A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA

KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK

KÖZLEMÉNYEI

10. KÖTET 1. SZÁM

1962
BUDAPEST

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

Erő János, Kiss István, Mátrai Tibor, Náray Zsolt és Pál Lénárd
közreműködésével szerkeszti
Fenyves Ervin

10.kötet 1962 1. szám

T A R T A L O M J E G Y Z É K

- . -

Technikai szerkesztő: Stancsich Györgyné

Kiadásért felelős: Dr.Jánossy Lajos

Megrendelve: 1962.jan.15. Példányszám: 450

Készült Rotaprint eljárással

1028. KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZET, KIADÓI CSOPORT

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

Erő János, Kiss István, Mátrai Tibor, Náray Zsolt és Pál Lénárd
közreműködésével szerkeszti
Fenyves Ervin

10.kötet 1962 1. szám

T A R T A L O M J E G Y Z É K

- . -

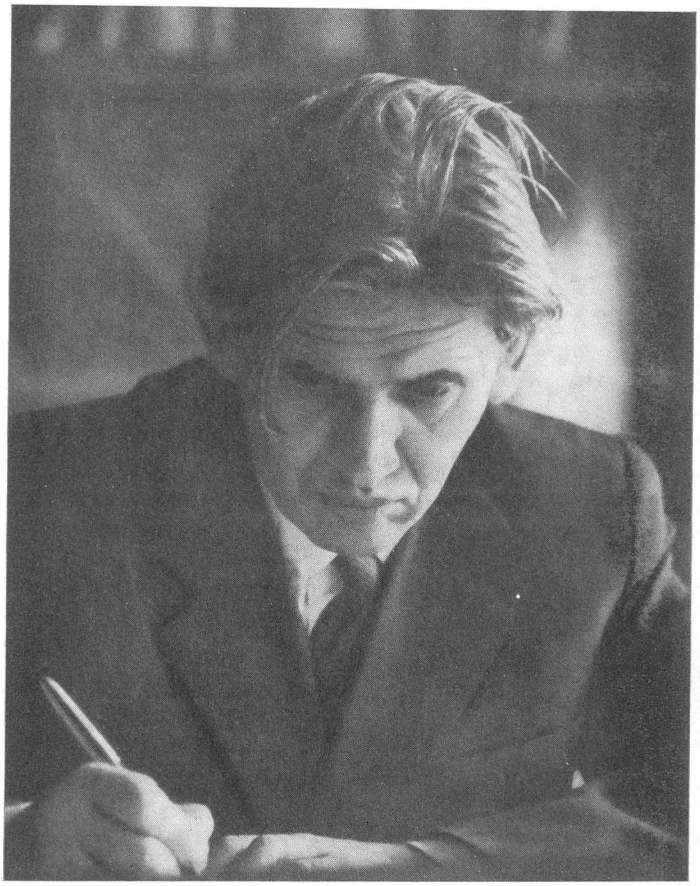
Technikai szerkesztő: Stancsich Györgyné

Kiadásért felelős: Dr.Jánossy Lajos

Megrendelve: 1962.jan.15. Példányszám: 450

Készült Rotaprint eljárással

1028. KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZET, KIADÓI CSOPORT



JÁNOSSY LAJOS AKADÉMIKUS 50 ÉVES

Jánossy Lajos akadémikus 1912-ben született Budapesten. Egyetemi tanulmányait a bécsi és berlini egyetemeken végezte el. Tudományos munkásságát W.Kohlhörster professzor berlini laboratóriumában kezdte el 1934-ben, majd Londonban és Manchesterben, a Nobel-dijas P.M.S.Blackett professzor intézetében folytatta 1936-tól 1947-ig. 1947-ben a dublini Institute for Advanced Studies professzora és kozmikus sugárzási laboratóriumának vezetője lett.

1950-ben a magyar kormány hivására hazatért Magyarországra, ahol a budapesti Eötvös Loránd Tudományegyetem professzorává nevezték ki. 1951 óta, mint a Központi Fizikai Kutató Intézet Kozmikus Sugárzási Laboratóriumának vezetője, majd 1956 óta, mint az Intézet igazgatója müködik. 1958 óta az Eötvös Loránd Tudományegyetem Atomfizikai Tanszékét vezeti.

1948-ban az Ir Tudományos Akadémia tagjává, 1951-ben a Magyar Tudományos Akadémia tagjává, 1954-ben a Német Tudományos Akadémia, 1958-ban a Bulgár Tudományos Akadémia és 1961-ben a Mongol Tudományos Akadémia levelező tagjává választották. Jánossy Lajos akadémikust 1951-ben Kossuth-dijjal tüntették ki. Jánossy akadémikus az Országos Atomenergia Bizottság alelnöke és 1961 óta a Magyar Tudományos Akadémia alelnöke. 1956-ban a dubnai Egyesitett Atomkutató Intézet Tudományos Tanácsának tagjává és 1961-ben a bécsi Nemzetközi Atomenergia Ügynökség Kormányzótanácsának alelnökévé választották.

Jánossy Lajos akadémikus tudományos munkásságát a kozmikus sugárzás kisérleti és elméleti vizsgálata, a statisztikus folyamatok tanulmányozása, a relativitáselmélet és a kvantummechanika alapvető kérdéseinek vizsgálata és ez utóbbival kapcsolatban a fény mikrostrukturájának kisérleti vizsgálata terén fejtette ki.

Legfontosabb tudományos eredményei a kozmikus sugárzás területén az áthatoló záporok felfedezése, a lokális és kiterjedt áthatoló záporok főbb tulajdonságainak tisztázása és a mezonkeltés mechanizmusára vonatkozó W.Heitlerrel közös vizsgálatai voltak.

Több tudományos és népszerü tudományos könyvet irt a kozmikus sugárzással kapcsolatosan. Ezek közül a Clarendon Press, Oxford kiadásában megjelent Cosmic Rays cimü monográfia, ma is a kozmikus sugárzás egyik fontos kézikönyve.

A statisztikus jelenségekre vonatkozó vizsgálatok eredményeképpen egyrészt a kozmikus sugárzási folyamatokban lejátszódó kaszkádfolyamatok általános elméletét dolgozta ki, másrészt a mérések kiértékelésének statisztikai problémáit és módszereit egy közvetlen befejezés előtt álló könyvben foglalta össze.

A speciális relativitáselmélet területén - az eredeti Lorentz-féle felfogásból kiindulva - egy az Einstein-féle relativitáselmélettől különböző, azonos fizikai eredményeket szolgáltató, de ugyanakkor a materialista filozófia szempontjából ellentmondásmentesen megalapozott elmélet alapjait dolgozta ki.

A kvantummechanika alapvető kérdéseivel kapcsolatos vizsgálatai elsősorban az elmélet kisérleti alapjainak és ezen belül a fény kettős természetének vizsgálatára irányulnak. Az eddigi mérések eredményei egyrészt megmutatták, hogy egy Michelson-interferometer két karjában észlelt fotonok nem koincidálnak egymással, másrészt, hogy az interferenciakép még akkor is megjelenik, ha a fényintenzitás olyan gyenge, hogy az interferometerben gyakorlatilag egyszerre csak egy foton tartózkodik. A kisérleti vizsgálatok finomitott formában történő folytatása pedig a fény klasszikus fluktuációinak kimutatásához vezetett. Ugyanakkor a kvantummechanika alapvető kérdéseinek elméletivizsgálata a hidrodinamikai modell továbbfejlesztéséhez vezetett.

Jánossy Lajos tudományos kutató munkássága mellett széleskörü tudományszervezői és oktatói munkát is végzett. A Központi Fizikai Kutató Intézet felépitése, megszervezése, tudományos profiljának kialakitása elsősorban Jánossy Lajos akadémikus érdeme. Munkatársai közül kerültek ki a KFKI számos laboratóriumának és kutató csoportjának vezetői.

Jelentősen hozzájárult az elmélyült tudományos gondolkodásnak, a problémák kritikai vizsgálatának és a tudományos vitaszellemnek a kialakitásához Intézetünkben.

Jánossy akadémikusnak 50. születésnapja alkalmából a KFKI minden dolgozója további eredményes munkát kiván.

A FÉNY KLASSZIKUS FLUKTUÁCIÓJA, A FABRY-PEROT INTERFEROMÉTEREN VALÓ ÁTHALADÁS UTÁN

Irta: Graff György

Összefoglalás

Megvizsgáltuk, hogy milyen mértékben módositja a fényforrás elé helyezett Fabry-Perot-interferométer a fény intenzitásának fluktuációját. Számitásunk eredményeképpen az adódott, hogy a kéttagu fluktuációs kifejezésnek az alapul vett klasszikus modellben szereplő elemi fényimpulzussokaság feltételezett statisztikus eloszlására jellemző tagja megváltozik, mig az elemi impulzusok kölcsönhatásáról számot adó tag változatlan marad.

A Fabry-Perot interferométer elméletét a klasszikus optika részletesen kidolgozta. A fluktuációs jelenségek vizsgálatával azonban kibővithetjük a tárgyalást. Megvizsgáljuk, hogy milyen mértékben módositja az interferométer a fénysugár intenzitásának fluktuációját.

Makroszkópikus fényforrás elé Fabry-Perot interferométert helyezünk. Kiszámitjuk a fényintenzitás átlagértékét és fluktuációját az interferométer után elhelyezett fotomultiplier katódján. A számitás során Jánossy klasszikus közelitését használjuk [1] , feltesszük, hogy a fényforrás atomjai rendezetlen módon, időben és térben véges, csökkenő amplitudóju hullámvonulatokat emittálnak, s az emittált impulzusok sokaságára alkalmazzuk a valószinüségszámitás módszereit. A sokaság első momentuma a térerősségek, a második az intenzitások, végül a negyedik az intenzitásszorzatok várható értékeit adja.

Legyenek k és K a katód két, r_k illetve r_K helyzetvektorral meghatározott pontjához tartozó indexek, t_k és t_K egy, a T időpillanatban az anód R helyzetvektoru pontjában emittált impulzus frontjának a megfelelő indexü pontokba való érkezési pillanata. Ha eltekintünk az interferométer jelenlététől, a fénysugár lineáris polarizációja után az egy elemi impulzustól származó pillanatnyi intenzitás a katód s pontjában [1] $(s=k,K)$.

$$J_s = \left[E_1^2(t_{A_s}) + E_2^2(t_{A_s})\right]\cos^2\varepsilon \qquad /1/$$

Itt a $\gamma \ll \omega$ arányt, s a következő jelöléseket használtuk fel:

$$\left.\begin{aligned} E_1(t_{A_s}) &= E e^{-\gamma t_{A_s}} \cos(\omega t_{A_s} + \varphi) \\ E_2(t_{A_s}) &= E e^{-\gamma t_{A_s}} \sin(\omega t_{A_s} + \varphi) \end{aligned}\right\} \quad t_{A_s} > 0 \qquad /2/$$

$$E_1(t_{A_s}) = E_2(t_{A_s}) = 0 \qquad t_{A_s} < 0$$

ahol E az elemi impulzus amplitudója, γ csillapodási állandója, ω frekvenciája, φ fázisának, ε polarizációjának szöge, továbbá

$$t_{A_s} = t_s - \frac{X_s}{c} - T,$$

ahol $X_s = X(R, r_s)$ a fény által megtett út.

Legyen most a Fabry-Perot interferométer a fényforrás és a multiplier között. Ekkor egy fényimpulzus hatása a multiplier katódján az interferométer tükröző felületein való többszörös visszaverődés következtében megsokszorozódik, s [2]

$$E_m(t_{A_s}) = \sum_{p=0}^{\infty} (1-\alpha^2)\alpha^{2p} E_m(t^p_{A_s}), \qquad m = 1,2, \qquad /3/$$

ahol $E_m(t^p_{A_s})$ a $t^p_{A_s}$ -nek /2/-vel azonos alaku függvénye, α a reflexiós koefficiens

$$t^p_{A_s} = t_s - \frac{X'_s}{c} - T - p\tau_s .$$

Itt $X'_s = X'(R, r_s)$ a fénynek az interferométeren való első áthaladása következtében megváltozott úthossza, $\tau_s = \tau(R, s)$ pedig a fényimpulzus frontjának késése az interferométerben való kétszeres tükrözése után. X'_s és τ_s r_s -től való függését a berendezés geometriai elrendezése határozza meg.

A Θ felbontóképességü, szokásos koincidencia-berendezés a fluktuáció Θ időtartamra és valamilyen $S = \int dr_s$ katódfelületre vonatkozó átlagát méri:

$$\varkappa = \frac{1}{S^2 \Theta^2} \underbrace{\iint}_{\Theta}^{\Theta} \underbrace{\iint}_{S} \left(\frac{\langle J^k J^K \rangle - \langle J^s \rangle^2}{\langle J^s \rangle^2} \right) dr_k\, dr_K\, dt_k\, dt_K . \qquad /4/$$

Ehhez $\langle J^k J^K \rangle$ és $\langle J^s \rangle$ kifejezést kell kiszámitanunk. Az egy pont és időpillanatbeli fluktuáció a $\tau_s = \tau(R)$ helyettesitéssel és a $k = K$ átmenettel képzett $\langle J^2 \rangle, \langle J \rangle$ kifejezések segitségével számitható ki.

Irjuk most az /1/ kifejezésbe a /3/ összefüggést, s emeljük ki az összegezés jelét, akkor

$$J^k = \sum_{\ell,m=0}^{\infty} (1-\alpha^2)\alpha^{2(\ell+m)} [E_1(t_{A_k}^{\ell}) E_1(t_{A_k}^{m}) + E_2(t_{A_k}^{\ell}) E_2(t_{A_k}^{m})] \cos^2 \varepsilon$$

$$J^K = \sum_{n,o=0}^{\infty} (1-\alpha^2)\alpha^{2(n+o)} [E_1(t_{A_K}^{n}) E_1(t_{A_K}^{o}) + E_2(t_{A_K}^{n}) E_2(t_{A_K}^{o})] \cos^2 \varepsilon \qquad /5/$$

$$J^k J^K = \sum_{\ell,m,n,o=0}^{\infty} (1-\alpha^2)\alpha^{2(\ell+m+n+o)} [E_1(t_{A_k}^{\ell}) E_1(t_{A_k}^{m}) E_1(t_{A_K}^{n}) E_1(t_{A_K}^{o}) +$$

$$+ E_1(t_{A_k}^{\ell}) E_1(t_{A_k}^{m}) E_2(t_{A_K}^{n}) E_2(t_{A_K}^{o}) + E_2(t_{A_k}^{\ell}) E_2(t_{A_k}^{m}) E_1(t_{A_K}^{n}) E_1(t_{A_K}^{o}) +$$

$$+ E_2(t_{A_k}^{\ell}) E_2(t_{A_k}^{m}) E_2(t_{A_K}^{n}) E_2(t_{A_K}^{o})] \cos^4 \varepsilon \,. \qquad /6/$$

adódik.

Vegyük tekintetbe a többkomponensü valószinüségeloszlások magasabbrendü momentumai és szemiinvariánsai között fennálló

$$M_{ab}^{(2)} = H_{ab}$$

$$M_{abcd}^{(4)} = H_{abcd} + H_{ab}H_{cd} + H_{ac}H_{bd} + H_{ad}H_{bc}$$

összefüggéseket. Ekkor /5/ és /6/ alapján az intenzitásokat, illetve az intenzitások szorzatait kifejező momentumokat a szemiinvariánsok következő kombinációi adják:

$$\langle J^k \rangle = \sum_{\ell,m=0}^{\infty} (1-\alpha^2)\alpha^{2(\ell+m)} \frac{1}{2} [H_{1\ell k,1mk} + H_{2\ell k,2mk}]$$

$$\langle J^K \rangle = \sum_{n,o=0}^{\infty} (1-\alpha^2)\alpha^{2(n+o)} \frac{1}{2} [H_{1nK,1oK} + H_{2nK,2oK}] \qquad /7/$$

és

$$\langle J^k J^K \rangle = \sum_{\ell,m,n,o=0}^{\infty} (1-\alpha^2)^4 \alpha^{2(\ell+m+n+o)} \Big[\frac{3}{8} \sum_{a,b=1,2} H_{a\ell k, amk, bnK, boK} + \qquad /8/$$

$$+ \frac{1}{4} \sum_{a,b=1,2} \{ H_{a\ell k,amk} H_{bnK,boK} + H_{a\ell k,bnK} H_{amk,boK} + H_{a\ell k,boK} H_{amk,bnK} \} \Big]$$

Itt

$$H_{m_1 p_1 s_1, m_2 p_2 s_2, m_3 p_3 s_3, m_4 p_4 s_4} =$$

$$= \langle E_{m_1}(t_{A_{S_1}}^{p_1}) E_{m_2}(t_{A_{S_2}}^{p_2}) E_{m_3}(t_{A_{S_3}}^{p_3}) E_{m_4}(t_{A_{S_4}}^{p_4}) \rangle' \qquad /9/$$

és

$$H_{m_1 p_1 s_1, m_2 p_2 s_2} H_{m_3 p_3 s_3, m_4 p_4 s_4} =$$

$$= \langle E_{m_1}(t_{A_{S_1}}^{p_1}) E_{m_2}(t_{A_{S_2}}^{p_2}) \rangle' \langle E_{m_3}(t_{A_{S_3}}^{p_3}) E_{m_4}(t_{A_{S_4}}^{p_4}) \rangle' \qquad /10/$$

A $\langle\ \rangle'$ jel azt jelenti, hogy a polarizációs szög szerint már átlagoltunk - tehát még E -re, φ -re, T -re, R -re, ω -ra kell az átlagolást elvégezni, ahol E, φ eloszlása egyenletes, ω eloszlását pedig a később megadandó $p(\omega)$ sürüségfüggvény határozza meg. Az emissziós időpillanatokra való átlagolás az $f(t)$ függvényre az

$$N \int_{-\infty}^{t_1} f(T)\, dT$$

operációt jelenti, ahol $t_1 = t_{s'}^{p'}$ -itt s', p' a szemiinvariánsokban egyáltalán előforduló "legalacsonyabb" megfelelő indexek. /Az indexek igy növekednek: $k < K$; $\ell < m < n < o$ / és N az emisszió időbeni "sürüsége".

