jelenség nem zavar, ha ügyelünk arra, hogy szaggató frekvenciánk mindig jóval nagyobb legyen, mint a mérendő spektrumvonal félértékszélessége.

A szuperregeneratív oszcillátor működésének diszkutálására másutt még visszatérünk.

tük el az oszcillátor-hurok belsejében. 10 és 20 cm³ térfogatu próbatestekkel dolgoztunk, mindkettőre igen jól detektálható, mintegy 4, illetve 7 jel/zaj viszonyu spektrumvonalat kaptunk, - abszorpcióban. Az abszorpciós görbe felvételkor a segédfrekvenciát csökkentve megkaptuk a $\sqrt{\chi'^2 + \chi''^2}$ -el arányos emissziós görbét is. Ennek jel/zaj viszonya az előbbiekének mintegy 3/4-e volt.

A spektrumvonal sokszor nehezen különböztethető meg egyéb jelektől /pl. URH adóállomás, valami hangolt kör rezonancia hatása stb./. A spektrumvonal azonosítására a radio-frekvenciás mágnesztér irányában 50-100 Oersted sztatikus mágnessteret alkalmaztunk. A spektrumvonal a mágnesztér hatására kiszélesedik, majd a térintenzitást növelve egészen el is tűnik az ernyőről. /Zeeman effektus/.

Megjegyzés. Köszönetet mondunk dr. Faragó Péter tanár urnak segítségéért és tanácsaiért.

- . -

I r o d a l o m

- [1] H.G. Dehmelt, H.Krüger: Naturwiss. 37.111./1950/.
- [2] R.V. Pound: Phys. Rev. 79.685. /1950/.
- [3] H.Krüger: Z.Phys. 130. 371./1951/.
- [4] H.G.Dehmelt, H.Krüger: Z.Phys. 130. 385. /1951/
- [5] N.Bloembergen: Phys. Rev. 73.697. /1948 /
- [6] F.Bloch, W.W.Hansen, M.Packard: Phys.Rev. 69.127./1946/.
- [7] R.V.Pound: Rev.Sci.I. 21.219./1950/.
- [8] H.G.Dehmelt: Z.Phys.130.356./1951/.

Érkezett 1957. jan. 28.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Rádiófrekvenciás litiumizotóp-monochromátor

Irta: Cornides István

Litiumionokkal, mint bombázó részekkel végzendő magreakciókhoz az elmúlt hónapok során kidolgoztunk egy termikus Li-ionforrást [1], mely kellő áramerősséggel és stabilitással megfelelő hosszú ideig jól fókuszálható ionnyalábot szolgáltat. E termikus forrás előnye - egyszerűségén és kis fogyasztásán kívül - az a körülmény, hogy ionsugara homogén, gyakorlatilag 100 %-osan Li-ionokat tartalmaz s így szelektálást nem igényel. Ha azonban a két Li-izotóppal elérhető magreakciókat kísérletileg szét akarjuk választani - ami e reakciók várhatóan igen különböző volta miatt ugyancsak ajánlatos - az izotópok szeparálását meg kell oldani. Az eddig egyetlen információ hasonló problémával kapcsolatban mágneses szeparálás alkalmazását említi [2], érdemesnek látszik azonban a bizonyára kényelmesebb rádiófrekvenciás szelektálási elv [3] alkalmazását is megkísérelni. A rádiófrekvenciás tömeganalizátor kisméretű, kisigényű és - bár impulzusüzemben - mégis jelentékeny ionáramot szolgáltathat, minthogy viszonylag széles ionnyalábbal dolgozik. A következőkben a rf litiumizotóp-monochromátorra vonatkozó számításainkat közöljük.

Monochromátorként a rf analizátor rögzített frekvenciával és gyorsító feszültséggel működne, ezek összefüggését a

$$\frac{C^2}{s^2} \frac{U_g}{f^2} \frac{1}{M} = 1 \quad 1./$$

egyenlet adja meg [4], ahol $C = 5154,8 = \text{konst.}$, s az analizátor fokozatain belül a hálók távolsága, U_g az ionokat gyorsító feszültség, f a rf frekvencia, M a kiválasztott ion /izotóp/ tömegszáma.

A kiválasztott izotóp mennyiségét az átengedett ionáram-impulzus időtartamával /a periódusonként "nyitott" fázisintervallummal/ az ellentér-feszültség határozza meg. Ez utóbbi megválasztásánál a monochromátor-esetben nem kell tekintettel lenni a szelektált ion oldalsó spektrumvonalaira /maximumaira/ : az ellentér-potenciál tetszőlegesen ez utóbbiak csúcsa alá vihető s éppen ezért az analizátor méretezésénél sem kell létezésüket figyelembe venni. Másrészt viszont ügyelni kell arra, hogy a szelektált ion főmaximumára a többi ionoknak lehetőleg minimuma essek. A homogén termikus Li-ionforrás esetén bármelyik izotóp szeparálásánál csak a másik izotópot kell ebből a szempontból figyelembe venni s ez a problémát jelentékenyen leegyszerűsíti.

A kiválasztott M tömegű izotóp helyét a spektrumban /a feszültség futtatásával felvett spektrumba gondolva/ az

$$U_g / M = \frac{f^2 s^2 M}{C^2} \quad /1a./$$

egyenlet határozza meg. Maximális ionáram /ti. minimális szeparáló ellentér/ beállítása mármost akkor lehetséges, ha ennek az izotópnak főmaximumára a másiknak minimuma esik. A maximum-minimum viszonyok legjobban két fokozat esetén tekinthetők át; a jelen viszonylag egyszerű esetben várható, hogy a probléma már két fokozattal is megoldható. A meggondolásokat és számításokat a rf tömegspektrométer és optikai rács közt fennálló analógia [4] alapján aránylag könnyen elvégezhetjük.

Kétfokozatu analizátorral a maximumokat akkor kapjuk meg, ha az átfutás ideje a két fokozat között a rf periódus egész számú többszöröse, azaz ha

$$\frac{s}{v} = k \cdot \frac{1}{f} \quad /k = 1, 2, \dots/ \quad /2./$$

ahol $\underline{S}$ a fokozatok távolsága, $\underline{v}$ az ionok sebessége. A lehető legnagyobb maximumot akkor kapjuk, ha az ion sebesség és a rf frekvencia viszonya a fenti feltételen kívül az egy fokozaton való átfutás idejét optimálisnak adja, tehát ha:

$$\frac{v}{f} = \frac{2\pi}{\Delta_0} \cdot s \quad /3./$$

ahol $\Delta_0 = 2,3312$.

A két feltétel bármely ionsebességnél /annak megfelelő frekvenciával/ teljesül, ha a $\underline{S}$ és $\underline{s}$ távolságok viszonya:

$$\frac{S}{s} = k_0 \frac{2\pi}{\Delta_0} \quad /4./$$

ahol k_0 egy célszerűen választott k -érték /egész szám/.

A /3./ egyenletből adódik természetesen az $\underline{M}$ tömegű ion spektrumvonalának /főmaximumának/ helyét meghatározó /1a./ egyenlet. Az első minimumok helyét a futási időre vonatkozó

$$\frac{S}{v} = \frac{s}{v} \cdot k_0 \cdot \frac{2\pi}{\Delta_0} = /k_0 \pm \frac{1}{2}/ \cdot \frac{1}{f} \quad /5./$$

azaz

$$\frac{s}{v} = \frac{\Delta_0}{2\pi} \frac{/k_0 \pm \frac{1}{2}/}{k_0} \cdot \frac{1}{f} \quad /5a./$$

feltételből kapjuk:

$$-U_g = \frac{f^2 s^2 M}{C^2} \cdot \frac{k_0^2}{/k_0 \pm \frac{1}{2}/^2} \quad /6./$$

Az M tömegű izotóp optimális szeparálása az $M \pm 1$ tömegűtől akkor lenne biztosítva, ha az előbbi főmaximuma az utóbbi bal-, illetőleg jobb-oldali minimumába esnék, azaz ha teljesülne a következő feltétel:

$$\frac{f^2 s^2}{C^2} \cdot M = \frac{f^2 s^2}{C^2} /M \pm 1/ / \frac{k_0}{k_0 \pm \frac{1}{2}} /^2 \quad /7./$$

Ezt a feltételt k_0 alkalmas megválasztásával kísérelhetjük meg teljesíteni. A k_0 -ra kvadrátikus egyenletből a következő megoldások adódnak /mellőzve a fizikailag nem reális negatív gyökjeles megoldásokat/:

$$k_0 = \frac{M + \sqrt{M(M \pm 1)}}{2} \quad /8./$$

Ezek az értékek nem egész számok, ezért a legközelebbi egész számot választjuk s ez $k_0 = M$, függetlenül M értékétől. Például Li^6 szeparálása esetén $k_0 = 6$ /6,24 helyett/, Li^7 esetén viszont $k_0 = 7$ kell legyen /6,74 helyett/. Ezek a ciklusszámok egyébként igen alkalmas méreteket biztosítanak az analizátor számára Li-ionok esetén. Nagyobb tömegszámok /például az Na-ionok 23 és 24 tömegszámai/ esetén viszont $k_0 = M$ már kellemetlen méreteket jelentene s ebből a szempontból a helyzet magasabb rendű minimumokkal csak rosszabb lenne.

Az elfogadott egész számú k_0 -kal a szeparálandó izotóp főmaximuma természetesen nem esik a másik minimumára, köztük

$$dU_g = \frac{f^2 s^2}{C^2} M \left(1 - \frac{M^2 \pm M}{M^2 \pm M + \frac{1}{4}} \right) \quad /9./$$

differentia mutatkozik a feszültség-skálán. E differentia az eliminálandó izotóp maximuma - első minimuma távolságához képest viszonylag csekély, a Li^6 - Li^7 esetben körülbelül 4 %. Így a szeparálandó izotóp főmaximuma helyén a másik ionjainak energianyeresége viszonylag szintén csekély, azok tehát aránylag alacsony /ha nem is zérus/ ellentérrel tarthatók vissza.

Célszerű a szóbanforgó energianyereséget a maximálisan lehetséges, tehát éppen a szeparálni kívánt ionok energianyereségének százalékában kifejezni. A rf tömegspektrometer formuláiból könnyen levezethető, hogy

$$\frac{E(M \pm 1)}{E(M)} \cdot 100 = \frac{\sin^2 \left(\frac{\Delta_0}{2} \sqrt{\frac{U_g(M \pm 1)}{U_g(M)}} \right)}{\sin^2 \frac{\Delta_0}{2}} \cdot \sqrt{\frac{U_g(M)}{U_g(M \pm 1)}} \cos \varphi \quad /10./$$

ahol $E/M+1/$ és $E/M/$ az adott helyen eliminálni, illetőleg szeparálni kívánt ionok energia-nyeresége, $U_g/M+1/$ és $U_g/M/$ ezen ionok főmaximumainak helyét jelölik ki a feszültség-skálán, φ pedig az eliminálni kívánt ionok fáziskésése a két fokozat között az $U_g/M/$ feszültségnél:

$$\varphi = K_0 \cdot 2\pi \sqrt{\frac{U_g(M+1)}{U_g(M)}} \quad /11./$$

A számítások eredménye szerint ez a százalék valóban csekély, átlagosan 6%, és pedig a Li^6 szeparálásánál kissé kevesebb, a Li^7 szeparálásánál kissé több. /Ezek, s az alább közölt további számértékek a rf tömegspektrométerek szokásos méretezési adataimellett adódnak./

Minthogy nyilvánvalóan célszerű, hogy ugyanaz az analízátor szükség szerint az egyik, vagy másik izotópot szolgáltatassa, K_0 -t mindkét izotóp esetére ugyanannak az értéknek választjuk. Bár az előbbiek szerint a Li^6 szeparálása valamivel jobb hatásfokkal történhetik, mint a Li^7 -é, a méretezésnél - K_0 megválasztásánál - ismét a Li^6 -ot célszerű előnyben részesíteni, ennek kisebb gyakorisága miatt. Ezek szerint $K_0 = 6$ -ot választva /ezzel egyuttal az analízátort is kicsit rövidebbnek választottuk/ a Li^7 szeparálásánál a Li^6 ionok nagyobb energiával fognak jelentkezni. Az előbb már jelzett számításokat elvégezve, ez az energianyereség már 17%, közel háromszoros.

A megfelelő ionáram-hatásfokok az

$$\eta(i) = \frac{i}{i_0} \cdot 100 = \frac{100}{\pi} \arccos \left(\frac{1}{1,44} \cdot \frac{E(M+1)}{E(M)} \right) \quad /12./$$

formula szerint:

6 % ellentér esetén	- 48,5%
17 % " "	- 46,2%

Természetesen további veszteséget jelent a hálók ionabszorpciója, így is várható azonban, hogy a rf monokromátor

20-25 %-át szolgáltatni képes a kérdéses izotóp kezdő /az ionforrásból kilépő/ ionáramának. A veszteség tehát viszonylag csekély, csekélyebb, mint a résekkel dolgozó mágneses analizátorok esetén. A monochromátorból kilépő ionnyaláb hengerszimmetrikus volta pedig további előnyt jelent a fókuszálás szempontjából.

I r o d a l o m

- [1] I.Cornides, J.Roósz és Á. Siegler, Nuclear Instruments /sajtó alatt/
- [2] S.K. Allison et al., Phys.Rev.102. 1182. 1956.
- [3] W.H.Bennett, J.Appl.Phys.21.143.1950.
- [4] I.Cornides, Acta Phys.Hung.5.471,1956.

Érkezett 1957. jan. 25.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Neutronerősítők méretezésének néhány problémája -

A statikus neutronerősítő

Irta: Neszmélyi András

Összefoglalás: A dolgozat általános kifejezéseket ad a különböző szubkritikus, reflektálatlan neutronsokszorozó rendszerekkel - időben állandó neutron forrás használatakor - elérhető erősítési tényező és fluxus-eloszlás meghatározására. A realizálásnál számba jövő esetekre konkrét eredményeket ismertet, és összehasonlítja e rendszereket.

Egy korábbi közleményben [1] a homogén neutronerősítők anyagszükségleteire vonatkozó számítások kerültek ismertetésre. Az a tény, hogy a neutronerősítő az egyetemi oktatásban időközben sikerrel nyert alkalmazást [2,3], továbbá, hogy az irodalomban adott erősítésű heterogén rendszerek méretezésére közvetlenül felhasználható számítások nincsenek közzétéve, felveti az általános tájékozódás problémáját. E dolgozat néhány megjegyzéssel szeretné elősegíteni a neutronerősítők realizálásakor felmerülő általános problémák megoldását és megállapításai csak a "statikus" rendszerekre vonatkoznak. Térben és intenzitásban az idővel változó források használatáról egy másik cikkben kívánunk beszámolni.

1. Az erősítési tényező.

Külső neutronforrást tartalmazó, véges, reflektálatlan erősítőben a neutronsűrűség az általános reaktor elmélet szerint [4] így írható:

$$\rho(\bar{r}) = \ell_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{S_n Z_n(\bar{r}) \bar{P}_{\infty}(B_n^2)}{1 + L^2 B_n^2 - \frac{k_{\infty}}{\rho} \bar{P}_{\infty}(B_n^2)} \quad /1/$$

Itt $Z_n/\bar{r}/$ olyan ortonormált függvényrendszer, amely eleget tesz a

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

egyenletnek és B_n^2 sajátértékek mellett a rendszer extrapolált határfelületére vonatkozó

$$Z(\bar{r}_{extr.}) = 0$$

követelménynek. A külső $S/\bar{r}/$ neutronforrást is Z_n -el fejeztük ki:

$$S(\bar{r}) = \sum_{n=1}^{\infty} S_n Z_n(\bar{r}) \quad /2/$$

$\bar{P}_{\infty}(B_n^2)$ a végtelen közegre felírható lelassulási valószínűségnek Fourier transzformáltja a termikus szintre vonatkozóan. Értéke a Fermi-féle, illetve az m-csoport lelassulási elmélet szerint:

$$\bar{P}_{\infty} = p e^{-B_n^2 \tau} \quad /3/$$

$$\bar{P}_{\infty} = p \left[\prod_{i=0}^{m-1} (1 + L_i^2 B_n^2) \right]^{-1} \quad /4/$$

A többi jelölés értelme: p a rezonancia kikerülési valószínűség, ℓ_0 a termikus neutronok átlagos élettartama végtelen közegben, τ a Fermi-age a termikus szintre vonatkozóan, L_i a diffúziós hossz az i -edik energiatartományban.

/1/ segítségével felírható a rendszer minden pontjára az eredeti és a hasadó anyag többszöröző tulajdonsága által megnövelt neutronsűrűségek hányadosa:

$$A(\bar{r}, k_{\infty}) = \frac{\varrho(\bar{r}, k_{\infty})}{\varrho(\bar{r}, 0)} = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{S_n Z_n(\bar{r}) \bar{P}_{\infty}(B_n^2)}{1 + L_0^2 B_n^2 - \frac{k_{\infty}}{p} \bar{P}_{\infty}(B_n^2)}}{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{S_n Z_n(\bar{r}) \bar{P}_{\infty}(B_n^2)}{1 + L_0^2 B_n^2}} \quad /5/$$

Ugyanerre a rendszerre felírható az összes termikus neutronok hányadosa is:

$$\bar{A}(k_{\infty}) = \frac{\int_V \varrho(\bar{r}, k_{\infty}) d\bar{r}}{\int_V \varrho(\bar{r}, 0) d\bar{r}} = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{S_n \bar{P}_{\infty}(B_n^2)}{1 + L_0^2 B_n^2 - \frac{k_{\infty}}{p} \bar{P}_{\infty}(B_n^2)} \int_V Z_n(\bar{r}) d\bar{r}}{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{S_n \bar{P}_{\infty}(B_n^2)}{1 + L_0^2 B_n^2} \int_V Z_n(\bar{r}) d\bar{r}} \quad /6/$$

Az /5/ és /6/ kifejezések szolgálhatnak a statikus, reflektálatlan esetben, termikus sokszorozás esetén, a neutronerősítés definiáló egyenleteiül.

E kifejezések minden homogén, megfelelő átlagolás esetén heterogén, hasadó anyag-moderátor elrendezés számítására alkalmazsak. A rendszerek sokszorozó tulajdonságát egyedül k_{∞} , diffúziós és lassító készségét L_0 és τ , illetve L_1 jellemzi. A geometriát B_n veszi figyelembe.

2. A "legkisebb" erősítés.

A láncreakció tanulmányozásához szükséges, hogy a neutronerősítő fluxuselozzlása lényegesen különbözzék a sokszorozás nélküli eset fluxus képétől. A többszöröző rendszer nagyságától függően ez különböző k_{∞} értékeknél következik be, de az ekkor megvalósuló $\bar{A}$ értékek közel állandóak.

Ennek megvizsgálására válasszunk gömbi geometriát /ez nem jelent megszorítást, ha az egyéb elrendezések szokásos [5], és rendszerint kielégítő pontosságú "ekvivalens transzformációjára" gondolunk/. Ekkor /2/, /5/ és /6/ így alakul:

1. Az erősítési tényező.

Külső neutronforrást tartalmazó, véges, reflektálatlan erősítőben a neutronsűrűség az általános reaktor elmélet szerint [4] így írható:

$$\rho(\vec{r}) = \ell_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{S_n Z_n(\vec{r}) \bar{P}_{\infty}(B_n^2)}{1 + L^2 B_n^2 - \frac{k_{\infty}}{\rho} \bar{P}_{\infty}(B_n^2)} \quad /1/$$

Itt $Z_n/\vec{r}/$ olyan ortonormált függvényrendszer, amely eleget tesz a

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

egyenletnek és B_n^2 sajátértékek mellett a rendszer extrapolált határfelületére vonatkozó

$$Z(\vec{r}_{extr.}) = 0$$

követelménynek. A külső $S/\vec{r}/$ neutronforrást is Z_n -el fejeztük ki:

$$S(\vec{r}) = \sum_{n=1}^{\infty} S_n Z_n(\vec{r}) \quad /2/$$

$\bar{P}_{\infty}(B_n^2)$ a végtelen közegre felírható lelassulási valószínűségnek Fourier transzformáltja a termikus szintre vonatkozóan. Értéke a Fermi-féle, illetve az m-csoport lelassulási elmélet szerint:

$$\bar{P}_{\infty} = p e^{-B_n^2 \tau} \quad /3/$$

$$\bar{P}_{\infty} = p \left[\prod_{i=0}^{m-1} (1 + L_i^2 B_n^2) \right]^{-1} \quad /4/$$

A többi jelölés értelme: p a rezonancia kikerülési valószínűség, ℓ_0 a termikus neutronok átlagos élettartama végtelen közegben, τ a Fermi-age a termikus szintre vonatkozóan, L_i a diffúziós hossz az i -edik energiatartományban.

/1/ segítségével felírható a rendszer minden pontjára az eredeti és a hasadó anyag többszöröző tulajdonsága által megnövelt neutronsűrűségek hányadosa:

$$A(\bar{r}, k_{\infty}) = \frac{\varrho(\bar{r}, k_{\infty})}{\varrho(\bar{r}, 0)} = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{S_n Z_n(\bar{r}) \bar{P}_{\infty}(B_n^2)}{1 + L_0^2 B_n^2 - \frac{k_{\infty}}{p} \bar{P}_{\infty}(B_n^2)}}{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{S_n Z_n(\bar{r}) \bar{P}_{\infty}(B_n^2)}{1 + L_0^2 B_n^2}} \quad /5/$$

Ugyanerre a rendszerre felírható az összes termikus neutronok hányadosa is:

$$\bar{A}(k_{\infty}) = \frac{\int_V \varrho(\bar{r}, k_{\infty}) d\bar{r}}{\int_V \varrho(\bar{r}, 0) d\bar{r}} = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{S_n \bar{P}_{\infty}(B_n^2)}{1 + L_0^2 B_n^2 - \frac{k_{\infty}}{p} \bar{P}_{\infty}(B_n^2)} \int_V Z_n(\bar{r}) d\bar{r}}{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{S_n \bar{P}_{\infty}(B_n^2)}{1 + L_0^2 B_n^2} \int_V Z_n(\bar{r}) d\bar{r}} \quad /6/$$

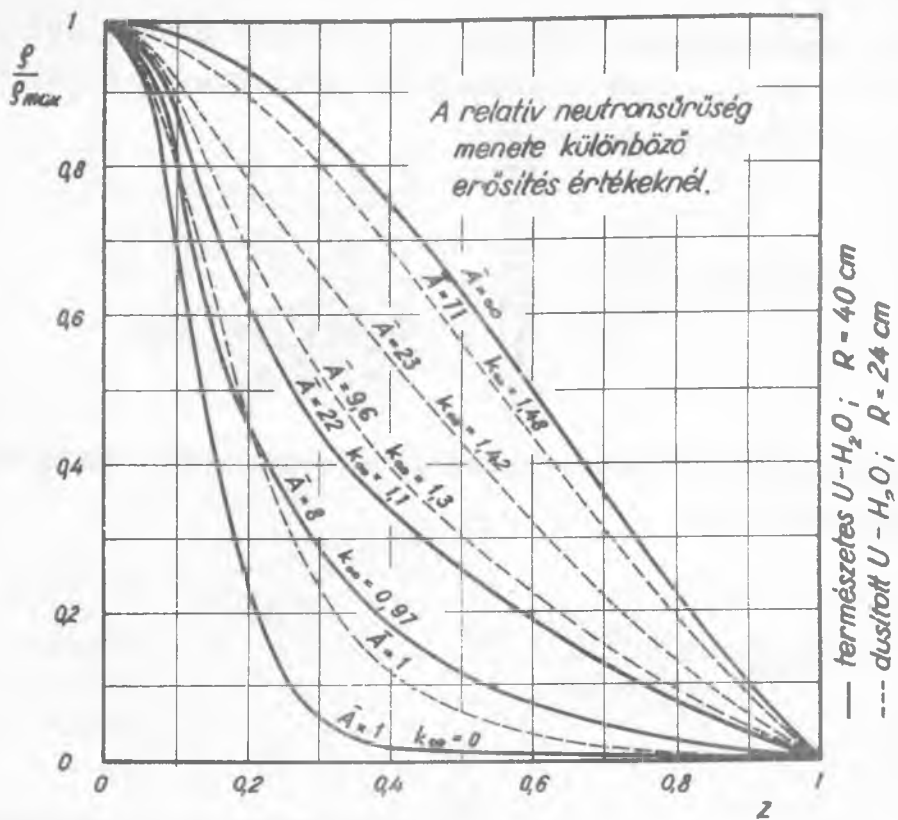
Az /5/ és /6/ kifejezések szolgálhatnak a statikus, reflektálatlan esetben, termikus sokszorozás esetén, a neutronerősítés definiáló egyenleteiül.

E kifejezések minden homogén, megfelelő átlagolás esetén heterogén, hasadó anyag-moderátor elrendezés számítására alkalmazsak. A rendszerek sokszorozó tulajdonságát egyedül k_{∞} , diffúziós és lassító készségét L_0 és τ , illetve L_1 jellemzi. A geometriát B_n veszi figyelembe.

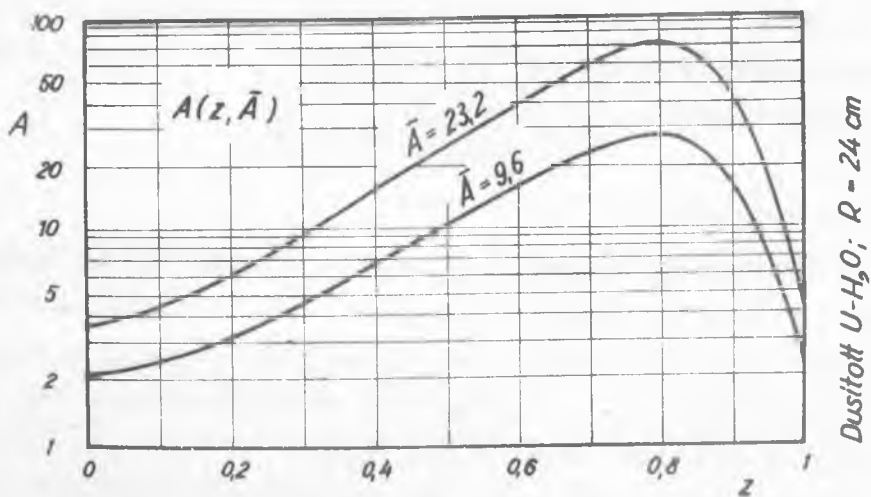
2. A "legkisebb" erősítés.

A láncreakció tanulmányozásához szükséges, hogy a neutronerősítő fluxuselozzlása lényegesen különbözzék a sokszorozás nélküli eset fluxus képétől. A többszöröző rendszer nagyságától függően ez különböző k_{∞} értékeknél következik be, de az ekkor megvalósuló $\bar{A}$ értékek közel állandóak.

Ennek megvizsgálására válasszunk gömbi geometriát /ez nem jelent megszorítást, ha az egyéb elrendezések szokásos [5], és rendszerint kielégítő pontosságú "ekvivalens transzformációjára" gondolunk/. Ekkor /2/, /5/ és /6/ így alakul:



1. ábra



2. ábra

$$S = S_0 \frac{n}{2R^2} \quad /7/$$

$$A(r, k_\infty) = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{n \bar{P}_\infty(n^2 \frac{\pi^2}{R^2})}{1 + n^2 \pi^2 L_0^2 R^{-2} - k_\infty \bar{P}_\infty(n^2 \pi^2 R^{-2})} \sin(n\pi \frac{r}{R})}{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{n \bar{P}_\infty(n^2 \pi^2 R^{-2})}{1 + n^2 \pi^2 L_0^2 R^{-2}} \sin(n\pi \frac{r}{R})} \quad /8/$$

$$\bar{A}(k_\infty) = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{\bar{P}_\infty(n^2 \pi^2 R^{-2})}{1 + n^2 \pi^2 L_0^2 R^{-2} - k_\infty \bar{P}_\infty(n^2 \pi^2 R^{-2})}}{\sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{\bar{P}_\infty(n^2 \pi^2 R^{-2})}{1 + n^2 \pi^2 L_0^2 R^{-2}}} \quad /9/$$

A négy csoport elmélet felhasználásával, /4/, /8/ és /9/ segítségével számításokat végeztünk homogén elrendezésű; dusított uránt tartalmazó, illetve heterogén, természetes uránból álló, rendes viz lassítású rendszerekre vonatkozóan, melyek eredményét az 1. és 2. ábra tünteti fel. A felhasznált anyag- és rendszer-állandókat az I. táblázat tartalmazza. A számítások során az összegezésnél az első tíz harmonikust vettük figyelembe.