A /3/ után mondottak értelmében t_{A_s} helyett $t_{A_s}^p$ -re felirt /2/ kifejezéseket az Euler formulák segitségével

$$E_1(t^p_{A_s}) = \frac{E}{2}\sum_{j_p=1}^{2} e^{\delta_{j_p} t^p_{A_s} + i(-1)^{j_p-1}\varphi}$$

$$E_2(t^p_{A_s}) = \frac{E}{2i}\sum_{j_p=1}^{2} (-1)^{j_p-1} e^{\delta_{j_p} t^p_{A_s} + i(-1)^{j_p-1}\varphi} \qquad /11/$$

alakba irjuk át, ahol

$$\delta_1 = -\gamma + i\omega \;, \quad \delta_2 = -\gamma - i\omega$$

Először a /8/ kifejezés negyedrendü szemiinvariánsokat tartalmazó részét számitjuk ki. /9/-ből és /11/-ből látható, hogy ezt a

$$\frac{E^4}{16}\sum_{\underline{j}=1}^{2} K(\underline{j})\, e^{\sum_p(\delta_{j_p} t^p_{A_s} + i(-1)^{j_p-1}\varphi)} \qquad /12/$$

kifejezés átlagolásával nyerjük, ahol

$$\underline{j} = j_1, j_2, j_3, j_4$$

$$K(\underline{j}) = 1 - (-1)^{j_l + j_m} - (-1)^{j_n + j_o} + (-1)^{j_l + j_m + j_n + j_o}$$

A fázisszög és az amplitudó szerinti átlagolás során /12/-ből

$$\frac{E^4}{16}\sum_{j=1}^{2} S(\underline{j}) K(\underline{j})\, e^{\sum_p \delta_{j_p} t^p_{A_s}} \qquad /13/$$

adódik, ahol $S(\underline{j}) = 1$, ha a $\underline{j}$ értéknégyesek az 1. táblázatban előirtak, $S(\underline{j}) = 0$ egyébként.

1. táblázat

j_l	j_m	j_n	j_o
2	2	1	1
2	1	2	1
2	1	1	2
1	2	2	1
1	2	1	2
1	1	2	2

Vezessük most be a következő jelöléseket:

$$t^{p}_{A_s} = \bar{t}_{A_s} - p\tau_s - T$$

azaz

$$\bar{t}_{A_s} = t_s - \frac{X'_s}{c} ,$$

és legyen

$$\bar{t}_{A_K} - \bar{t}_{A_k} = \tau_A .$$

Ezek felhasználásával a /13/ kifejezésnek az emissziós időpillanatok szerint képzett átlagértéke

$$\frac{n\overline{E^4}}{32}\sum_{j=1}^{2} S(j)K(j)e^{\delta_{j_m}(\ell-m)\tau_k+\delta_{j_n}(\ell\tau_k-n\tau_K)+\delta_{j_o}(\ell\tau_k-o\tau_K)}e^{(\delta_{j_n}+\delta_{j_o})\tau_A} \qquad /14/$$

ahol $n = \frac{N}{2\gamma}$

Most az 1. táblázat figyelembe vételével elvégezzük a j indexekre való összegezést, - a kapott kifejezés a /8/-ban szereplő negyedrendő szemiinvariánsok összege. Ezt $\frac{3}{8}(1-\alpha^2)\alpha^{2(\ell+m+n+o)}$ -val szoroznunk, majd az ℓ, m, n, o indexekre összegeznünk kell. Mindezek után $\langle J^k J^K\rangle$ /s ezzel egyben $\langle J^k J^K\rangle - \langle J^s\rangle^2$ / negyedrendü szemiinvariánsokat tartalmazó része adódik:

$$\frac{3}{32}n\overline{E^4}\Big\langle e^{(\delta_1+\delta_2)\tau_A}\Big\{\frac{(1-\alpha^2)^4}{(1-\alpha^2e^{(2\delta_1+\delta_2)\tau_k})(1-\alpha^2e^{-\delta_1\tau_k})(1-\alpha^2e^{-\delta_2\tau_K})(1-\alpha^2e^{-\delta_1\tau_K})} + \qquad /15/$$

$$+\frac{(1-\alpha^2)^4}{(1-\alpha^2e^{(2\delta_2+\delta_1)\tau_k})(1-\alpha^2e^{-\delta_2\tau_k})(1-\alpha^2e^{-\delta_2\tau_K})(1-\alpha^2e^{-\delta_1\tau_K})}\Big\}\Big\rangle''$$

ahol az átlagolás $\langle\ \rangle''$ jele már csak a frekvenciára és az emisszió helyére vonatkozik.

A fentiekhez hasonló módon a /10/ és /11/ felhasználásával kiszámitva a /7/ és /8/-ban szereplő másodrendü szemiinvariánsokat és rendre elvégezve a szorzásokat és összegezéseket, az intenzitás átlagértékére

$$\langle J^s\rangle = \frac{n\overline{E^2}}{4}\left\langle\left\{\frac{(1-\alpha^2)^2}{(1-\alpha^2e^{-\delta_2\tau_s})(1-\alpha^2e^{\delta_2\tau_s})}+\frac{(1-\alpha^2)^2}{(1-\alpha^2e^{-\delta_1\tau_s})(1-\alpha^2e^{\delta_1\tau_s})}\right\}\right\rangle'' \qquad /16/$$

$\langle J^kJ^K\rangle-\langle J^s\rangle^2$ másodrendü szemiinvariánsok szorzatait tartalmazó részére pedig

$$\frac{n^2(\overline{E^2})^2}{4}\left\langle\frac{(1-\alpha^2)^2}{(1-\alpha^2e^{-\delta_1\tau_K})(1-\alpha^2e^{\delta_1\tau_k})}\right\rangle''\left\langle\frac{(1-\alpha^2)^2}{(1-\alpha^2e^{-\delta_2\tau_K})(1-\alpha^2e^{\delta_2\tau_k})}\right\rangle'' \qquad /17/$$

adódik. A /15/, /16/, /17/ formulák mindazok, melyek /4/ kiszámitásához szükségesek.

- . -

Számitsuk ki a fény intenzitásának fluktuációját egy időpillanatban, a multiplier katódjának egy pontjában.x/ Ebben az esetben $\tau_k=\tau_K=\tau(R)=\tau$ és $\tau_A=0$. Ilymódon /15/, /16/, /17/-ből

$$\langle J^2\rangle-\langle J\rangle^2 = \frac{3}{32}n\overline{E^4}\left\langle\left\{\frac{(1-\alpha^2)^4}{(1-\alpha^2e^{(2\delta_1+\delta_2)\tau})(1-\alpha^2e^{-\delta_1\tau})(1-\alpha^2e^{-\delta_2\tau})}+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\frac{(1-\alpha^2)^4}{(1-\alpha^2e^{(2\delta_2+\delta_1)\tau})(1-\alpha^2e^{-\delta_1\tau})(1-\alpha^2e^{-\delta_2\tau})}\right\}\right\rangle^{(\omega)}+$$

$$+\frac{n^2(\overline{E^2})^2}{4}\left\langle\frac{(1-\alpha^2)^2}{(1-\alpha^2e^{\delta_1\tau})(1-\alpha^2e^{-\delta_1\tau})}\right\rangle^{(\omega)}\left\langle\frac{(1-\alpha^2)^2}{(1-\alpha^2e^{\delta_2\tau})(1-\alpha^2e^{-\delta_2\tau})}\right\rangle^{(\omega)},$$

$$\langle J\rangle = \frac{n\overline{E^2}}{4}\left\langle\left\{\frac{(1-\alpha^2)^2}{(1-\alpha^2e^{-\delta_2\tau})(1-\alpha^2e^{\delta_2\tau})}+\frac{(1-\alpha^2)^2}{(1-\alpha^2e^{-\delta_1\tau})(1-\alpha^2e^{\delta_1\tau})}\right\}\right\rangle^{(\omega)} \qquad /18/$$

x/ Azon feltevés mellett, hogy a fényforrás pontszerüvé zsugorodik.

ahol $\langle\ \rangle^{(\omega)}$ a frekvenciára való átlagolást jelenti.

A fluktuáció

$$1 + \frac{1}{n}\,\frac{3\overline{E^4}}{4(\overline{E^2})^2}\,F(\alpha,\gamma,\omega,\tau)$$

alaku, azon - minden fontos esetben teljesülő - feltétel mellett, hogy a $p(\omega)$ eloszlás a frekvenciának valamilyen kezdőpontra vonatkozó szimmetrikus függvénye legyen. Itt

$$F(\alpha,\gamma,\omega,\tau) =$$

$$= \frac{2\left\langle\left\{\frac{1}{(1-\alpha^2 e^{(2\delta_1+\delta_2)\tau})(1-\alpha^2 e^{-\delta_1\tau})(1-\alpha^2 e^{-\delta_2\tau})} + \frac{1}{(1-\alpha^2 e^{(2\delta_2+\delta_1)\tau})(1-\alpha^2 e^{-\delta_1\tau})(1-\alpha^2 e^{-\delta_2\tau})}\right\}\right\rangle^{(\omega)}}{\left\langle\left\{\frac{1}{(1-\alpha^2 e^{-\delta_2\tau})(1-\alpha^2 e^{\delta_2\tau})} + \frac{1}{(1-\alpha^2 e^{-\delta_1\tau})(1-\alpha^2 e^{\delta_1\tau})}\right\}\right\rangle^{2(\omega)}} \qquad /19/$$

Ha most $\alpha = 0$, - azaz az interferométert mintegy "kivesszük" a fényforrás és a multiplier közül - $F(0,\gamma,\omega,\tau) = 1$, s ilymódon a fluktuáció értékére visszaadódik egy előző számitásunk eredménye [3] .

- . -

Tekintsük most az intenzitás átlagértékére vonatkozó /18/ formulát. Legyen egy pillanatra /csak az átlagolás jele alatt, tehát $n = N/2\gamma$ -ban nem!/ $\gamma = 0$, s legyen a frekvenciaeloszlás deltafüggvény, $p(\omega) = \delta(\omega - \omega_0)$ Ekkor

$$J = J_0\,\frac{(1-\alpha^2)^2}{(1-\alpha^2 e^{-i\omega_0\tau})(1-\alpha^2 e^{i\omega_0\tau})} \qquad /20/$$

ahol $J_0 = \frac{n\overline{E^2}}{2}$ - az eredmény megegyezik a fényintenzitásnak a Fabry-Perot interferométer elméletéből általánosan ismert kifejezésével [2] .

/20/-ban az intenzitásnak akkor van maximuma, ha $\omega_0\tau = 2\pi K$, ahol K egész szám. Miután a kifejezés $\pm\ \omega_0$ -ban teljesen szimmetrikus, valamely, a delta függvénytől különböző, de szimmetrikus frekvenciaeloszlásu intenzitásnak az ezen formula alapján számitott átlagértéke szintén az $\omega_0\tau = 2K\pi$ esetben éri el maximumát - ahol ω_0 értékét a

$$[p(\omega)]_{max} = p(\omega_0)$$

összefüggés határozza meg.

A fényforrás atomjainak hőmozgása következtében fellépő Doppler-effektus miatt az intenzitás frekvenciaeloszlása az esetek többségében a normális eloszlása:

$$p(\omega) = \frac{1}{\Delta\omega\sqrt{\pi}}\, e^{-\frac{(\omega-\omega_0)^2}{(\Delta\omega/2)^2}}$$

Ennek felhasználásával, numerikus integráció segitségével számitottuk ki a /19/ formulával adott F értékét az interferométerbeli fényutra jellemző τ mennyiség függvényében, olyan τ értékek mellett, amelyeknél az átlagos intenzitás a maximális, tehát $\omega\tau = 2K\pi$. Miután csak durva tájékoztató értékekre van szükségünk, a számolás egyszerüsitése érdekében $\Delta\omega$ mellett γ -t elhanyagoltuk. Igy a kiszámitandó mennyiség

$$F_{\Delta\omega}(\alpha,0,\tau) = \frac{\sqrt{\pi}\left[\frac{1}{\Delta\omega\cdot\tau}\int\limits_{-\Delta\omega\cdot\tau/2}^{\Delta\omega\cdot\tau/2}\frac{2(1-\alpha^2)^4}{(1+\alpha^4-2\alpha^2\cos x)^2}\, e^{-\frac{x^2}{(\Delta\omega\cdot\tau/2)^2}}dx\right]}{\left[\frac{1}{\Delta\omega\cdot\tau}\int\limits_{-\Delta\omega\cdot\tau/2}^{\Delta\omega\cdot\tau/2}\frac{2(1-\alpha^2)^2}{(1+\alpha^4-2\alpha^2\cos x)}\, e^{-\frac{x^2}{(\Delta\omega\cdot\tau/2)^2}}dx\right]^2}$$

Eredményül az adódott, hogy F a τ -nak $\Delta\omega.\tau$ kis értékeinél kb. lineárisan növekvő függvénye,- $\Delta\omega\cdot\tau \sim 1$ esetén $F \sim 1{,}7$ adódik.

Eredményeinket a következőkben foglalhatjuk össze. A fénynek Fabry-Perot interferométeren való áthaladása után a fényintenzitás fluktuációja megváltozik. Ez a változás azonban csak a Poisson-eloszlás fluktuációjáról számot adó tagot érinti, a fluktuációs kifejezés másik tagja, amely az elemi impulzusok kölcsönhatása következtében lép fel, változatlan marad. Ez érthető is, hiszen az interferométer nem az elemi impulzusok kölcsönhatását, hanem eloszlását változtatja meg.

A probléma felvetéséért és állandó érdeklődéséért Jánossy Lajos akadémikusnak, értékes megjegyzéseiért N.Ziegler Mária tudományos munkatársnak tartozom köszönettel.

A numerikus számitás elvégzését Fodor Ágnesnek köszönöm meg.

I r o d a l o m

[1] Jánossy L., Nuovo Cimento, 12, 309 /1959/

[2] Novobátzky-Neugebauer, Elektrodinamika és optika

[3] Graff Gy. - Jánossy L., Acta Phys.Hung. 10, 291 /1959/

Érkezett 1962. január 26.

KFKI Közlemények 10.évf. 1.sz. 1962.

A HASADÁSI TERMÉKEK SEBESSÉGELOSZLÁSA U^{235} HASADÁSÁNÁL

Irta: Dési Sándor, Lajtai Albert és Nagy László

Összefoglalás

Egy nsec-os idő-amplitudó konverter és sokcsatornás amplitudó analizátor segitségével megmértük az U-235 lassu neutronok hatására történő hasadásánál a keletkezett hasadási termékek sebességeloszlását. A hasadási termékek sebességének legvalószinübb értékére $0,960.10^9$ cm/sec, illetve $1,445.10^9$ cm/sec adódott a nehéz, illetve könnyü hasadási termékekre vonatkozólag.

Bevezetés

A hasadási termékek energiaeloszlásának mérésénél az energiaskála hitelesitését ismert energiáju alfa-részecskék segitségével végzik. Összevetve azonban az ionizációs kamrával kapott mérési eredményeket, pl. a hasadási termékek átlagos kinetikus energiáját, más módon - kalorimetrikus mérések alapján - mért értékekkel, azt tapasztalták, hogy a kétféle módon mért energiaértékek eltérése nagyobb, mint a mérési hibák, mégpedig az ionizációs kamrás mérések adják a kisebb értéket.

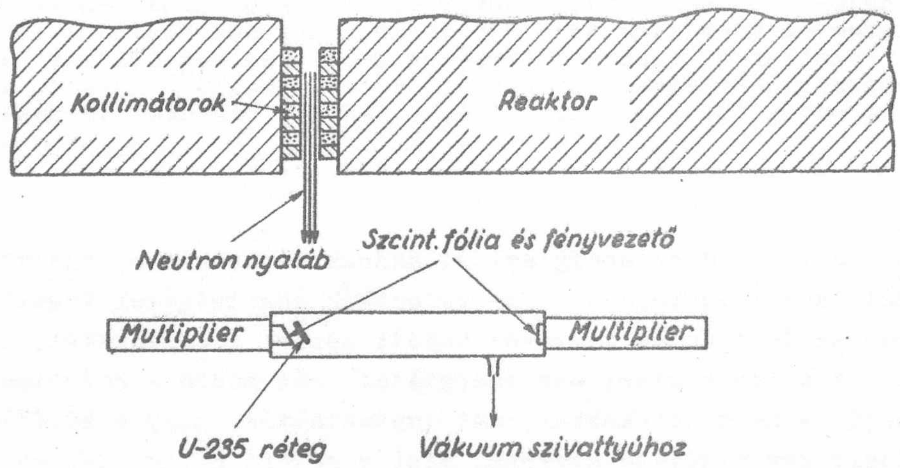
Knipp és Ling [1] mutatott rá első izben az eltérés okára, amely szerint az ionizációs kamra gázában a hasadási termékek több energiát forditanak egy ionpár keltésére, mint az alfa-részecskék, vagyis a két fajta részecske által létrehozott ionok számának aránya nem egyezik meg az energiák arányával. A szerzők rámutattak arra is, hogy a különböző tömegü hasadási termékek egy ionpár keltésére forditott energiája sem egyforma és igy a létrehozott ionizáció nem pontosan arányos a hasadási termékek energiájával. Tehát az ionizációs kamrával végzett energiamérések korrekcióra szorulnak.

Leachman [2] a korrekció meghatározása céljából a következő módon járt el: kisérleti úton megállapitotta a hasadási termékek sebességeloszlását és a kapott értékeket összehasonlitotta az ionizációs kamrával nyert adatokból kiszámolt sebességértékekkel. Megállapitotta, hogy U-235 esetén $w_k = 1,06\ w_\alpha$ és $w_n = 1,11\ w_\alpha$ ahol w_k és w_n a legvalószinübb könnyü, illetve nehéz hasadási termékek egy ionpár keltésére forditott energiája, mig w_α az alfarészecskékre vonatkozik.

Leachman a mérésnél a hasadási termékek esetére alkalmazott mérési elve, a time-of-flight módszer a későbbiekben igen gyümölcsözőnek bizonyult a maghasadási méréseknél. Ezt a módszert mi is fel akarjuk használni és ezért kifejlesztettük az ehhez szükséges méréstechnikát. Ennek kipróbálását jelenti az alább ismertetett mérés, melynek során megmértük az U-235 lassu neutronok hatására történő hasadásánál a keletkezett hasadási termékek sebességeloszlását.

<u>A berendezés ismertetése</u>

A mérési elrendezés vázlata az 1. ábrán látható. A repülési cső egy

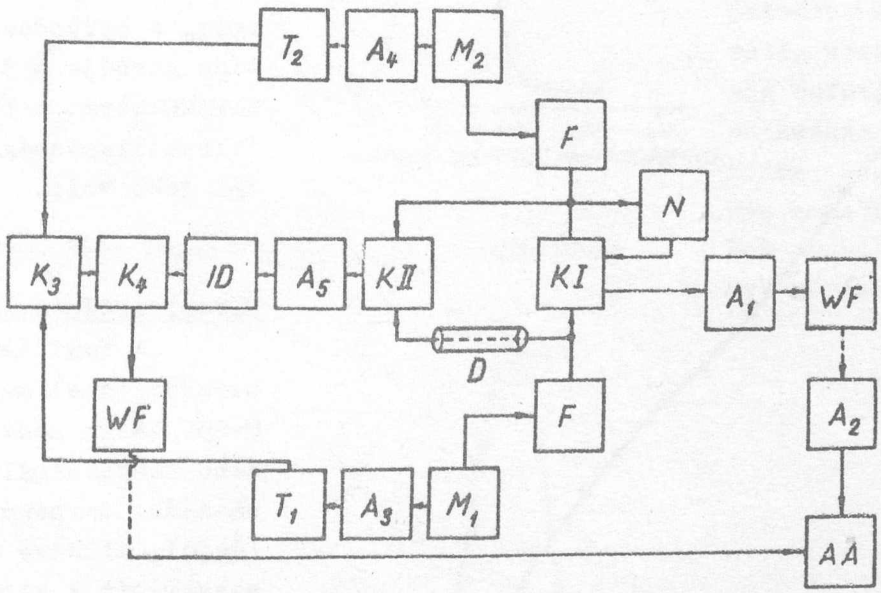


1.ábra
A mérési berendezés vázlata

10 cm belső átmérőjü, kb. 1 m hosszu vashenger volt. Ennek egyik végén helyeztük el a kb. 5 cm átmérőjü, 35 %-ra dúsitott U-235 targetet. Az uránréteg vastagságát az önabszorbció alacsonyan tartása céljából 45 $\mu gr/cm^2$-re választottuk. A hasadóanyagot hordozó réteg egy 100 $\mu gr/cm^2$ vastagságu alumínium fólia volt, amelyre az uránréteget vákuumpárologtatással vittük fel. A hasadási termékeket 18 μ vastagságu plasztik szcintillációs fóliákkal detektáltuk. A hasadás pillanatát /nulla időpontot/ jelző detektort az uránrétegtől 35 mm-re, mig a másik detektort az előbbi detektorral ellentétes irányban 945 mm-re, a repülési cső tengely-irányában helyeztük el. /A nulla időt jelző detektor és az uránréteg közötti távolságra azért volt szükség, mert különben ezen detektor plexi fényvezetője közvetlenül a reaktor nyalábjába nyult volna./ A null-idő detektor oldalon 6810-A az ellenkező oldalon 7264 tipusu multipliert használtunk. Mindkét multiplier egy-egy plexi fény-

vezetőhöz csatlakozott, amelyek egyben a repülési cső vákuumlezárását is biztositották. A fényvezetőkre a plasztik szcintillációs fóliákat müanyag ragasztóval rögzitettük. A mérések során a repülési csőben 10^{-2} Hgmm nyomást tartottunk fent. Ilyen nyomás mellett a hasadási termékek jelentéktelen energiaveszteséget szenvednek a repülési csőben maradt gázban.

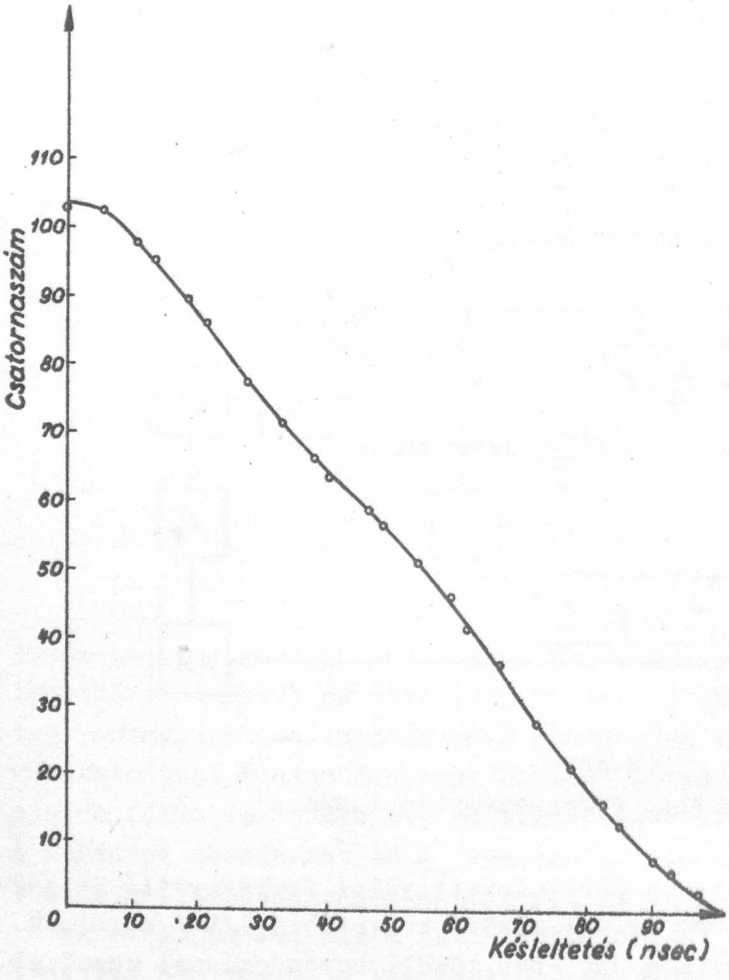
Minthogy a hasadási termékek átlagos sebessége 10^{9} cm/sec körül van, 1 % mérési pontosság elérése céljából a repülési időt 10^{-9} sec pontossággal kellett mérni. Az időmérést egy nsec -os idő-amplitudó konverter, valamint egy 128 csatornás amplitudó analizátor segitségével végeztük el. A méréseknél használt elektronikus berendezés blokksémája a 2.ábrán látható.



2.ábra
Az elektronikus berendezés blokksémája

Az M_1 , illetve M_2 multiplierek anódról levett jelei fázisforditó és jelformáló fokozatok /F/ után a 6BN6 csővel müködő konverterre /KI/ kerülnek. A konverter felépitése megegyezik a [3] -ban közölt berendezéssel azzal a különbséggel, hogy a jelformáló fokozatok által kialakitott impulzus hosszát a nagyobb mérési időintervallumnak megfelelően 100 nsec-nak választottuk. A konverter kimenő jelei az A_1 előerősitőből, a WF white-followerből és A_2 főerősitőből álló láncon keresztül jutnak a 128 csatornás amplitudó analizátorra /AA/. A multiplierek dinódáiról levett jelek erősitőkön / A_3 illetőleg A_4 / keresztül koincidenciába $/K_3/$ kapcsolt gyors diszkriminátorokra $/T_1$ és $T_2/$ kerülnek. A K_3 koincidencia felbontóképessége ± 150 nsec. A háttércsökkentés céljából a K_3 koincidencia kimenetét, valamint a KII segédkonverter kimenetét erősités $/A_5/$és megfelelő amplitudó diszkriminálás után /ID/ ujabb K_4 koincidenciába kapcsoltuk,melynek kimenő jele kapuzza az amplitudó analizátort.

A mérőberendezést Na-22 sugárforrás annihilációs gamma-sugárzásával, valamint késleltető kábelek segitségével hitelesitettük. A hitelesités során mindkét detektor sztilbén kristály volt. A berendezés kalibrációs görbéje a 3.ábrán van feltüntetve. A berendezés felbontóképessége ± 1 nsec-nál jobb volt.

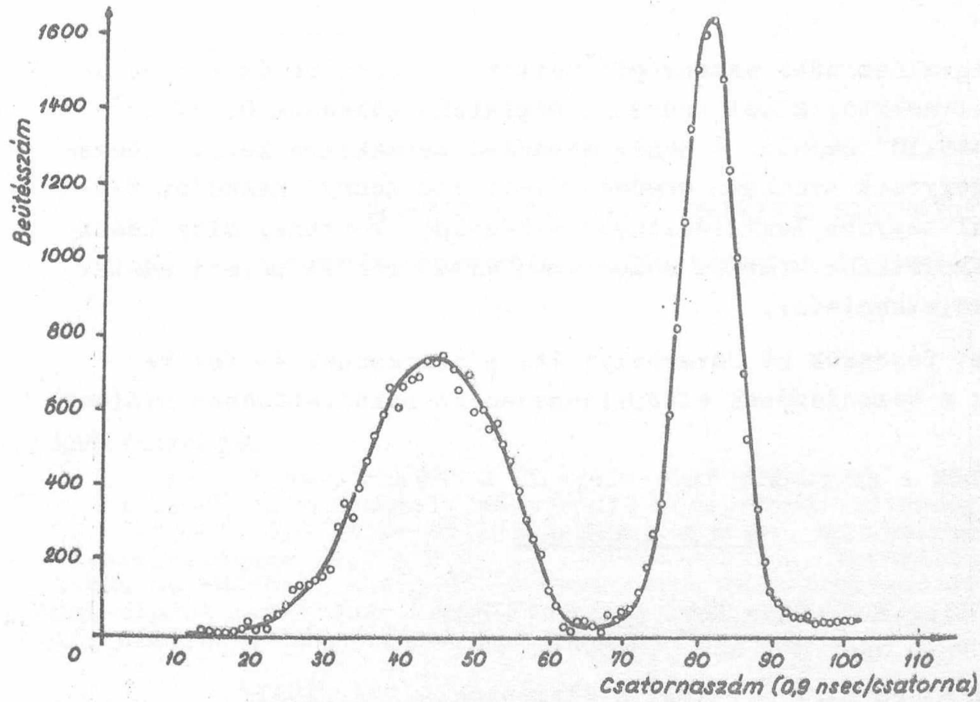


3.ábra

Az idő-amplitudó konverter hitelesitési görbéje

Mérési eredmények

A fent ismertetett berendezéssel megmértük az U-235 lassu neutronokra történő hasadásánál keletkezett hasadási termékek repülési idejét, illetve sebesség-spektrumát a kisérleti atomreaktor egyik vizszintes csatornájánál. A közvetlenül mért /a háttér kivonás utáni/ repülési idő spektrumot a 4. ábrán tüntettük fel. Mint a rajzból látható, a könnyü és a nehéz hasadási termékeknek megfelelően két külön csúcsból álló görbét kaptunk. A görbék alatti terület nagysága megegyezik, jelezvén,



4.ábra
A hasadási termékek repülési időspektruma

hogy a mérés során ugyanannyi nehéz hasadási termék detektálódott, mint könnyü. A repülési idő és futási távolság figyelembe vételével számitott sebességspektrum az 5.ábrán látható. A repülési idő, illetve sebességértékek kiszámitásánál figyelembe vettük a nulla idő detektor és az uránréteg közötti távolság befutásához szükséges időt olymódon, hogy a könnyü hasadási termékek repülési idejének mérésénél a ne-

5.ábra
A hasadási termékek sebességspektruma

héz komplementer legvalószinübb sebességét vettük korrekcióba és viszont. Mint az ábrából leolvasható, a két csúcsnak megfelelő sebesség $0,960.10^9$ cm/sec, illetve $1,445.10^9$ cm/sec. A nehéz hasadási termékekre kapott legvalószinübb érték megegyezik Leachman eredményével, mig könnyü hasadási termék esetén 1,8 %-kal nagyobb legvalószinübb sebességet kaptunk, ming Leachman. Az eltérés szignifikáns voltára a Leachman által közölt mérési adatok alapján nem lehet következtetni.

Köszönetünket fejezzük ki Udvarhelyi Pál müszerésznek és Fekete György technikusnak a berendezések elkészitésében és müködtetésében nyujtott segitségért.

Irodalom

[1] Knipp,J.K. and Ling.R.C. Phys.Rev. 82, 30 /1951/

[2] Leachman,R.B., Phys.Rev. 87, 444 /1952/

[3] Dési S., Lajtai A. és Nagy L., KFKI Közlemények 9,283 /1961/

Érkezett 1961. november 15.
KFKI Közlemények 10.évf. 1.sz. 1962.

MÉRÉSEK A MÖSSBAUER-EFFEKTUS SEGITSÉGÉVEL

Irta: Demeter István, Dézsi István és Keszthelyi Lajos

Összefoglalás

Fe^{57} izotóp esetében vizsgálatokat végeztünk a Mössbauer-effektusra vonatkozóan. A rezonancia abszorpció abszorbens vastagságtól való függéséből f /300/~ 0,6 Debye-Waller faktort kaptunk. Az abszorpciós vonal félértékszélességére /4,7 ± 0,4/ 10^{-9} eV-ot kaptunk. Vizsgáltuk a vonal-alakot abban az esetben, amelyben az abszorbens rádiófrekvenciás térben volt. A vonal-alakot értelmezni lehetett a hőmérsékleti effektus és a belső mágneses tér hőmérsékletfüggésének a figyelembevételével.