Az 1. ábrán az összehasonlítás kedvéért az $\bar{A}$ értékek is szerepelnek paraméterként. Jól látható, hogy a neutronsűrűség $\bar{A}$ növelésével különösen a közepes z értékeknél nő meg. $A/k_\infty, z/$ értéke /2. ábra/ a középpontban a legkisebb, z -vel először lassan, majd közepes z -értékektől kezdve erősen nő és egy maximum után a rendszer határfelületén - amint az könnyen megmutatható - a következő értéket veszi fel:

$$\lim_{z \rightarrow 1} A(k_\infty, z) = A(k_\infty, 0) \quad /10/$$

Természetesen a relatív neutronsűrűség: $\rho(k_\infty, z)/\rho(k_\infty, 0)$ görbék menete erősen függ a rendszer kiterjedésétől, amint azt az 1. ábra is mutatja. Ha azonban z helyett r függvényében ábrázoljuk a ρ/ρ_{max} görbesereget, akkor ez a függés eltűnik és a határfelületektől kellő távolságban az azonos $\bar{A}$ -hoz tartozó

görbék egymáshoz közel futnak. Az 1. ábrához /illetve az említett átrajzolásához/ hasonló diagramok alkalmazásával minden esetben megtalálható egy olyan $\bar{A}$ érték, amelynek megvalósítása adott célra megfelelő fluxuselozslást biztosít. [3] szerint $A_{\min} < 3$ esetekben a láncreakció csak "erősen perturbálja" az eredeti fluxusképet.

3. Az erősítők anyagszükséglete.

A neutronerősítők konkrét kivitelétől függetlenül egészen általános megfontolások tehetők, ha csupán az első harmonikust figyelembe véve, a következő, $1 < k \ll 2$ esetre érvényes, egyenletből indulunk ki:

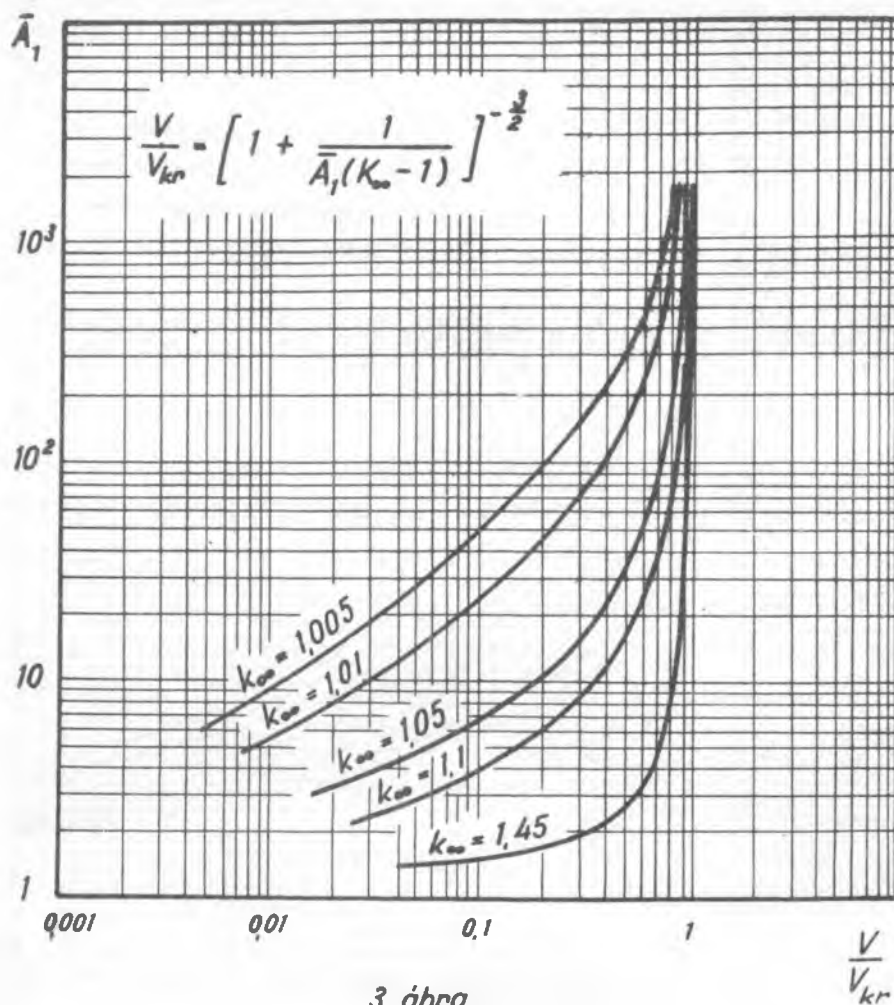
$$k_{eff} = \frac{\bar{A}_1 - 1}{\bar{A}_1} = \frac{k_{\infty}}{1 + M^2 B_g^2} \quad /11/$$

amelyből egyszerűen vezethető le a következő összefüggés:

$$\frac{V}{V_{kr}} = \left[1 + \frac{1}{\bar{A}_1 (k_{\infty} - 1)} \right]^{-\frac{3}{2}} \quad /12/$$

/12/ értékeit a 3. ábra tünteti fel, ahova berajzoltunk egy erősen dúsított hasadóanyag, homogén erősítőre vonatkozó görbét is $k_{\infty} = 1,45$, $\gamma = 640$; lásd [1] : 6.ábrát/.

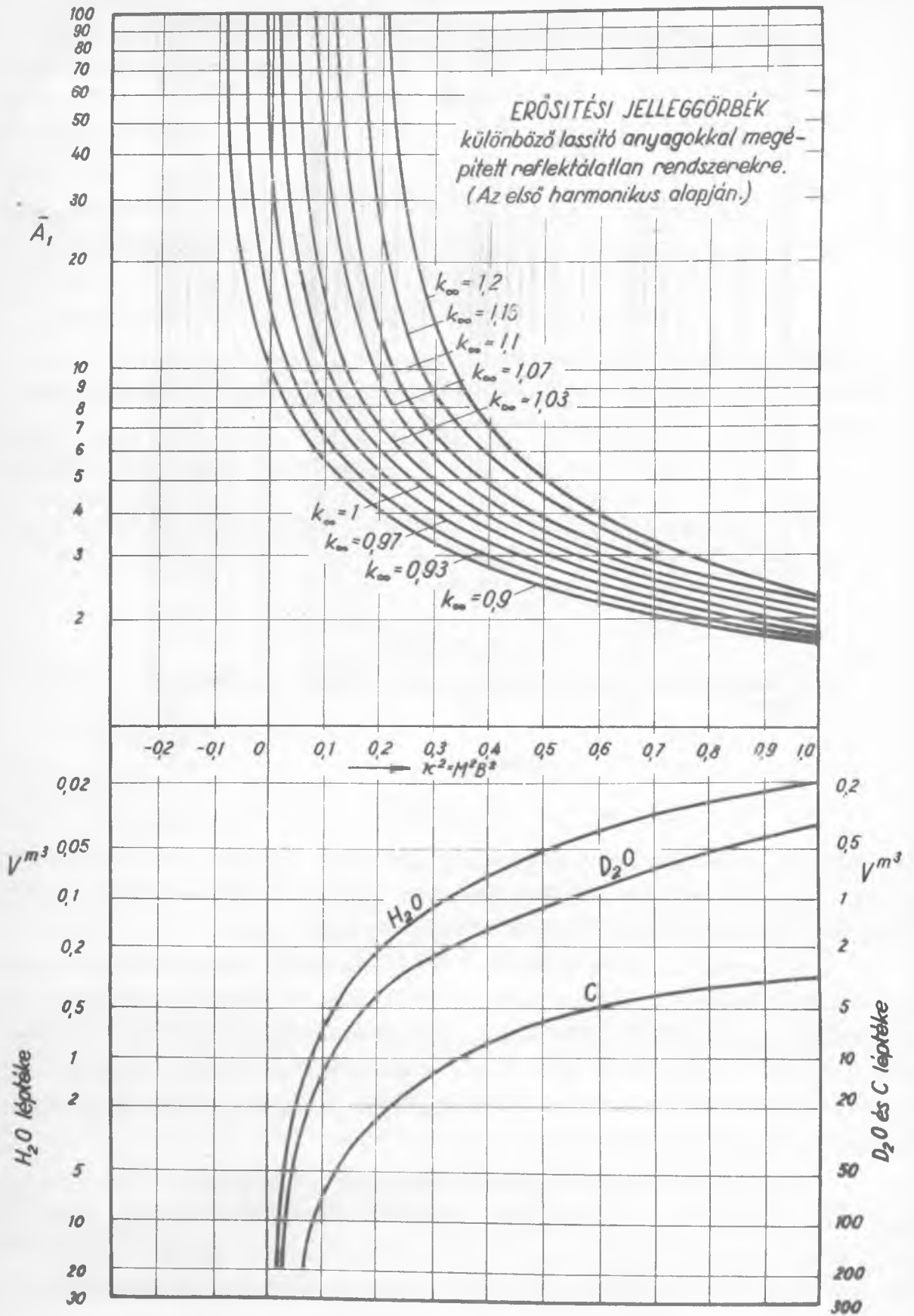
A 3. ábrából leolvasható, hogy azonos erősítés megvalósításánál a V/V_{kr} térfogatarány rohamosan csökken k_{∞} csökkenésével, míg V_{kr} természetesen nő. Erősen dúsított, homogén rendszereknél a méglya és az erősítő tömegigényei azonos nagyságrendűek, míg kis k_{∞} -nél /igy pl. természetes uránnál/ egészen lényeges különbségek találhatók. Ezek megítélésére szolgálhat a 4. ábra is, ahol /11/-ből kiindulva, a szokásos lassítóanyagok esetében /közel optimális és az I. táblázatban foglalt rácsparaméterek használatakor/ feltüntettük különböző k_{∞} paraméterek



mellett az erősítés és a szükséges térfogat kapcsolatát. A görbesereg a $k_{\infty} < 1$ esetet is tartalmazza, amely a természetes urán- H_2O rendszereknél gyakran fordul elő [6].

A 3. és 4. ábra alapján megállapítható, hogy csökkenő k_{∞} alkalmazása, azonos moderátor mellett, a dusitásnak egészen a természetes szintre való csökkentésével, azonos térfogat kitöltésekor, ha ez nem esik túl közel a kritikus értékhez, nem ad lényegesen csökkenő erősítés értéket, azaz a $k_{\infty} < 1$ esetek is gazdaságosan megvalósíthatóak.

Mindezen megfontolások elsősorban a heterogén, kis k_{∞} -ű esetekben jelentősek számunkra, miután a homogén esetben, dusított hasadóanyag alkalmazásánál, a számítások eredményei két "gyakorlati" paraméternek, a dusitásnak és higitásnak bevezeté-



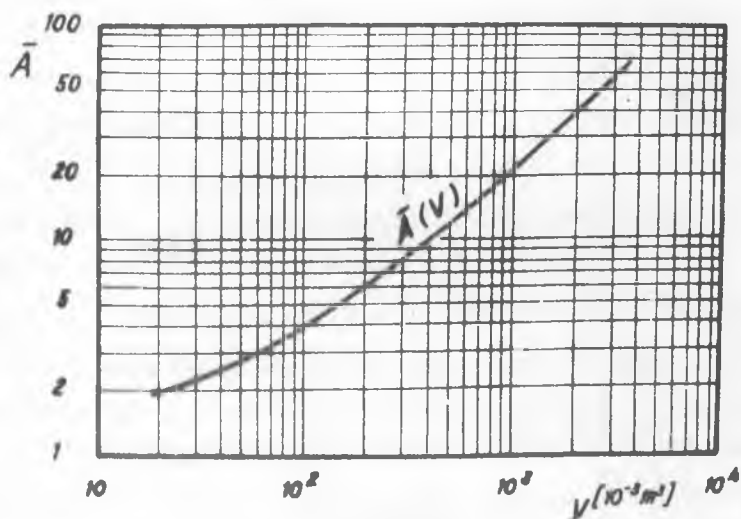
sével könnyen áttekinthetővé és kezelhetővé válnak [1]. A heterogén esetben viszont további paraméterek alkalmazása lenne szükséges /cella-méret, légrés, Al burkolat stb./.

A heterogén rendszerek közül a gyakorlat számára elsősorban a vízzel reflektált, természetes uránt és rendes vizet tartalmazó neutronerősítő lehet fontos. Az erősítési sajátságok megvizsgálására, az I. táblázatban megjelölt anyagállandókkal rendelkező reflektálatlan rácselrendezés esetében, számításokat végeztünk /ismét a négy-csoport elméletnek megfelelően, az első tíz harmonikust figyelembevéve./. Az 5. ábra tünteti fel az e rendszerrel elérhető térfogat-erősítés görbét. Eredményünk összhangban van [3] közölt adatával.

A reflektor okozta méretcsökkenés értékét könnyen megbecsülhetjük a reflektált neutronerősítőkre érvényes és a szokásos feltételekből könnyen levezethető, egy-csoport elméleti reflektor-egyenletből:

$$\sum_{n=1}^{\infty} a_n \left\{ n B_c R \cos n B_c R + \sin B_c R n \left[\frac{D_r}{D_c} \left(\frac{R}{L_r} \coth \frac{T}{L_r} + 1 \right) - 1 \right] \right\} = 0 \quad /13/$$

Természetes U és rendes vízből álló neutronerősítő jelleggörbéje.



5. ábra

ahol T a reflektor vastagsága, az r és c indexek pedig a reflektorra, illetve a reflektált magra vonatkoznak, továbbá

I. T á b l á z a t

Lassító közeg	$\frac{V_{\text{mod}}}{V_{\text{Urán}}}$	$r_{\text{Urán}}^{\text{cm}}$	k_{∞}	$L_o^2, \text{ cm}^2$	$M^2, \text{ cm}^2$	Irodalom
H ₂ O	1,5	1,5	0,97	2,7	31 $L_1 = 4,49 \text{ cm}$ $L_2 = 2,05 \text{ cm}$ $L_3 = 1,00 \text{ cm}$	[10] [3]
D ₂ O	29,6	2,54		125	232	[9]
Grafit		2	1,055	402	696	[8]

$$a_n = \frac{n \bar{P}_\infty (n^2 \pi^2 R^{-2})}{1 + L_0^2 B_n^2 - k_\infty \bar{P}_\infty (n^2 \pi^2 R^{-2})} = a_n(B_c, n) \quad /14/$$

Ezen egyenletben B_c értékét a reflektálatlan esetben a négycsoport elmélettel számított értékkel azonosnak véve, közelítésünk meglepően jó lesz. Az $\bar{A} = 10-100$ tartományban a reflektor-megtakarítás "végtelen" viz reflektorra vonatkozóan a lineáris kiterjedés 10-15%-a.

4. A statikus erősítők alkalmazása.

Az erősítés felső határát a stabilitás szabja meg. Laboratoriumi körülmények között a reaktivitás változása, a water-boilernek $\delta k/dt = 3 \cdot 10^{-4}/\text{grad}$ hőfokegyütthatóját felhasználva, egy százalék körülinek adódik. Ez heterogén esetben ugyan pesszimális érték lehet, mégis általában azt kell mondanunk, hogy a 10-100 erősítés nagyságrendben már durva hőfokszabályozásról kell gondoskodni. Nagyobb erősítésű homogén rendszereknél a reaktivitás finomabb szabályozással e módon közben tartható egy bizonyos határig, a fluktuáció és egyéb biztonsági szempontok

azonban egy egyszerűbb biztonsági berendezés és vastagabb víz védőréteg alkalmazását kívánják meg. Az utóbbiak létesítése a hasadó anyag árával azonban alig összemérhető költséget igényel. Nem túl nagy erősítések megvalósítására tehát a neutronerősítő ára a hasadó anyag és neutronforrás árával vehető egyenlőnek.

Megvalósításra jól dusicott homogén, vagy természetes U heterogén rendszer egyaránt kínálkozna. A hasadó anyag költségeit tekintve mindkét esetben közel azonos értékhez jutnánk [3,7]. Azonban, mint statikus neutronerősítő, a felhasználás szempontjából a nagyobb geometriai méretű elrendezés sokoldalubbnak tűnik. A kisméretű, homogén rendszer alkalmas kisebb intenzitású neutronforrás lényeges megnövelésére, megfelelő biztonsági intézkedések mellett; a nagyméretű, dusicatlan, vizes elrendezés abszolút biztonságos lehet / $k_\infty < 1$ /, és éppen nagy mérete miatt alkalmas a szokásos reaktor-iskola mérések legtöbbszörének kényelmes, sokak által hozzáférhető, könnyen kezelhetően való elvégzésére. Ilyen szempontból lényeges előnye van a water-boilerrel szemben.

Egy működő reaktor, különösen kis ország számára, inkább jelent komoly kutatási eszközt, melynek oktatási célokra való időszakos igénybevétele nehézkes, amint ezt [3] is hangsúlyozza.

Mivel a neutronerősítő a felhasznált hasadóanyag elhasználódását nem okozza, kézenfekvő, hogy megfelelő tartalékokból való kölcsönzés esetén, minimális anyagi befektetést igénylő, amellyel igen sokoldalúan kihasználható oktatási eszközként alkalmazható.

I r o d a l o m

- [1] Neszmélyi: Neutronerősítők, KFKI Közl.3,616.
- [2] Nucleonics 14, 1956 jan. 13.o.
- [3] Borst: Subcritical Reactor in a Pickle Barrel - NYU's
Training Tool, Nucleonics 14,66.o.,1956 aug.
- [4] Glasstone-Edlund: The Elements of Nuclear Reactor Theory,
Van Nostrand, 1954.
- [5] Callihan-Morfitt-Thomas: Small Thermal Homogen
Critical Assamblies,Proc.Int.Conf.Vol.5.146.o.
Genf 1955.
- [6] Reactor Handbook, Physics,Sel.Ref.Mat.Genf 1955,501.o.
- [7] Research Reactors, Nucleonics 12,7-15.o.1954.Ápr.
- [8] Guggenheim,Price: Uranium-Graphite Lattices, Nucleonics
11, 1953 Febr.50.o.
- [9] Cohen et al.: Exponential Experiments on D₂O Uranium
Lattices, Proc.Int.Conf.Vol.5.268.o.Genf 1955.
- [10] Kouts et al.: Exponential Experiments with Slightly En-
riched Uranium Rods in Ordinary Water, Proc.
Int.Conf.Vol 5. 183.o., Genf 1955.

Érkezett 1957. jan. 28.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Egycsatornás differenciál-diszkriminátor

Irta: Tárczy-Hornoch Zoltán és
Szabó László

Összefoglalás:

A közlemény ismerteti az Atomfizikai Osztályon megépített első differenciál-diszkriminátor tervezési szempontjait, felépítését, valamint főbb egységeinek részletes kapcsolási rajzát és működését.

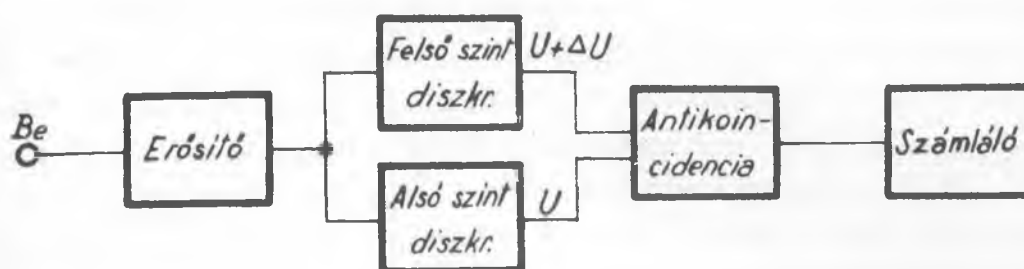
Magfizikai mérések kapcsán - mint ismeretes - számos esetben szükség van arra, hogy a részecske detektor /impulzuskamra, szcintillációs számláló, stb./ jeleinek amplitúdó-eloszlását meghatározzuk. Ennek a feladatnak az elvégzésére amplitúdó diszkriminátorokat alkalmaznak. Ilyen áramkör segítségével az impulzusok integrális amplitúdó spektrumát határozhatjuk meg; és ha - mint sok esetben - a differenciális amplitúdó elosztásra van szükségünk, ezt a felvett görbe grafikus deriválása után kaphatjuk.

Könnyen belátható, [1] hogy az integrális amplitúdó spektrum kis mérési bizonytalanságai a különbségképzés folytán nagy relatív hibákat fognak eredményezni a differenciálás spektrumában. Ezért kb 1947 óta egyre gyakrabban találkozunk az iro-

dalomban olyan mérőberendezésekkel /differentiál-diszkriminátorokkal/, melyek közvetlenül a differentiális amplitudó spektrum felvételére alkalmasak. A megvalósítás módszerei többfélék; optikai, elektromechanikus, elektronikus megoldásokat egyaránt ismer az irodalom. [2, 3]

Az Atomfizikai Osztályon felmerült ilyenirányú igények kielégítésére a tisztán elektronikus, ezenbelül a megvalósíthatóság szempontjait is figyelembevéve, a speciális katódsugárcsővet nem tartalmazó kapcsolások jöhettek számításba.

Elektronikus szempontból a differentiál-diszkriminátor olyan négyfázisú, amely akkor, és csak akkor ad kimenőjelet, ha a bemenőjel amplitudója egy előre meghatározott és tetszőszerint beállítható U és $U + \Delta U$ feszültséghatárok közé esik. Első közelítésben egy ilyen kapcsolat az első ábra blokk-sémájának megfelelően két egyszerű diszkriminátort és egy antikoincidenca egységet tartalmaz. (Differentiál-diszkriminátorként használható kapcsolást kapunk akkor is, ha az antikoincidenca egységet elhagyjuk és a diszkriminátorok kimenő jeleit külön-külön számoljuk. [4])



1. ábra. Differentiál-diszkriminátor egyszerűsített blokk-sémája

Diszkriminálásra, mint ismeretes, előfeszített diódát, előfeszített rácscsővet, valamint a billenőkörök különböző típusait egyaránt alkalmazni lehet. Az irodalmi adatokkal megegyező saját tapasztalatok szerint a diszkriminációs szint bizonytalansága a diódás, valamint a billenő körök közül a Schmitt-körös kapcsolások esetén a legkisebb. A bizonytalanság nagysága - ha a szokásos megoldásokat tekintjük - 50-100 mV-nak adó-

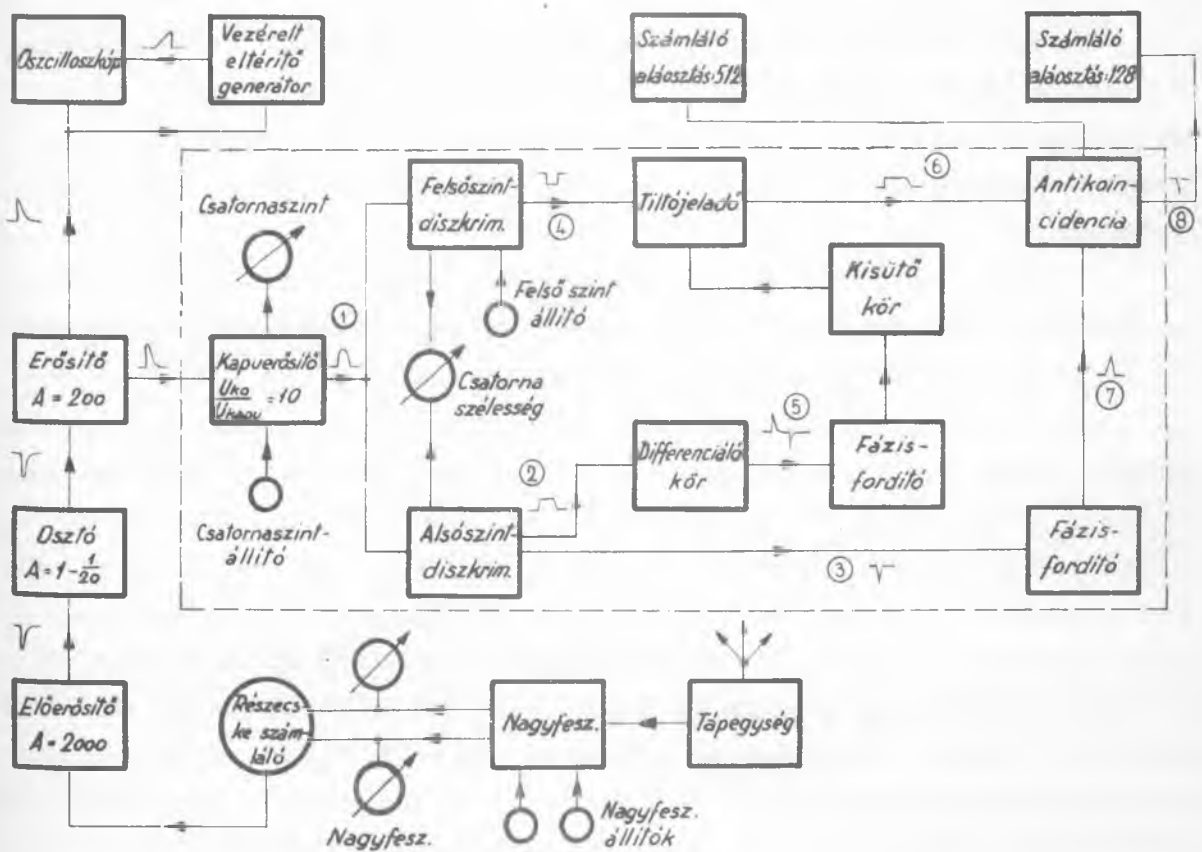
dik. Ez annyit jelent, hogy ha egy szokásosan 0-100 V-ra felerősített amplitudó-spektrumot pl. 50 pontban kívánunk meghatározni a csatorna szélesség $\Delta U = 2$ V lesz, amihez képest a két diszkriminátor együttes 100-200 mV bizonytalansága a csatorna szélességben 5-10 %-os hibát okoz.