1/ Bevezetés

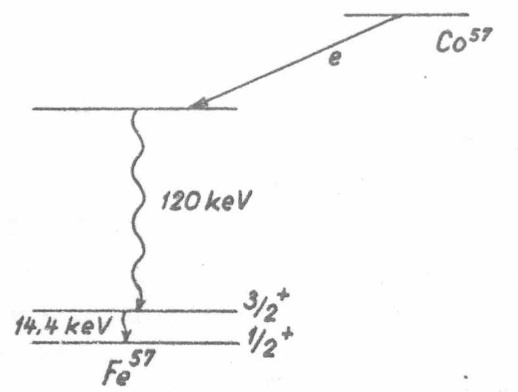
A Mössbauer-effektus segitségével zavaró effektusoktól mentesen tanulmányozhatjuk az atommagok gerjesztett állapotainak nivószélességét, Zeeman és a kvadrupólfelhasadását [1] , [2] . A gerjesztett állapotok rendkivül kis szélessége lehetővé teszi azt, hogy a γ-kvantumok energiájának rendkivül kis változását /10^{-11} -10^{-13}-szoros relativ válatozásokat/ is mérhessünk. Ezek a lehetőségek indokolják, hogy méréseket végezzünk a Mössbauer-effektus segitségével. Az alábbiakban összefoglaljuk az eddig végzett munkát.

2/ A Mössbauer-vonal intenzitása

Méréseinket a Fe^{57} magok 14,4 keV energiáju γ-sugárzásával végeztük. A lényeges adatokat az 1. ábrán látható nivóséma tartalmazza [3] . A 14,4 keV energiáju γ-kvantumok intenzitása a nagy belső konverzió miatt / α = 15/ 15-ször kisebb, mint a 120 keV energiáju γ-kvantumok intenzitása. A Co^{57} magok elektronbefogása és a belső konverzió miatt intenziv karakterisztikus röntgen-sugárzás lép ki / ~ 6,3 keV energiával/. A 14,4 keV energiáju γ-vonalat ezek közül kell kiválasztani olymódon, hogy a 6,3 és a 120 keV energiáju sugárzás minél kevésbé zavarjon.

A mérésre szcintillációs számlálót használtunk, 0,2 mm vastag 15 mm átmérőjü NaJ/Tl/ kristályt EMI 9536B tipusu multiplierre helyezve 0,1 mm Al réteggel fedtünk le. A vékony kristály 97 %-os hatásfokkal detektálja a 14,4 keV energiáju sugarakat és 6 %-os hatásfokkal a 120 keV energiáju γ-

A vékony kristályt Woszka Rudolf /Orvosi Fizikai Intézet/ készitette.



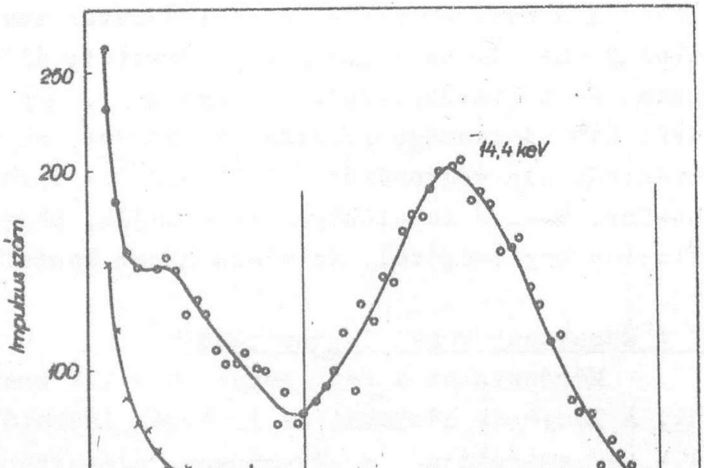
1.ábra

A Co^{57} mag elektronbefogással Fe^{57} izotóppá alakul át, amely γ -sugarakat bocsát ki

sugarakat. Az Al réteg 10 %-ot engedett át a 6,3 keV energiáju γ -sugárzásból és 65 %-ot a 14,4 keV energiáju sugárzásból. Ezek után a 2.ábrán látható spektrumot kaptunk. A háttér mérésekor 0,1 mm vastag rézlemezt helyeztünk a forrás és a számláló közé. Ez 2,7 %-ot abszorbeál a 120 keV sugárzásból, a 14,4 keV energiájúból pedig 99,7 %-ot. A mérésnél a diszkriminátor csatornája a nyilakkal jelzett tartományba jutó impulzusokat engedte át.

Hordozómentes Co^{57}-t elektrolizáltunk oxálát komplex oldatából, természetes vas hordozóval 20 mg/cm^2 vastagságu Armco vas fóliára. Az elektrolizis befejezése után 1 órán át 950 C^o-on vákuumban izzitva alakitottuk ki a kivánt rácsszerkezetet. Abszorbensként különböző vastagságra hengerelt Armco vasfóliákat használtunk. Az abszorbens és forrás természetes vas /Fe^{57} tartalom 2,2 %/ volt. A forrást egy hangszóró lengőtekercséhez ragasztottuk, amelyet különböző amplitudóju, 25 ciklus/sec frekvenciáju feszültséggel rezgettük. A mérőberendezés vázlata a 3.ábrán látható. Minden abszorbens vastagságnál mértük az áteresztett γ -sugárzás intenzitását, nyugvó forrás / I_0 /, nagy amplitudóval rezgő forrás / I_∞ / esetén, és mértük a hátteret / I_B /. A mérés eredményét a

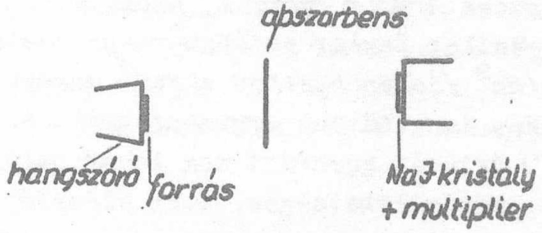
$$G(o) = \frac{I_\infty - I_0}{I_\infty - I_B}$$



2.ábra

Amplitudóeloszlás Fe^{57} izotóp esetében hányadost a 4.ábrán tüntettük fel; az abszorbens mg/cm^2-ben kifejezett vastagsága függvényében. Az ábrán feltüntettük Moon et al. mérésének eredményét is [4] .

$G(0)$ értékéből a Mössbauer vonal intenzitását/$f(T)$/ amely a hőmérséklettől a Debye-Waller formula szerint függ,

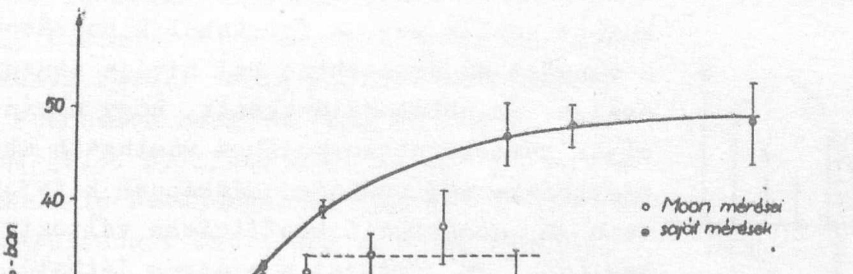


3.ábra
A kisérleti berendezés vázlata

$$f(T) = \exp\left[-\frac{3}{2}\frac{R}{k\Theta}\left(1+4\frac{\varphi(x)}{x}\right)\right] ,$$

$R = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}$, k a Boltzmann állandó, Θ a kristály Debye hőmérséklete, $x = \frac{\Theta}{T}$ és $\varphi(x) = \frac{1}{x}\int_0^x \frac{t}{e^t-1}\,dt$, E_γ a γ-sugarak energiája, M a kibocsátó atommag tömege, c a fénysebesség, a következőképpen kapjuk/a formula levezetését l. [2] -ben/:

$$G(0) = f(T)\left[1 - e^{-\frac{N}{2}} J_0\left(i\frac{N}{2}\right)\right],$$



4.ábra
A mag-abszorpció függése az abszorbens vastagságától

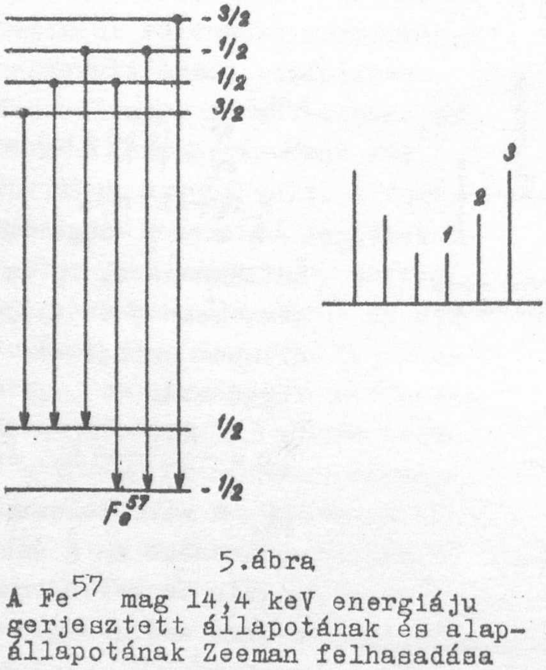
ahol

$$N = \frac{\lambda^2}{2\pi} g \frac{\Gamma_0}{\Gamma} f'(T')\cdot n = \sigma_0 f'(T') n ,$$

λ a γ-sugárzás hullámhossza, g a gerjesztett és alapállapot spinjétől függő szám $\left(g = \frac{2I_g+1}{2I_a+1}\right)$, Γ a nivó teljes szélessége / γ-sugárzás és belső konverzió szélessége együtt/, Γ_0 az alapállapotba γ-sugárzással való átmenet szélessége $\left(\frac{\Gamma_0}{\Gamma} = \frac{1}{\alpha+1}\right)$, ahol α a belső konverziós együttható, $f'(T')$ a Debye-Waller faktor az abszorbens esetében, n az abszorbeáló magok száma/cm^2 /jelen esetben a Fe^{57} magok száma/, J_0 a nulladrendü Bessel-függvény imaginárius argumentummal. A mérési adatokból /1/ alapján $f(T)$ és $f'(T')$ értékét egyaránt meg lehet határozni. Ez első pillanatban különösnek tünik, mégis lehetséges, mert először $f(t)$ -től eltekintve az $1-e^{-N/2}J_0(i\frac{N}{2})$ függvény alakjából meghatározható az $\frac{N}{n}$ hányados, ebből σ_0 ismeretében $f'(T')$ és ezután bármely N értéknél kapjuk, hogy

$$f(T) = \frac{G(o)}{1-e^{-N/2}J_0(i\frac{N}{2})}$$

Esetünkben σ_0 -t /1/ alapján meghatározva nem kapunk helyes eredményt, ugyanis /1/ abban az esetben helyes, ha a forrás egy vonalat emittál és az abszorbens ezt az egy vonalat abszorbeálja. A vasban azonban a belső mágneses tér következtében a magnivók a Zeeman-effektus következtében felhasadnak. A felhasadást és a lehetséges mágneses alapállapotok közötti átmeneteket az 5.ábrán tüntettük fel. Az átmenetek intenzitása - ha a belső mágneses tér rendezetlen, vagyis a mágneses domének iránya tetszőleges - 3:2:1:1:2:3, a vonalak ábrán feltüntetett sorrendjében. A Mössbauer vonal intenzitása a hat vonal között oszlik meg. A forrásból kibocsátott 6 vonalat az abszorbens hat nivója abszorbeálja. Ez abban jelentkezik, hogy ugyanolyan mértékü abszorpcióhoz vastagabb abszorbensre van szükség. Másképpen kifejezve a σ_0 abszorpció koefficiens változik meg (σ_0') . σ_0' értékét a 4.ábrán látható görbe kezdeti, jó közelitésben egyenes szakaszából (/1/-ben J_0 -t sorbafejtve $G(o) \simeq ff'\frac{N}{2}$ eredményt kapunk) meghatározhatjuk: $\sigma_0' = 6{,}3.10^{-19}$ cm^2, (σ_0 = $14{,}4.10^{-19}$ cm^2) . Ezt felhasználva $f = f'$ = 0,6 ± 0,05 értéket kapunk méréseink alapján.



5.ábra
A Fe^{57} mag 14,4 keV energiáju gerjesztett állapotának és alapállapotának Zeeman felhasadása

A Debye-Waller faktor szerint $f = f' = 0,72$ kell legyen. A mért és számitott f értékek között általában eltérés van, aminek az oka valószinüleg az, hogy a Θ Debye-hőmérsékletet fajhőmérésből határozzák meg és a Mössbauer-effektusnál a rácsnak más tulajdonságai szerepelnek, a Θ kiszámitásához használt közelitések nem kielégitőek. A kapott f értékből $\Theta_M = 250^\circ K$, a fajhőmérésből $\Theta = 355^\circ K$.

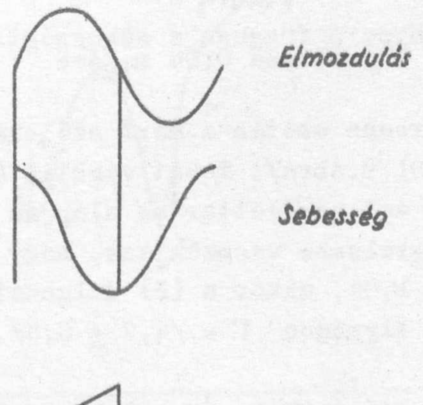
3/ Vonalalak, mágneses felhasadás

A forrás és az abszorbens egymáshoz viszonyitott sebességét változtatva a Doppler-effektus segitségével növelhetjük, vagy csökkenthetjük az abszorbensbe jutó γ-sugarak energiáját. Ilyen módon pl. álló abszorbens és mozgó forrás esetében a forrás sebességét változtatva a vonal szélességét (Γ) mérhetjük.

A 14,4 keV nivó $1,4.10^{-7}$ sec közepes élettartamából kiszámithatjuk, hogy $\Gamma = 4,6.10^{-9}$ eV. A 14,4 keV energiáju γ-kvantum energiájának ilyen nagyságrendü megváltoztatásához $V = c \cdot \frac{4,6.10^{-9}}{1,44.10^{4}} \approx 10^{-2}$ cm/sec sebességgel kell a forrást mozgatni. Természetesen az ilyen nagyságrendü sebességet változtatni kell.

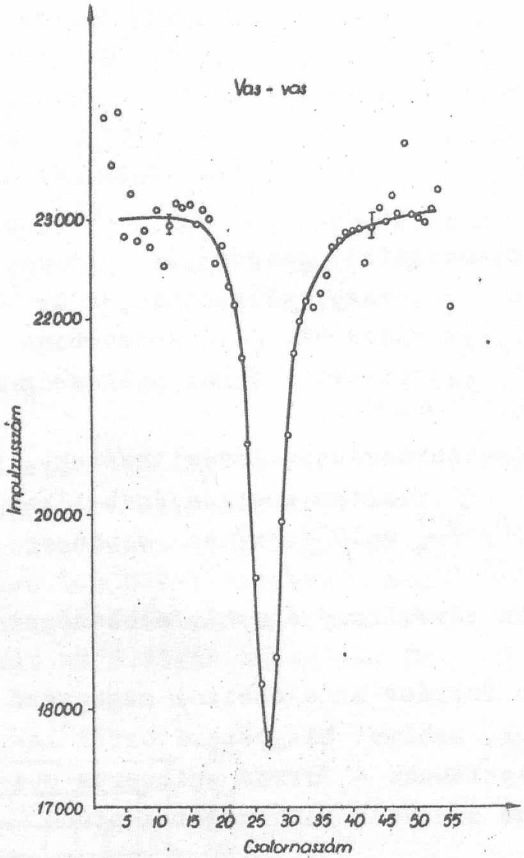
Mérőberendezésünk a következő volt: a forrást az előbbivel megegyező módon hangszóró lengőtekercséhez ragasztottuk, amelyet hanggenerátorból kapott 25 c/sec frekvenciáju feszültséggel rezgettünk. A forrás szinuszos mozgása következtében állandóan változó /cosinus szerint/ sebességet kaptunk /l. 6.ábra/. A sebességváltozás nulla sebesség körüli része közelitően lineáris. A szinuszos hangfrekvenciás jelből négyszögjelet állitunk elő, ez egy amplitudó moduláló berendezésben lineárisan változó feszültséget indit meg /fűrészrezgést/, amely a 14,4 keV vonalra állitott diszkriminátor jelét lineárisan modulálja.

Ilyen módon az impulzusok amplitudója - a mondott közelitésben - arányos a sebességgel. Az amplitudó spektrumot sokcsatornás analizátorral mérve megkapjuk az abszorpció sebességfüggését.



6.ábra
Modulált amplitudóju jelek előállitása

A moduláló berendezést Soós János /III. sz. Elektronika/ készitette.



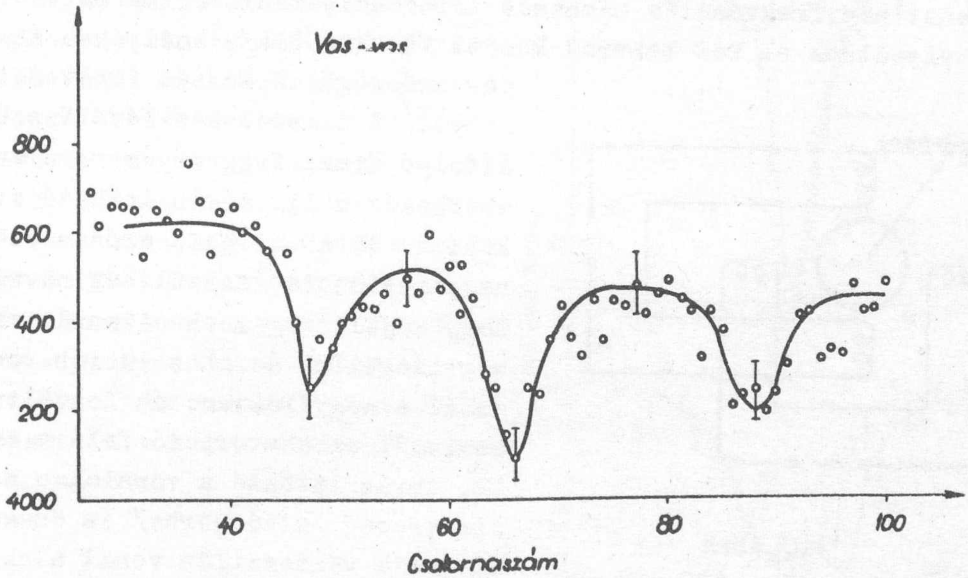
7.ábra
Abszorpció függése a sebességtől.
1 csatorna 0,04 mm/sec

A 7.ábrán feltüntettük vas forrás - vas abszorbens esetében kapott eredményt. Ahhoz, hogy a vonalszélességet a mérésekből meghatározzuk, ismerni kell azt, hogy a csatornák mekkora sebességnek felelnek meg. Ezért a hangszóróra adott feszültséget növelve mértük a Zeeman-felhasadást /8.ábra/. A középső vonal mellett mindkét oldalon kaptunk egy-egy csúcsot, amelyek ugy keletkeztek, hogy csak 5-5 vonal /forrásban és abszorbensben/ energiája egyezett meg. A Zeeman vonalak távolsága /sebesség egységekben kifejezve/ Hanna et al méréseiből ismeretes [5] . Ennek segitségével kalibrálhatjuk berendezésünket. A kalibráció alapján egy csatorna a 7. ábrán 0,04 mm/sec sebességnek felel meg / a lineáris közelitésben /. A görbe szélessége 6,1 $\pm$ 0,5 csatorna, tehát 0,25 $\pm$ 0,02 mm/sec. Az abszorpciós görbe szélessége elektronvoltokban

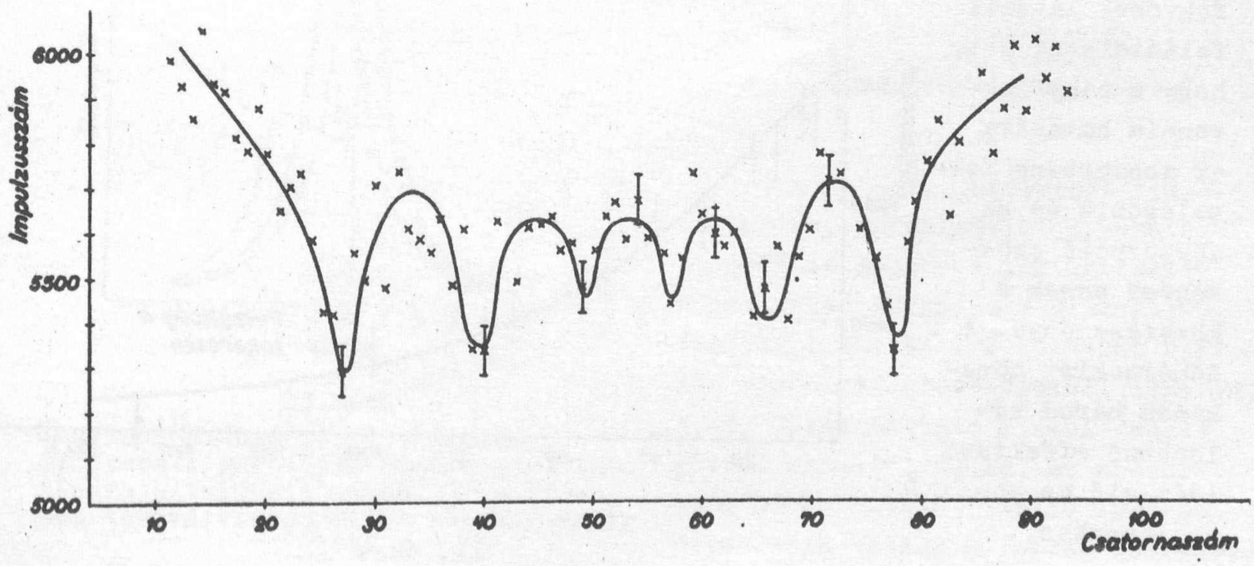
$$\Gamma = \frac{1,44.10^4 .0,025 \pm 0,002}{3.10^{10}} = /1,1 \pm 0,1/.10^{-8} \text{ eV.}$$

Vékony forrás és abszorbens esetén a mért szélesség az eredeti vonalszélesség kétszerese /l. [2] 9.ábra/. Tehát végülis $\Gamma = /5,8 \pm 0,5/.10^{-9}$eV nivószélességet kaptunk, ami az élettartam alapján számitott $4,6.10^{-9}$eV-tól nem nagyon tér el. Ha figyelembe vesszük azt, hogy 20,5 mg/cm^2 vastag abszorbenst alkalmazva $N = 1,84$, akkor a [2] dolgozat 9.ábrája alapján azt kapjuk, hogy $\Gamma'/\Gamma = 2,45$. Ilymódon $\Gamma = /4,7 \pm 0,4/.10^{-9}$eV-ot kapunk, ami már nagyon jó egyezést ad.

Méréseket végeztünk vas forrás és rozsdamentes acél abszorbens esetén is. A rozsdamentes acél forrásban gyakorlatilag nincsen mágneses tér, nincs tehát felhasadás. Ily módon a sebességet változtatva 6 vonalat kell kapnunk, középvonal nélkül, ellentétben a vas-vas összeállitással, ahol 11 vonalat kapnánk a középvonallal együtt /ebből 3 látható a 8.ábrán/. A Zeeman spektrum a vas-acél esetben mérve a 9.ábrán látható.



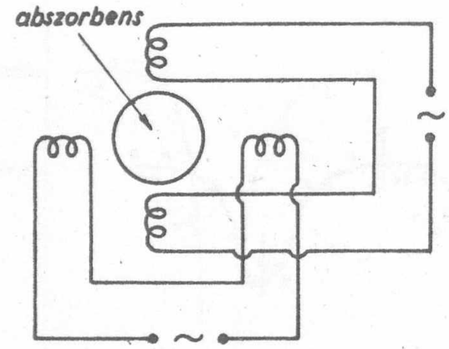
8.ábra
Abszorpció függése a sebességtől vas forrás - vas abszorbens esetén



9.ábra
Abszorpció függése a sebességtől vas forrás - rozsdamentes acél abszorbens esetén

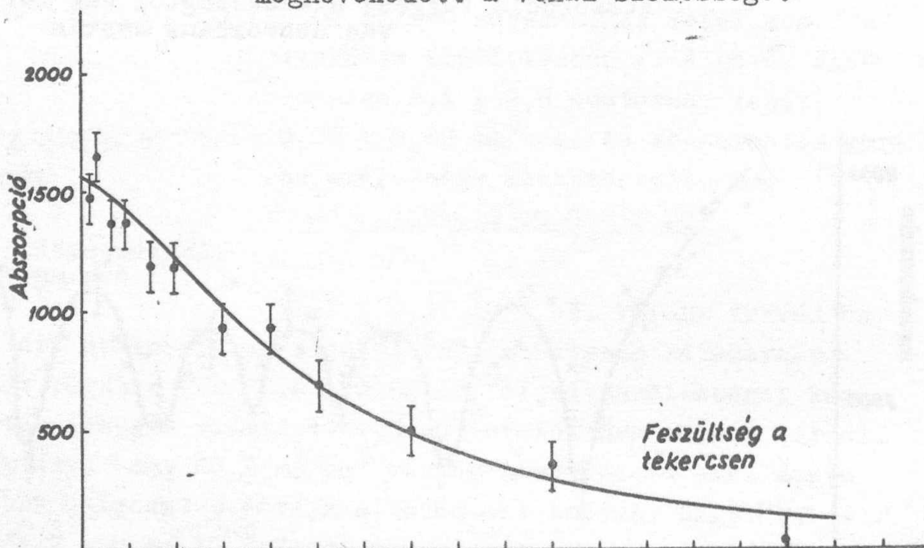
4/ Hőmérsékletfüggés

Későbbi méréseink szempontjából szükséges volt megvizsgálni azt, hogy hogyan változik a Mössbauer-effektus intenzitása, a vonal alakja, ha az abszorbenst nagyfrekvenciás mágneses térbe helyezzük. 20 mg/cm vastag vaslemezt helyeztünk el két tekercs között /l. 10.ábra/, amelyeken át max. 2 amper erősségü, 2 Mc/sec frekvenciáju áram folyt.x/ A tekercseken lévő feszültség /az átfolyó áram/ függvényében mérve az abszorpciót a 11. ábrán látható eredményt kaptuk. Az abszorpció erősen csökkent a nagyfrekvenciás feszültség növelésével. Hogy a jelenség mechanizmusát megértsük, megvizsgáltuk az abszorpciós vonal alakját, annál a nagyfrekvenciás feszültségnél, amelynél az abszorpció felére csökkent. A 12. ábrán látható a vonalalak nagyfrekvencia esetén /alsó görbe/ és összehasonlításképpen a változatlan vonal alakja /felső görbe/. Az abszorpció csökkenésével erősen megnövekedett a vonal szélessége.



10.ábra
Nagyfrekvenciás mágneses tér előállitása az abszorbensben

A jelenségek értelmezésére kézenfekvőnek látszik feltételezni azt, hogy a nagyfrekvencia hatására az abszorbens felmelegszik és az abszorpció csökkenése ennek a következménye. A hőmérséklet növekedés három különböző effektust idéz elő az abszorbensben.



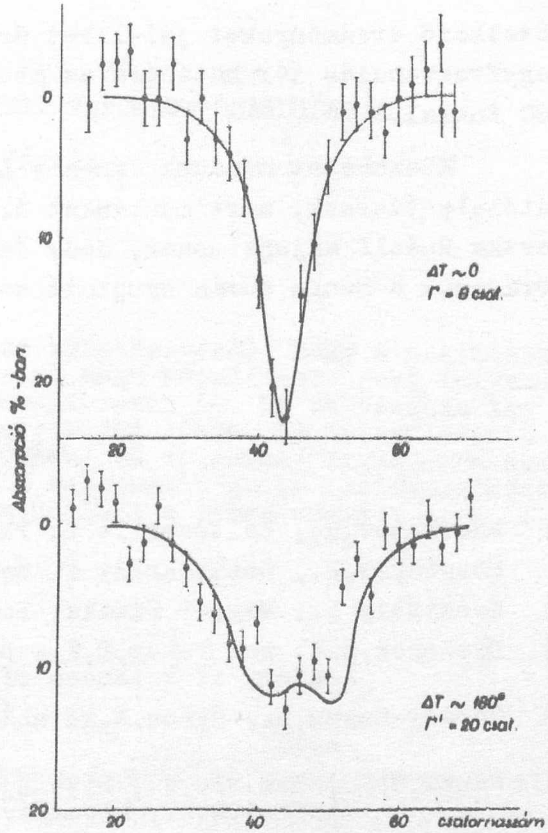
11. ábra
Az abszorpció függése a tekercseken lévő feszültségtől

x/A berendezést Soós János /III.sz. Elektronika/ készitette.

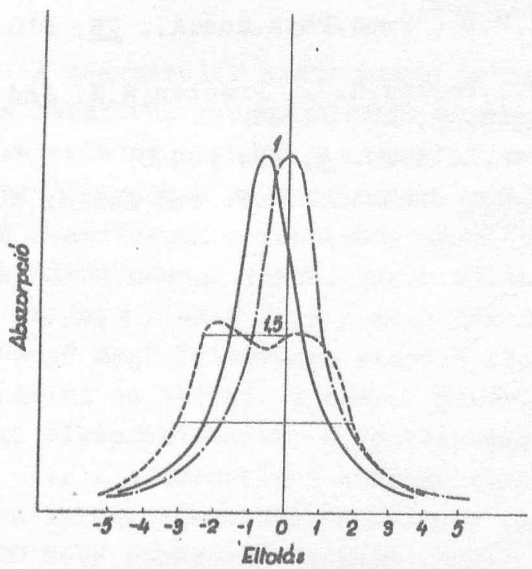
1/ f' csökken a Debye-Waller formula szerint. Ez az effektus jelen esetben elhanyagolható, mert a $\Gamma' \times G(o)$ a két esetben körülbelül megegyezik.

2/A hőmérséklet változás hatására az energianivó eltolódik [6] . Ez az abszorpciós vonal eltolódását eredményezi kiszélesedés nélkül. A 13.ábrán feltüntettük az eltolódott vonalat az eredetihez viszonyitva. A forrás és abszorbens hőmérsékletének különbségére 180°-ot vettünk fel.

3/A belső mágneses tér intenzitása függ a hőmérséklettől [7] . A belső tér intenzitása a hőmérséklet növekedésével csökken. A vonalak /5.ábra/ közeledenek egymáshoz.



12.ábra
Vonalak nagyfrekvenciás mágneses tér esetén, fent tér nélkül, lent térrel



13.ábra
A mérési eredmények értelmezése: 1/ eredeti görbe, 2/ hőmérséklet hatására eltolódott görbe, 3/ a mágneses tér változása miatt kiszélesedett görbe

A 2. és 3. effektust figyelembevéve, felhasználva a vonaleltolódás és mágneses tér intenzitás hőmérséklet függésének állandóját, amelyet a [6] és [7] dolgozat alapján kisérleti eredményekből ismerünk, a 13. ábrán látható kiszélesedett görbét számitottuk ki. Az abszorbens hőmérsékletét itt is 180°-kal magasabbra vettük a forrás hőmérsékleténél. Ezt a görbét - az intenzitásra való normálás után - berajzoltuk a 12. ábrán látható módon a mérési pontok közé. A jó egyezés mutatja, hogy a nagyfrekvenciás tér hatására bekövetkező eredményeket jól lehet értelmezni, ha figyelembevesszük, hogy a nagyfrekvenciás tér hatására az abszorbens szobahőmérsékletről felmelegedik 180 fokkal.

Köszönetet mondunk Jánossy Lajos professzor úrnak, Pál Lénárd igazgatóhelyettesnek, mert munkánkat állandó érdeklődésükkel kisérték, továbbá Woszka Rudolf adjunktusnak, Soós János tud. munkatársnak, Klamm Katalin laboránsnak a munka során nyujtott segitségért.

Irodalom

[1] Mössbauer,R., Zeitschrift f. Physik, 151, 124 /1958/
Mössbauer,R., Zeitschrift f. Naturforschung, 14a, 211 /1959/

[2] Keszthelyi L., Magyar Fizikai Folyóirat, 9, 289 /1961/

[3] Dželepow,B.S. and Peker,L,K., Decay Schemes of Radioactive Nuclei, Academy of Sciences of the USSR Press, Moscow, 1958.

[4] Cordey-Hayes,M., Dyson,N.A. and Moon,P.B., Proc.Phys.Soc.A., 75, 810 /1960/

[5] Hanna,S.S., Heberle,J., Littlejohn,C., Perlow,G.J., Preston,R.S. and Vincent,D.H., Phys.Rev.Letters, 4, 177 /1960/

[6] Pound,R.V. and Rebka,S.A., Jr.Phys.Rev.Letters, 4, 274 /1960/

[7] Nagle,D.E., Fraunfelder,H., Taylor,R.D., Cochran,D.R.F. and Keller,W.E., Phys.Rev.Letters, 5, 364 /1960/

Érkezett 1962. január 5.
KFKI Közlemények 10.évf. 1.sz. 1962.