A relatív bizonytalanság $1/A$ -ad részére csökkenthető, ha a bemenő jelek amplitudóját és ΔU -t is A -szorosra növeljük, de ennek az elektroncsövek kivezérelhetősége szab határt. Ez a korlát megkerülhető, ha az amplitudó-spektrumnak csak a mérési csatornát magábanfoglaló szakaszát erősítjük fel A -szorosára. Ez az eljárás kapu-/expander/-erősítés néven ismert. Ha $A_{\text{kapu}} = 10$ /szokásos értékei 5-20 között/, akkor a csatornaszélesség bizonytalansága 0,5-1%-ra csökken. Ez a tény késztetett bennünket arra, hogy a diszkriminátorok saját szintbizonytalanságának nehezebben elérhető csökkentése helyett kapuerősítő használata mellett döntöttünk. Ebben az esetben viszont a valamivel nagyobb bizonytalansággal, de egyszerűbb felépítéssel rendelkező Schmitt-körök használata látszott indokoltnak. /Az előfeszített dióda önmagában u.i. még nem diszkriminál; a rajta keresztüljutó jel egy érzékeny billenőkört indít, s ennek billenési érzékenysége az, ami diszkriminálási szintet tulajdonképpen megszabja; a dióda tehát egy második, $A = 1$ -szeres erősítésű kapuerősítőnek felel meg./

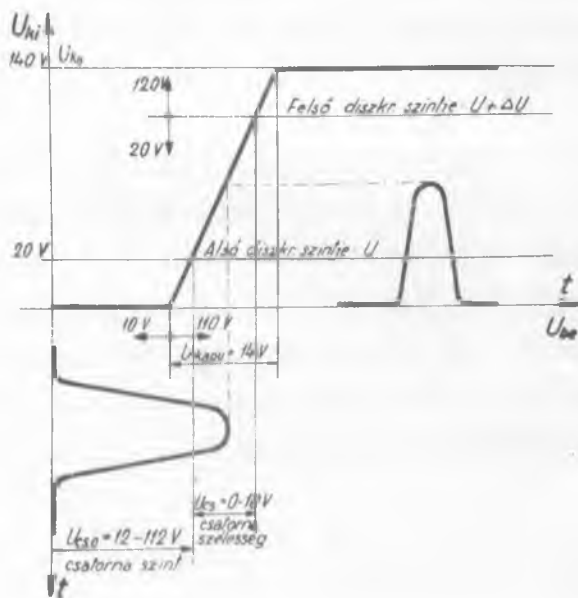
A vázolt szempontok szerinti differenciál-diszkriminátor építése 1955. júliusában kezdődött és a kész berendezés első ismertetésére 1956. áprilisában a Debreceni Fizikus Kollokvium előadásainak keretében került sor.

A teljes berendezés blokk-sémája a 2. ábrán látható. A szaggatott vonal a részletesen ismertetett fontosabb egységek kiemelésére szolgál.

A kapuerősítő feladatáról az előbbiekben már volt szó, működését a 3. ábrán követhetjük. Jól látható a kapcsolás jellegzetes törtvonalu karakterisztikája: $U_{ki} = f/U_{be}$ /, aminek következtében a bemenő jelnek csak az U_{kapu} feszültségtartományba eső szakasza jelenik meg lineárisan erősítve - mintegy kinagyítva - a kimeneten.



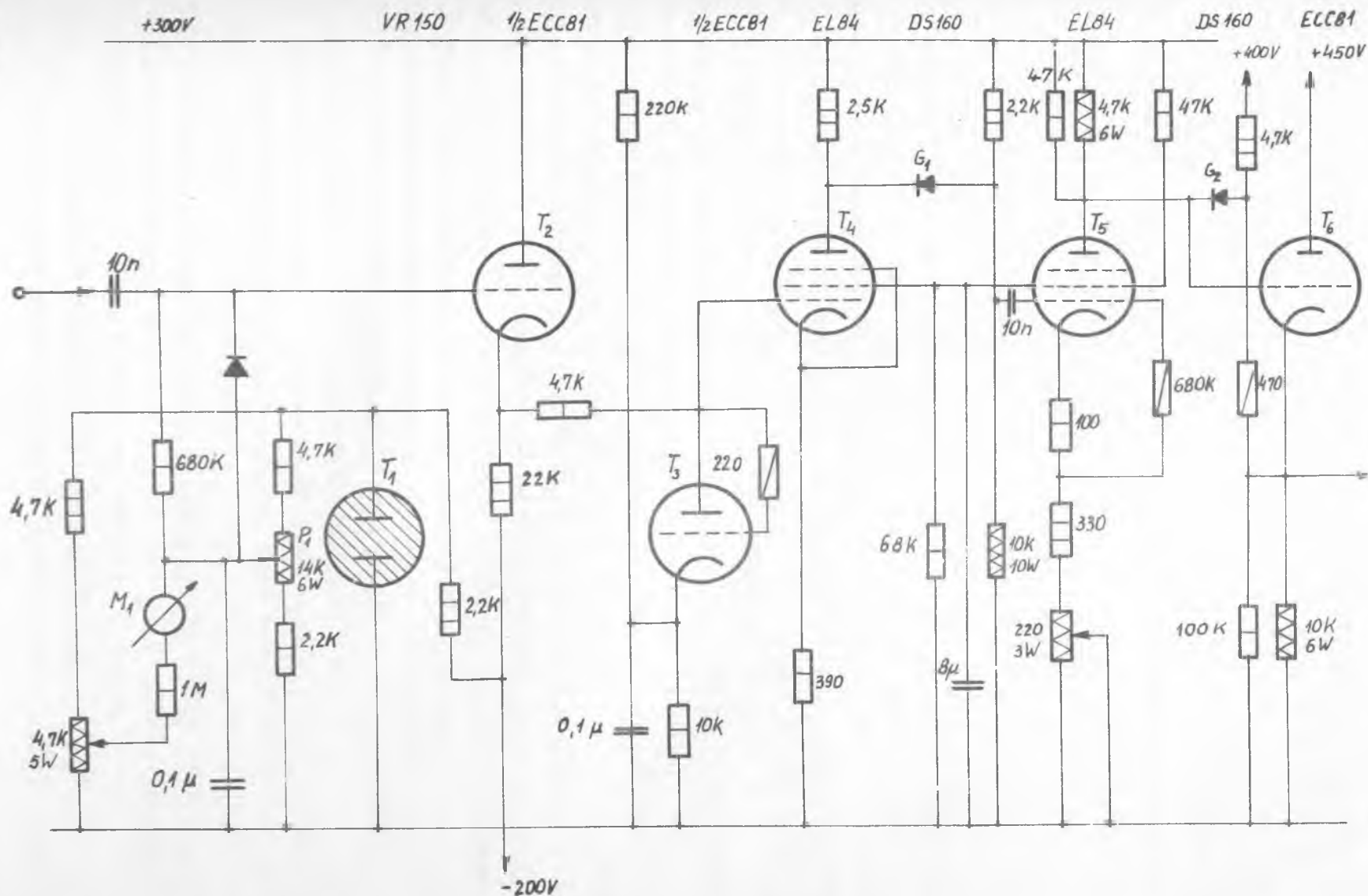
2. ábra



Ha a mérést a teljes spektrumra ki akarjuk terjeszteni, a kapu szintjét természetesen változtathatóvá kell tenni. Mint az ábrán is látható a kapu szélessége a mi esetünkben 14 V, helyzete pedig 10 V és 110 V között folyamatosan állítható és mérhető.

Kapuerősítőnk kapcsolási rajzát a 4. ábra tünteti fel. A kapu alsó könyökét a T_4 cső és G_1 kristálydióda kombináció valósítja meg. Elvileg a T_4 cső önmagában is ellátná ezt a feladatot, mint előfeszített csöves diszkriminátor, azonban az élesebb könyök /nagyobb linearitás és kisebb bizonytalanság/ elérése érdekében a T_4 anódján egy diódás diszkriminációt alkalmaztunk. T_4 előfeszültsége széles határok között szabályozható a P_1 helipottal a meghajtó T_2 katódfolloveren keresztül. Az előfeszültség stabilitásáról a T_1 cső, méréséről az M_1 műszer gondoskodik. A diódának kötött T_3 szerepe a kapu felső könyökének meghatározása. Ennek élessége - mint belátható - már nem kritikus. A T_5 cső közönséges visszacsatolt erősítő-fokozat katódjában a kapuerősítés pontos beállítását szolgáló potencióméterrel. Katódfollover alkalmazását a kimeneten $/T_6/$ a diszkriminátorok kis impedancián történő meghajtása tette szükségessé. Érdekessége e fokozatnak a G_2 kristálydióda felhasználása a visszafutási idő csökkentése érdekében. Gyors lefutási jelek u.i. képesek lennének a katódfollover lezárásba vinni /ami a kimenő jel lefutásának nagyfokú elnyújtását eredményezné/, ha egyidejűleg G_2 kinyitása ezt meg nem akadályozná.

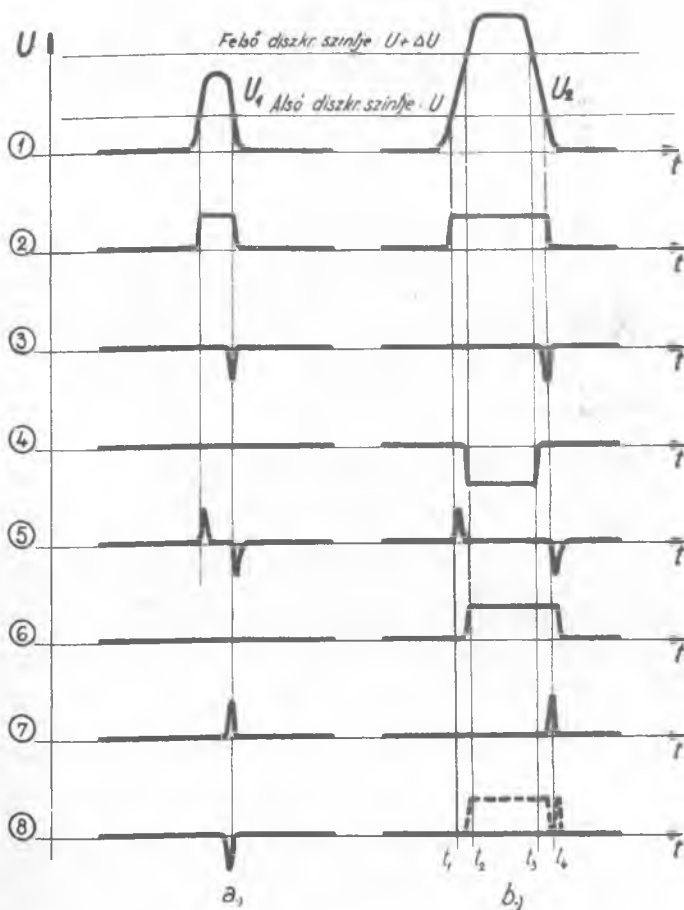
A kapuerősítő helyes működésének feltétele az erősítés U_{ko}/U_{kapu} konstans volta, a törtvonalu karakterisztika alsó könyökpontjának feszültségstabilitása és a két könyök közti szakasz lehető linearitása. A differenciál-diszkriminátor működése szempontjából az erősítés változása döntően mint csatornaszélesség-bizonytalanság jelentkezik, kisebb mértékben a csatornaszint-bizonytalanságába is belejátszik /3.ábra/.



Az alkalmazott erős - erősítő csövenként 20 dB-es - negatív visszacsatolás és a stabil tápfeszültség következtében, esetünkben az erősítés változása hosszú időtartamra is 1 % alatt marad. A karakterisztika lineáristól való eltérése, ami a csatorna szélességet mérő műszer skálájának nonlinearitásában jelentkezik, műszerleolvasási pontosságon belül van. Számított értéke kb 0,5 %.

A csatorna-szint bizonytalansága elsősorban a T_1 csővel stabilizált referencia-feszültség ingadozásának, ezenkívül T_2 és T_4 , valamint G_1 karakterisztikaváltozásának következménye. Az eredő 100 mV-os bizonytalanságból T_1 leosztott feszültsége 60-70 mV, T_2 és T_4 stabil fűtőfeszültség mellett együtt 20 mV, G_1 instabilitása T_4 erősítésével osztva 10 mV bizonytalanságot okoz. 100 V-os jelekre vonatkoztatva ez 0,1 %-os csatornaszint-bizonytalanságnak felel meg, de a legalsó 12 V-os szinten sem haladja meg az 1%-ot.

A jelek a kapuerősítő kimenetéről a tulajdonképpeni differenciál-diszkriminátor egységbe jutnak. Itt, mint az 1. ábrán már vázlatosan láttuk, két diszkriminátor fokozat ad információt a bejövő jel amplitudójára vonatkozólag. Ha az alsó diszkriminátor billen, a felső nem, a kimenő jel az antikoincidencia-fokozaton akadálytalanul átjut és működteti a csatornaszámlálót. Ha viszont a felső diszkriminátor is billent, ez annyit jelent, hogy a jel amplitudója túllépte a csatornát, ilyenkor a kimenőjelet le kell tiltani. Gondosabb vizsgálat meggyőz arról, hogy a letiltás egyszerű antikoincidencia-kapcsolással maradéktalanul nem végezhető el. A vizsgálandó jel véges fel- és lefutási ideje miatt u.i. a felső diszkriminátor kimenő jele később kezdődik és hamarabb fejeződik be, mint az alsóé. /5. ábra 4b, illetőleg 2b diagram/. Gondoskodni kell tehát arról, hogy az alsó szint diszkriminátora csak visszabillenéskor adjon ki jelet az antikoincidencia körön át a számláló felé, mert bebillenésekor még nem biztos, hogy a jel nem lépi-e túl a felső szintet is; másrészt a felső szint túllépése indítson meg az antikoincidencia felé egy tiltó-jelet, ami legkorábban akkor fejeződhet be, amikor már az alsó szint diszkriminátora is visszabillent.



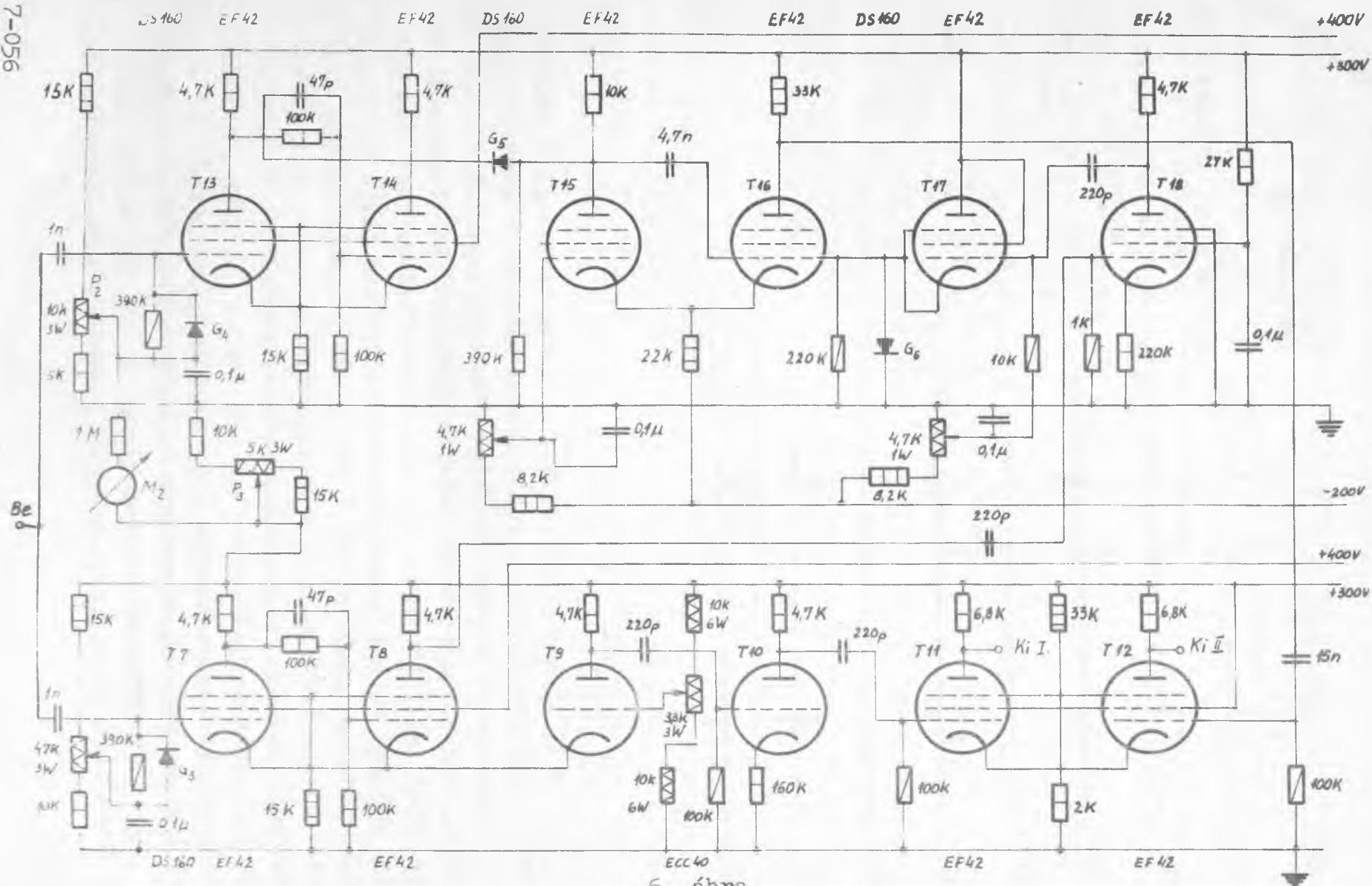
5. ábra

A tiltó jel előállítására az irodalom többféle módszert ismer, leggyakoribb [3] a felső diszkriminátor jelének kondenzátor segítségével történő nyújtása /"memoria kapacitás"/. Nem kétséges, hogy a tiltó-jellel szemben támasztott követelményeknek leginkább egy olyan kvázi-bistabil multivibrátor jele tesz eleget, amelyet a felső diszkriminátor jelkezdeté indít és az alsó diszkriminátor jelének lefutó éle billent vissza. Elvben erre a célra bistabil multivibrátor is használható lenne, de a kvázi-bistabil nagyobb felbontóképességet biztosít. Ez a tiltójel keltő eljárás az irodalomban nem ismeretlen [5], de a történeti hűség kedvéért megjegyezzük, hogy csak az ujnak látszó elv sikeres alkalmazása után szereztünk tudomást a hivatkozott cikkről.

A differenciál-diszkriminátor egység kapcsolási rajza a 6. ábrán látható. A T_7 - T_8 és T_{13} - T_{14} csövek - mint Schmitt-körök-

Jelalakok a differenciál diszkriminátor különböző pontjain:

- a./ Ha a jel a csatornába esik
- b./ Ha a jel túllépi a csatornát
- 1./ Jel a kapuerősítő kimenetén
- 2./, 3./ Alsó diszkriminátor kimenő jelei.
- 4./ Felső diszkriminátor kimenő jele.
- 5./ A 2./ jel differenciálva
- 6./ A tiltó jel, amit 4. eleje indít és 5. vége állít le
- 7./ A 3. jel fázis fordítva
- 8./ A 6. és 7. jel antikoincidenciába kapcsolva.



6. ábra

alkotják az alsó és felső diszkriminátorokat. G_3 és G_4 diódák a 0-szint helyreállítását végzik. Az alsó diszkriminátor billenési szintjét csak kalibrációkor szükséges állítani, a felsőé 20-120 V között a P_2 potenciométerrel folyamatosan szabályozható, és a két szint mindenkor különbsége - a csatornaszélesség - az M_2 műszeren leolvasható. Kalibrációja a kapuerősítő bemenetére vonatkoztatott feszültségértékben adja meg a csatornaszélességet. A műszer 0-pontjának és a 0-csatornaszélességnek egymáshozállítását a P_3 potenciométer végzi.

A T_9 cső szerepe az, hogy T_7 és T_8 közös katódpotenciáljának a hiszterézis miatt a jel lefutó szakaszán bekövetkező jelentős negatív ugrását - mint megfogó cső - megakadályozza s ezzel a felbontóképességet növeli, ugyanakkor anódján a diszkriminátor teljes visszabillenését közvetlenül megelőző időpontban egy éles negatív trigger-jelet ad. Ez a kapcsolás nem új, de ritkán alkalmazzák. T_9 -ről a jel fázisfordítás után a T_{11} - T_{12} antikoincidencia-fokozatba jut, és - amennyiben T_{12} nem kapott pozitív tiltójelet - T_{11} anódján /differentiális vagy csatornakimenet /a számláló részére mint negatív vezérlőjel megjelenik./v.ö. 2., 5., és 6. ábrák/.

Amennyiben a jel amplitudója meghaladja a felső diszkriminálási szintet a T_{13} - T_{14} Schmitt-kör indítja a T_{15} - T_{16} tiltójeladó multivibrátort. Mint láttuk, a tiltójelnek az alsó-diszkriminátor visszabillenése befejeztéig kell tartani, ezért az ön-visszabillenés idejét nagynak: 400 μ sec-nak választottuk. (Ez limitálja az analizálható impulzusok maximális hosszát.) Ha az impulzus rövidebb - minimálisan 0,5 μ sec - akkor az alsó diszkriminátor differentiált kimenőjelének /5. ábra, 5 diagram/ vége a T_{18} fázisfordító csövön keresztül kinyitja a T_{17} -et s ezzel a multivibrátor korábban visszaáll alapállapotába. Látható, hogy T_9 jele megelőzi T_{15} - T_{16} visszabillenését, tehát az antikoincidencia helyes működésének feltétele biztosítva van. /5. ábra 8b diagram/. Ugyanakkor T_{12} anódján /integrális diszkriminátor kimenet/ csak akkor jelenhet meg jel, ha a differentiális kimenet jele letiltódott, tehát kettős számlálás kizárt.

Néhány szót szólva még a működés stabilitását illetően, a Schmitt-körök billenési bizonytalansága mérések szerint hosszú periódusra nézve 100 mV. Ez annyit jelent, hogy a diszkriminálási szintek maximális 100 V-os különbségére vonatkoztatva a Schmitt-körök együttes billenési bizonytalansága 0,2 %, de 20 V-os szintkülönbség mellett sem haladja meg az 1 %-ot. E két érték a kapuerősítő bemenetén 10 V, illetve 2 V csatornaszélességnek felel meg. A maximális és minimális bemenő jelszélességről már volt szó. A maximális felbontóképesség függ az egymásután következő jelek amplitudó és sorrend viszonyától. Két jel esetén legkritikusabb a helyzet akkor, ha az első jel túllépi a csatornát, a második pedig a csatornába esik. Az így értelmezett felbontóképesség méréseink szerint biztosan jobb mint 5 μ sec, kisebb érték mérését mérőberendezéseink nem tették lehetővé.

Ezzel a berendezés főbb egységeinek működését áttekintettük, a többit /2.ábra/ csak egész röviden érintjük.

A differenciális és integrális kimeneten érkező jelek egy-egy 128, illetve 512 aláosztású számlálóegységbe jutnak. Az egységek felépítése nem tér el a megszokottól, egyetlen érdekessége az interpoláció megoldásában van. Az általánosan használt ködfénylámpás indikáción kívül ugyanis az interpoláció a számláló-jelfogó indikációjának tizedes értékeiben műszeren is leolvasható. A kapcsolás a nem égő és égő ködfénylámpák sarkait jellemző feszültségdifferenciát használja ki: az ezzel arányos áramokat egy mérőkör súlyozottan összegezi. Az áramkör kizárólag passzív elemeket tartalmaz. Az interpoláció leolvasási pontossága az alkalmazott műszertől és az elemek beállításától függően 1-3 %. Előnye, hogy segítségével bináris osztóláncok interpolációja is a decimálishoz hasonló egyszerűséggel olvasható le.

A tápegység -200V, +300V és +400V-os stabilizált és +450V-os stabilizálatlan feszültséget szolgáltat. A fűtőfeszültségek nem stabilizáltak, de a kapcsolás pontosabb mérések esetre stabilizátor beiktatását lehetővé teszi. A nagyfeszültségű rész két szabályozható stabilizált kimenetet tartalmaz, elsősorban rácson ionizációs kamrák számára. A negatív nagyfeszültség /-5 kV/ stabilizálását egyetlen 6AU6-os cső végzi. A kimenő fe-

szültség beállítása nullától maximumig két független osztólánc segítségével történik 10 fokozatu durva és ezen belül folyamatos finom szabályozási lehetőséggel. A kimenőfeszültség értéke a beépített műszereken olvasható le. A tápegységek helyes bekapcsolási sorrendjét és a csövek 1 perces fölfűtési idejét három erősáramu segédrelé és egy hőrelé biztosítja.

A részecske-detektorból érkező impulzusok felerősítése két lépésben történik. Egy $A = 2000$ -szeres erősítésű nagy negatív visszacsatolással rendelkező mérsékelt szélessávu $/2 \text{ MHz}/$ előerősítő közvetlenül a detektor közelében nyer elhelyezést, innen a jelek alacsony impedancián árnyékolt kábelon jutnak a főberendezés bemenetére. Itt egy 10 fokozatu kalibrált chmos osztó biztosítja, hogy az $A = 200$ -szoros erősítésű második erősítő bemenetére a jelek a mérés által megkívánt amplitudó szinten érkezzenek. Az erősítő sáv szélessége és stabilitása az előerősítővel megegyező. A maximális kimenő amplitudó $+ 140 \text{ V}$. Germániumdiódás szint helyreállítással gondoskodás történt az erősítő nagymértékű $/40$ -szeres/ túlterhelhetőségéről, ami az amplitudóspektrum legalsó szakaszának felvételéhez elengedhetetlen. Az erősítő kimenete egyrészt az előzőkben tárgyalt kapuerősítőhöz, másrészt egy állandó megfigyelést lehetővé tevő vezérelt eltérítő generátorral ellátott oszcilloszkóphoz csatlakozik.

A leirt berendezés az Atomfizikai Osztály differenciáldiszkriminátorai sorában elsőnek készült el. Kb. egy hónappal ez előtt került használatba két újabb - egyszerűsített és javított kapcsolású és automatikus spektrum felvételre is alkalmas - egy csatornás differenciáldiszkriminátor, egy további 25 csatornás pedig építés alatt áll. Ezeknek ismertetésére későbbi cikkek keretében kerül sor.

Befejezésül köszönetet mondunk Neszmélyi András és Barna Árpád kartársaknak, akik a berendezés megfigyelő oszcilloszkópjának illetve nagyfeszültségű tápegységének tervezésével és építésével nagymértékben segítségünkre voltak.

I r o d a l o m

- [1] C.H.Wescott, G.C.Hanna, Rew.Sci.Instr.20,181
- [2] J.H.Parsons, Proc.IRE 37, 564.
W.C.Elmore, M.Sands, Electronics,
National Nuclear Energy Series
J.E.Francis, P.R.Bell, J.C.Gundlack, Rew.Sci.Instr.22,133.
S.G.G.Frank, O.R.Frisch, G.G.Scarrott, Phil.Mag.42,603.
D.A.Watkins,Rew Sci.Instr.20,495.
- [3] C.W.Johnstone, Nucleonics 11,No7-10.
A.B.Van Rennes,Nucleonics 10 No 7-10
- [4] Varga P.KFKI Közl.3,43.
- [5] F.J.M.Farley, Journ.Sci.Instr.31,241.
Érkezett 1956. okt. 20.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Neutron lassítás

Írta: Uzsoki Miklós

Bevezetés:

Sok mérésnél és a lassu neutronokkal működő máglyában a neutron forrásból kilépő gyors neutronokat le kell lassítani rendszerint termikus szintre. Az ütközéssel való energia leadás és neutron befogás kettős folyamatát egyszerűen tanulmányozhatjuk, ha időben állandó neutron forrás esetén végtelen kiterjedésű anyagban vizsgáljuk a neutron lassítást. A lassítási folyamat ismeretes diszkusszióinál általában feltételezik, hogy az abszorbcio az energia függvényében lassan változik. Ez a feltevés legtöbbször nem teljesül, de szerencsére a fenti feltevésre elsősorban matematikai kezelhetőség miatt van szükség és a végeredmények akkor is többé-kevésbé használhatók, amikor az abszorbcio gyorsan változik.

A következőkben a feladat aequivalens, de más megfogalmazás alapján, egyrészt az ismert eredményeket fizikailag jobban indokolható elhanyagolások után kapjuk meg, másrészt egy új, pontosabb megoldást ismertetünk.

A definíciók és a matematikai modell felépítéséhez szükséges konvencionális elhanyagolások után, foglalkozunk az abszorbcio-mentes esettel, majd erre ráépítjük az abszorbcio-s eset tárgyalását. Végül a kapott eredményeket összehasonlítjuk tipikus esetekben az exakt megoldással és az ismert közelítésekkel.

Itt szeretnék köszönetet mondani Simonyi Károly professzor urnak, aki a kérdésre felhívta a figyelmemet és az összefoglalásnál értékes utbaigazításokat adott.