INTERFERENCIA JELENSÉGEK A DIREKT BEFOGÁSI REAKCIÓKNÁL

Irta: Lovas István

Összefoglalás

Néhány kisérleti eredmény arra enged következtetni, hogy a nukleonok atommagokba történő befogódásakor a "közbenső mag" képződéssel járó folyamat mellett szerephez jut egy direkt reakció mechanizmus is. Ha ez valóban igy van, akkor a két folyamat között interferencia jön létre. Az interferencia megfigyelhető hatásait vizsgáljuk meg /n,gamma/ és /p,gamma/ reakciók esetén. Az /n,gamma/ reakcióknál az interferencia a rezonancia görbe aszimmetriáját idézi elő. A /p,gamma/ reakcióknál pedig módositja a szögeloszlást és a lineáris polarizáció mértékét.

I. Bevezetés

A magreakciók megértésére és leirására a Bohr-féle "közbenső mag" feltevés rendkivül gyümölcsözőnek bizonyult. Csaknem két évtizedig ez a feltevés képezte az alapját a magreakciók megismerésére irányuló kutatásoknak. Az utóbbi évtizedben azonban egyre inkább az érdeklődés középpontjába került az olyan reakcióknak a tanulmányozása, amelyek közbenső mag kialakulás nélkül, direkt úton mennek végbe. Ennek ellenére a nukleonok radiációs befogását azaz az $/n,\gamma/$ és a $/p,\gamma/$ reakciókat a legutóbbi időkig csak a Bohr-féle "közbenső mag" feltevésen alapuló statisztikus elmélet segitségével tudtuk elképzelni és leirni. Bizonyos kisérleti tények azonban ellentmondanak az eddigi elképzeléseknek. A leglényegesebb ellentmondások a következők:

1./ A statisztikus elmélet alapján azt várjuk, hogy a radiációs befogás hatáskeresztmetszete a közepes energiának megfelelő tartományban /10-20 MeV/ rohamosan csökken. Ezzel szemben a tapasztalat szerint a hatáskeresztmetszet közelitőleg konstans.

2./ A lassú neutronok befogásakor keletkező gamma-sugárzás energiaspektruma a statisztikus elmélet szerint közelitőleg a

$$\frac{d\sigma_{n\gamma}}{dE_\gamma} \sim E_\gamma^3 \, \varrho(E_k - E_\gamma)$$

függvénnyel irható le, feltéve, hogy az átmenet elektromos dipól jellegü. /E_γ az emittált gamma-sugárzás, E_k a neutron kötési energiája, ϱ/E/ pedig a mag átlagos nivósürüsége./ Ennek a függvénynek 2-3 MeV körül van maximuma és a nagyobb energiák felé monoton csökken. Ezzel szemben igen sok mag esetén a ténylegesen mért gammaspektrumban a nagy energiáju részen intenziv maximumok jelentkeznek [1].

Megvizsgálva a különböző magok neutronbefogását követő gamma-sugárzás energiaspektrumát, azt tapasztaljuk, hogy a nagy energiáju részen észlelhető maximum helye egyre inkább a kötési energia értéke felé tolódik, amint a 70-es, ill. a 208-as tömegszám felé közeledünk.

Lane és Lynn [2] ezt a jelenséget, és egyben a statisztikus elmélettől való eltérést a következőképpen értelmezte:

A lassu neutronok potenciál szórást szenvednek a magerők terében és ebből a szabad szórási s állapotból fogódnak be oly módon, hogy nem alakul ki közbenső mag, hanem a neutronok egyetlen lépésben, direkt úton jutnak egy kötött p végállapotba, miközben elektromos dipól jellegü gamma-kvantum emittálódik.

Természetesen ilyen direkt befogás csak akkor mehet végbe, ha a magnak vannak betöltetlen p állapotai. A tömegszám növekedésével a betöltetlen p állapotok egyre közelebb esnek az alapállapothoz; tehát a befogási állapot és a p állapotok közötti energiakülönbség, azaz a kibocsátott gamma-sugárzás energiája egyre jobban megközeliti a kötési energia értékét. A p héjak lezáródása után tehát a 70-es, ill. a 208-as tömegszám felett a direkt befogás lehetősége megszünik. <u>A direkt befogás valószinüsége annál nagyobb, minél jobban megközelitik a p állapotok a tiszta egyrészecske állapotot.</u>

Lane és Lynn a magreakciók diszperziós elmélete alapján kimutatta, hogy ilyen direkt neutron befogás valóban lehetséges és az elméletileg várható hatáskeresztmetszet értékeket rendszeresen összehasonlitották a meglévő kisérleti adatokkal [3]. Annak ellenére, hogy a probléma bonyolultsága miatt csak a nagyságrendek összehasonlitása volt lehetséges, nagyon valószinü, hogy a direkt neutron befogási folyamat ténylegesen megvalósul bizonyos atommagoknál.

Lane és Lynn analizisébõl azonban kiderül az is, hogy azokban az esetekben, amikor a végállapot közelitőleg egyrészecske állapot, a hatáskeresztmetszetet meghatározó szórási mátrixelemhez a csatornatartomány jelentős járulékot ad, mint azt Thomas már régebben megmutatta [4]. Ezek szerint, ha a végállapot közelitőleg egyrészecske állapot, akkor az ide vezető átmenet valószinüsége megnő és lehetséges, hogy ez ad magyarázatot a gamma-spektrumban tapasztalható anomáliákra.

Az elmondottakból kitünik, hogy rendkivül célszerü lenne egy olyan közvetlen kisérlet elvégzése, amely egyértelmüen dönt a direkt befogási folyamat létéről és szerepéről. Nem látszik ezért feleslegesnek megvizsgálni azokat a jelenségeket, amelyek segitségével a direkt befogási folyamat létezéséről, illetve szerepéről részletesebb információkat szerezhetünk.

Ha a direkt befogási reakció ténylegesen megvalósul, akkor a direkt úton végbemenő és a közbenső mag kialakulással járó befogási folyamat között interferencia jelentkezik. Ez az interferencia számos mérhető effektust eredményez. A következőkben az interferenciának három észlelhető hatását fogjuk röviden elemezni.

Nevezetesen megvizsgáljuk

/a/ az $/n,\gamma/$ reakció hatáskeresztmetszetének,

/b/ a $/p,\gamma/$ reakció gamma-szögeloszlásának,

/c/ a $/p,\gamma/$ reakcióból származó gamma-sugárzás lineáris polarizációjának energiafüggését egy izolált rezonancia hely környezetében.

Látni fogjuk, hogy a direkt és a rezonancia befogás közötti interferencia lényeges változást idéz elő mindhárom esetben. Legegyszerübb, de legérdekesebb az $/n,\gamma/$ reakció hatáskeresztmetszetének a változása.

A rezonancia és a potenciál szórás interferenciájának hatásához hasonlóan itt is várható, hogy a nagyenergiáju gamma-sugárzással járó neutron befogás parciális hatáskeresztmetszete egy izolált rezonancia előtt az energia függvényében előbb egy minimális értéket vesz fel és csak azután növekszik hirtelen.

II. A radiációs befogást leiró mátrix-elem

A kezdeti szabad $\psi_c(JM)^-$ állapotból a $\psi_f(J_f M_f)$ kötött végállapotba való, elektromos dipól sugárzással járó átmenetet leiró mátrix-elem:

$$S_{fc}^{(J)} = \left(\frac{16\pi}{9\hbar}\right)^{1/2} k_\gamma^{3/2} \frac{1}{\hat{J}} (\psi_f \| E1 \| \psi_c) \qquad /1/$$

$$(\hat{J} \equiv \sqrt{2J+1})$$

alaku, ahol k_γ a kibocsátott gamma-kvantum hullámszáma. A redukált mátrix-elem szokásos definiciója:

$$(\psi_f \| E1 \| \psi_c) = \frac{\hat{J}_f}{\hat{J}} \sum_{Mm} (JM1m|J_fM_f)\, e \sum_{k=1}^{A} \int \psi_f^*(J_fM_f) \cdot$$
$$\cdot\, r_k Y_{1m}^*(\Theta_k \phi_k)(\tfrac{1}{2} - t_{3k})\, \psi_c(JM)\, d\tau \qquad /2/$$

Ahol A a mag tömegszámát, t_{3k} a k-adik nukleon izospinjének harmadik komponensét jelenti. Az integrálás az összes nukleon koordinátájára történik.

A dipóloperátor redukált mátrix-elemének meghatározásához ki kell számitanunk a mag belső térfogatától és a csatornatartománytól származó járulékot. Ezért mind a kezdeti, mind pedig a végállapot függvényt meg kell adni a mag belső térfogatában is és a csatorna tartományban is.

A kezdeti állapot függvénye a csatornában:

$$\psi_c = \frac{1}{v^{1/2}} \left(I_c(kr) - S_{cc} O_c(kr) \right) \varphi_c \qquad r > R \qquad /3/$$

ahol v a beeső neutron sebessége, k a hullámszám vektora / $v = \frac{\hbar k}{M}$; M a redukált tömeg/ φ_c az un. csatornafüggvény, amely a mag összes belső koordinátájától függ és tartalmazza a neutron spin függvényét is. $I_c(kr)$ és $O_c(kr)$ be- és kifutó hullámot ir le, amelyek aszimptotikusan:

$$I_c(kr) \longrightarrow e^{-ikr} \qquad O_c(kr) \longrightarrow e^{+ikr}$$

alakuak. S_{cc} a szórási mátrix diagonális eleme. S_{cc} -t, valamint a ψ_c függvényt a mag belső térfogatában az R mátrix elmélet segitségével határozhatjuk meg [5]. Ha egy izolált rezonancia környezetében vizsgáljuk a neutron befogást, akkor feltehetjük, hogy az R mátrix:

$$\underline{R} = \sum_{\lambda'} \frac{(\vec{\gamma}_{\lambda'} \times \vec{\gamma}_{\lambda'})}{E_{\lambda'} - E} \qquad /4/$$

két tagra bontható:

$$R = \sum_{\lambda' \neq \lambda} \frac{(\vec{\gamma_{\lambda'}} \times \vec{\gamma_{\lambda'}})}{E_{\lambda'} - E} + \frac{(\vec{\gamma_\lambda} \times \vec{\gamma_\lambda})}{E_\lambda - E} = R^\infty + \frac{(\vec{\gamma_\lambda} \times \vec{\gamma_\lambda})}{E_\lambda - E}$$

ahol $\underline{R}^\infty$ a kiszemelt λ rezonancián kívüli összes rezonancia hatását tartalmazza és ez egy diagonális mátrix. A $\vec{\gamma_\lambda}$ redukált nivószélesség vektor komponenseit, a $\gamma_{\lambda c}$ mennyiségeket a $\gamma_{\lambda c} = \left(\frac{\hbar^2}{2MR}\right)\int X_\lambda \varphi_c^* dS$ képlet definiálja. Ebben az esetben az S mátrix diagonális eleme

$$S_{cc} = e^{-2i\phi_c'} \left[1 + i \frac{\Gamma_{\lambda c}}{E_\lambda + \Delta_\lambda - E - \frac{i}{2}\Gamma_\lambda} \right] \qquad /5/$$

alakba irható, ahol a potenciál szórásból származó ϕ_c' fázistolás és a keménygömbszórás ϕ_c fázistolása közötti összefüggés:

$$e^{-2i\phi_c'} = e^{-2i\phi_c} \left(\frac{1 - R_{cc}^\infty L_c^*}{1 - R_{cc}^\infty L_c} \right) \qquad /6/$$

A parciális szélesség:

$$\Gamma_{\lambda c} = \frac{2 P_c \gamma_{\lambda c}^2}{(1 - R_{cc}^\infty S_c)^2 + (R_{cc}^\infty P_c)^2} \qquad /7/$$

A teljes szélesség:

$$\Gamma_\lambda = \sum_c \Gamma_{\lambda c} \qquad /8/$$

A nivó eltolódás:

$$\Delta_\lambda = \sum_c \frac{P_c(R_{cc}^\infty P_c) - S_c(1 - R_{cc}^\infty S_c)}{(1 - R_{cc}^\infty S_c)^2 + (R_{cc}^\infty P_c)^2} \gamma_{\lambda c} \qquad /9/$$

Ezekben a képletekben szereplő S_c és P_c mennyiség az

$$L_c = \left[kr \frac{dO_c(kr)}{d(kr)} \cdot \frac{1}{O_c(kr)} \right]_{r=R} = S_c + iP_c \qquad /10/$$

logaritmikus derivált valós és képzetes részét jelenti a kölcsönhatási rádiusznak megfelelő távolságban.

A ψ függvény a mag belső térfogatában:

$$\psi_c = -i\hbar^{1/2} e^{-i\phi_c'} \frac{\Gamma_{\lambda c}^{1/2} X_\lambda}{E_\lambda + \Delta_\lambda - E - \frac{i}{2}\Gamma_\lambda} \qquad /11/$$

Határozzuk meg előbb a szórási mátrix S_{fc} elemének a mag belső térfogatá- származó járulékát:

$$S_{fc}(\text{belső}) = -i\left(\frac{16\pi}{9}\right)^{1/2} \frac{k_\gamma^{3/2} \Gamma_{\lambda c}^{1/2} e^{-i\phi_c'}}{(2\mathfrak{I}+1)^{1/2}} \frac{(\psi_f \| E1 \| X_\lambda)}{E_\lambda + \Delta_\lambda - E - \frac{i}{2}\Gamma_\lambda} =$$

$$= -ie^{-i\phi_c'} \frac{\Gamma_{\lambda c}^{1/2}\, \Gamma_{\lambda f}^{1/2}}{E_\lambda + \Delta_\lambda - E - \frac{i}{2}\Gamma_\lambda} \qquad /12/$$

Itt a redukált mátrix-elemben szereplő integrál az $r < R$ tartományra terjesztendő ki.

A csatornatartományból származó járulék két részből, egy rezonáns és egy nem rezonáns részből tevődik össze, amint az a / 3 /-ból látható. A rezonáns csatorna járulékot a belső tartománytól származó járulékhoz hasonló módon határozhatjuk meg.

A csatornatartományban a X_λ függvény egy O_c kifutó hullámnak megfelelően folytatódik:

$$X_\lambda(r) = \frac{X_\lambda(R)}{O_c(kR)} \cdot O_c(kr) \qquad r > R \qquad /13/$$

Hasonlóképpen a ψ_f végállapot függvény a csatornatartományban

$$\psi_f(r) = \frac{\int \psi_f \varphi_f^* dS}{O_f(k_f R)} \cdot O_f(k_f r)\varphi_f \qquad r > R \qquad /14/$$

alaku, ahol φ_f a kötött végállapotban lévő teljes rendszer összes koordinátájától függő függvény, kivéve a befogott neutron r radiális koordinátáját. $O_f(k_f r)$ kötött végállapotban levő neutron radiális függvénye, amely exponenciálisan csökkenő tendenciát mutat. Ezek alapján a szórási mátrix-elem rezonáns csatorna járuléka:

$$S_{fc}(\text{rez. csat.}) = -i\left(\frac{16\pi}{9}\right)^{1/2} \frac{k_\gamma^{3/2}\Gamma_{\lambda c}^{1/2} e^{-i\phi_c'}}{(2J+1)^{1/2}} \frac{\int \psi_f \varphi_f^* dS}{O_c(kR)O_f(k_f R)}$$

$$\frac{(O_f(k_f r)\varphi_f \| E1 \| X_\lambda(R)O_c(kr))}{E_\lambda + \Delta_\lambda - E - \frac{i}{2}\Gamma_\lambda} = \qquad /15/$$

$$= -i e^{-i\phi_c} \frac{\Gamma_{\lambda c}^{1/2} \delta \Gamma_{\lambda f}^{1/2}}{E_\lambda + \Delta_\lambda - E - \frac{i}{2}\Gamma_\lambda}$$

Itt természetesen az integrálás a $r > R$ tartományra történik. Megjegyezzük, hogy a $\delta\Gamma_{\lambda f}$ fotonszélesség valós, ha a P_c penetrációs faktor kicsi ($P_c \ll 1$). Látható, hogy ez a rezonáns csatorna járulék akkor jelentős, ha a ψ_f végállapotfüggvény erősen kinyulik a csatornatartományba. Ez pedig akkor valósul meg, ha a végállapot egyrészecske állapot, vagy legalábbis nagy sullyal tartalmaz egyrészecske komponenst. Ebből világos, hogy egyrészecske tipusu végállapot esetén az átmeneti valószinüség megnövekszik. Ez kvalitative már önmagában magyarázni tudná a gamma-spektrumban fellépő anomáliákat.