1./ Definíciók, elhanyagolások

1,1./ Mint ismeretes rugalmas ütközésnél a neutron viszonylagos energia vesztesége független az ütközés előtti energiától, ezért célszerű az energiát logaritmikus léptékben mérni. Így szokás szerint bevezetünk

$$\mu = \ln \frac{E_N}{E}$$

egyenlettel egy új változatot, a letargiát, ahol E_N egy önkényes vonatkoztatási érték.

1,2./ Lassítás sűrűség alatt értjük az μ letargia szint fölé /energia alá/ lassuló neutronok számát. Jelölése

$$q(\mu)$$

1,3./ Rendszerint a lassítás sűrűség meghatározása érdekes, de erre közvetlenül egyszerű összefüggést felírni nem lehet. Ennek okát abban kell keresni, hogy az ütközésnél az energia leadás véges lépésekben történik és így egy μ letargia szintet átlépő neutronok különböző energiájukak. A lassítási folyamatot közvetlenül jellemezhetjük, hogy ha megadjuk, hogy az egyes letargia intervallumban hány ütközés zajlik le.

$F(\mu)$ -val jelölve az "ütközés sűrűségét"

$$F(\mu) d\mu$$

jelenti, tehát az $(\mu, \mu + d\mu)$ intervallumba eső ütközések számát, időegység alatt.

14./ Egy rugalmas ütközésnél létrejövő letargia növekedés feltételes valószínűsége $g(\mu/\mu_1)$ -val jelölve

$$g(\mu/\mu_1) d\mu_1$$

jelenti annak a valószínűségét, hogy ha μ_1 letargiájú neutron ütközik az ütközés után a letargiája $(\mu, \mu + d\mu)$ intervallumba esik.

Feltételezhetjük, hogy

a./ a szórás a tömegközpontri rendszerben izotrop.

b./ a magok a laboratoriumi rendszerben állnak.

c./ különböző tömegű magok esetén a makroszkopikus szórás keresztmetszetek árnyainak változása elhanyagolható. A fenti szokásos feltevések alapján, mint ismeretes a feltételes valószínűség csak a két változó különbségtől függ, azaz a letargiacsökkenés valószínűségi eloszlása független a letargiától.

$$g(\mu/\mu_1) = g(\mu - \mu_1)$$

Ezt a $g(\mu)$ függvényt más számításokból ismertnek vehetjük. Az A tömegű mag esetén például

$$g(\mu) = \begin{cases} \frac{1}{1-\alpha} \exp(-\mu) & 0 \leq \mu \leq \chi \\ 0 & \chi < \mu \end{cases}$$

ahol

$$\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2 \quad \chi = \ln \alpha$$

A rugalmatlan ütközést figyelmen kívül hagyjuk.

1,5) Mint említettük először az ütközés sűrűséget célszerű meghatározni és ebből leszarmaztatni a lassítás sűrűséget. A letargia csökkenés valószínűségének ismeretében ez könnyen elvégezhető, ha meggondoljuk

$$\begin{aligned} \sum_s \int_t F(\mu_1) d\mu_1 &= \text{az } (\mu_1, \mu_1 + d\mu_1) \text{ közben lejátszó-} \\ &\quad \text{dó rugalmas ütközések száma} \\ \sum_s &= \text{a makroszkopikus szórási kereszt-} \\ &\quad \text{metszet} \\ \sum_t &= \text{a makroszkopikus totális kereszt-} \\ &\quad \text{metszet} \end{aligned}$$

$$g(\mu_2 - \mu_1) \frac{\sum_s F(\mu_1) d\mu_1 d\mu_2}{\sum_t} = \begin{array}{l} \text{az } (\mu_1, \mu_1 + d\mu_1) \text{ közből} \\ \text{az } (\mu_2, \mu_2 + d\mu_2) \text{ közbe szóródó} \\ \text{neutronok száma.} \end{array}$$

A letargia szintet azok a neutronok lépik át, melyekre

$$\mu_1 > \mu \quad \text{és} \quad \mu_2 > \mu$$

Igy az időegységen alatt μ fölé lassuló neutronok száma

$$\begin{aligned} q(\mu) &= \int_{-\infty}^{\mu} \int_{\mu}^{\infty} g(\mu_2 - \mu_1) \left(\frac{\sum_s F}{\sum_t} \right)_{\mu_1} d\mu_2 d\mu_1 = \\ &= \int_{-\infty}^{\mu} \int_{\mu - \mu_1}^{\infty} g(\mu_2) d\mu_2 \left(\frac{\sum_s F}{\sum_t} \right)_{\mu_1} d\mu_1 \end{aligned}$$

Legyen definícióképp:

$$G(\mu) = \left\{ \begin{array}{l} 0 \\ \int_{\mu}^{\infty} g(s) ds \end{array} \right\} \quad \text{ha} \quad \mu \left\{ \begin{array}{l} < \\ \geq \end{array} \right\} 0 \quad /1,5.1/$$

akkor

$$q(\mu) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(\mu - \mu_1) \left(\frac{\sum_s F}{\sum_t} \right)_{\mu_1} d\mu_1 \quad /1,5.2/$$

A definíciókból következik, hogy a $q(\mu)$, ha $\mu > 0$, annak a valószínűsége, hogy egy ütközésnél a letargia csökkenés nagyobb legyen mint μ

1,6.) A neutron befogós kikerülésének a valószínűsége értelemszerűen egy μ letargia nivó fölé lassuló neutronok száma viszonyítva a μ letargia alatt forrásból jövő neutronok számához, azaz

$$p(\mu) = \frac{q(\mu)}{\int_{-\infty}^{\mu} S(z) dz} \quad 1,6.1$$

ahol a $S(\mu)$ a forrás sűrűség.

17./ A későbbiekben előforduló integrál egyenletek közelítő megoldásánál ismételten a következő integrál egyenlet speciális eseteivel találkozunk:

$$f_1(\mu) Y(\mu) + \int_{-\infty}^{\mu} f_2(s) Y(s) ds = X(s)$$

Ez az egyenlet könnyen visszavezethető elsőrendű lineáris differenciál egyenletre. A megoldást ismétlések elkerülése végett itt adjuk

$$Y(\mu) = \frac{X(\mu)}{f_1(\mu)} - \int_{-\infty}^{\mu} \frac{X(s) f_2(s)}{f_1(\mu) f_1(s)} \exp \left[- \int_s^{\mu} \frac{f_2(t)}{f_1(t)} dt \right] ds$$

Ha $X(\mu)$ differenciálható akkor parciális integrálással

$$Y(\mu) = \frac{1}{f_1(\mu)} \int_{-\infty}^{\mu} \frac{dX}{ds} \exp \left[- \int_s^{\mu} \frac{f_2(t)}{f_1(t)} dt \right] ds$$

alakot kaphatjuk.

2. A lassítás alapegyenlete

A lassítási folyamat stacionér volta miatt igaz, hogy időegység alatt egy letargia intervallumban ütköző, azaz innen kilépő neutronok száma egyenlő az intervallumba jutókkal, melyek

két helyről származhatnak vagy közvetlenül a neutronforrásból, vagy ütközésből.

Az egyes tagok rendre

$$F(u) du = a(u, u+du) \text{ intervallumba történő ütközések száma}$$

$$S(u) du = \text{a neutron forrásból a fenti letargia intervallumban kibocsájtott neutronok száma}$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(u-u_1) \left(\frac{\sum_s}{\sum_t} F \right)_{u_1} du_1 = \text{az ütközések révén az intervallumba jutó neutronok száma}$$

/V.ö.1,5/

Az egyensulyt a "du tényező" elhagyásával felírva megkapjuk a neutron lassítás ismert egyenletét tér-, és időtől független alakban

$$F(u) = S(u) + \int_{-\infty}^{+\infty} g(u-u_1) \left(\frac{\sum_u}{\sum_t} F \right)_{u_1} du_1$$

Az egyenlet megoldása elvileg könnyen megadható. Ugyanis a mag egyik tényezője a $g(u-u_1)$ zérus, ha $u_1 > u$ így mint Volterra típusu egyenletnek a Neumann sora konvergens. Sajnos ez a sor gyakorlatilag használhatatlan a sor rossz konvergenciája miatt. Speciális esetekben ismereteseek használható exakt megoldások, általános esetben több közelítés ismeretes. Ezek közül a Fermi-től, Wignertől, ill. Greuling-, Goertzeltől származó közelítéseket egy fizikailag jól interpretálható módon le fogunk vezetni. A Hurwitz-féle megoldással nem foglalkozunk tekintettel, hogy ez a közelítés jelentőséggel csak akkor bír, ha széles letargia közben lassan változó nagy abszorbcio van, ez pedig inkább az árnyékolás esete mint a lassításé.

3. Lassítás abszorpció nélkül

Ebben az esetben egyszerűen megkapjuk az exakt megoldást. Mivel, ekkor

$$\frac{\sum_s}{\sum_t} = 1$$

és így a (2,0.1) egyenletben az integrál konvolúció lesz, azaz

$$F(u) = S(u) + g(u) * F(u)$$

Az egyenletet Laplace transzformációval megoldva a megoldás alakja

$$F(u) = S(u) + \Gamma(u) * S(u) \quad /3,0.1/$$

ahol

$$\mathcal{L}[g(u)] = \gamma(p) \quad \Gamma(u) = \mathcal{L}^{-1}\left[\frac{\gamma}{1-\gamma}\right]$$

monoenergetikus forrás esetén

$$S(u) = Q \delta(u - u_0)$$

ahol Q = a forrásból másodpercenként kilépő neutronok száma

u_0 = a fenti neutronok energiájához tartozó letargia.

A /3,01/ alapján az ütközősűrűség

$$F(u) = Q [\delta(u - u_0) + \Gamma(u - u_0)]$$

Innen a $\Gamma(u)$ fizikai jelentése: egy neutronra eső ütközés sűrűség leszámítva az első ütközést. Általános esetben hosszadalmas diszkussziójával nem foglalkozunk, csak arra az ismert tényre hivatkozunk, hogy gyorsan a ξ^{-1} asszimptotához tart, ha növekszik, ahol

$$\xi = \int_{-\infty}^{\infty} u g(u) du = - \left. \frac{d\gamma}{dp} \right|_{p=0}$$

az az egy ütközésre eső átlagos letargia növekedés.

3,1./ A $\Gamma(u)$ diszkussziója két irányu egyrészt a kezdeti szakasz, másrészt az asszimptotához való tartás vizsgálata. Az első feladat megoldása végtelen sor alakjában ismeretes. Ha neutron azonos tömegű magokkal ütközik ez a megoldás az automatikában ismeretes, tabellázott ún. "Verzögerungs-Funktion" segítségével egyszerűen kifejezhető. A Verzögerungs-Funktion a

$$\frac{d}{dx} y(x) + a y(x-1) = 0 \quad \text{hiszterodifferenciál}$$

egyenlet

$$\eta(x, a) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{a^k}{k!} [x-k]^k \quad [x] = \begin{cases} 0 \\ x \end{cases} \text{ ha } x \begin{cases} < \\ \geq \end{cases} 0$$

Ugyanis "A" tömegű magok esetén

$$\mathcal{L}[g_A(u)] = \gamma(p) = \frac{1 - \alpha^{p+1}}{1 - \alpha} \cdot \frac{1}{p+1} \quad /3,1.1/$$

$$\mathcal{L}[\Gamma(u)] = \frac{\gamma}{1-\gamma} = \frac{1 - \alpha^{p+1}}{(1-\alpha)(p+1) - (1-\alpha^{p+1})} \quad /3,1.2/$$

A változók lineáris transzformációjával és figyelembe-véve, hogy

$$\mathcal{L}[\eta(u, a)] = \frac{1}{p + a e^{-p}}$$

kapjuk

$$\Gamma(u) = \frac{e^{\frac{\alpha u}{1-\alpha}}}{1-\alpha} \left[\eta\left(\frac{u}{\kappa}; \beta e^{-\beta}\right) - e^{-\beta} \eta\left(\frac{u}{\kappa} - 1; \beta e^{-\beta}\right) \right]$$

ahol

$$\beta = \frac{\kappa}{1-\alpha} \quad /3,1.1/$$

32./ Azonos tömegű magok esetén az asszimptotától való eltérésre lényegesen nem javítható korlátot kapunk, ha az inverziós integrálra alkalmazzuk a rezidium tételt, az integrációs utat növekvő sugaru $p = 0$ középpontu félkörrel téve zárttá a negatív félsíkon, melyre az integrál eltűnik, és a zérussá váló tagokat majorizáljuk. A Laplace transzformált /3,1.2/ alatti kifejezése alapján a következő egyszerű tényeket állapíthatjuk meg:

- a./ A polusok csak nevező zérus helyeinél lehetnek.
- b./ A nevező zérus helyei egyszeresek.
- c./ A nevezőnek csak két valós gyöke van

$$s = 0 \quad \text{és} \quad s = -1$$

- d./ Az $s = -1$ nem pólus, mert itt a számláló is ugyanugy válik zérussá.
- e./ A komplex gyökök a

$$\sqrt{\left(x - \frac{\alpha}{1-\alpha}\right)^2 + y^2} = \frac{\alpha}{1-\alpha} \alpha^x$$

görbén helyezkednek el, mert

$$\left| p - \frac{\alpha}{1-\alpha} \right| = \left| \frac{\alpha}{1-\alpha} \alpha^p \right| ; p = x + jy$$

A görbén igaz: $x \leq -1$

Rendezzük a gyököket a görbén úgy, hogy legyen

$$p_0 = -1$$

és nagyobb imaginárius részhez nagyobb index tartozzék.

f./ A gyökök sűrűségére a görbén igaz, hogy

$$2\pi|k| < x|y_k| < 2\pi|k| + \pi/2$$

mert

$$2k\pi = \arg - \frac{\frac{\alpha}{1-\alpha} \alpha^p}{p - \frac{\alpha}{1-\alpha}} = -y x - \arg \left(\frac{\alpha}{1-\alpha} - p \right)$$

és e./ alapján

$$\begin{aligned} -\frac{\pi}{2} < \arccos\left(\frac{\alpha}{1-\alpha} - \rho\right) < 0 \\ 0 < \arccos\left(\frac{\alpha}{1-\alpha} - \rho\right) < \frac{\pi}{2} \end{aligned} \quad y \left\{ \begin{array}{l} > \\ < \end{array} \right\} 0$$

Most már, ha $u > 0$ /egyébként $\Gamma(u) = 0$ /

$$\begin{aligned} \Gamma(u) &= \frac{1}{2\pi j} \int_{+0-j\infty}^{+0+j\infty} e^{up} \frac{1-\alpha^{1+p}}{(1-\alpha)(1+p) - (1-\alpha^{1+p})} dp \\ &= \frac{1}{\xi} + \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} \frac{1+p_k}{\xi + \chi p_k} \cdot e^{up_k} \end{aligned}$$

A gyökökre vonatkozó megjegyzések alapján a szummára a következő lépésekben adható korlát:

$$\begin{aligned} \left| \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \frac{p_k+1}{\chi p_k + \xi} e^{up_k} \right| &\leq 2 \sum_{k=1}^{\infty} \left| \frac{p_k+1}{\chi p_k + \xi} \right| e^{ux_k} < \\ &< \frac{2}{\chi} \sum_{k=1}^{\infty} e^{ux_k} < \frac{2}{\chi} \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{2\pi k}{1-\xi} \right)^{-\frac{u}{\chi}} = \frac{2}{\chi} \left(\frac{1-\xi}{2\pi} \right)^{\frac{u}{\chi}} \left\{ \left(\frac{u}{\chi} \right) \right\} \end{aligned}$$

A p_R lineáris tört kifejezése azért majorizálható χ^{-1} -re, mert a $\chi e \rho < -1$ félsíkot a $\{0,0 / 0,\chi\}$ átmérőjű kör belsejébe képezi le.

A $e^{u x_k}$ -ra felső korlátot az e./ és f./ alapján nyerjük:

$$\alpha^{x_k} = \frac{1-\alpha}{\alpha} \left(x_k - \frac{\alpha}{1-\alpha} \right)^2 + \left(\frac{y_k}{x} \right)^2 > \frac{1-\alpha}{\alpha x} 2k\pi = \frac{2k\pi}{1-\xi}$$

Végül tehát az asszimptótól való eltérésre:

$$\left| 1 - \xi^{-1} \right| < \frac{2}{x} \left(\frac{1-\xi}{2x} \right)^{\frac{u}{x}} \xi \left(\frac{u}{x} \right)$$

ha

$$u > x$$

4./ Lassítás neutron befolyás esetén

Az /2,0.1/ egyenlet magában foglalja az abszorpciós esetet is. Hidrogénben való lassításnál az egyenlet exaktul megoldható, ugyanis a /1,7/ alatti egyenletbe megy át. Általános esetben a közelítő megoldások sokféleképpen vezethetők le lényegében ezek aequivalensek azzal, hogy $g_{ex}(u)$ -t különböző függvényekkel helyettesítjük az alábbi feltételek mellett. /Az "ex" indexszel a továbbiakban az exakt alakot fogjuk jelölni./

a/ Lévéen a $g(u)$ valószínűségi eloszlás, legyen:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(u) du = \int_{-\infty}^{+\infty} g_{ex}(u) du = 1$$

b/ Az egy ütközésre eső letargia csökkenés átlagos értéke legyen exakt:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} u g(u) du = \int_{-\infty}^{+\infty} u g_{ex}(u) du = \xi$$

c/ Matematikailag jól kezelhető legyen az így nyert közelítő integrál egyenlet.

A fenti feltételek mellett is még elég sok önkényesség van a $g(u)$ megválasztásában és a közelítés jósága közvetlenül nem látható be.

4,1/ Ezeket a nehézségeket elkerüljük, ha az alapegyenletet átalakítjuk. A

$$\frac{\sum_s}{\sum_t} = 1 - \frac{\sum_a}{\sum_t}$$

összefüggést a /2,0.1/-ba írva,

$$F(u) = S(u) - g_{ex} * \left(\frac{\sum_a}{\sum_t} F \right) + g_{ex} * F$$

a /3,0.1./ alapján

$$F = S - g_{ex} * \frac{\sum_a}{\sum_t} F + \Gamma_{ex} * \left[S - g_{ex} * \frac{\sum_a}{\sum_t} F \right]$$

átrendezve

$$F = S + \Gamma_{ex} * S - \left[g_{ex} + \Gamma_{ex} * g_{ex} \right] * \left(\frac{\sum_a}{\sum_t} F \right)$$

Mivel igaz az

$$g_{ex} + \Gamma_{ex} * g_{ex} = \Gamma_{ex}$$

összefüggés, írhatjuk:

$$F + \Gamma_{ex} * \left(\frac{\sum_a}{\sum_t} F \right) = S + \Gamma_{ex} * S$$

Ezt az egyenletet, melyet az /2,0.1/ egyenlet pusztán matematikai következményeként kaptunk,

$$F = S + \Gamma_{ex} * \left(S - \frac{\sum_a}{\sum_t} F \right)$$

alakba írva, figyelembe véve, hogy $\sqrt{\rho_x}$ az abszorpciómentes esetre vonatkozó rezolvens, a következőképp olvashatjuk:

Az ütközősűrűség egyenlő az első ütközés ütközés-sűrűségével, azaz a forrassűrűséggel, plusz a további ütközések ütközés-sűrűsége, itt forrásnak a tényleges forrást, mínusz az elnyelt neutronokat kell tekinteni. Erre az evidenciára hivatkozva a /4,1.0/ egyenletet a bevezetés mellőzésével közvetlenül is felírhattuk volna.

42./ Az /4,1.1/ egyenletből kiindulva most már nem a

$g_{ex}(u)$ hanem $\sqrt{\rho_x}(u)$ kell közelítenünk.

Első közelítéskép kézenfekvő, hogy a $\sqrt{\rho_x}(u)$ kezdetén lévő ingadozásoktól eltekintünk azaz legyen:

$$\sqrt{w}(u) = \begin{cases} 0 \\ \xi^{-1} \end{cases} \quad u \begin{cases} < \\ \geq \end{cases} 0$$

Mondván azt, hogy a kezdeti szakaszban lévő ingadozások, az egész integrált kevésbé befolyásolják. A fenti feltevéssel az ismert Wigner-féle közelítést kapjuk meg. Eredeti megfogalmazásban ez azt jelenti, hogy a

$$g_w(u) = \begin{cases} \xi^{-1} \exp\left(-\frac{u}{\xi}\right) \\ 0 \end{cases} \quad u \begin{cases} \geq \\ < \end{cases} 0$$

alakban vesszük fel, ugyanis $\sqrt{w}$ definíciója alapján.

$$\mathcal{L}(\sqrt{w}) = \frac{1}{\xi p} = \frac{\mathcal{L}^* w}{1 - \mathcal{L}^* w}$$

innen

$$\mathcal{L}^* w(p) = \frac{1}{1 + \xi p}$$

ami g_w eredeti alakjának Laplace transzformáltja

Ha az

$$\sqrt{f}(u) = -\delta(u) + \sqrt{w}(u)$$

egyenlettel definiáljuk a közelítő rezolvenst a Fermi közelítést kapjuk. Ez természetesen ront a közelítésen, de nagy előnye, mint később látni fogjuk, ennél a közelítésnél egyszerű az összefüggés az ütközés- és lassítás-sűrűség között.

Végül, hogy ha Wigner-féle közelítésnél mondottakból csak azt kívánjuk fenntartani, hogy $\sum_a F$ nem változik gyorsan, de $\sqrt{\epsilon_x}$ az asszimptota körüli ingadozásokat figyelembe kívánjuk venni a Greuling-Goertzel közelítést kapjuk meg. Ugyanis a közelítendő integrált a következőképp alakíthatjuk át;

A

$$\sqrt{\epsilon_x}(u) = \frac{1 + H(u)}{\xi}$$

jelölést használva

$$\begin{aligned} \sqrt{\epsilon_x}(u) * \left(\frac{\sum_a F}{\sum_t} \right) &= \int_{-\infty}^u \frac{\sum_a F}{\sum_t} F du_1 + \int_0^{\infty} H(u_1) \left(\frac{\sum_a F}{\sum_t} \right)_{u-u_1} du_1 \\ &= \sqrt{\epsilon_x} * \frac{\sum_a F}{\sum_t} + \frac{\sum_a F}{\sum_t \xi} \int_0^{\infty} H(u_1) du_1 \\ &\quad + \int_0^{\infty} \left(\int_{u_1}^{\infty} H(z) dz \right) \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{\sum_a F}{\sum_t \xi} \right)_{u-u_1} du_1 \end{aligned}$$

Az utolsó integrálban a

$$\int_u^{\infty} H(z) dz$$

tényező növekvő u -nál gyorsan eltűnik, másrészt $\sum u F / \sum_t$ feltevésünk szerint lassan változik, így a deriváltja kicsi, ezért

$$\Gamma_{ex} * \frac{\sum_a F}{\sum_t} \approx \Gamma_w * \frac{\sum_a F}{\sum_t} + \frac{\sum_a F}{\sum_t \xi} \int_0^\infty H(z) dz$$

Ezzel a közelítéssel azonos, ha a rezolvenst a következővel közelítjük:

$$\Gamma_{q.q.} = \Gamma_w(u) + \frac{\delta(u)}{\xi} \int_0^\infty H(z) dz$$

Az itt szereplő határozott integrált a $\gamma_{ex}(p)$ segítségével kifejezhetjük:

$$\int_0^\infty H(z) dz = \xi (\varepsilon - 1)$$

ahol

$$\varepsilon = + \frac{1}{2\xi^2} \left. \frac{d^2 \gamma(p)}{dp^2} \right|_{p=0}$$

Eredeti megfogalmazásban a Greuling-Goertzel-től származó közelítés a $g(r)$ olyan közelítését valósítja meg, mely a 4./ a, b, c pontokon kívül a második nyomaték egyenlőséget is biztosítja, azaz

$$\int_{-\infty}^{+\infty} u g_{ua}(u) du = \int_{-\infty}^{+\infty} u^2 g_{ex}(u) du$$

	Fermi	Wigner	Greuling-Goertzel
$\Gamma(u)$	$-\delta(u) + \frac{1(u)}{\xi}$	$\frac{1(u)}{\xi}$	$(\varepsilon-1)\delta(u) + \frac{1(u)}{\xi}$
$\mathcal{L}[\Gamma(u)]$	$-1 + \frac{1}{p\xi}$	$\frac{1}{\xi p}$	$\varepsilon-1 + \frac{1}{\xi p}$
$\gamma(p)$	$1 - \xi p$	$\frac{1}{1+\xi p}$	$\frac{1+(\varepsilon-1)\xi p}{1+\xi \varepsilon p}$
$g(u)$	$\delta(u) - \xi \delta'(u)$	$\frac{1(u) \exp -u/\xi}{\xi}$	$(1-\frac{1}{\varepsilon})\delta(u) + \frac{1(u) \exp -\frac{u}{\xi}}{\varepsilon^2 \xi}$
Közelítő integrál egyenlet	$\begin{aligned} & \sum_s F(u) + \\ & \int_{-\infty}^u \sum_t \frac{F}{\xi} du_1 = \\ & = \int_{-\infty}^u \frac{S}{\xi} du_1 \end{aligned}$	$\begin{aligned} & F(u) + \int_{-\infty}^u \sum_t \frac{F}{\xi} du_1 = \\ & = S(u) + \int_{-\infty}^u \frac{S}{\xi} du_1 \end{aligned}$	$\begin{aligned} & \sum_s^* F_u + \\ & \int_{-\infty}^u \sum_t \frac{F}{\xi} du_1 = \\ & = \varepsilon S(u) + \int_{-\infty}^u \frac{S}{\xi} du_1 \end{aligned}$
$F(u)$	$\begin{aligned} & \sum_s \int_{-\infty}^u \frac{S}{\xi} \exp[- \\ & - \int_z^u \sum_t \frac{dt}{\xi}] dz \end{aligned}$	$\begin{aligned} & S(u) + \int_{-\infty}^u \frac{S}{\xi} \sum_t \exp[- \\ & - \int_z^u \sum_t \frac{dt}{\xi}] dz \end{aligned}$	$\begin{aligned} & \sum_s^* \left\{ \varepsilon S + \right. \\ & \left. + \int_{-\infty}^u \frac{S}{\xi} \sum_s^* \exp[- \right. \\ & \left. - \int_z^u \sum_s^* \frac{dt}{\xi}] dz \right\} \end{aligned}$
$\mathcal{L}[g(u)]$	ξ	$\frac{\xi}{1+p\xi}$	$\frac{\xi}{1+\xi \varepsilon p}$
$q(u)$	$\xi \delta(u)$	$1(u) e^{-\frac{u}{\xi}}$	$\frac{1(u)}{\varepsilon} e^{-\frac{u}{\varepsilon \xi}}$
$q(u)$	$\xi F(u)$	$\int_0^\infty F(u-z) e^{-\frac{z}{\xi}} dz$	$\int_0^\infty F(u-z) e^{-\frac{z}{\varepsilon \xi}} dz$
$1(u) = \begin{cases} 0 \\ 1 \end{cases} \text{ ha } u \begin{cases} < \\ \geq \end{cases} 0$			$\sum_s^* = \sum_s^+ + \varepsilon \sum_a$

Ha a fenti közelítő magokat beírjuk az /4,1.1/ integrál egyenletbe mindig 17./ alatt említett típusu integrál egyenlethez jutunk. A számítás főbb lépéseit és eredményeit az I. táblázat foglalja össze. Az oszlopok sorrendjét a jelenlegi tárgyalásnak megfelelően vettük fel, azaz a közelítő $f(u)$ -ből indultunk ki és ebből számítottuk vissza az ismert $g(u)$ közelítéseket. A lassítás sűrűség meghatározásához szükséges $q(u)$ függvény Laplace transzformáltja a definiáló /1,6.1/ egyenlet alapján:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}[q(u)] &= \mathcal{L}\left[\int_0^\infty g(u)du - \int_0^u g(u)du\right] \\ &= \frac{1-\delta}{p}\end{aligned}$$

Innen

$$q(u) = \mathcal{L}^{-1}\left(\frac{1-\delta}{p}\right)$$

43./ Az eddig ismertetett megoldásoknál mindig éltünk olyan feltevessel, hogy $\sum_a F / \sum_t$ a letargia függvényében nem változik gyorsan. Ez gyakorlati esetekben, mint ismeretes, a $\sum_a / \sum_t$ tényezőre ritkán teljesül. Másik közös vonása a fenti közelítéseknek, hogy nem ad számot az abszorbcio letargia szerinti eloszlásának a hatásáról. Például két rezonancia jellegű abszorbciora ugyanazt a csillapítást adja függetlenül attól, hogy milyen távol van ez a két abszorbcio kiugrás.

A következőkben egy olyan új közelítést fogunk ismertetni, melynél csak az ütközés sűrűségről fogjuk feltételezni, hogy nem változik gyorsan, ez gyakorlatban nagyon jól teljesül. Az eredmény felvilágosítást ad egyben arra is, hogy mennyire befolyásolják egymást a különböző letargia szinten történő abszorbcioók.

Hasonlóan a Greuling-Goertzel közelítésnél végzett átalakításhoz az /4,1.1/ egyenletben lévő integrált parciális integrál-

lással átalakítjuk, hogy most deriválandó tagnak csupán az $F(u)$ -t tekintjük

$$\Gamma_{ex} * \frac{\sum a}{\sum_t} F(u) \approx (H * a) F(u) + \int_{-\infty}^u a(u_1) F(u_1) du_1$$

ahol

$$a(u) = \frac{\sum a}{\{\sum_t\}}$$

Hasonló értékű közelítéssel

$$\Gamma_{ex} * S \approx (\varepsilon - 1) S(u) + \int_{-\infty}^u \frac{S}{\xi} du_1$$

Igy a közelítő integrál egyenlet

$$(1 + H * a) F(u) + \int_{-\infty}^u a F du_1 = \varepsilon S(u) + \int_{-\infty}^u \frac{S}{\xi} du_1$$

A 1,7/ alapján megoldva

$$F(u) = \frac{\varepsilon S + \int_{-\infty}^u \frac{S(z)}{\xi} \frac{1 + H * a - \xi t a}{1 + H * a} \exp \left[- \int_z^u \frac{a dt}{1 + H * a} \right] dz}{1 + H * a}$$

Tekintettel a

$$H * a$$

kis értékére, megengedhető az exponensben szereplő integrálban a

$$\frac{1}{1 + H * a} \approx 1 - H * a$$

másutt pedig a Greuling-Goertzel formula levezetésénél használt

$$H * a \sim \xi (\varepsilon - 1) a$$

közelítés. Az abszorpciót mérő "a" korrelációs függvényét

$$R(z, u, v) = \int_v^u a(t) a(t+z) dt$$

bevezetve, az ütközés sűrűségére kapjuk

$$F(u) = \frac{\sum_t}{\sum_*} \left[\epsilon S + \int_{-\infty}^u \left(\frac{S}{\xi} \frac{\sum_s}{\sum_*} \right)_v \exp \left\{ - \int_v^u a dt + \int_0^{\infty} R(-z, u, v) H(z) dz \right\} dv \right]$$

$$\sum_* = \sum_t + \epsilon \sum_a$$

5./ Befogás kikerülésének a valószínűsége

A p meghatározásához először /1,5.2/ alapján a lassítás-sűrűséget kellene kiszámítani. Ez - bármelyik közelítését is tekintjük az ütközés-sűrűségnek - igen bonyolult kifejezésére vezet. Nem követünk el azonban nagy hibát, ha szokás szerint figyelmen kívül hagyjuk a neutronforrás energiája körüli szinten történő abszorpciót és az ütközés-sűrűségből a lassítás-sűrűséget a Fermi-féle közelítéssel számoljuk. Az így kapható egyszerű, áttekinthető kifejezéseit a befogás kikerülés valószínűségének a II. táblázatban foglaljuk össze.

II. táblázat

	p
Fermi	$\exp - \int_v^u \frac{\sum a}{\sum s} \frac{dt}{\xi}$
Wigner	$\exp - \int_v^u \sum a / \sum_t \frac{dt}{\xi}$
Greuling- Goertzel	$\exp - \int_v^u \sum a / \sum_* \frac{dt}{\xi}$
4,3.2. alapján számolt	$\exp - \int_u^v \frac{\sum a}{\sum_t} \frac{dt}{\xi} + \int_0^\infty R(-z, u, v) H(z) dz$

6./ A közelítések ellenőrzése

Az előzőekben bőven hivatkoztunk elhanyagolásokra, anélkül, hogy mennyiségi megállapításokat tettünk volna. Erre az készítettett, hogy egyrészt a feladatok sokrétősége miatt nehezen állapítható meg egységes hiba, másrészt ezek figyelemmel kísérése a számítás egyes lépésein keresztül, áttekinthetetlenné tette volna a levezetéseket. Az együttes hibáról az által kaphatunk képet, ha tipikus esetekben összehasonlítjuk az exakt megoldással. Az elhanyagolások olyan természetűek voltak, hogy $\sum_s / \sum_t$ illetve $F(u)$ nem változik gyorsan a letargia függvényében. Ezért válasszuk próbakőként a következő két esetet; először $\sum a / \sum_t = \text{konst.}$, amikor a feltevés legmesszebbmenően teljesül, másodszor változtassa az abszorpció az értékét a lehetséges szélső értékei között ugrásszerűen, ekkor a feltevés legkevésbé teljesül.

A hibát célszerű

$$\delta = \frac{\log p}{\log p_{\text{ex}}}$$

aránnnyal mérni. Lassítónak válasszunk grafitot. Ekkor a $H/z/$ kifejezése /3,1.1/-ből a definíció alapján kapható.

6,1./ Állandó abszorbcio mellett a befogás kikerülésének a valószínűségét vizsgáljuk olyan széles letargia intervallumban, hogy a "széleffektusok" hatása elhanyagolható legyen. A neutronforrás nulla letargiájú neutronokat bocsásson ki.

5,1.1/ Az exakt megoldás ebben az esetben az abszorbcio mentes lassításhoz hasonlóan Laplace-transzformálttal kapjuk meg. A széleffektusok elhanyagolhatósága miatt csak az asszimptotát kell meghatározni, mely mint ismeretes

$$p_{ex}(u) = \exp - \lambda u$$

ahol λ az

$$\lambda(-\lambda) = \frac{1}{1 - \sum_a / \sum_t}$$

egyenlet valós gyöke

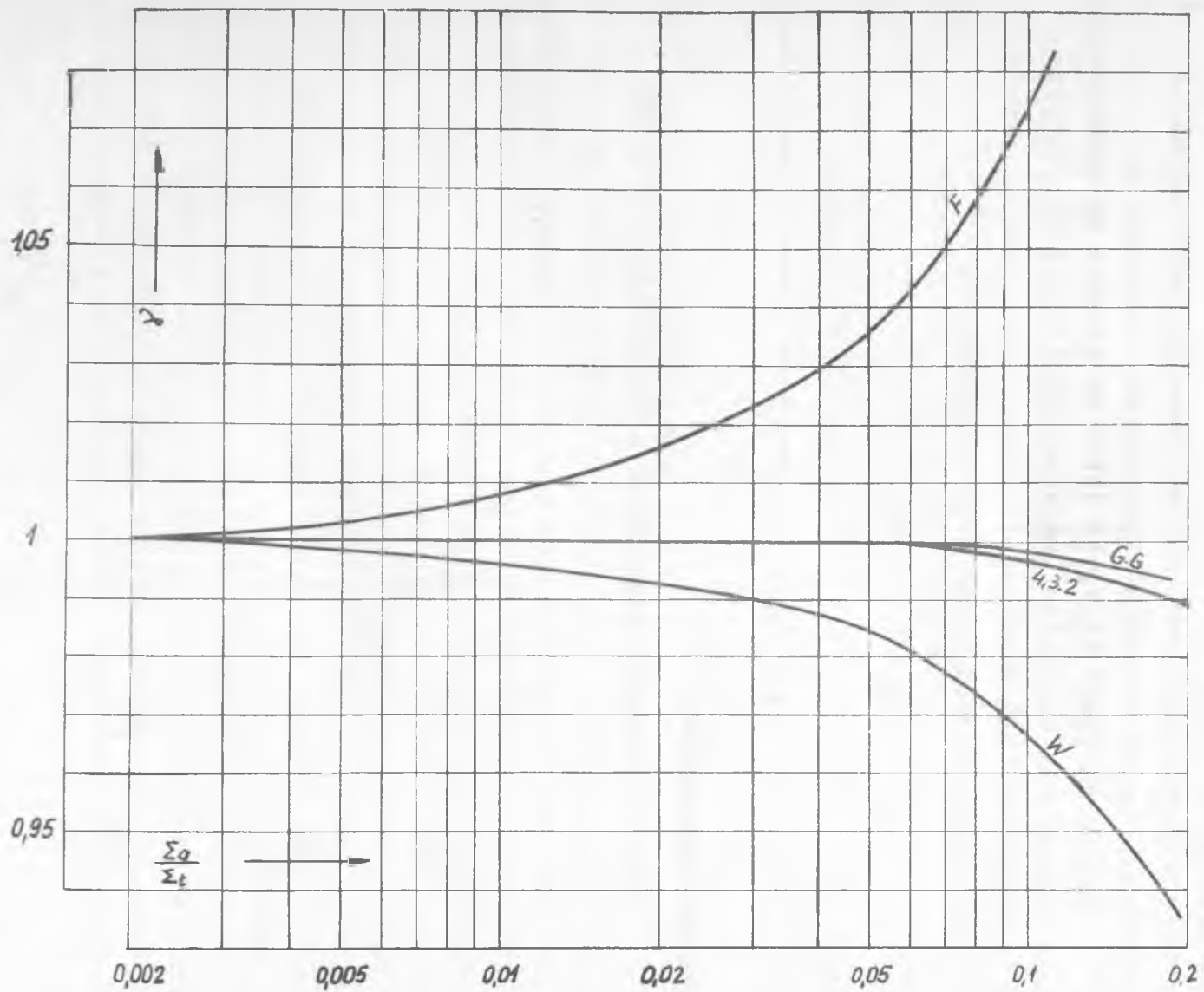
6,1.2./ Közelítő megoldások a II. táblázat alapján.

$$p_F = \exp - \frac{\sum_a}{\sum_s} \frac{u}{\xi}$$

$$p_w = \exp - \frac{\sum_a}{\sum_s} \frac{u}{\xi}$$

$$p_{au} = \exp - \frac{\sum_a}{\sum_*} \frac{u}{\xi}$$

$$p_{\mu,3.2} = \exp - \left[\frac{\sum_a}{\sum_t} + (1-t) \left(\frac{\sum_a}{\sum_t} \right)^2 \right] \frac{u}{\xi}$$



1. ábra

A hibára jellemző γ -át, a különböző közelítések esetén az 1. ábra mutatja. Figyelembe véve, hogy nagy $\sum_a$ széles intervallumban nem igen fordul elő, látszik, hogy a Greuling-Goertzel közelítés és a /4,3.2/ alapján számolt közelítés kielégítő.

6,2./ A második esetben legyen

$$\frac{\sum_a}{\sum_t} = \begin{cases} 1 \\ 0 \end{cases} \quad \left\{ \begin{array}{l} 0 < u < \Delta \end{array} \right\}$$

A teljes befogás intervalluma legyen kisebb mint χ , mert különben $p_{ex} = 0$. A neutronforrás legyen olyan letargiájú, hogy az ütközés-sűrűséget az

$$- \chi < u < 0$$

intervallumban már állandónak tekinthessük.

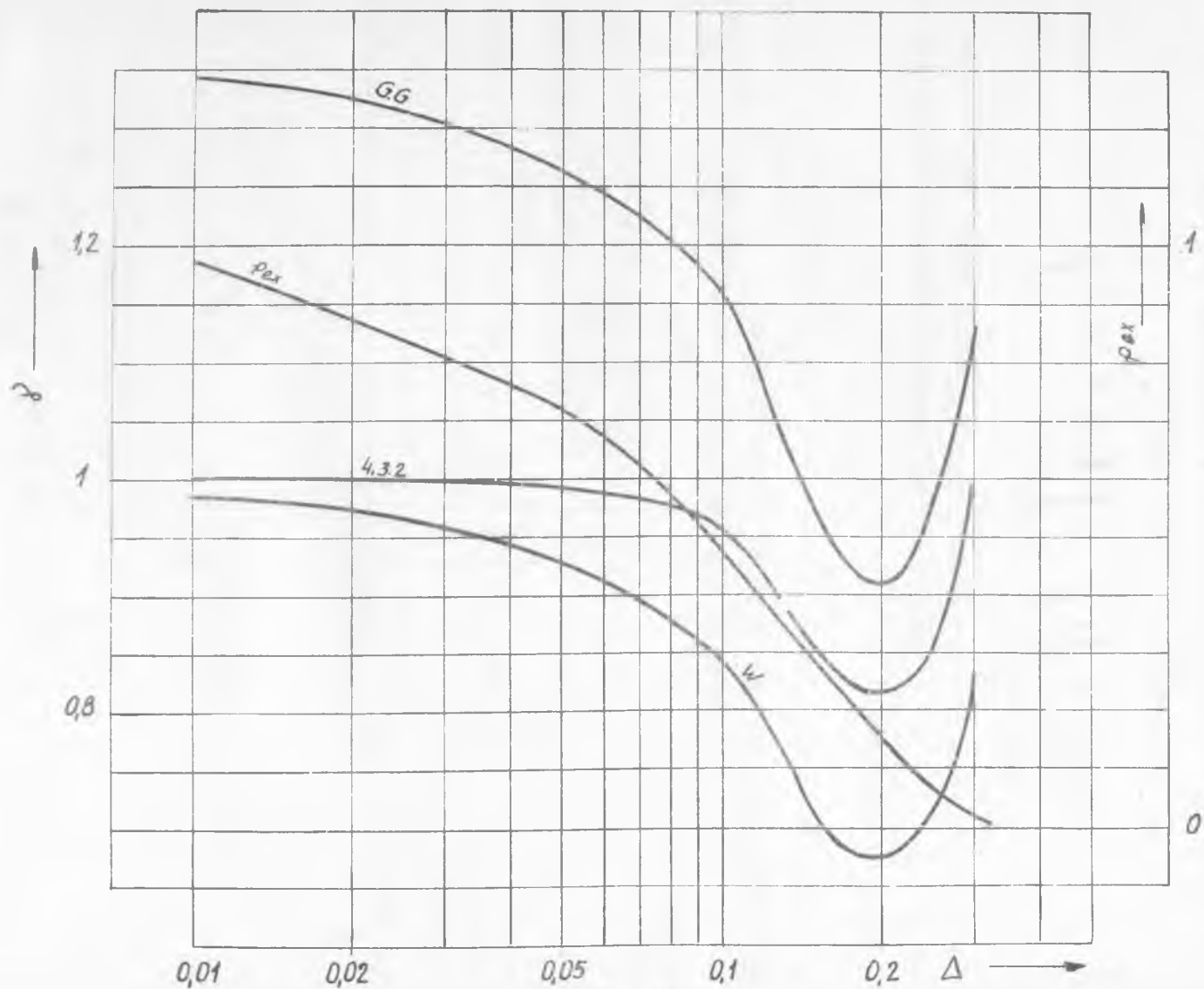
6,2.1/ A befogás kikerülésének valószínűsége definíció szerint

$$p_{ex}(\Delta) = \frac{q(u)}{\int_{-\infty}^0 S du} = \frac{q(\Delta)}{q(0)} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sum_s}{\sum_a} q(\Delta-s) F(s) ds}{q(0)}$$

Tekintettel, hogy

$$F(u) = \frac{q(0)}{\xi} \quad u < 0$$

$$p_{ex}(\Delta) = \frac{1}{\xi} \int_{\Delta}^{\chi} q(s) ds = 1 - \frac{1 - \Delta \cdot \alpha - t^{-\Delta}}{\xi (1 - \alpha)}$$



2. ábra

6,2.2/ A közelítésekre kapjuk a II. táblázat alapján

$$\rho_F = 0$$

$$\rho_W = \exp - \frac{\Delta}{\xi}$$

$$\rho_{G \bar{G}} = \exp - \frac{\Delta}{t \xi}$$

$$\rho_{4.3.2} = \exp \left\{ - \frac{\Delta}{\xi} - \frac{\Delta^2}{Z} - \frac{\xi(1-\alpha)}{\alpha^2} \left[e^{\frac{\alpha \Delta}{1-\alpha}} - 1 - \frac{\alpha \Delta}{1-\alpha} \right] \right\}$$

A 2. ábrán tüntetjük fel a ρ_{ex} értékét és a különböző γ -kat. Láthatjuk, hogy most a Greuling-Goertzel féle közelítés jelentős hibát ad. Az új megoldás, ha olyan abszorpciókra szorítkozunk, melynél a neutronok felénél kevesebb fogódik be, ilyen extrém esetben is jól közelít.

7./ Összefoglalásképpen megállapíthatjuk, hogy a megoldások, a felsorolás sorrendjében bonyolódnak, és ugyanakkor mind pontosabb eredményt szolgáltatnak.

Ha befogások zöme éles abszorpció kiugrásoknál történik, akkor a Wigner féle közelítés jól használható, ha ilyen éles rezonanciák nincsenek, akkor a Greuling-Goertzel formulával érdemes számolni. A. /4,3.2/-ből kapott kifejezés mindkét esetben jó közelítést ad.

Érkezett 1956. okt. 20.

A RADIOLOGIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: BOZÓKY LÁSZLÓ

Diborán gázzal töltött számlálócsövek thermikus neutronok mérésére

Irta: Orient Ottó és Vizsolyi Endre

Összefoglalás

A cikk ismerteti megfelelő tisztaságu, elektronegativ szennyezésektől mentes diborán gáz előállításának módját, valamint a diboránnal, illetve bórtrifluoriddal töltött számlálócsövek működési tulajdonságainak összehasonlítására végzett vizsgálatok eredményeit.

A mérési eredmények szerint a diboránnal, ill. bórtrifluoriddal töltött csövek működési tulajdonságai megegyeznek az-
zal a különbséggel, hogy a diboránnal töltött cső hatásfoka a
bórtrifluoriddal töltött csövekhez képest kétszeres.

Bevezetés

Thermikus neutronok regisztrálására felhasználható a ti-
zes tömegszámu bór-izotóp. Lassu neutronok hatására a következő
magreakció jön létre:



A magreakciónál vagy 2,3 MeV, vagy 2,78 MeV energia szabadul fel, mint a keletkező Li_3^7 mag és alfa rész kinetikus energiája. Az első esetben a Li_3^7 mag gerjesztett állapotban marad vissza, és a 0,48 MeV energiátöbbletet gamma emisszióval kisugározza. A két mag teljes hatótávolságán mintegy 70.000 - 80.000 iónpárt létesít. A reakció hatáskeresztmetszete a neutron energia széles tartományában az $\frac{1}{v}$ törvény szerint változik. Értéke 1 eV energiánál kb. $100 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$, 0,025 eV-nál $708 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$.

A neutron számlálócsöveket többnyire gáz halmazállapotú bórvegyülettel töltik meg. Vizsgáljuk meg azt, hogy milyen bórvegyületek jöhetnek számításba mint neutron számláló töltőgázok.

A bór elemnek rendkívül sok vegyülete ismeretes. Ezen vegyületek közül szobahőmérsékleten gáz halmazállapotú vegyület azonban csekély számu.

Az alábbi táblázat feltünteti a különböző csoportokba tartozó legfontosabb bórvegyületek - bórhalogének, bóralkilek, boránok - néhány jellemző adatát. 1.sz. táblázatból /1.sz. ábra/ látható, hogy az egyes csoportok első tagjai gáz halmazállapotúak, a továbbiak pedig folyadék, majd szilárd halmazállapotúak. Mivel a számlálók hatásfoka nő a töltőgáz nyomásának növelésével, ezért számunkra elsősorban a nagy tenzióju bórfluorid, bórmetil és diborán bir jelentőséggel.

A bórhalogenid és bóralkil töltésű számlálócsövek ismeretesek az irodalomban és a gyakorlatban használatosak. E vegyületek egy molekulájában egy bóratom van.

BÓRHALOGÉNEK			BÓRALKYLEK			BORÁNOK		
BX_3	gőznyomás		BR_3	gőznyomás		B_nH_{n+4} B_nH_{n+6}	gőznyomás	
	400 Hg mm	760 Hg mm		400 Hg mm	760 Hg mm		400 Hg mm	760 Hg mm
BF_3	-108,3 C°	-101,7 C°	$\text{B}(\text{C}_2\text{H}_5)_3$	-34,7 C°	-20,2 C°	B_2H_6	-99,6 C°	-86,5 C°
BCl_3	-3,6 C°	+12,7 C°	$\text{B}(\text{C}_2\text{H}_5)_3$		+95,0 C°	B_4H_{10}	+0,8 C°	+16,3 C°
BBr_3	+70,0 C°	+91,7 C°	$\text{B}(\text{C}_3\text{H}_5)_3$		+156,0 C°	B_5H_9	+40,8 C°	+58,1 C°
BJ_3		+210,0 C°				B_5H_{11}	+51,2 C°	+67,0 C°

1. ábra

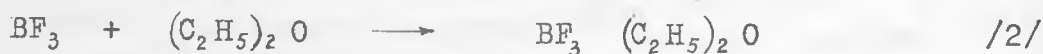
A különböző boránoknál egy molekula több bóratomot tartalmaz. Világos, hogy a neutron detektálás hatásfoka izotóp szétválasztás nélkül is növelhető a molekulában jelenlevő bóratomok számának növelésével. Másrészt valószínű, hogy kisebb stabilitása ellenére a B_2H_6 gáz izotóp szétválasztásnál jobb hatásfokkal dúsítható mint a BF_3 gáz, mert a diborán molekulában a bór-hidrogén atomok tömegének aránya kedvezőbb, mint a bórtrifluorid molekulában a bór-fluor atomok tömegének az aránya. Ezért a boránfeleségek felkeltették az érdeklődést. Azonban megfelelő működési tulajdonságokkal rendelkező borántöltésű számlálócsöveket mind-ezideig nem sikerült készíteni. [1]

Kísérleteinket képezte egyrészt megfelelő tisztaságu, elektronegativ szennyezésektől mentes /oxigén, széndioxid, vizgőz és silanok/ diborán gáz előállítása, másrészt az általunk előállított diboránnal töltött számlálócsövek működési tulajdonságainak összehasonlítása az eddig használt bórtrifluorid töltésű csövek működési tulajdonságaival.

A diborán előállítása

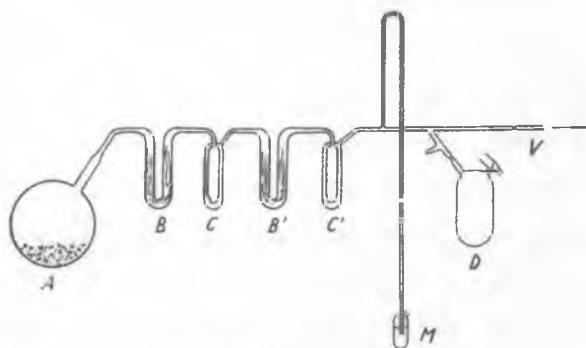
A diborán előállítását két lépésben végeztük el. Az első lépésben bórfluorid-éter komplexet állítottunk elő, majd a második lépésben: a bórfluorid-éter komplexet litiumaluminiumhidriddel reagáltattuk.

A bórfluorid-éter komplex előállítása egyikünk által régebben kidolgozott bórfluorid gáz előállításának továbbfejlesztése volt [2] az alábbi egyenletek alapján:



A 2.sz. ábrán látható készülék A lombikjába száraz, jól elporított káliumtetrafluoroborátot és bórtrioxidot helyezünk el, majd a D felfogóedénybe p.a. étert teszünk. /A mennyiségeket úgy választjuk meg, hogy 140 g KBF_4 -ből és 105 g B_2O_3 -ból kb. 15-16 l. BF_3 gáz fejlődjön és ez a 270 ml. éterfeleslegben elnyelődjön/.

Az egész rendszert s szennyezések eltávolítása céljából magas vákuumra leszívjuk és kifűtjük, majd függetlenítjük a szivattyuberendezéstől. Ezután az A lombikot hevíteni kezdjük és 518 C foknál megindul a gázfejlődés az /1/ egyenlet szerint. A fejlődő gáz áthalad B, illetve B' üveggyap-



2. ábra

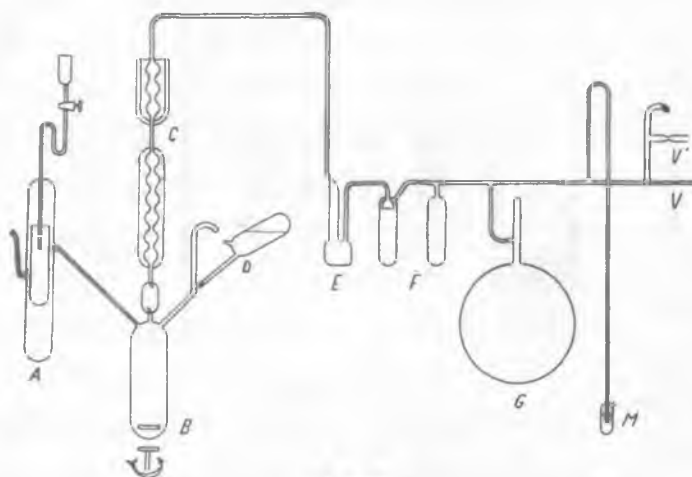
pottal töltött U csöveken, valamint C jéggel, illetve C' szén-savhóval hűtött kifagyasztóedényeken, így mentesül a szublimáló bórfluoridhidrátoktól, valamint esetleges hidrogénfluorid nyomoktól. A fejlődő tiszta gáz a folyékony levegővel hűtött éteres D palackban kondenzálódik. A heves gázfejlődés megszűnte után D palackot a rendszertől leszurással függetlenítjük. Ez tartalmazza az étert és a rákondenzált bórfluoridot. Ezután még 48 óra hosszat folyékony levegőben tartjuk, miközben az ezen hőmérsékleten szilárd bórfluorid és éter közötti komplex képződés teljesé lesz.

A bórfluorid-éter komplexet tartalmazó D edényt a későbbiekben a 3.sz. ábrán látható készülékre forrasztjuk rá, amelyben már a diborán gáz előállítására történik.

A diborán gáz előállítása a következő egyenleteken alapul:



Az /5/ egyenlet a teljes folyamatot tükrözi, melynek alapján elsőnek Finholt - Bond - Schlesinger [3] állított elő diborán gázt, éteres közegben azonban a kétlépéses reakció Shapiro és társai [4] szerint /mivel nem folyamatosan, hanem csak BF_3 fe-



3. ábra

leslegre indul meg a diborán gázfejlődés/ bizonyított. Az éteres közegben a rendkívül heves reakció lassan megy végbe, ezért is szükséges alkalmazása.

A 3.sz. ábrán látható készüléket használtuk fel a diborán gáz fejlesztésére. Az A adagolóedénybe litiumaluminiumhibrid éteres oldatát helyez-

zük, B reaktoredénybe keverőt teszünk, D edény törőzárral tartalmazza az előbbieken vázoltak szerint előállított bórfluorid komplexet, C hűtőrendszert levegő, áramló víz, illetve szénsavhó hűti, az E fagyasztóedényeket szintén szénsavhóval hűtjük.