Van azonban még egy, a csatornatartományból származó járulék az S_{fc} szórási mátrix-elemhez. Ez a járulék a potenciál szórásból származik és az következésképp nem rezonáns jellegü.

$$S_{f,c}(\text{pot.}) = \left(\frac{16\pi}{\varrho\hbar v}\right)^{1/2} \frac{k_\gamma^{3/2}}{(2\mathfrak{z}+1)^{1/2}} \frac{\int \psi_f \varphi_f^* \, dS}{O_f(k_f R)} \cdot \qquad /16/$$

$$\cdot \left(O_f(k_f r)\varphi_f \,\|\, E1 \,\|\, (I_c - e^{-2i\phi_0'} O_c)\varphi_c \right) = D_p$$

Ennek a járuléknak megfelelő hatáskeresztmetszetet nevezhetjük "direkt" befogási keresztmetszetnek.

A teljes $S_{f,c}$ szórási mátrix-elem tehát:

$$S_{fc} = S_{fc}(\text{pot.}) + S_{fc}(\text{belső rez.}) + S_{fc}(\text{csat. rez.}) =$$

$$= D_p - ie^{-i\phi_c'} \frac{\Gamma_{\lambda c}^{1/2}\,\Gamma_{\lambda f}^{1/2}}{E_\lambda + \Delta_\lambda - E - \frac{i}{2}\Gamma_\lambda} - ie^{-i\phi_c'} \frac{\Gamma_{\lambda c}^{1/2}\,\delta\,\Gamma_{\lambda f}^{1/2}}{E_\lambda + \Delta_\lambda - E - \frac{i}{2}\Gamma_\lambda} \qquad /17/$$

III. Az /n, γ / reakció hatáskeresztmetszetének energiafüggése egy izolált rezonancia környezetében

Az /n, γ / reakció hatáskeresztmetszete:

$$\sigma_{n\gamma} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\mathfrak{z}} \frac{\hat{\mathfrak{z}}^2}{\hat{S}_t^2\,\hat{S}_n^2} \sum_{S\ell} | S_{fc}^{(\mathfrak{z})} |^2 \qquad /18/$$

/ S_t a targetmag, S_n a neutron, S a csatornaspin/. Az alacsony energiáju tartományban csak az s állapotból történik befogás és a rendszer általában egyetlen jól definiált J impulzusmomentum értékkel rendelkezik. Ezért:

$$\sigma_{n\gamma} = \frac{\pi}{k^2} \frac{\hat{\mathfrak{z}}^2}{2\hat{S}_t^2} | S_{f,c} |^2 = \frac{\pi}{k^2} \frac{\hat{\mathfrak{z}}^2}{2\hat{S}_t^2} \left\{ | D_p |^2 + \frac{\Gamma_{\lambda c}(\Gamma_{\lambda f}^{1/2} + \delta\,\Gamma_{\lambda f}^{1/2})^2}{(E_\lambda - E)^2 + \frac{\Gamma_\lambda^2}{4}} + \right. \qquad /19/$$

$$\left. + \frac{2\Gamma_{\lambda c}^{1/2}(\Gamma_{\lambda f}^{1/2} + \delta\,\Gamma_{\lambda f}^{1/2})}{(E_\lambda - E)^2 + \frac{\Gamma_\lambda^2}{4}} \left[\frac{\Gamma_\lambda}{2} \mathrm{Re}(D_p^* e^{-i\phi_c}) - (E_\lambda - E)\mathrm{Im}(D_p^* e^{-i\phi_c}) \right] \right\}$$

Itt az energiától csak alig függő első tag a direkt befogást, a második a rezonancia befogást, a harmadik pedig az interferenciát irja le.

A hatáskeresztmetszet:

$$\sigma_{n\gamma} = \frac{\pi}{k^2} \frac{2J+1}{2(2S+1)} \left\{ |Dp|^2 \frac{\Gamma_{\lambda c}\left[\frac{2(\Gamma_{\lambda f}^{1/2} + \delta \Gamma_{\lambda f}^{1/2})}{\Gamma_\lambda}\right]^2}{x^2+1} + \right. \qquad /20/$$

$$\left. + \frac{2\Gamma_{\lambda c}^{1/2}\left[\frac{2(\Gamma_{\lambda f}^{1/2} + \delta \Gamma_{\lambda f}^{1/2})}{\Gamma_\lambda}\right] \mathrm{Re}(Dp^* e^{-i\phi'_c}) - 2x\Gamma_{\lambda c}^{1/2}\left[\frac{2(\Gamma_{\lambda f}^{1/2} + \delta \Gamma_{\lambda f}^{1/2})}{\Gamma_\lambda}\right] \mathrm{Im}\, Dp^* e^{-i\phi_c}}{x^2+1} \right\}$$

Itt bevezettük az $x = \frac{E-(E_\lambda + \Delta_\lambda)}{\Gamma_\lambda/2}$ mennyiséget, amely az E neutron energiának az $(E_\lambda + \Delta_\lambda)$ rezonancia energiától való eltérését mutatja a nivószélesség felének megfelelő egységekben mérve. Mivel a keménygömb szórásfázistolása $\phi_c = -kR$; /R a mag sugara/ és a potenciál szórás ϕ'_c fázistolása ϕ_c nagyságrendjébe esik, azért lassu neutronok esetén $e^{-i\phi'_c}$ közelitőleg 1. Könnyen be lehet látni a /16/ kifejezésben szereplő mennyiségek vizsgálatával, hogy Dp közelitőleg egy imaginárius mennyiség, ezért

$$\mathrm{Re}(Dp^* e^{-i\phi'_c}) \approx 0 \qquad \mathrm{Im}(Dp^* e^{-i\phi'_c}) \approx -|Dp| \qquad /21/$$

Ezek alapján:

$$\sigma_{n\gamma}(x) = \sigma_r(0) \left\{ \frac{\sigma_p}{\sigma_r(0)} + \frac{1 + 2\sqrt{\frac{\sigma_p}{\sigma_r(0)}}\, x}{x^2+1} \right\} \qquad /22/$$

ahol

$$\sigma_r(0) = \frac{\pi}{k^2} \cdot \frac{2J+1}{2(2S+1)} \frac{\Gamma_{\lambda c}(\Gamma_{\lambda f}^{1/2} + \delta \Gamma_{\lambda f}^{1/2})^2}{\frac{\Gamma_\lambda^2}{4}} \qquad /23/$$

a rezonancia hatáskeresztmetszet a rezonanciának megfelelő energiánál

$$\sigma_p = \frac{16\pi^2}{9\hbar k^2 v} \frac{k_\gamma^3}{2(2S+1)} \left[\frac{\int \psi_f \varphi_f^* \, dS}{O_f(k_f R)} \right]^2 \left| (\varphi_f \cdot O_f(k_f r) \| E1 \| (I_c - e^{-2i\phi_c'} O_c) \varphi_c \right|^2 \qquad /24/$$

a "potenciál" vagy "direkt" befogás hatáskeresztmetszete.

Látjuk, hogy a hatáskeresztmetszet energiafüggésének kisérleti meghatározásával felvilágositást nyerhetünk a $\frac{\sigma_p}{\sigma_r(0)}$ hatáskeresztmetszet viszony nagyságára vonatkozólag. Az ábrán feltüntettük a $\sigma_{n\gamma}(x)$ hatáskeresztmetszet menetet különböző $\sigma_p/\sigma_r(0)$ értékek esetén. $(\sigma_p/\sigma_r(0) = \delta)$.

A maximális és minimális hatáskeresztmetszet értékeknek megfelelő energiakülönbség:

$$E_{max} - E_{min} = \frac{\Gamma_\lambda}{2} \sqrt{\frac{\sigma_r(0)}{\sigma_p} + 4} \qquad /25/$$

Az elmondottakból kitünik, hogy ha a direkt reakció mechanizmus ténylegesen megvalósul az /n, γ / reakciókban, akkor hatása többek között abban nyilvánul meg, hogy az eddig általánosan elfogadott nézettel ellentétben, a rezonancia hatáskeresztmetszet görbe nem szimmetrikus jellegü.

Az aszimmetriának a kisérleti kimutatása és a $\sigma_p/\sigma_r(0)$ viszony meghatározása természetesen csak azoknál a magoknál lehetséges, amelyeknél vannak be nem töltött, közelitőleg egyrészecske jellegü p állapotok és amelyeknél izolált rezonanciák előfordulnak.

Az is nyilvánvaló, hogy az aszimmetriát abban az esetben lehet kimutatni, ha a $\sigma_{n\gamma}(c,f)$ parciális hatáskeresztmetszetét mérjük, azaz nem általában a /n, γ / reakció hatáskeresztmetszetét, hanem annak csak azt a részét, amely egy kiszemelt, vagy esetleg több azonos jellegü végállapotba vezet. Ez kisérletileg annyit jelent, hogy a gamma-spektrumból a nagy energiáju részen jelentkező intenziv csucsok közül egyet, vagy esetleg többet kiválasztunk és ezen nagy energiáju gamma-sugárzás kibocsátására vezető /n, γ / reakciók hatáskeresztmetszetét mérjük. Az /22/ mutatja, hogy az aszimmetria kimutatása csak olyan izolált rezonanciáknál remélhető eredményesnek, ahol a $\sigma_p/\sigma_r(0)$ viszony nem tulzottan kicsiny $\left(\frac{\sigma_p}{\sigma_r(0)} \geq 10^{-2}\right)$.

IV. A /p, γ/ reakcióból származó gamma-sugárzás szögeloszlásának és lineáris polarizációjának energia függése egy izolált rezonancia környezetében

A szögeloszlást és a polarizációt célszerü együttesen vizsgálni, mert mindkét probléma azonos formalizmussal tárgyalható.

A gamma-sugárzás irány- és polarizációeloszlását megadó függvényt vegyes reprezentációban irjuk fel, azaz a proton befogást csatornaspin reprezentációban, a gamma emissziót pedig természetesen teljes impulzusmomentum /J/ reprezentációban fejezzük ki [4].

$$W(\vartheta\varphi) = \sum_{\substack{S\ell\ell' \\ kLL'}} A_k(\ell J \ell' J'; S) A_k(LL'; J_f J J') \cdot$$
$$\cdot < J_f L J \| U \| J \ell S > < J_f L' J' \| U \| J' \ell' S >^* P_k^{LL'}(\vartheta\varphi) \qquad /26/$$

$$[< J_f L J \| U \| J \ell S > \equiv S_{fc}^{(J)} \qquad f \equiv (J_f, L) \qquad c \equiv (\ell, S)]$$

Itt $A_k(\ell J \ell' J'; S)$ és $A_k(LL'; J_f J J')$ lényegében Clebsch-Gordan és Racah együtthatókból felépitett kifejezések:

$$A_k(\ell J \ell' J'; S) = (-)^{S-J'} \hat{\ell}\hat{\ell}'\hat{J}\hat{J}' (\ell o \ell' o | k o) W(J J' \ell \ell'; k S)$$
$$/27/$$
$$A_k(LL'; J_f J J') = (-)^{J_f - J' + L' - L + k - 1} \hat{J}\hat{J}'\hat{L}\hat{L}' (L 1 L' -1 | k o) W(J J' L L'; k J_f)$$

A $P_k^{LL'}(\vartheta\varphi)$ függvény definiciója:

$$P_k^{LL'}(\vartheta\varphi) = P_k(\cos\vartheta) - (\pm)_{L'} \frac{(L 1 L' -1 | k 2)}{(L 1 L' -1 | k o)} \left[\frac{(k-2)!}{(k+2)!} \right]^{1/2} p_1 P_{k2}(\cos\vartheta) \cos 2\varphi \qquad /28/$$

$P_k(\cos\vartheta)$ ill. $P_{kr}(\cos\vartheta)$ a közönséges ill. a leszármaztatott Legendre polinomokat jelöli. A $(\pm)_{L'}$ előjel függvény értéke +1, ha az L' sugárzás elektromos, és -1, ha mágneses jellegü. p_1 a mérőberendezés lineár polarizációs hatásfoka.

Az egyszerüség kedvéért vizsgáljuk azt az esetet, amikor a rezonáns közbenső állapot egyetlen jól meghatározott $\ell = \ell_0$ pályamomentummal rendelkező proton befogásával alakul ki és az elbomlás ugyancsak jól meghatározott /tiszta/ L_0 multipolaritásu gamma-kvantum emissziójával megy végbe. Ugyanakkor a direkt befogás $\ell = 0$ pályamomentummal történik, a kibocsátott gamma-sugárzás pedig elektromos dipóljellegü /L = 1/. Ezen egyszerüsitő feltevések alapján elvégezzük az

$$\ell,\ell' = \begin{cases} \ell_0 \\ 0 \end{cases} \qquad L,L' = \begin{cases} L_0 \\ 1 \end{cases} \qquad \mathcal{J},\mathcal{J}' = \begin{cases} \mathcal{J} & \text{(rez.)} \\ S & \text{(dir.)} \end{cases} \tag{29}$$

helyettesitéseket, majd bevezetjük a következő jelöléseket.

$$\begin{aligned} w_S(\ell_0\ell_0L_0L_0;\vartheta\varphi) &= \sum_k A_k(L_0L_0;\mathcal{J}_f\mathcal{J}\mathcal{J})A_k(\ell_0\mathcal{J}\ell_0\mathcal{J};S)P_k^{L_0L_0}(\vartheta\varphi) \\ w_S(\ell_0\,0\,L_0\,1;\vartheta\varphi) &= \sum_k A_k(L_0 1;\mathcal{J}_f\mathcal{J}S)A_k(\ell_0\mathcal{J}0S;S)P_k^{L_01}(\vartheta\varphi) \end{aligned} \tag{30}$$

Ezek után a gamma-sugárzás irány és polarizációs eloszlását megadó függvény a következőképpen fest:

$$\begin{aligned} w(\vartheta\varphi) &= \sum_S w_S(\ell_0\ell_0L_0L_0;\vartheta\varphi)\frac{\Gamma_{\lambda S}\Gamma_{\lambda L_0}}{(E_\lambda-E)^2+\frac{\Gamma_\lambda^2}{4}} + \hat{S}|D_S|^2 + \\ &+ w_S(\ell_0\,0\,L_0\,1;\vartheta\varphi)\frac{\Gamma_{\lambda S}^{1/2}\Gamma_{\lambda L_0}^{1/2}|D_S|\left[2(E_\lambda-E)\cos 2\phi-\Gamma_\lambda\sin 2\phi\right]}{(E_\lambda-E)^2+\frac{\Gamma_\lambda^2}{4}} \end{aligned} \tag{31}$$

Itt ϕ a rezonancia, illetve direkt befogásnál fellépő nukleáris és Coulomb fázistolásoknak a különbsége. Ebből a formulából világosan látható, hogy a direkt befogás jelenléte az eloszlásfüggvényben, részben egy izotróp hátteret, részben pedig az interferencia révén, a rezonancia hely környezetében egy energiától igen erősen függő járulékot ad. Ha a szögeloszlást kivánjuk vizsgálni, azaz polarizációra érzéketlen detektorral mérünk, akkor $p_1 = 0$ és ezért az eloszlás függvényében szereplő $P_k^{LL'}(\vartheta\varphi)$ függvény helyére egyszerüen a $P_k(\cos\vartheta)$ Legendre polinom kerül. Abban az esetben, amikor ℓ_0 értéke páratlan, a rendszernek nincs határozott paritása és az abban nyilvánul meg, hogy a szögeloszlás 90^o-ra nem szimmetrikus.

Konkrét esetekre alkalmazva a fenti általános eredményt, meg lehet mutatni, hogy a szögeloszlásban fellépő folytonos paraméterek a következők:

1./ rezonancia energia: E_λ
2./ a teljes rezonancia szélesség: Γ_λ
3./ a csatorna spin keverési aránya
4./ a nukleáris és Coulomb fázis-tolások különbsége: ϕ
5./ a direkt és a rezonancia befogás hatáskeresztmetszetének aránya: $\frac{\sigma_p}{\sigma_r(0)}$

Az első négy paraméter értékét a rezonancia görbe kisérleti meghatározásával, illetve számitással meg lehet állapitani ugy, hogy a szögeloszlás kifejezésében csak a $\sigma_p/\sigma_r(0)$ hatáskeresztmetszet viszony marad szabadon. Ilymódon a szögeloszlás mérésével a hatáskeresztmetszet viszony meghatározható.