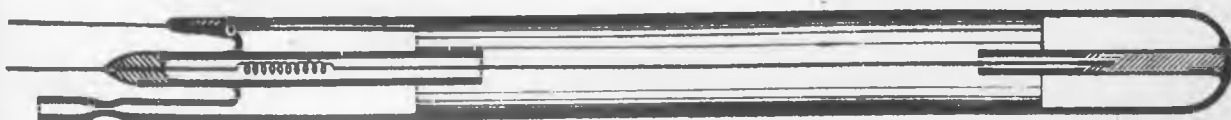
Az egész rendszert magas vákuumra leszívjuk és kifűtjük, majd a litiumaluminiumhibrid éteres oldatát betöltjük és többszöri felolvasztás és kifagyasztás után újra magas vákuumra szívjuk le a szennyezések /levegő- és vízgőznyomok/ eltávolítása céljából és azután függetlenítjük a szivattyurendszertől. D lombik feltörőjét most már megnyitjuk, mire B reaktoredénybe folyik a bórfluorid-éter komplex. Ugyanakkor az A adagolóedényben kifagyasztott litiumaluminiumhibrid éteres oldatát felengedjük. Ezután B reaktoredény mágneses keverőjét megindítjuk és az adagolórendszerhez vezető csapot kissé megnyitjuk, mire a higany lassu csepegése közben a litiumaluminiumhibrid éteres oldata az állandóan keverődő, jelenleg már a bórfluorid-éter komplexet tartalmazó B edénybe adagolódik. Ekkor erős pezsgés közben a diborán gáz gyors ütemben fejlődik. A kifagyasztóedényekben az éter legnagyobb része visszamarad és a manométer a fejlődő gáz nyomását mutatja. A gázfejlesztést akkor fejezzük be, amikor már újabb litiumaluminiumhibrid hozzáadására pezsgés nem következik be és a

manométer állása nem változik. F kifagyasztóedény előtt leszurással függetlenítjük a felfogórészt a fejlesztő apparátustól.

A keletkezett diborán gázt a továbbiakban az éternyomoktól, a reakció során keletkező poliborán - hidrogén szennyezésektől mentesíteniünk kell. Ezért F kifagyasztóedényt 48-72 órán át folyékony levegővel hűtjük, mire a diborán gáz és a jelenlevő szennyező anyagok egyrésze /poliboránok és éternyomok/ kvantitatíve kifagy, a jelenlevő hidrogén szennyezés pedig nem. Megnyitjuk ekkor a felfogórendszert és szivattyúrendszert összekötő feltörőzárat és magas vákuumra történő leszívással a hidrogéntől mentesítjük. Ezután leszurással a szivattyúrendszertől végleg függetlenítjük rendszerünket és a folyékony levegő hűtést késedelem nélkül szénsavhó hűtésre cseréljük. A diborán ekkor felenged s a manométeren leolvasható nyomásra töltődik meg a G lombik - melyet leszurunk és - amely most már tiszta diborán gázt tartalmaz, a szénsavhóval hűtött kifagyasztóampullában pedig az éternyomok és poliboránok visszamaradnak.

A számlálócsövek konstrukciója és a csövek vákuumtechnikai kezelése

A számlálócső konstrukcióját csőtengely irányu metszetben a 4.sz.ábra szemlélteti.



4. ábra

A katódhenger hajlitott 0,1 mm vastag nikkelfólia. Átmérője 15 mm. A csövek 0,1 mm szálvastagsággal készültek. A wolfram anódot ugyancsak wolframból készített rugó feszíti. Az anódszál érzékeny részének hossza 30 mm. A csövek üveganyaga jénai normál üveg, mert ez az üvegfajta nem tartalmaz bórt.

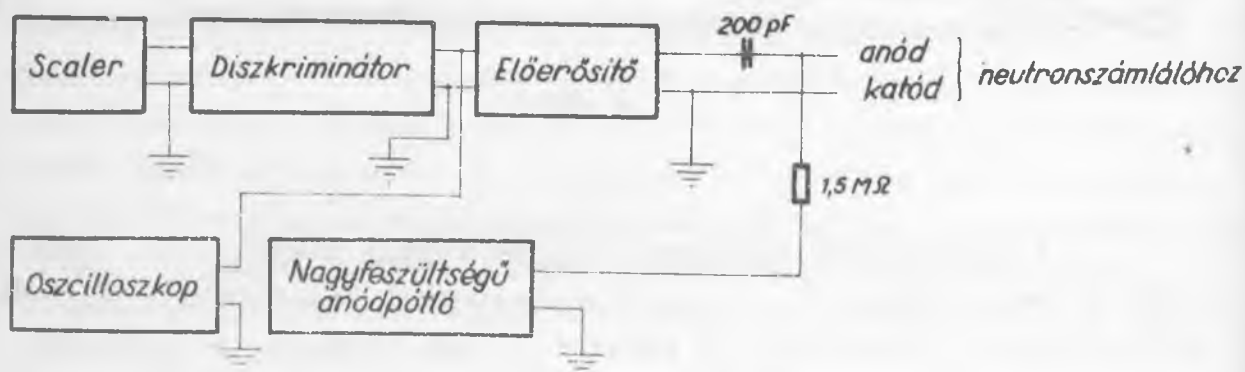
A töltővillára felforrasztott csöveket 10^{-5} Hg mm vákuumba történő leszívás után 3 órán keresztül 350 C fokon kifűtöttük az abszorbeált vízgőz és egyéb szennyezések eltávolítására. Kifűtés után a szobahőmérsékletre lehűlt csöveket megtöltöttük diborán gázzal, 20 Hg cm nyomásra.

Összehasonlítás céljára hasonló vákuumtechnikai eljárással töltöttünk csöveket bórtrifluorid gázzal 20 Hg cm nyomásra, melyeknek geometriai adatai azonosak voltak a diboránnal töltött csövek adataival.

Mérőberendezés

Mérések és vizsgálatok alkalmával a legtöbb esetben a neutron sugárzás intenzív gamma sugárzással együtt fordul elő, ezért a neutron számlálókat proporcionális tartományban működtetik, ugyanis a gamma sugárzás a számláló falából elektronokat vált ki. A neutron sugárzásból keletkezett alfa részecskék kb. 2-3 nagyságrenddel nagyobb kezdeti ionizációt létesítenek, mint a gamma sugárzásból származó elektronok, ezért a neutron sugárzásból származó impulzusok jóval nagyobbak, mint a gamma sugárzásból keletkezettek. A kétféle sugárzásból származó impulzusok megfelelő elektronikus impulzus amplitudó diszkriminátorral szétválaszthatók. Ezért a kétfajta töltőgázzal készített csövek összehasonlítását is proporcionális tartományban végeztük.

A mérőkészülék blokksémáját az 5.sz. ábra szemlélteti.



5. ábra

A számlálócső munkaellenállásán /1,5 MOhm/ kapott jelek erősítését előerősítő végzi. Az előerősítő után van kapcsolva a jelválogató diszkriminátor. A diszkriminátorról 1000-es leosztású scaler-re mennek a jelek. A számlálócső által szolgáltatott jelforma az előerősítő kimenetéhez kapcsolt oszcilloszkópon látható. A beállított nagyfeszültség 1000 V és 3000 V között folyamatosan szabályozható és műszer segítségével állandóan ellenőrizhető. Az erősítő erősítése 10 lépésben szabályozható, 50 és 500 között.

Az erősítő 500 Kc/sec frekvenciáig egyenletesen visz át.

A diszkriminátor főbb adatai a következők: küszöb 5 V és 55 V között állítható, a diszkriminációs bizonytalanság kisebb, mint 150 mV, a felbontóképesség $3 \cdot 10^5$ periodikus jel másodpercenként, a kijövő jel időtartama 3 μ sec és amplitúdója 0-20 V-ig folyamatosan szabályozható.

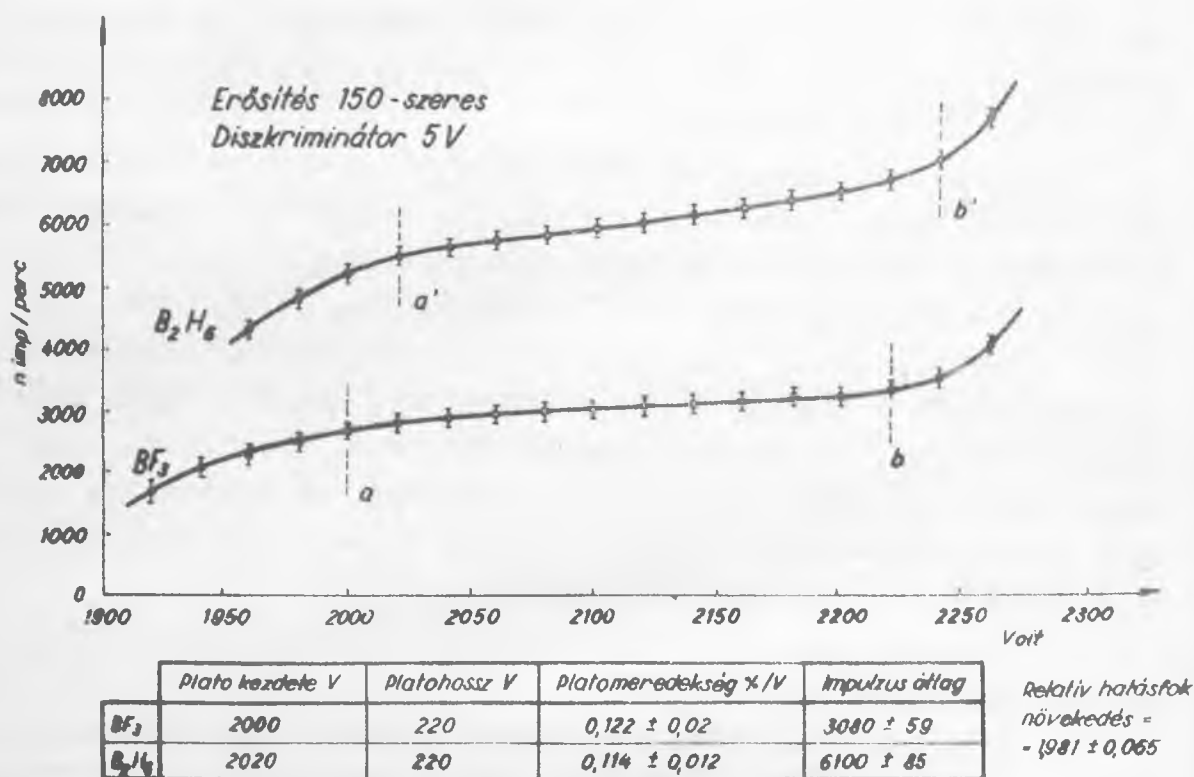
A neutron számlálók működtetésére természetes neutronforrást használtunk. A neutronforrás Ra-Be készítmény, amelynek rádiumtartalma 100 mg. A forrásból tulnyomórészt kb. 4-5 MeV energiájú gyors neutronok lépnek ki. A lelassítás paraffinnal történt. A mérendő neutron számláló cső részére körkeresztmetszetű lyuk van furva a tömbbe. A cső részére furt hengeres lyuk tengelyének távolsága a paraffinhenger tengelyétől kb. 1,5 cm. A mérendő csövek pontosan beleillenek a furatba, ez biztosítja azt, hogy azonos geometriájú csövek cserélés esetén is azonos intenzitású lassu neutron sugárzást kapnak.

Mérési eredmények

A bórtrifluorid gázzal töltött neutron számlálók számlálási karakterisztikájának aránylag széles platója van /proporcionális plató/. Ez azt jelenti, hogy a regisztrált impulzusok száma bizonyos határok között alig függ a legfontosabb három segédparamétertől, a cső üzemi feszültségétől, az erősítő erősítési tényezőjétől és a diszkriminátor beállításától. Ennek oka az, hogy a gamma sugárzásból származó maximális háttér-impulzusok jóval kisebbek, mint a neutron számlálásból származó impulzusok tulnyomó többsége.[5]

Méréseket végeztünk a bórtrifluorid és diborán gázzal töltött csövek működési sajátságainak /elsősorban a proporcionális plató/ megállapítására. A 20 Hg cm nyomású diborán, illetve bórtrifluorid gázzal megtöltött csövek működési adatait a 6. sz. ábra szemlélteti. A mérések folyamán az előerősítő erősítését állandóan 150-szeresre, a diszkriminátort 5 V-ra állítottuk be.

Látható, hogy a diboránnal töltött csövek működési adatai hasonlóak a bórtrifluoriddal töltött csövekéhez. Mindkét cső karakterisztikájának meredeksége 220 V hosszúságú platóra /az ábrán a-b, illetve a'-b' szakasz/ vonatkoztatva a mérési hibán belül megegyezik.



6. ábra

A diboránnal töltött csőnél a plató kezdetéhez tartozó feszültség /a'/ nagyobb, mint a bórtrifluorid csőhöz tartozó feszültség /a/. Ezeken az adatokon kívül a 6.számú ábrához tartozó táblázat feltünteti a diborán, illetve a bórtrifluorid töltésű cső platójában számlált impulzusok átlagát, valamint ezek hányadosát; a hányados a diborán cső relatív hatásfoknövekedését

adja a bórtrifluorid töltésű csőhöz viszonyítva. Ez az érték $1,981 \pm 0,065$ -nek adódik, tehát a hatásfok a mérési hibát is figyelembevéve kétszeres a diboránnal töltött csőnél.

A fentiek szerint a diborán és bórtrifluorid gázzal töltött csövek működési tulajdonságai megegyeznek azzal a különbséggel, hogy a diboránnal töltött cső hatásfoka a bórtrifluoriddal töltött csövekhez képest kétszeres.

I r o d a l o m

- [1] S.A.Korff: Electron and Nuclear Counters 97 /1955/
- [2] Vizsolyi E.: KFKI Közl. 3.évf.3.szám 293 /1955/
- [3] A.E.Finholt - A.C.Bond - H.I.Schlesinger: I.Am.Chem. Soc. 69, 1199 /1947/
- [4] I.Shapiro - Wein - Schmich - Skolnik - Smith : I.Am.Chem.Soc. 74, 901 /1952/
- [5] B.Rossi - H.Staub: Ionization chambers and counters 193 /1949/

Kivonatossan elhangzott az 1956. évi fizikus vándorgyűlésen.

A. FERROMÁGNESES OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: PÁL LÉNÁRD

Az atomreaktorok stochasztikus folyamatainak elméletéről

Irta: Pál Lénárd

Összefoglaló

A reaktorok folyamatait leíró alapegyenleteket fogalmazzuk meg a legáltalánosabb formában. Az alapegyenletekből levezetjük az átlagos neutronsűrűségre, a neutronértékességre és a neutronsűrűség fluktuációjára vonatkozó általános egyenleteket. Ilyen módon a reaktorok exakt elméletének egyenleteit ismerve a különböző közelítő eljárások alkalmazhatósági köre pontosan megadható.

I.

Az atomreaktorok elméletének klasszikus része* a gázok kinetikus elméletéből jól ismert Boltzmann-féle egyenleten alapszik. Lényegében minden gyakorlati probléma ezen egyenlet különböző kezdő- és határfeltételeknek eleget tevő, közelítő megoldásainak felkeresésére vezethető vissza.

Az irodalomban [1] igen sok cikk jelent meg a különböző közelítő módszerekről és a közelítő módszerekkel elvégzett konk-

* Az atomreaktorok elméletének nem klasszikus része: a hatáske-
resztmetszetek elmélete, stb. az elméleti magfizika feladatköré-
be tartozik.

rét számításokról. Megjelent néhány monográfia [2] is, amelyek az eddig nyilvánosságra hozott eredményeket rendszeresen összefoglalják. Mindezekig nem foglalkoztak azonban a reaktorokban lejátszódó folyamatok valószínűségszámítási tárgyalásával. Bizonyos kezdeti próbálkozások ezen a téren is történtek [3][4][5], azonban csak a legegyszerűbb folyamatok esetében sikerült eredményeket elérni.

Az átlagos neutronsűrűség időbeli és térbeli változását leíró Boltzmann-féle kinetikai egyenletnek egyik legáltalánosabb megfogalmazását L.N. Ussachoff [6] adta meg, aki a kinetikai egyenletet úgy általánosította, hogy abban a neutronsokszorozás tényét és a késleltetett neutronok szerepét is figyelembe vette. Természetesen ennek az általánosított kinetikai egyenletnek a megoldását még inkább csak bizonyos erősen egyszerűsítő feltevések mellett lehet megadni.

A kinetikai egyenlet megoldási módszereinek kidolgozása során számosan [7][8] felhasználták a kinetikai egyenlet adjungáltját. Az adjungált egyenlet fizikai értelmére Ussachoff szerint először (1955-ben) B.B. Kadomtsev mutatott rá. Ussachoff idézett cikkében a konjugált kinetikai egyenlet fizikai tartalmának igen világos megfogalmazását adta. Bevezette a "neutron-értékesség" fogalmát és megmutatta, hogy az adjungált kinetikai egyenlet ekvivalens a neutron-értékességre vonatkozó integro-differenciálegyenlettel. A neutron-értékesség definícióját legegyszerűbben a következő módon adhatjuk meg. Tegyük fel, hogy valamilyen $t = 0$ időpontban a reaktor teljesítménye zérus, azaz, hogy a reaktorban neutronok nincsenek jelen. Ha most a reaktor valamilyen, az $\vec{r}_0$ vektor által meghatározott pontja körüli elemi tartományba $t = 0$ időpontban egy E_0 energiájú és $\vec{\Omega}_0$ sebességirányú neutron kerül, akkor ennek a neutronnak az értékességét valamely t időpontban az általa létrehozott neutronok átlagos száma határozza meg. Megjegyezzük, hogy a neutron-értékesség itt közölt definíciója némileg eltér az Ussachoff [6] által adott meghatározástól. Figyelemreméltó az a körülmény, hogy mind a neutronsűrűségre, mind a neutron-értékességre vonatkozó egyenletek a legszorosabb kapcsolatban vannak a stochasztikus folyamatok elméletéből

jól ismert Kolmogoroff-Feller egyenletek [9] bizonyos általánosított formáival [10].

Jelen dolgozatnak az a célkitűzése, hogy a reaktorok stochasztikus folyamatait leíró alapegyenleteket a legáltalánosabb formában megfogalmazza és származtassa ezekből az egyenletekből az átlagos neutronsűrűségre és a neutronértékességre, valamint a neutronsűrűség fluktuációjára vonatkozó általános egyenleteket. A neutronsűrűség fluktuációját leíró egyenlet származtatása a reaktorok stochasztikus folyamatainak általános elmélete nélkül különösen nehéz feladatnak bizonyulna.

II.

Mindenekelőtt induljunk ki abból, hogy az a közeg, amelyben a neutronok mozgásukat végzik, r fajta atommag keverékéből áll. Jelöljük az egyes atommagok térfogategységre eső átlagszámát $N_1, N_2, \dots, N_r$ -vel. Ha a különböző atommagok térbeli eloszlása a közegben nem homogén, akkor jelöljék az egyes atommagok sűrűségét az $\vec{\rho}_0$ vektor által meghatározott pontban az

$N_1(\vec{\rho}_0), N_2(\vec{\rho}_0), \dots, N_r(\vec{\rho}_0)$ mennyiségek. Legyenek továbbá $\sigma_1^s, \sigma_2^s, \dots, \sigma_r^s$ és $\sigma_1^a, \sigma_2^a, \dots, \sigma_r^a$ az egyes atommagokra vonatkozó szóródási, és abszorpciós mikroszkópikus hatáskeresztmetszetek. Jelöljük $w_s^j(E_0, \vec{\Omega}_0; E, \vec{\Omega}) dE d\Omega$ -val annak a valószínűségét, hogy a j -ik atommagon rugalmas vagy rugalmatlan szóródást szenvedett neutron energiája az $(E, E+dE)$ intervallumba, sebességének iránya pedig az $\vec{\Omega}$ vektor körüli $d\Omega$ térszögnyi nyílású kupba esik; azon feltétel mellett, hogy az ütközés előtt energiája E_0 , sebességének iránya pedig $\vec{\Omega}_0$ volt. Célszerű bevezetni a következő sűrűség-függvényt:

$$w_s(\vec{\rho}_0, E_0, \vec{\Omega}_0; E, \vec{\Omega}) = \frac{\sum_{j=1}^r N_j \sigma_j^s w_s^j(E_0, \vec{\Omega}_0; E, \vec{\Omega})}{\sum_{j=1}^r N_j \sigma_j^s}.$$

Az egyszerűség kedvéért a makroszkópikus hatáskeresztmetszetek jelölésére vezessük be a következő mennyiségeket:

$$Q_s = \sum_{j=1}^r N_j \sigma_j^s, \quad Q_a = \sum_{j=1}^r N_j \sigma_j^a.$$

Bár az általánosság érdekében többfajta hasadóképes maggal kellene számolnunk, azonban a gyakorlatban rendszerint az a helyzet, hogy csak egyfajta hasadó-anyag van jelen; ezért megfontolásainkban csak egyfajta hasadó magot veszünk figyelembe. Jelöljük

$N_f = N_f(\vec{\rho}_0)$ -al^{+/} a hasadó-anyag atommagjainak sűrűségét a $\vec{\rho}_0$ vektor által meghatározott pontban és legyen $Q_f = N_f \sigma^f$ a makroszkópikus hasadási hatáskeresztmetszet. A teljes hatás keresztmetszet nyilván

$$Q_0 = Q_s + Q_a + Q_f. \quad /2.3/$$

A Q_0 mennyiség általában bonyolult módon függ a neutron energiájától és ha az atommagok térbeli eloszlása inhomogén, akkor még a helykoordinátáktól is.

A hasadáskor keletkező neutronok számára, energiaeoszlására, stb. vonatkozóan igen általános feltevéseket kívánunk tenni. Legyen $\rho(E_0, k_0, \dots, k_\ell)$ annak a valószínűsége, hogy egy E_0 energiájú neutron által okozott hasadáskor k_0 prompt-neutron és s csoportban $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_\ell$ bomlási állandókkal sorban $k_1, k_2, \dots, k_\ell$ hasadási termék keletkezik. Az i -ik csoportba tartozó késleltetett neutronokat az i -ik csoportba tartozó hasadási termékek bocsájtják ki. Nyilván

$$\sum_{k_0, \dots, k_\ell} \rho(E_0, k_0, \dots, k_\ell) = 1, \quad /2.4/$$

^{+/} $N_f(\vec{\rho}_0)$ nyilván az $N_1(\vec{\rho}_0), \dots, N_f(\vec{\rho}_0)$ sűrűségek valamelyike.

és

$$\sum_{k_0, \dots, k_\ell} (k_0 + k_1 + \dots + k_\ell) \rho(E_0, k_0, k_1, \dots, k_\ell) = \sum_{i=0}^{\ell} \langle k_i \rangle, /2.5/$$

ahol $\langle k_n \rangle = \nu_0$ az egy hasadási aktusra eső prompt-neutronok átlagos száma, míg $\langle k_i \rangle$ az i -ik csoportba tartozó késleltetett neutronokat kibocsátó hasadási termékek átlagos száma, szintén egy hasadási aktusra vonatkoztatva. Minden további nélkül belátható, hogy

$$\langle k_i \rangle = \nu_i, \quad /2.6/$$

ahol ν_i az i -ik csoportba tartozó késleltetett neutronok átlagos száma. A $\langle k_i^2 \rangle$ ($i = 0, \dots, \ell$) négyzetes átlagot jelöljük μ_i ($i = 0, \dots, \ell$) -el.

Tegyük fel, hogy mind a prompt-neutronok, mind a késleltetett neutronok függetlenek egymástól. Jelöljük

$w_f^0(E_0, \vec{\Omega}_0; E, \vec{\Omega}) dE d\Omega$ -val annak a valószínűségét, hogy valamelyik prompt-neutron energiája az $(E, E + dE)$ energia intervallumba, sebességének iránya pedig az $\vec{\Omega}$ vektor körüli $d\Omega$ térszögnyi nyúlású kupba esik, azon feltevés mellett, hogy a hasító neutron energiája E_0 , sebességének iránya $\vec{\Omega}_0$ volt.

Az i -ik csoportba tartozó késleltetett neutronokat az i típusu hasadási termékek bocsájtják ki. Jelöljük

$w_f^i(E_0, \vec{\Omega}_0; E, \vec{\Omega}) dE d\Omega$ -val annak a valószínűségét, hogy az i típusu hasadási termék által kibocsájtott késleltetett neutron energiája az $(E, E + dE)$ energia intervallumba, sebességének iránya pedig az $\vec{\Omega}$ vektor körüli $d\Omega$ térszögnyi nyílású kupba esik, ismét azon feltevés mellett, hogy a hasító neutron energiája E_0 , sebességének iránya pedig $\vec{\Omega}_0$ volt. A $w_f^i(E_0, \vec{\Omega}_0; E, \vec{\Omega})$ ($i = 0, 1, \dots, \ell$) valószínűségi-sűrűségfüggvények konkrét alakjának célszerű megválasztásával az alkalmazásokkal kapcsolatban foglalkozunk.

III.

A reaktorban lejátszódó stochasztikus folyamatok sok tekintetben messzemenő hasonlatosságot mutatnak a kozmikus kaszkád folyamatokhoz. Célszerűnek látszik tehát felhasználni a kozmikus kaszkád-folyamatok elméletének megfelelő eredményeit a reaktorok stochasztikus folyamatainak elméletében is.

Tegyük fel, hogy valamely $t = 0$ időpontban ismeretes a neutronok térbeli, valamint energiák és irány szerinti eloszlása. Mivel minden egyes neutron a többitől függetlenül indít el bizonyos valószínűséggel láncreakciót, elegendő csupán egyetlen egy neutron által elindított folyamattal foglalkoznunk. Legyen ennek a kiszemelt neutronnak az energiája ϵ_0 , sebességének iránya $\vec{\Omega}_0$ és tartózkodjék $t = 0$ időpontban az $\vec{r}_0$ vektor által meghatározott helyen. Ezen neutron által elindított láncreakció tárgyalására kitűnően alkalmas Jánossy [11] kaszkád-elmélete. Ez az elmélet bizonyos stochasztikus folyamatok (Markoff-folyamatok) ama jellegzetességét használja ki, hogy a folyamat lefolyása meghatározható célszerűen választott valószínűségi változók első ugrásszerű megváltozásával (az un. első ütközés módszere).

Ez az eljárás tulajdonképpen nem új, hiszen a stochasztikus folyamatok elméletének alapegyenletei közül az un. első Kolmogoroff-Feller egyenlet éppen a valószínűségi változók első ugrásszerű megváltozására vonatkozik. Ennek a módszernek az előnye a részecskeszám megváltozással nem járó folyamatoknál nem is tűnik ki annyira. Az előny azonban szinte felbecsülhetetlen a részecskeszám megváltozásával járó un. elágazó folyamatok /kaszkád folyamatok/ elméletében. Erre a körülményre viszont Jánossy [11] hívta fel először a figyelmet.

A következőkben lényegében mi is Jánossy [12] kaszkád-elméletének eredményeit használjuk fel. Az általunk használt módszer azonban kissé különbözik Jánossy módszerétől. Az egyik különbség az, hogy míg Jánossy a folyamat leírására a térkoordináták valamelyikét /célszerűen a kaszkád tengelyével párhuzamos irányt/ választja ki paraméterként, addig mi természetesen az időt választjuk paraméternek. A tér-koordináták valamelyikének paraméterként való szerepeltetése a kaszkádelméletben is bizonyos nehézségeket okoz, mivel a folyamat kifejlődése közben a kivá-

lasztott tér-koordináta nemcsak nőhet, hanem csökkenhet is; bár a kozmikus kaszkádoknál rendkívül kicsiny annak a valószínűsége, hogy a részecskék a kaszkád tengelye mentén visszafelé szóródjanak. Ezért az esetleges visszaszóródásokat mint "katasztrófális ütközéseket" a folyamatból ki lehet zárni.

Azonban a neutronok lelassításának és diffúziójának, valamint sokszorozásának elméletében ezt a kizárási módszert semmiesetre sem hasznosíthatjuk, mivel eltérően a nagyenergiájú kozmikus kaszkád-folyamatoktól, itt döntő fontosságú a visszaszóródások pontos figyelembevétele.

Az általunk használt út lehetőségére egyébként Jánossy [12] már korábban rámutatott, sőt részecskeszám változással nem járó folyamatok esetében bizonyos általánosításokkal [13] az említett nehézségeket kiküszöbölte és számításainak eredményeit felhasználta magemulziókban lefékeződő részecskék energiájának meghatározására. A Jánossy által megadott egyenlet további általánosításával a szerző [10] is foglalkozott.

A másik különbség pedig abból adódik, hogy míg a kozmikus kaszkád-folyamatot végtelen térben játszódó folyamatként szokás tárgyalni, addig az atomreaktorok folyamatai természetesen végesméretű közegben játszódnak le és így meg kell adnunk, hogy mi történik azokkal a neutronokkal, amelyek a közeg határfelületére érkeznek. Tegyük fel, hogy a reaktor konvex tartományt alkot és hogy e tartományt körülvevő tér üres. (A reaktor aktív magját körülvevő reflektort és védő-réteget természetesen magához a reaktorhoz számítjuk hozzá.) Ha egy ilyen rendszerben a határfelületre érkezik egy neutron, akkor az kijut az üres térbe és onnan már nem térhet vissza a reaktorba. A határfeltételnek ezt a körülményt kell kifejeznie. A későbbiek során megmutatjuk, hogy az általunk választott tárgyalásmód különösen leegyszerűsíti a határfeltétel megfogalmazását.

Fogjunk ezek után hozzá a reaktor stochasztikus állapotának meghatározásához. Válasszuk koordináta-rendszerünk kezdőpontjának a sokszorozó és lassító közeggel kitöltött V_R tartomány geometriai középpontját. Jelöljük V_F -vel az $\vec{r}$ rádiuszvektor végpontja köré vont konvex tartományt. Bár a tartomány

nagyságára nézve semmiféle kikötést nem kell tennünk és a V_F tartományhoz a reaktort körülvevő üres tér egy része is hozzátartozhat, mégis célszerű a V_F tartományt a reaktor által elfoglalt V_R tartomány egy részének tekinteni. Osztályozzuk t időpontban a neutronokat aszerint, hogy a tartományon belül, avagy kívül találhatók-e. (A pontosság kedvéért megjegyezzük, hogy azokat a neutronokat is a V_F tartományon belülieknek tekintjük, amelyek t időpontban éppen a tartomány burkoló felületén találhatók.) Jelöljük a V_F tartományon belül található neutronok számát m -el, míg a kívül találhatókét m' -el. A tartományon belül is és kívül is a következő definíciók szerint [14] osztályozhatjuk a neutronokat:

T_1 típusnak nevezünk egy neutron, ha energiája E -nél kisebb, sebességének iránya pedig az $\vec{\Omega}$ irány köré vont $\Omega_{\vec{\Omega}}$ térszögnyi nyílásu kúpon belül fekszik.

T_2 típusnak nevezünk egy neutron, ha energiája kisebb E -nél és sebességének iránya az $\vec{\Omega}$ irány köré vont $\Omega_{\vec{\Omega}}$ térszögnyi nyílásu kúpon kívül esik.

T_3 típusnak nevezünk egy neutron, ha energiája E -nél nagyobb és sebességének iránya az $\vec{\Omega}$ irány köré vont $\Omega_{\vec{\Omega}}$ térszögnyi nyílásu kúpon belül fekszik.

T_4 típusnak nevezünk egy neutron, ha energiája nagyobb E -nél és sebességének iránya az $\vec{\Omega}$ irány köré vont $\Omega_{\vec{\Omega}}$ térszögnyi nyílásu kúpon kívül esik.

Tegyük fel, hogy a V_F tartományon belül a T_1 típusu neutronok száma m_1 , a T_2 típusuaké m_2 , a T_3 típusuaké m_3 és a T_4 típusuaké m_4 . Jelentsék továbbá az m'_1, m'_2, m'_3, m'_4 nem negatív egészszámok a megfelelő típusu neutronok számát a V_F térfogaton kívül.

A következőkben valamely t időpontban a rendszer állapotát két, nem negatív, egészszámu komponensekkel rendelkező négydimenziós vektorral az

$$\vec{m} = (m_1, m_2, m_3, m_4), \quad /3.1/$$

és az

$$\vec{m}' = (m'_1, m'_2, m'_3, m'_4) \quad /3.2/$$

vektorral írjuk le, amelyek arra mutatnak, hogy t időpontban léteznek az

$$\vec{j}_{\vec{m}} = m_1 \vec{T}_1 + m_2 \vec{T}_2 + m_3 \vec{T}_3 + m_4 \vec{T}_4, \quad /3.3/$$

és

$$\vec{j}_{\vec{m}'} = m_1' \vec{T}_1 + m_2' \vec{T}_2 + m_3' \vec{T}_3 + m_4' \vec{T}_4 \quad /3.4/$$

összességek. Az $\vec{j}_{\vec{m}}$ összesség éppen azt fejezi ki, hogy t időpontban a $V_{\vec{r}}$ térfogaton belül a $\vec{T}_1$ típusu neutronok száma m_1 , a $\vec{T}_2$ típusuaké m_2 és így tovább. Az $\vec{j}_{\vec{m}}$ jelentése pedig az, hogy a $V_{\vec{r}}$ térfogaton kívül t időpontban a $\vec{T}_1$ típusu neutronok száma, m a $\vec{T}_2$ típusuaké m_2' és így tovább.

Jelöljük most $H(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{m}, \vec{m}')$ -el annak a valószínűségét, hogy t időpontban az $\vec{m}$ és $\vec{m}'$ vektorok által meghatározott neutroneloszlás valósul meg azon feltétel mellett hogy $t=0$ időpontban az $\vec{r}_0$ rádiuszvektor által meghatározott időpontban egy E_0 energiájú és $\vec{\Omega}_0$ sebességirányú neutron volt. Ennek a $H(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{m}, \vec{m}')$ eloszlásfüggvénynek a meghatározása képezi tulajdonképpen feladatunkat. Egészen nyilvánvaló, hogy ismerve ezt az eloszlásfüggvényt, a neutronika minden kérdésére elvileg egzakt feleletet kaphatunk. Sajnos azonban, a $H(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{m}, \vec{m}')$ eloszlásfüggvény meghatározása a legtöbb esetben lehetetlennek bizonyul. Azonban nem is annyira az eloszlásfüggvényre, hanem annak különösen első, esetleg második momentumára van szükség. A momentumok származtatása pedig igen egyszerűen a $H(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{m}, \vec{m}')$ eloszlásfüggvény $G(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{q}, \vec{q}')$ generátorfüggvényéből történik.

IV.

Foglalkozzunk most már a $H(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}, E_0; \vec{m}, \vec{m}')$ eloszlásfüggvény meghatározásával. A $t=0$ időpontban az $\vec{r}_0$ rádiuszvektor végpontjából $\vec{\Omega}_0$ irányban elinduló E_0 energiájú neutron (nevezzük ezt a neutront a továbbiakban δ -neutronnak) első ütközésekor vagy abszorpció, vagy szóródás (rugalmas vagy rugalmatlan szóródás), vagy hasadás következik be. Fennáll még az a

lehetőség is, hogy a $(0, t)$ időszakaszban a δ neutron egyáltalán nem ütközik. A folyamat ezen négy lehetséges és egymást kizáró elindulási módja alapján építjük fel a $H(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{m}, \vec{m}')$ eloszlásfüggvényt. Tehát

$$H = H_0 + H_a + H_s + H_f, \quad /4.1/$$

ahol a jobboldali eloszlásfüggvények jelentése sorban a következő: H_0 annak a valószínűsége, hogy a $t=0$ időpontban az $\vec{r}_0$ vektor végpontjából $\vec{\Omega}_0$ iránya elinduló E_0 energiájú neutron a $(0, t)$ időszakaszban nem ütközik és t időpontban a rendszer állapotát az $\vec{m}$ és $\vec{m}'$ vektorok határozzák meg. H_a, H_s, H_f pedig sorban annak a valószínűségei, hogy a $(0, t)$ időközben bekövetkező első ütközéskor a δ -neutron befogódik, szóródik, illetve maghasadást okoz és t időpontban a rendszer állapotát az $\vec{m}$ és $\vec{m}'$ vektorok határozzák meg.

Számítsuk ki most sorban a (4.1) kifejezés jobboldalán álló eloszlásfüggvényeket. Legyen $\Delta(V_R, P_{\vec{r}_0}) = 1$, ha a $\vec{r}_0$ vektor $P_{\vec{r}_0}$ végpontja a V_R tartományon belül van és legyen zérus minden egyéb esetben. Célszerű a (2.1), (2.2) és (2.3) kifejezéseket a következőképpen általánosítani:

$$w_s^*(\vec{r}_0, E_0, \vec{\Omega}_0; E, \vec{\Omega}) = w_s(\vec{r}_0, E_0, \vec{\Omega}_0; E, \vec{\Omega}) \Delta(V_R, P_{\vec{r}_0})$$

és

$$Q_i^*(\vec{r}_0, E_0) = Q_i(\vec{r}_0, E_0) \Delta(V_R, P_{\vec{r}_0})$$

$$(i = s, a, f, o).$$

Határozzuk meg most annak a valószínűségét, hogy a $t=0$ időpontban az $\vec{r}_0$ vektor végpontjából $\vec{\Omega}_0$ irányban elinduló E_0 energiájú neutron a $(0, t)$ időszakaszban nem ütközik.

Jelöljük ezt a valószínűséget $F(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0)$ -al. Nyilván

$$F(t + \Delta t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) = F(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) \{1 - v_0 Q_o^*(\vec{r}_0 + v_0 t \vec{\Omega}_0, E_0)\} + o(\Delta t),$$

ahonnan azt kapjuk, hogy

$$F(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) = \exp \left\{ -v_0 \int_0^t Q_0^* [\vec{\rho}_0(t'), E_0] dt' \right\},$$

ahol

$$\vec{\rho}_0(t') = \vec{r}_0 + v_0 t' \vec{\Omega}_0.$$

1. Ezek után fogjunk hozzá a $H_0(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{m}, \vec{m}')$ eloszlásfüggvény meghatározásához. Vezessük be a következő függvényeket: legyen $\Delta(V_{\vec{r}}, P_{\vec{\rho}_0}) = 1$, ha a $\vec{\rho}_0$ vektor $P_{\vec{\rho}_0}$ végpontja a $V_{\vec{r}}$ tartományon belül van és legyen zérus minden egyéb esetben. Legyen továbbá $\Delta(\Omega_{\vec{\Omega}}, \vec{\Omega}_0) = 1$ ha az $\vec{\Omega}_0$ vektor az $\vec{\Omega}$ vektor köré vont $\Omega_{\vec{\Omega}}$ térszögnyi nyílású kúpon belül fekszik és legyen zérus, ha az említett kúpon kívül esik. Végül legyen $\Delta(E, E_0) = 1$, ha $E \geq E_0$ és legyen $\Delta(E, E_0) = 0$ ha $E < E_0$. Jelentsék a $\Delta^{-1}(V_{\vec{r}}, P_{\vec{\rho}_0})$, $\Delta^{-1}(\Omega_{\vec{\Omega}}, \vec{\Omega}_0)$ és $\Delta^{-1}(E, E_0)$ mennyiségek az előbbi mennyiségek ellenkezőjét. Legyen γ_i annak a valószínűsége, hogy egy δ -neutron T_i típusú. Könnyen belátható, hogy

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= \Delta(\Omega_{\vec{\Omega}}, \vec{\Omega}_0) \Delta(E, E_0), \quad \gamma_2 = \Delta^{-1}(\Omega_{\vec{\Omega}}, \vec{\Omega}_0) \Delta(E, E_0) \\ \gamma_3 &= \Delta(\Omega_{\vec{\Omega}}, \vec{\Omega}_0) \Delta^{-1}(E, E_0) \quad \gamma_4 = \Delta^{-1}(\Omega_{\vec{\Omega}}, \vec{\Omega}_0) \Delta^{-1}(E, E_0). \end{aligned}$$

Vezessük még be a $\delta_{0\vec{m}} = \prod_{i=1}^4 \delta_{0m_i}$ és $\delta_{0\vec{m}'} = \prod_{i=1}^4 \delta_{0m'_i}$ általánosított Kronecker-féle szimbolumokat. Ezek után könnyen megszerkeszthetjük az erősen szinguláris H_0 eloszlásfüggvényt. Azt találjuk, hogy

$$\begin{aligned} H_0(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{m}, \vec{m}') &= \delta_{0\vec{m}} \delta_{0\vec{m}'} \left\{ \Delta(V_{\vec{r}}, P_{\vec{\rho}_0(t)}) \sum_{i=1}^4 \gamma_i \frac{\delta_{1m_i}}{\delta_{0m_i}} + \right. \\ &\quad \left. + \Delta^{-1}(V_{\vec{r}}, P_{\vec{\rho}_0(t)}) \sum_{i=1}^4 \gamma_i \frac{\delta_{1m'_i}}{\delta_{0m'_i}} \right\} F(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0), \end{aligned}$$

ahol

$$\vec{\rho}_0(t) = \vec{r}_0 + v_0 t \vec{\Omega}_0.$$

2. Abban az esetben, amikor az első ütközéskor a δ neutron befogódik a következő kifejezést írhatjuk fel:

$$H_a(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{m}, \vec{m}') = \delta_{0\vec{m}} \delta_{0\vec{m}'} \int_0^t Q_a^*[\vec{\rho}_0(t'), E_0] F(t', \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) dt'. \quad /4.7/$$

3. Ha a neutron első ütközésekor szóródik, akkor a szóródás után a megváltozott energiájú neutron a még rendelkezésre álló idő alatt ugyanolyan folyamatot indíthat el, mint a δ -neutron. Tegyük fel, hogy a $(0, t')$ időszakaszban semmiféle ütközés nem történik, majd a $(t', t' + dt')$ időintervallumban szóródás következik be, aminek következtében a δ -neutron energiája E_0 -ról az $(E', E' + dE')$ intervallumba eső értékre csökken és sebességének $\vec{\Omega}_0$ kezdeti iránya az $\vec{\Omega}'$ körüli $d\Omega'$ térszögnyi nyílású kupban található irányra változik. A hátramaradó $t - t'$ idő alatt a szórást szenvedett neutron olyan folyamatot indít el, amelynek eredményeképpen t időpontban kialakul az $\vec{m}$ és $\vec{m}'$ vektorok által jellemzett neutroneloszlás. Az ütközési időpontnak, az energia és sebességirány változásnak összes lehetséges eseteit figyelembe véve azt találjuk, hogy

$$H_s(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{m}, \vec{m}') = v_0 \int_0^t \int_0^{\Omega} \int_{\Omega} F(t', \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) Q_s^*[\vec{\rho}_0(t'), E_0] \times \\ \times w_s^*[\vec{\rho}_0(t'), E_0, \vec{\Omega}_0; E', \vec{\Omega}'] H(t - t', \vec{\rho}_0(t'), \vec{\Omega}', E'; \vec{m}, \vec{m}') dt' dE' d\Omega'. \quad /4.8/$$

Ha figyelembe vesszük a lassító közeg atomjainak hőmozgását, akkor különösen kis E_0 energia-érték mellett számolnunk kell azzal, hogy a δ -neutron energiája az első ütközéskor nem csökken, hanem nő. A (4.8) kifejezésben a w_s^* valószínűségi sűrűségfüggvényt ennek megfelelően választottuk meg.

4. Végül abban az esetben, amikor az első ütközés hasadásra vezet, a folyamat további sorsát a hasadáskor keletkezett prompt és késleltetett neutronok által elindított újabb "ágak" kifejlődése szabja meg. Tételezzük fel, hogy a $(0, t')$ időszakaszban semmiféle ütközés nem történik, majd a $(t', t' + dt')$ időintervallumban hasadás következik be, aminek eredményeképpen k_0 prompt-neutron és $k_1, \dots, k_L$ hasadási termék keletkezik. A prompt-neutronok és hasadási termékek által kibocsátott késleltetett

neutronok újabb folyamatokat indítanak és a hátramaradó $t-t'$ idő alatt létrehozzák az $\vec{m}$ és $\vec{m}'$ vektorok által definiált neutron-eloszlást. Legyen $K(t-t', \vec{\rho}_0(t'), \vec{\Omega}_0, E_0, k_0; \vec{m}_0, \vec{m}_0')$ annak a valószínűsége, hogy $t-t'$ idő alatt a $\vec{\rho}_0(t')$ vektor által meghatározott helyen bekövetkező hasadásból származó k_0 prompt-neutron létrehozza az $\vec{m}$ és az $\vec{m}'$ vektorok által definiált neutroneloszlást; azon feltétel mellett, hogy a hasító neutron energiája E_0 , sebességének iránya pedig $\vec{\Omega}_0$ volt. Jelöljük hasonlóan

$K(t-t', \vec{\rho}_0(t'), \vec{\Omega}_0, E_0, k_i; \vec{m}_i, \vec{m}_i')$ -el annak a valószínűségét, hogy $t-t'$ idő alatt a $\vec{\rho}_0(t')$ vektor végpontjában bekövetkező hasadásból származó k_i i típusu hasadási termék által kibocsátott késleltetett neutronok létrehozzák az $\vec{m}_i$ és $\vec{m}_i'$ vektorok által definiált neutroneloszlást, ismét azon feltétel mellett, hogy a hasító neutron energiája E_0 , sebességének iránya pedig $\vec{\Omega}_0$ volt. A K eloszlásfüggvény segítségével könnyen kifejezhető a H_f eloszlásfüggvény.

Hiszen:

$$H_f(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{m}, \vec{m}') = v_0 \int_0^t F(t', \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) Q_f'[\vec{\rho}_0^*(t'), E_0] \times \quad /4.9/$$

$$\sum_{k_0, \dots, k_l} p(E_0, k_0, \dots, k_l) \sum_{\vec{m}_0, \dots, \vec{m}_2 = \vec{m}} \sum_{\vec{m}_0' + \dots + \vec{m}_2' = \vec{m}'} \prod_{i=0}^l K[t-t', \vec{\rho}_0(t'), \vec{\Omega}_0, E_0, k_i; \vec{m}_i, \vec{m}_i'] dt'.$$

Könnyen belátható, hogy $K[t-t', \vec{\rho}_0(t'), \vec{\Omega}_0, E_0, k_0; \vec{m}_0, \vec{m}_0']$ eloszlásfüggvény visszavezethető a δ -neutron által elindított folyamatot leíró $H(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{m}, \vec{m}')$ eloszlás függvényre. Ugyanis mivel mindegyik prompt-neutron a többitől függetlenül indít folyamatot, felírhatjuk, hogy

$$K(t-t', \vec{\rho}_0(t'), \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{m}_0, \vec{m}_0') = \sum_{\vec{m}_1 + \dots + \vec{m}_{k_0} = \vec{m}_0} \sum_{\vec{m}_1' + \dots + \vec{m}_{k_0}' = \vec{m}_0'} \prod_{j=0}^{k_0} \int_0^\infty \int_\Omega w_f^0(E_0, \vec{\Omega}_0; E', \vec{\Omega}') \times \\ \times H(t-t', \vec{\rho}_0(t'), \vec{\Omega}', E'; \vec{m}_j, \vec{m}_j') dE' d\Omega'.$$

A $K(t-t', \vec{\rho}_0(t'), \vec{\Omega}_0, E_0, k_i; \vec{m}_i, \vec{m}_i')$ ($i=1, 2, \dots, \ell$) eloszlásfüggvény meghatározása a következőképpen történhet. A k_i hasadási termék $t-t'$ idő alatt általában nem bomlik el. Tegyük fel, hogy $t-t'$ idő alatt k_i' elbomlik és $k_i'' = k_i - k_i'$ nem. A bomláskor keletkező neutronok a hasadás helyétől egy kissé távolabb és a hasadás idejéhez képest megkésve ugyanolyan folyamatot indítanak el, mint amilyen folyamatot a $t=0$ időpontban rendszerbe kerülő első δ -neutron elindított. Legyen $K_i(t-t', \vec{\rho}_0(t'), \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{m}_j, \vec{m}_j')$ annak a valószínűsége, hogy a k_i hasadási termék közül valamelyik, mondjuk az j -ik, a (t', t) időközben elbomlik és a keletkező neutron a $\vec{\rho}_0(t')$ vektor végpontja körüli, gyakorlatilag végtelen kicsinynek tekinthető tartomány egy pontjából olyan folyamatot indít el, amelynek eredményeként $t-t'$ idő alatt az $\vec{m}_j$ és $\vec{m}_j'$ vektorokkal meghatározott neutroneloszlás alakul ki; ismét feltételezve, hogy a hasító neutron energiája E_0 és sebességének iránya $\vec{\Omega}_0$ volt. A K_i eloszlásfüggvény birtokában most már felírhatjuk, hogy

$$K(t-t', \vec{\rho}_0(t'), \vec{\Omega}_0, E_0, k_i; \vec{m}_i, \vec{m}_i') = \sum_{k_i'=0}^{k_i} \binom{k_i}{k_i'} \exp\{-(k_i - k_i')(t-t')\} \times$$

$$\sum_{\vec{m}_1 + \dots + \vec{m}_{k_i'} = \vec{m}_i} \sum_{\vec{m}_1' + \dots + \vec{m}_{k_i'}' = \vec{m}_i'} \prod_{j=1}^{k_i'} K_i(t-t', \vec{\rho}_0(t'), \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{m}_j, \vec{m}_j').$$

Mivel a hasadási termékek a hasadási aktus helyétől csak igen kis távolságra jutnak el, feltehetjük, hogy a késleltetett neutronok gyakorlatilag a hasadási aktus helyéről indítják (időben természetesen megkésve) az új ciklust. Ilyen módon

$$K_i[t-t', \vec{\rho}_0(t'), \vec{\Omega}_0; \vec{m}_j, \vec{m}_j'] = \int_0^{t-t'} \int_0^\infty \int_\Omega \exp(-t'' \lambda_i) \lambda_i w_f^i(E_0, \vec{\Omega}_0; E', \vec{\Omega}') \times$$

$$\times H[t-t'-t'', \vec{\rho}_0(t'), \vec{\Omega}', E'; \vec{m}_j, \vec{m}_j'] dt'' dE' d\Omega'.$$

Valamivel gondosabb eljárással figyelembe vehetjük a hasadási termékek mozgását is. Erre azonban különösebb szükség nincsen.

Ilyen módon meghatároztuk a $H(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{m}, \vec{m}')$ eloszlásfüggvényt, amely a (4.1) nem lineáris integrálegyenletnek tesz eleget. A (4.1) általános megoldását megkeresni gyakorlatilag megoldhatatlan feladatnak látszik. Azonban, mint ahogy már említettük, a gyakorlat számára nem is annyira magára az eloszlásfüggvényre, mint inkább annak momentumaira van szükség. Ezért legyen a következő feladatunk az eloszlásfüggvény generátorfüggvényének meghatározása.

V.

Válasszunk két négydimenziós vektort. Jelöljük az egyik vektort $\vec{q} = (q_1, q_2, q_3, q_4)$ -el, a másikat $\vec{q}' = (q'_1, q'_2, q'_3, q'_4)$ -el. Alkossuk meg továbbá a következő skalárszorzatokat:

$$\begin{aligned} (\vec{m} \cdot \vec{q}) &= m_1 q_1 + m_2 q_2 + m_3 q_3 + m_4 q_4 \\ (\vec{m} \cdot \vec{q}') &= m'_1 q'_1 + m'_2 q'_2 + m'_3 q'_3 + m'_4 q'_4 \end{aligned} \quad /5.1/$$

Az eloszlásfüggvény generátorfüggvényét a következő végtelen sor adja:

$$G(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{q}, \vec{q}') = \sum_{\vec{m}, \vec{m}'} \exp \left\{ (\vec{m} \cdot \vec{q}) + (\vec{m}' \cdot \vec{q}') \right\} H(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{m}, \vec{m}') ..$$

Mindenekelőtt világos, hogy

$$G(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; 0, 0) = 1. \quad /5.3/$$

Számunkra a generátorfüggvény egy speciális esete különösen fontos. Ez a $q_i = q$ $q_i = 0$ ($i = 2, 3, 4$) és $q'_i = 0$ ($i = 1, 2, 3, 4$)

helyettesítésekkel származtatható. Vezessük be a következő je-
lölést:

$$G(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; p, 0) = g(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; q) . \quad 15.4/$$

A $g(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; q)$ generátorfüggvény q szerinti első derivált-
ja a $q=0$ helyen az eloszlásfüggvény egyik speciális, de számunk-
ra fontos első momentumát adja.

$$\langle m_1 \rangle = \left(\frac{\partial g(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; q)}{\partial q} \right)_{q=0} = M_1(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; V_{\vec{r}}, \Omega_{\vec{\Omega}}, E) \quad 15.5/$$

nyilván megadja t időpontban azon neutronok átlagos számát,
amelyek az $\vec{r}$ vektor végpontja köré vont $V_{\vec{r}}$ tartományon belül
találhatók és amelyek sebesség-vektorai az $\vec{\Omega}$ irány köré vont
 $\Omega_{\vec{\Omega}}$ térszögnyi nyílásu kúpon belül esnek, míg energiájuk E -
nél kisebb; azon feltétel mellett, hogy $t=0$ időpontban az $\vec{r}_0$
vektor végpontjában egyetlen neutron tartózkodott és annak ener-
giája E_0 , sebességének iránya pedig $\vec{\Omega}_0$ volt.

Az $M_1(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; V_{\vec{r}}, \Omega_{\vec{\Omega}}, E)$ függvényből könnyű megha-
tározni a gyakorlati szempontból fontosabb $u_1(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{r}, \vec{\Omega}', E')$ át-
lagos neutronsűrűséget, hiszen

$$M_1(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; V_{\vec{r}}, \Omega_{\vec{\Omega}}, E) = \int \int \int_{V_{\vec{r}} \Omega^0}^{E_0} n_1(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{r}, \vec{\Omega}', E') dV_{\vec{r}} d\Omega' dE'.$$

$n_1(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{r}, \vec{\Omega}', E') dV_{\vec{r}} d\Omega' dE'$ nyilván azon neutronok átla-
gos számával egyenlő, amelyek t időpontban az $\vec{r}$ vektor vég-
pontja körüli $dV_{\vec{r}}$ elemi térfogatban találhatók és amelyek
sebesség-vektorai az $\vec{\Omega}'$ irány köré vont $d\Omega'$ térszögnyi nyílásu
kúpba, míg energiájuk az $(E', E' + dE')$ intervallumba esik; a-
zon feltevés mellett, hogy valamennyi neutron annak az egy E_0
energiájú és $\vec{\Omega}_0$ sebességirányú neutronnak a leszármazottja,
amely $t=0$ időpontban az $\vec{r}_0$ vektor meghatározta pontból az
egész folyamatot elindította.

A későbbiek során kiderül, hogy az $n_1(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ meghatározására szolgáló integro-differenciálegyenletben az $\vec{r}, \vec{\Omega}, E$ mennyiségekre semmiféle operáció nem vonatkozik. Ezért a kényelmesebb írásmód kedvéért a következőkben ezeket a mennyiségeket nem jelöljük. Szerepük ugyanis csupán a

$$\lim_{t \rightarrow 0} n_1(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{r}, \vec{\Omega}, E) = \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \delta(\vec{\Omega} - \vec{\Omega}_0) \delta(E - E_0) \quad /5.6/$$

kezdő feltételben jut kifejezésre.

A neutronsűrűség

$$D^2(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) = n_2(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E) - n_1^2(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) \quad /5.7/$$

fluktuációjának meghatározásához az

$$\langle m_1^2 \rangle = \left(\frac{\partial^2 g(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; q)}{\partial q^2} \right)_{q=0} = M_2(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; V_{\vec{r}}, \Omega_{\vec{\Omega}}, E) =$$

$$\int \int \int_{V_{\vec{r}} \Omega}^{E_0} n_2(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{r}, \vec{\Omega}', E') dV_{\vec{r}} d\Omega' dE' \quad /5.8/$$

összefüggés alapján származtatható második momentumra van szükségünk. A $G(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{q}, \vec{q}')$ generátorfüggvény megszerkesztése után felírjuk az n_1 és n_2 függvényekre vonatkozó egyenleteket.

Az (5.2) alatti utasítás szerint könnyen megszerkeszthető az az egyenlet, amelynek a $G(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{q}, \vec{q}')$ generátorfüggvény eleget tesz. Egyszerű számítások után azt találjuk, hogy

$$G = G_0 + G_a + G_s + G_f, \quad /5.9/$$

ahol

$$G_0(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{q}, \vec{q}') =$$

$$F(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) \left\{ \Delta(V_{\vec{r}}, P_{\vec{\rho}_0}(t)) \sum_{i=1}^4 \gamma_i e^{q_i} + \Delta^{-1}(V_{\vec{r}}, P_{\vec{\rho}_0}(t)) \sum_{i=1}^4 \gamma_i e^{q_i} \right\}$$

és

$$G_a(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{q}, \vec{q}') = v_0 \int_0^t Q_a^*[\vec{\rho}_0(t'), E_0] F(t', \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) dt',$$

továbbá

$$G_s(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{q}, \vec{q}') = v_0 \int_0^t \int_0^\infty \int_{\Omega} F(t', \vec{r}_0, \vec{\Omega}, E_0) Q_s^*[\vec{\rho}_0(t'), E_0] \times \\ \times w_s^*[\vec{\rho}_0(t'), E_0, \vec{\Omega}_0; E', \vec{\Omega}'] G[t-t', \vec{\rho}_0(t'), \vec{\Omega}', E'; \vec{q}, \vec{q}'] dt' dE' d\Omega',$$

végül

$$G_f(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{q}, \vec{q}') = v_0 \int_0^t F(t', \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) Q_f^*[\vec{\rho}_0(t'), E_0] \sum_{k_0, \dots, k_\ell} p(E_0, k_0, \dots, k_\ell) \times \\ \times G_f^p(t-t', \vec{\rho}_0(t'), \vec{\Omega}_0, E_0, k_0; \vec{q}, \vec{q}') \prod_{i=1}^{\ell} G_f^d(t-t', \vec{\rho}_0(t'), \vec{\Omega}_0, E_0, k_i; \vec{q}, \vec{q}') dt'$$

A G_f^p és G_f^d függvények egy-két lépésben visszavezethetők a G függvényre. Ugyanis

$$G_f^p = \left\{ \int_0^\infty \int_{\Omega} w_f^0(E_0, \vec{\Omega}_0; E', \vec{\Omega}') G(t-t', \vec{\rho}_0(t'), \vec{\Omega}', E'; \vec{q}, \vec{q}') dE' d\Omega' \right\}^{k_0} \quad /5.14/$$

és

$$G_f^d = \left\{ G_f^i[t-t', \vec{\rho}_0(t'), \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{q}, \vec{q}'] + \exp[-(t-t') \lambda_i] \right\}^{k_i} \quad /5.15/$$

ahol

$$G_f^i [t-t', \vec{p}_o(t'), \vec{\Omega}_o, E_o; \vec{q}, \vec{q}'] = \lambda_i \int_0^{t-t_{\infty}} \int_0^{\infty} \int_{\Omega} \exp(-t'' \lambda_i) w_f^i(E_o, \vec{\Omega}_o; E', \vec{\Omega}') \times \\ \times G[t-t'-t'', \vec{p}_o(t'), \vec{\Omega}', E'; \vec{q}, \vec{q}'] dt'' dE' d\Omega'.$$

Az (5.4), (5.5) és (5.5') összefüggések alapján az átlagos neutronsűrűségre vonatkozó egyenlet a következő alakban írható fel:

$$n_1(t, \vec{r}_o, \vec{\Omega}_o, E_o) = n_o(t, \vec{r}_o, \vec{\Omega}_o, E_o) + v_o \int_0^{t_{\infty}} \int_0^{\infty} \int_{\Omega} Q_s^*[\vec{p}_o(t'), E_o] F(t', \vec{r}_o, \vec{\Omega}_o, E_o) \times \\ \times w_s^*[\vec{p}_o(t'); E_o, \vec{\Omega}_o; E', \vec{\Omega}'] n_1(t-t', \vec{p}_o(t'), \vec{\Omega}', E') dt' dE' d\Omega' + \\ + v_o \sum_{i=0}^l v_i \int_0^t Q_f^*[\vec{p}_o(t'), E_o] F(t', \vec{r}_o, \vec{\Omega}_o, E_o) a_i[t-t', \vec{p}_o(t'), \vec{\Omega}_o, E_o] dt',$$

ahol

$$n_o(t, \vec{r}_o, \vec{\Omega}_o, E_o) = \delta[\vec{r} - \vec{p}_o(t)] \delta(\vec{\Omega} - \vec{\Omega}_o) \delta(E - E_o) F(t, \vec{r}_o, \vec{\Omega}_o, E_o)$$

és

$$a_o[t-t', \vec{p}_o(t'), \vec{\Omega}_o, E_o] = \int_0^{\infty} \int_{\Omega} w_f^o(E_o, \vec{\Omega}_o; E', \vec{\Omega}') n_1[t-t', \vec{p}_o(t'), \vec{\Omega}', E'] dE' d\Omega',$$

míg $i = 1, 2, \dots, l$ esetben

$$a_i[t-t', \vec{p}_o(t'), \vec{\Omega}_o, E_o] = \lambda_i \int_0^{t-t_{\infty}} \int_0^{\infty} \int_{\Omega} \exp(-\lambda_i t'') w_f^i(E_o, \vec{\Omega}_o; E', \vec{\Omega}') \times \\ \times n_1[t-t'-t'', \vec{p}_o(t'), \vec{\Omega}', E'] dt' dE' d\Omega'.$$

A neutronsűrűség négyzetének átlagértékére pedig a következő egyenlet származtatható:

$$\begin{aligned} n_2(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) = & n_0(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) + v_0 \int_0^t \int_0^\infty \int_\Omega Q_S^*[\vec{r}_0(t'), E_0] F(t', \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) \times \\ & \times w_S^*(\vec{r}_0(t'), E_0, \vec{\Omega}_0; E', \vec{\Omega}') n_2(t-t', \vec{r}_0(t'), \vec{\Omega}', E') dt' dE' d\Omega' + \\ & + v_0 \int_0^t Q_f^*[\vec{r}_0(t'), E_0] F(t', \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) \sum_{i=0}^l v_i b_i(t-t', \vec{r}_0(t'), \vec{\Omega}_0, E_0) dt' + \\ & + v_0 \int_0^t Q_f^*[\vec{r}_0(t'), E_0] F(t', \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) C(t-t', \vec{r}_0(t'), \vec{\Omega}_0, E_0) dt', \end{aligned}$$

ahol b_i ($i = 0, 1, \dots, \ell$) teljesen megegyezik a_i ($i = 0, 1, \dots, \ell$) /6.18/ alatti kifejezésével, csak n_1 helyébe n_2 -t kell írunk, míg

$$C = (\mu_0 - v_0) a_0^2 + 2 v_0 a_0 \sum_{i=1}^l v_i a_i + \sum_{i=1}^l (\mu_i - v_i) a_i^2 + 2 \sum_{i \neq i'}^l v_i v_{i'} a_i a_{i'}.$$

Az (5.19) csaknem azonos szerkezetű az (5.17)-el. Az egyetlen különbség az inhomogénitásra vezető utolsó tagban van. Az (5.17) és (5.19) alatti egyenletek gyakran előnyösek az n_1 és n_2 meghatározására, mivel könnyen felhasználhatók iterációra.

Származtassuk végül az (5.17) és (5.19) egyenletekből a kinetikai egyenleteket. Kihasználva azt a körülményt, hogy $F(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) = F(t', \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) F[t-t', \vec{r}_0(t), \vec{\Omega}_0, E_0]$ és néhány egyszerű átalakítást végrehajtva az (5.17)-ből azt kapjuk, hogy

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_1(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0)}{\partial t} = & Q_0^*(\vec{r}_0, E_0) v_0 n_1(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) = v_0 \vec{\Omega}_0 \cdot \text{grad}_{\vec{r}_0} n_1(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) + \\ & + v_0 Q_S^*(\vec{r}_0, E_0) \int_0^\infty \int_\Omega w_S^*(\vec{r}_0, E_0, \vec{\Omega}_0; E', \Omega') \times \\ & \times n_1(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}', E') dE' d\Omega' + v_0 Q_f^*(\vec{r}_0, E_0) \sum_{i=0}^l v_i a_i(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) \end{aligned}$$

Az (5.19)-ből teljesen hasonló eljárással a következő integro-differenciálegyenlethez jutunk:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_2(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0)}{\partial t} + Q_0^*(\vec{r}_0, E_0) v_0 n_2(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) = v_0 \vec{\Omega}_0 \times \\ \times \text{grad}_{\vec{r}_0} n_2(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) + v_0 Q_s^*(\vec{r}_0, E_0) \int_0^\infty \int_{\vec{\Omega}} w_s^*(\vec{r}_0, E_0, \vec{\Omega}_0; E', \vec{\Omega}') \times \\ \times n_2(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}', E') dE' d\vec{\Omega}' + v_0 Q_f^*(\vec{r}_0, E_0) \sum_{i=0}^l v_i b_i(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) + \\ + v_0 Q_f^*(\vec{r}_0, E_0) C(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E). \end{aligned}$$

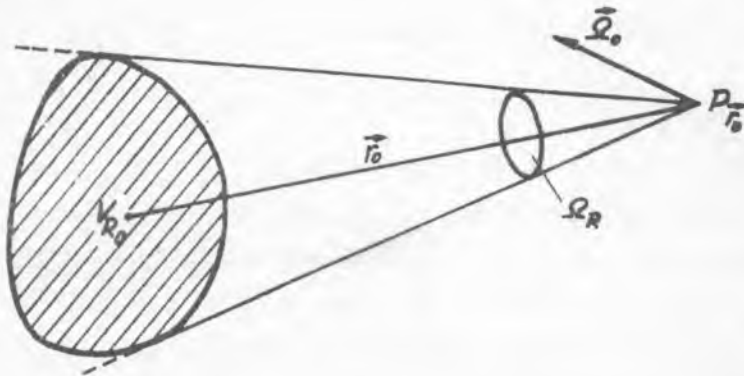
Az (5.17) és (5.19)-ből könnyen felírható az (5.21) és (5.22) kezdőfeltétele:

$$\lim_{t \rightarrow 0} n_i(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) = \lim_{t \rightarrow 0} n_2(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) = n_0(0, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) = \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \delta(\vec{\Omega} - \vec{\Omega}_0) \delta(E - E_0).$$

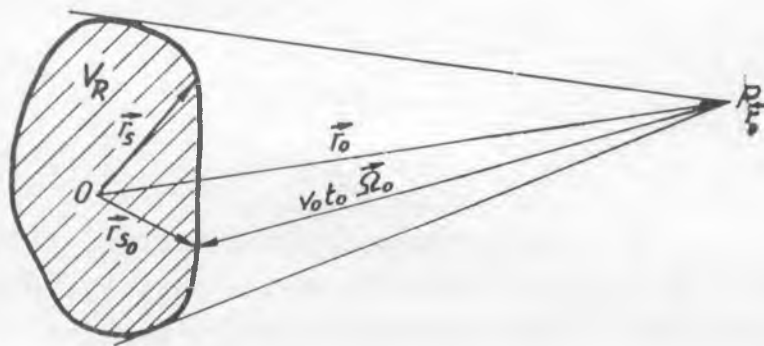
A határfeltételek megfogalmazása a következőképpen történhet. A V_R tartományon belül az (5.21) és (5.22) alatti egyenletek érvényesek, csak Q_i^* ($i = 0, a, s, f$) helyébe mindenütt Q_i ($i = 0, a, s, f$) irandó. A V_R tartományon kívül pedig, amint az a Q_i^* ($i = 0, a, s, f$) hatáskeresztmetszetek definíciójából következik, mind az n_1 -re, mind az n_2 -re a

$$\frac{\partial \varphi(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0)}{\partial t} = v_0 \vec{\Omega} \cdot \text{grad}_{\vec{r}_0} \varphi(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) \quad /5.24/$$

egyenlet érvényes. Az (5.24)-re vonatkozó kezdőfeltétel megegyezik az (5.23)-al. Az (5.24) megoldásával kapcsolatban a következő megjegyzést kell tennünk. Tegyük fel, hogy az $\vec{r}_0$ vektor $\vec{r}_0$ végpontjából a V_R tartomány Ω_R térszögnyi nyílásu kúpon belül



1.ábra. A V_R tartomány Ω_R térszögnyi nyílásu kupon belül látható.



2.ábra. $\vec{Q}_0$ az Ω_R nyílásu kupon belül esik.

látható. Ha $\vec{\Omega}_0$ ezen a kupon kívül esik, akkor az (5.24) megoldását a

$$\varphi(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{r}, \vec{\Omega}, E) = \delta(\vec{r} - \vec{r}_0 - v_0 t \vec{\Omega}_0) \delta(\vec{\Omega} - \vec{\Omega}_0) \delta(E - E_0) \quad /5.25/$$

kifejezés adja. Ha $\vec{\Omega}_0$ az előbb definiált Ω_R nyílású kupon belül esik, akkor a következőket mondhatjuk. Legyen t_0 az az idő, ami alatt a $P_{\vec{r}_0}$ pontból $\vec{\Omega}_0$ irányba elinduló E_0 energiájú neutron a V_R tartomány határfelületének az $\vec{r}_{S_0}$ vektor által meghatározott pontjába eljut. Könnyen belátható, hogy a $0 \leq t < t_0$ időintervallumban az (5.24) megoldása is ugyancsak az (5.25) alatti kifejezéssel egyezik meg, míg minden $t \geq t_0$ időpontban $\varphi(t, \vec{r}_{S_0}, \vec{\Omega}_0, E_0) = n_1(t, \vec{r}_{S_0}, \vec{\Omega}_0, E_0)$
Kiegészítésül megjegyezzük, hogy

$$\lim_{\vec{r} \rightarrow \vec{r}_{S'}} n_1(t, \vec{r}_{S_0}, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{r}, \vec{\Omega}, E) = \begin{cases} n_1(t, \vec{r}_{S_0}, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{r}_{S'}, \vec{\Omega}, E) & 0 \leq (\vec{\Omega}_0 \cdot \vec{\Omega}_{S'}) \leq 1 \\ 0 & -1 \leq (\vec{\Omega}_0 \cdot \vec{\Omega}_{S'}) < 0 \end{cases} \quad /5.26/$$

ahol $\vec{\Omega}_{S'}$ az $\vec{r}_{S'}$ vektor végpontjához tartozó kifelé mutató normális. Az (5.26) alatti feltétel azt fejezi ki, hogy üres térből a V_R konvex tartományba nem kerülhet vissza neutron.

Ezek után világos, hogyha a V_R tartomány határfelületének $P_{\vec{r}_{S_0}}$ pontjába $t=0$ időpontban olyan neutront viszünk, amelynek $\vec{\Omega}_0$ sebesség-egységvektora a $P_{\vec{r}_{S_0}}$ ponthoz tartozó kifelé mutató $\vec{\Omega}_0$ normálissal hegyesszöget alkot, akkor ez a neutron nem indít el láncreakciót, hanem kirepül a V_R tartományt körülvevő üres térbe. Így $n_1(t, \vec{r}_{S_0}, \vec{\Omega}_0, E_0) = 0$, ha $0 \leq (\vec{\Omega}_0 \cdot \vec{\Omega}_{S'}) \leq 1$ és $\varphi(t, \vec{r}_{S_0}, \vec{\Omega}_0, E_0) = \delta(\vec{r} - \vec{r}_{S_0} - v_0 t \vec{\Omega}_0) \delta(\vec{\Omega} - \vec{\Omega}_0) \delta(E - E_0)$, míg ha $-1 \leq (\vec{\Omega}_0 \cdot \vec{\Omega}_{S'}) < 0$ akkor $n_1(t, \vec{r}_{S_0}, \vec{\Omega}_0, E_0) = \varphi(t, \vec{r}_{S_0}, \vec{\Omega}_0, E_0)$.

Legyen $Z(\vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) dV_{\vec{r}_0} d\Omega_0 dE_0$ annak a valószínűsége, hogy az $\vec{r}_0$ vektor végpontja körüli $dV_{\vec{r}_0}$ térfogatban találunk egy olyan neutront, amelynek energiája az $(E_0, E_0 + dE_0)$ intervallumba, sebességének iránya pedig az $\vec{\Omega}_0$ köré $d\Omega_0$ térszögnyi nyílású kupba esik. A $Z(\vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0)$ birtokában elvileg könnyen kiszámítható az

$$n_1(t, \vec{r}, \vec{\Omega}, E) = \int \int \int_{V_R}^{\infty} Z(\vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) n_1(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{r}, \vec{\Omega}, E) dV_{\vec{r}_0} dE_0 d\Omega \quad /5.27/$$

tetszőleges kezdeti eloszlásra vonatkozó neutronsűrűség.

Az Ussachoff [6] által bevezetett neutron értékesség pedig az

$$J(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0) = \int \int \int_{V_R}^{\infty} n_1(t, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0; \vec{r}, \vec{\Omega}, E) dV_{\vec{r}} dE d\Omega \quad /5.28/$$

kifejezéssel adható meg.

A reaktorok stochasztikus folyamatainak ezen általános elméleti alapvetése után az alkalmazásukra legközelebbi cikkünkben mutatunk néhány példát.

I r o d a l o m

- [1] R.E. Marshak, Rev. Mod. Phys. 19. 185. (1947)
A.M. Weinberg and L.C. Noderer, Theory of Neutron Chain Reactions, AECD-3471 (1951)
O. Olsson, Arkiv för Fysik, 10. 129. (1955)
- [2] S. Glasstone and M.E. Edlund, The Elements of Nuclear Reactor Theory, Van Nostrand, New York (1952)
H. Soodak and E.C. Campbell, Elementary Pile Theory, John Wiley and Sons, inc., New York (1950)
Selected Reference Material United States Atomic Energy Program, Vol. 2. Reactor Handbook: Physics (1955)
- [3] B.B. 28. 3. (1955)
- [4] L. Pál, Publications de l'Institut Mathématique de l'Académie des Sciences de Hongrie, 5. 41. 1956.
- [5] L. Takács, Publications de l'Institut Mathématique de l'Académie des Sciences de Hongrie, 5. 55. 1956.

- [6] L.N. Ussachoff, Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 5.pp. 503.
- [7] A. Weinberg, A. Journ. Phys. 20. 401. (1952)
R. Ehrlich and H. Hurwitz, Nucleonics, 12.Nr.2.23. (1954)
- [8] E.D. Pendlebury, Proc. Phys. Soc. A 68. 474. (1955)
- [9] A. Kolmogoroff, Math. Ann. 104. 415. (1931)
W. Feller, Math. Ann. 113. 113. (1936)
- [10] /1956/
- [11] L. Jánosy, Proc. Phys. Soc. A 63. 241. (1950)
L. Jánosy and H. Messel, Proc. Phys. Soc. A 63. 1101.(1950)
- [12] L. Jánosy, Acta Phys. Hung. 2. 289. (1953)
- [13]
- [14]

Érkezett 1956. szept. 26.

Összesített tartalomjegyzék az 1956. évben
megjelent számokhoz

Oldal

A SPEKTROSKÓPIAI CSZTÁLY KÖZLEMÉNYEI

Boronkay A.Dénes: Egy analóg - hányadosmérő rendszer elmélete.	471
Deézsi Irén: A nitrogénoxid-molekula un. γ -, ϵ -, β -, és δ - sávjairól	5
Deézsi Irén és Mátrai Tibor: Ujabb sávok az NO-molekula szinképének γ -, ϵ - és β - sávrendszerében	255
Kiss Árpád és Muth Béla: Az ultraibolya abszorpciós spektroszkópia alkalmazásairól.	477
Mátrai Tibor: 1. Deézsi Irén és Mátrai Tibor	255
Muth Béla: 1. Kiss Árpád és Muth Béla	477
Scari Ottó: Paschen-Runge típusu optikai rácsos spektrográfok jusztirozásáról.	183
Trummer István: Geometriai izomérek ultraibolya abszorpciós szinképvizsgálata. I. Telített gyűrűs vegyületek geometriai izomériája.	481
Vorsatz Brunó: Uj logaritmusos fénygyengítő.	111
Vorsatz Brunó: Uj eljárás fémötvözetek szén- és kéntartalmának mennyiségi meghatározására. - Előzetes közlemény	116

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYEI

Bakos József: Lencsék viselkedése kis fényintenzitásoknál	263
Fenyves Ervin, Gémesy Tibor és Kántor Károly: Nehéz, instabil részecske bomlása Wilson-kamrában. .	277
Friedländer Ervin és Kiss Dezső: Többszörös GM-impulzusokkal kapcsolatos mérések.	25
Gémesy Tibor: 1. Fenyves Ervin, Gémesy Tibor és Kántor Károly.	277

	Oldal
Graff György: Protoneloszlások sugara tükörmagok kötési energiakülönbségei alapján	123
Györgyi Géza és Marx György: A baryonok és mezonok kölcsönhatásainak szimmetriasajátságai és kiválasztási szabályai	371
Jánossy Lajos és Nagy László: A Rossi-görbe menete nagy ólomvastagságoknál	195
Kántor Károly: 1. Fenyves Ervin, Gémesy Tibor és Kántor Károly	277
Kiss Dezső: 1. Friedländer Ervin és Kiss Dezső	25
Marx György: 1. Györgyi Géza és Marx György	371
Nagy László: 1. Jánossy Lajos és Nagy László.	195
Nagy László: A Rossi-görbe első szakaszának menete különböző abszorbensek esetén II.	509
Rozsnyai Balázs: Háromtest kölcsönhatások matrixelemei és potenciális energiái Hartree - Fock közelítésben	35

AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYEI

Faragó Péter: A relativisztikus tömegváltozás kísérleti vizsgálata 660 MeV energiájú protonokon.	279
Fogarassy Bálint: Négyszögletes üregeken keresztülhaladó elektronok mozgása	292
Fogarassy Bálint: Térerősségeloszlás mérése üregrezonátorban	395
Gécs Mária és Mertz János: Stabilizátor magnyomaték mérő mágneshez	203
Hedvig Péter, Németh László és ifj. Schay Géza: Folyadékok dielektromos állandójának és veszteségszögének mérése a többszörös reflexió jelensége alapján, mikrohullámokon.	48

	Oldal
Hedvig Péter és Pavlicsek István: Atommag-kvadrupol-spektroszkópia ultrarövid hullámokon.	518
Mertz János: 1. Gécs Mária és Mertz János.	203
Németh László: 1. Hedvig Péter, Németh László és ifj. Schay Géza	48
Pavlicsek István: 1. Hedvig Péter és Pavlicsek István. .	518
ifj. Schay Géza: 1. Hedvig Péter, Németh László és ifj. Schay Géza	48

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

Berkes István: Mágneses analizátor elektronok elhajlítására	125
Cornides István, Roósz József és Siegler Jánosné: Vizsgálatok Li-ionforrásokkal.	310
Cornides István: Rádiófrekvenciás litiumizotóp-mono-chromátor.	527
Czike Kálmán és Fodor Józsefné: Nehésvíz félüzemi előállítás	68
Czike Kálmán és Fodor Józsefné: Deutérium tartalom meghatározás.	139
Czike Kálmán és Fodor Józsefné: Kőolaj lelőhelyekről származó vizminták deutériumoxid tartalmának vizsgálata	215
Erő János és Keszthelyi Lajos: Nagyenergiájú γ sugarak számlálása	227
Fodor Józsefné: 1. Czike Kálmán és Fodor Józsefné	68
Fodor Józsefné: 1. Czike Kálmán és Fodor Józsefné	139
Fodor Józsefné: 1. Czike Kálmán és Fodor Józsefné	215
Keszthelyi Lajos: 1. Erő János és Keszthelyi Lajos. . . .	227
Mráz József: Gyorskoincidencia körök méretezési szempontjai.	233

Neszmélyi András: Neutronerősítők méretezésének néhány problémája.- A statikus neutronerősítő	533
Roósz József: 1. Cornides István, Roósz József és Siegler Jánosné.	310
Schmidt György: Hidegemisszió nagy áramsűrűségeknél	76
Schmidt György: Cserenkov sugárzás véges határolt vákuumban.	236
Siegler Jánosné: 1. Cornides István, Roósz József és Siegler Jánosné.	310
Simonyi Károly: Az atomenergia hasznosításának lehetősége	83
Szabó László és Tárczy-Hornoch Zoltán: Egycsatornás differenciál-diszkriminátor.	546
Tárczy-Hornoch Zoltán: 1. Szabó László és Tárczy-Hornoch Zoltán.	546
Uzsoki Miklós: Neutron lassítás	559
Vályi László: Egyenletes érzékenységu neutron számláló.	319

A RADIOLÓGIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYEI

Almásy Andor és Bozóky László: Ritkaföldfémek neutron aktiválásával kapcsolatos vizsgálatok.	417
Berecz György és Bondár László: Lineáris rétegpotenciometerek vizsgálata	243
Berecz György és Szilvási Árpád: Szórt és viaszszórt sugárzás dózisértékeinek meghatározása röntgen sugárzásnál fantomokon végzett mérésekből.	428
Bondár László: 1. Berecz György és Bondár László.	243
Bozóky László: 1. Almásy Andor és Bozóky László	417
Hajnal Ferenc: Fotografikus módszerrel történő sugárvédelmi eljárások.	153
Kormos István: Az ElT dekatron számolócső	170
Kormos István: Az ElT dekatron számlálócsővel épített scaler	334

	Oldal
Lukovics Albert: Szcintillációs alfa-számláló II.	89
Lukovics Albert: Folyékony szcintilláló anyagok /foszfo- rok/ vizsgálata	249
Orient Ottó és Vizsolyi Endre: Diborángázzal töltött számlálócsövek termikus neutronok mérésére. . .	584
Szilvási Árpád: 1. Berecz György és Szilvási Árpád.	428
Tóth Lajos: Haladó gázkisüléses hidegkatódos decimális számlálócsövek	439
Vizsolyi Endre: p-Terfenil előállítása.	89
Vizsolyi Endre: 1. Orient Ottó és Vizsolyi Endre.	584

A FERROMÁGNESES OSZTÁLY KÖZLEMÉNYEI:

Nagy Imre és Pál Lénárd: Ferromágneses rezonancia vizsgá- lata különböző anyagokban	450
Pallagi Dezső: Nagyérzékenységű hangfrekvenciás szelektív erősítő	462
Pál Lénárd: Hexagonális szerkezetű kristályszerkezetből ál- ló ferromágneses anyagok differenciális szusz- ceptibilitásának térerősségtől való függése e- rős mágneses terekben	348
Pál Lénárd: 1. Nagy Imre és Pál Lénárd	450
Pál Lénárd: Az atomreaktorok stochasztikus folyamatainak elméletéről	594
Siklós Tivadar: A ferromágneses félvezetők kvantummecha- nikai elméletéhez	357
Szilvay Gézáné: Tekercsek önindukció és kölcsönös induk- ció változásának számítása mágnesezőző próba- test jelenlétében	102

A kiadásért felelős a Központi Fizikai Kutató Intézet igazgatója
1957

A kézirat nyomdába érkezett: I.30. Példányszám: 400
Készült Rotaprint lemezről a MNOSz 5601-50 Á és 5602-50 Á szab-
ványok szerint 19.25 A/4 iv terjedelemben

64 ábrával
Készült a Felsőoktatási Jegyzetellátó Vállalatnál
Felelős vezető: Heitter Imre
Táskaszám: 7-056