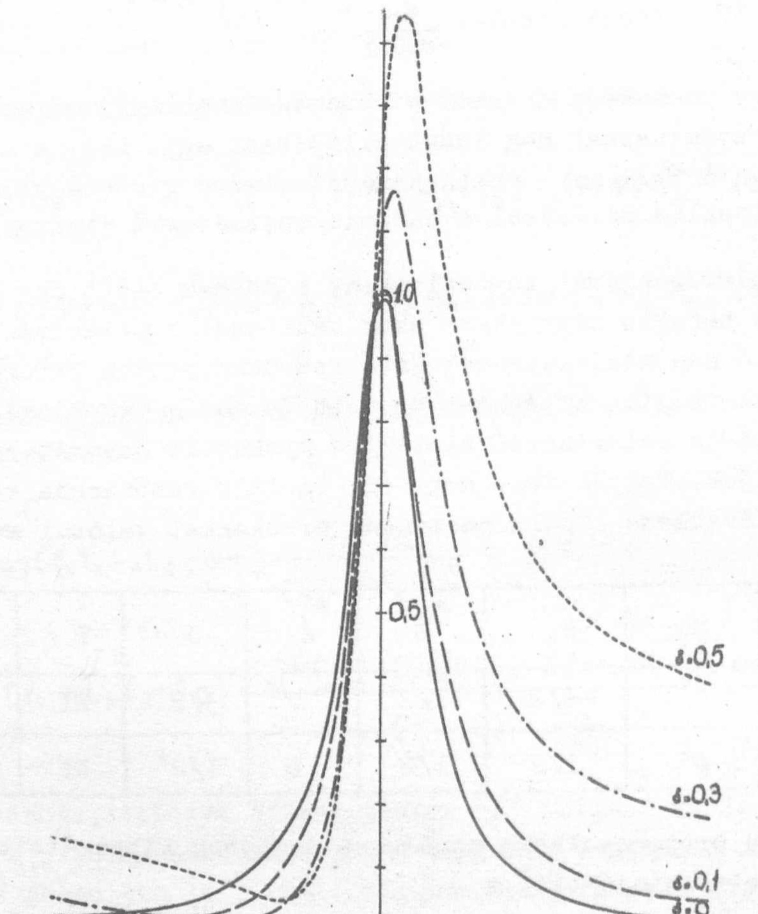
A lineár polarizációval kapcsolatban, mindenek előtt meg kell emliteni, hogy a direkt befogás csak akkor okoz változást a polarizáció mértékében, ha a közbenső mag kialakulással járó rezonans proton befogás $\ell_0 \geq 2$ pályamomentummal történik. Egyébként az interferencia tag kiesik. A direkt befogásnak a lineáris polarizáció mértékére gyakorolt hatását egy egyszerü példán illusztráljuk. Tegyük fel, hogy egy izolált rezonancia környékén a protonbefogás a következő impulzusmomentum értékekkel valósul meg:

	S_t	S_p	S	ℓ	J	L	J_f
rez.	o^+	1/2	1/2	2	$3/2^+$	E1	$1/2^-$
dir.	o^+	1/2	1/2	o	$1/2^+$	E1	$1/2^-$

Ebben az esetben a protonnyalábra merőleges irányban kibocsátott gammasugárzás lineár polarizációfokát a

$$P = \frac{1}{P_1}\,\frac{W(\frac{\pi}{2},0)-W(\frac{\pi}{2},\frac{\pi}{2})}{W(\frac{\pi}{2},0)+W(\frac{\pi}{2},\frac{\pi}{2})} = \frac{3\left(1+2\sqrt{\frac{\sigma_p}{\sigma_r(0)}}\,(x\cos 2\phi - \sin 2\phi)\right)}{5+2\sqrt{\frac{\sigma_p}{\sigma_r(0)}}\,(x\cos 2\phi - \sin 2\phi)+2\,\frac{\sigma_p}{\sigma_r(0)}\,(x^2+1)} \qquad /32/$$

kifejezés szolgáltatja. Ebből látható, hogy ha a direkt befogás nem valósul meg, akkor a polarizáció fok az energiától függetlenül P = 3/5. Direkt befogás jelenlétében viszont határozott energiafüggés mutatkozik. A polarizáció fok változásának mérésével meghatározható a $\frac{\sigma_p}{\sigma_r(0)}$ hatáskeresztmetszet viszony.



I r o d a l o m

[1] Grosev,L.V., Demidov,A.M., Lucenko,V.N., Pelekov,V.I., of the Second International Conference on the Peaceful Atomic Energy, 15, 138 /1958/

[2] Lane,A.M., Lynn,J.E., Nucl.Physics, 17, 563 /1960/

[3] Thomas,R.G., Phys.Rev. 84, 1061 /1951/

[4] Lane,A.M., Thomas,R.G., Rev.Mod.Phys. 30, 257 /1958/

[5] Lovas I., ZSETF,41, 1178 /1961/

[6] Devons,S., Goldfarb,L.J.B., Handbuch der Physik Bd XLII. 362 /1957/

Érkezett 1961. december 14.
KFKI Közlemények 10.évf. 1.sz. 1962.

MARADÉK-KÖLCSÖNHATÁSOK STRIPPING REAKCIÓKNÁL

Irta: Menyhárd Nóra és Zimányi József

Összefoglalás:
Az anomális /d,p/ stripping reakció magyarázatára figyelembe vettük a beeső nukleonoknak a targetmaggal való nemcentrális kölcsönhatását. A számitott szögeloszlásnak a tapasztalatival való összehasonlitása azt mutatta, hogy kis bombázó energiákon a feltételezett mechanizmus valóban szerepet játszhat.

Stripping reakcióknak azokat a /d,p/ és /d,n/ reakciókat nevezzük, melyek lefolyása a következőképpen képzelhető el [1] : a bombázó deuteron neutronja a targetmag magerőterébe jutva leszakad és befogódik a targetmagba, mig a visszamaradó proton szabad részecskeként tovább halad.

Mivel a proton bármekkora energiát vihet magával, a neutron közvetlenül negativ energiáju állapotba juthat, a maradékmag alap vagy alacsonyan gerjesztett állapotát hozva létre. A befogódás többnyire egyetlen ℓ_n pályamomentummal történik, melynek értéke a távozó protonok szögeloszlását meghatározza. Ez a jellegzetesség a

$$\langle \psi_b e^{+ik_p r_p} | V_{an} + V_{ap} | \psi_a \varphi_d \rangle \qquad /1/$$

stripping mátrixelemből már Born közelitésben számolt differenciális hatáskeresztmetszetben [2] is fellép és széleskörü magspektroszkópiai alkalmazást tett lehetővé a stripping reakciók felismerése óta eltelt időben. /A sikhullámu Born közelités /1/-ből V_{ap} elhanyagolásával és φ_d sikhullámmal való helyettesitésével áll elő; az /1/-ben használt jélölések a következők: ψ_b a végmag, ψ_a a targetmag, φ_d a beeső deuteron, $e^{+ik_p r_p}$ a sikhullámproton hullámfüggvénye, V_{an} , ill. V_{ap} a neutron-targetmag ill. protontargetmag kölcsönhatási operátor./ A kisérleti anyag növekedésével azonban egyre nyilvánvalóbbá vált, hogy ez az egyszerü elmélet nem kielégitő: a tapasztalattal ellenkező eredményt ad a távozó protonok polarizációjára és a megfigyelttől kisebb-nagyobb mértékben eltérőt a szögeloszlásra. Ezért az utóbbi években ismét az érdeklődés előterébe került a stripping reakciók mechanizmusának mind kisérleti, mind elméleti vizsgálata.

A tapasztalt eltérések legnagyobb részét kielégitően tudja értelmezni a torzitott hullámú elmélet [3] /DWBA/, melyben figyelembe veszik a folyamat kezdeti, illetve végállapotában a Born közelitésben szabadnak tekintett részecskepárok rugalmas kölcsönhatásait; tehát az /1/ matrixelembe egyrészt φ_d sikhullám-alakja helyett optikai potenciálon szóródott deuteron hullámfüggvényt irnak, másrészt V_{ap} -t is számitásba veszik, optikai potenciál formájában.

Van azonban néhány eset, melyben még a DWBA sem használható a szögeloszlások értelmezésére, mert az /1/ matrixelem ebben a közelitésben az impulzusmomentum megmaradás tétele miatt zérussá válik, feltéve, hogy a reakció folyamán keletkező magot a héjmodell helyesen irja le. Ez a helyzet a B^{10}/d,p/B^{11*}/2,14 MeV/ reakció esetén is: a neutron által bevitt, a héjmodellel összhangban lévő nagyságu impulzusmomentumon kivül a magnak valamilyen módon még legalább egységnyi impulzusmomentumhoz kell jutnia. Ezt a plusz impulzusmomentumot a Butler elmélet átlagos neutron-mag potenciálja, vagy a DWBA elméletben még ehhez járuló átlagos proton-mag potenciál közvetiteni nyilván nem tudja. Vegyük azonban észre, hogy a kölcsönhatási operátorból az átlagos potenciál levonása után megmaradó individuális- vagy maradék-kölcsönhatásokat, tehát a

$$V(\mathbf{r},\xi) = \bar{V}(\mathbf{r}) + \delta V(\mathbf{r},\xi) \qquad /2/$$

formális felbontás második tagját elhanyagoltuk mind a neutronmag, mind a proton-mag kölcsönhatás esetén. Ezek nyilván sokkal kisebb járulékot adnak a hatáskeresztmetszethez, mint a normál stripping tag és akkor válnak csak észlelhetővé, ha az valamilyen oknál fogva zérus.

A $V(\mathbf{r},\xi)$ kölcsönhatási operátor felbontása az impulzusmomentum-átadás szempontjából /2/-nél sokkal megfelelőbb és explicitebb módon is elvégezhető. Az inelasztikus nukleon-mag szóródásnál fellépő kölcsönhatási operátor Goldfarb és Johnson [4] által alkalmazott kifejtésének mintájára, irreducibilis tenzorok szerinti sorfejtéssel, a spinfüggést is tekintetbe véve:

$$V(\mathbf{r},\xi) = \sum_{jLs\mu} \chi^{\mu +}_{j(Ls)}(\mathbf{r})\, \chi^{\mu}_{j(Ls)}(\xi)\, V_{j(Ls)}(r,\xi) \qquad /3/$$

ahol

$$\chi^{\mu}_{j(Ls)}(\mathbf{r}) = \sum_{M,\nu} T^{M}_{L}(\Omega)\, T^{\nu}_{s}(\sigma)\, (LMs\nu|j\mu)$$

és $T_L^M(\Omega)$ ill. $T_s^\nu(\sigma)$ szférikus tenzorok a térvektorok ill. a spinvektorok terében.

/3/-ból az átlagos potenciálhoz lényeges járulék csak a $j = L = s = 0$ tagból származik, a nemcentrális és spinfüggő tagok legnagyobb része a /2/ felbontásbeli maradékkölcsönhatásba számit és igy az /1/ matrixelemhez adott járulékuk kiszámitása, szem előtt tartva, hogy az anomális stripping reakciók magyarázatát keressük, érdekesnek látszik.

Észszerü feltevés, hogy a maradékkölcsönhatások rövidhatótávolságuak, tehát akkor érvényesülnek, ha a megfelelő részecske elég közel jut a maghoz. Ez a neutronnál mindig bekövetkezik, a protonnál viszont csak elég nagy reakció -Q esetén [5] .

Foglalkozzunk először a neutron-mag maradékkölcsönhatással, melynek járuléka a stripping amplitudóhoz, a radiális integráloktól eltekintve, analitikusan kiszámitható. A /3/ felbontásban az $L = 0$. $s = 1$ -es tag impulzusmomentum-átadás szempontjából nem megfelelő, a neutron spinflip sem a neutron+targetmag rendszer teljes impulzusmomentumát, sem a neutron pályamomentumát nem tudja megváltoztatni. Belátható az is, hogy a szögeloszlás s értékétől nem függ, ezért /3/-ból csak az $s = 0$ tagokat vettük figyelembe.

Ilyen módon számolva az /1/ matrixelemből V_{ap} elhanyagolásával a differenciális hatáskeresztmetszetre a következő kifejezést kaptuk:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \left[G(K)\right]^2 \sum_\ell A_\ell(j_a, j_b)\left[j_\ell(kR)\right]^2 \qquad /4/$$

Itt

$$K = |\underline{K}| = |\underline{k}_p - \tfrac{1}{2}\underline{k}_d| = \left[k_p^2 + \tfrac{1}{4}k_d^2 - k_p k_d \cos\vartheta\right]^{1/2}$$

$$k = |\underline{k}| = |\underline{k}_d - \frac{M_a}{M_b}\underline{k}_p| = \left[\frac{M_a^2}{M_b^2}k_p^2 + k_d^2 - 2\frac{M_a}{M_b}k_p k_d \cos\vartheta\right]^{1/2}$$

$G(K)$ a deuteron hullámfüggvényének Fourier transzformáltja, j_ℓ szferikus Bessel-függvény, $A_\ell(j_a j_b)$ pedig a következő:

$$A_\ell(j_a j_b) = \frac{1}{2}\sum_f \Big| \hat{f}\,\frac{\hat{j}_b\,\hat{\ell}}{\hat{j}_n} \sum_{j_s \ell_n j_n L} \Theta^{j_s}_{j_n \ell_n}\,\hat{L}\,\hat{j}_n\,\hat{j}_s\, i^{L+\ell-\ell_n}(-1)^{L+j_s-j_a}$$

$$\langle j_s \| L \| j_a j_n \ell_n\rangle (L0\ell 0|\ell_n 0)\, W(\tfrac{1}{2}\ell_n j_b j_s; j_n f)\, W(\ell \ell_n j_a j_s; L f)\Big|^2$$

ahol j_a a targetmag, j_b a maradékmag spinje: ℓ_n és j_n a neutron magbeli pálya- és teljes impulzusmomentuma, ℓ a neutron pályamomentuma, mellyel a deuteront elhagyja, L a kölcsönhatás "multipólrendje", j_s pedig a targetmag lehetséges állapotainak spinértékein fut végig: f egyszerü összegezési index. $\Theta_{j_n\ell_n}$ a redukált neutron szélesség. A redukált matrixelem definiciója:

$$\int \psi^*_{j_s m_s}(\xi)\, u_{j_n\ell_n}(r_n)\, V_L(r_n,\xi)\, T_L^{M*}(\xi)\, \psi_{j_a m_a}(\xi)\, r_n^2 dr_n d\xi =$$

$$= (-1)^{L-M} \cdot (L-M\, j_a m_a | j_s m_s) < j_s \| L \| j_a, j_n \ell_n > .$$

A nemcentrális neutron-maradékkölcsönhatások létrehozta reakciót a következő módon szemléltethetjük: a neutron a deuteront $\vec{\ell}$ pályamomentummal hagyja el. E pályamomentum egy részét, $\vec{L}$ -et, a neutron befogadása előtt átadja a targetmagnak, igy annak spinje j_a -ról j_s -re változik. Ezután az ℓ_n pályamomentumu befogódás révén kialakul a $\vec{j_s} + \vec{\ell_n} + \vec{1/2} = \vec{j_b}$ spinü végmag.

Minden olyan esetben, amikor a neutron nem ad át külön impulzusmomentumot a magnak /centrális kölcsönhatás/ $\ell = \ell_n$ és igy kapjuk a közismert stripping szögeloszlást, melyet az ℓ_n pályamomentum jellemez. Érdemes még megjegyezni, hogy amennyiben a stripping reakciót a centrális és nemcentrális kölcsönhatás együttesen hozza létre, a két kölcsönhatás matrixelemeinek interferenciájából származó szögeloszlás ugyanolyan, mint a csak centrális részből származó. Ezért, ha a reakció centrális kölcsönhatással is létrejöhet, a protonok szögeloszlásának méréséből a nemcentrális tagok folyamatban való részvételére következtetni nem lehet.

Az anomális stripping reakció értelmezésére Bowcock [6] a proton spin-flip mechanizmust javasolja: a proton spinvetülete a magerő-térben átfordul és az igy létrejövő impulzusmomentumváltozást a mag veszi fel olymódon, hogy közben a szerkezetében változás jön létre. A Bowcock által használt $f(\xi, r_p, \sigma_p)$, közelebbről meg nem határozott kölcsönhatási operátor a proton-mag maradékkölcsönhatás egy része: a /3/ sorfejtés $L=0$ $j=s=1$ tagjának felel meg. Ezt felismerve felmerül a kérdés, hogy a nemcentrális, de spinfüggetlen proton-mag maradékkölcsönhatás milyen járulékot ad a stripping reakció differenciális hatáskeresztmetszetéhez. E problémát a numerikus számitás nehézségei miatt csak konkrétan a $B^{10}/d,p/B^{11*}/2,14$ MeV/ reakciónál vizsgáltuk. Kiszámoltuk a protonok szögeloszlását E_d = 8 MeV és E_d = 0,5 MeV bombázó energiára, néhány egyszerüsitő feltevéssel. Az igy kapott szögeloszlás azonban nem egyezik a mért szögeloszlással. Az inelasztikus, nem spin-függő proton-mag kölcsönhatás tehát - legalábbis az általunk használt egyszerüsitések mellett - nem tudja értelmezni a $B^{10}/d,p/B^{11*}$ reakcióban keletkezett protonok szögeloszlását.

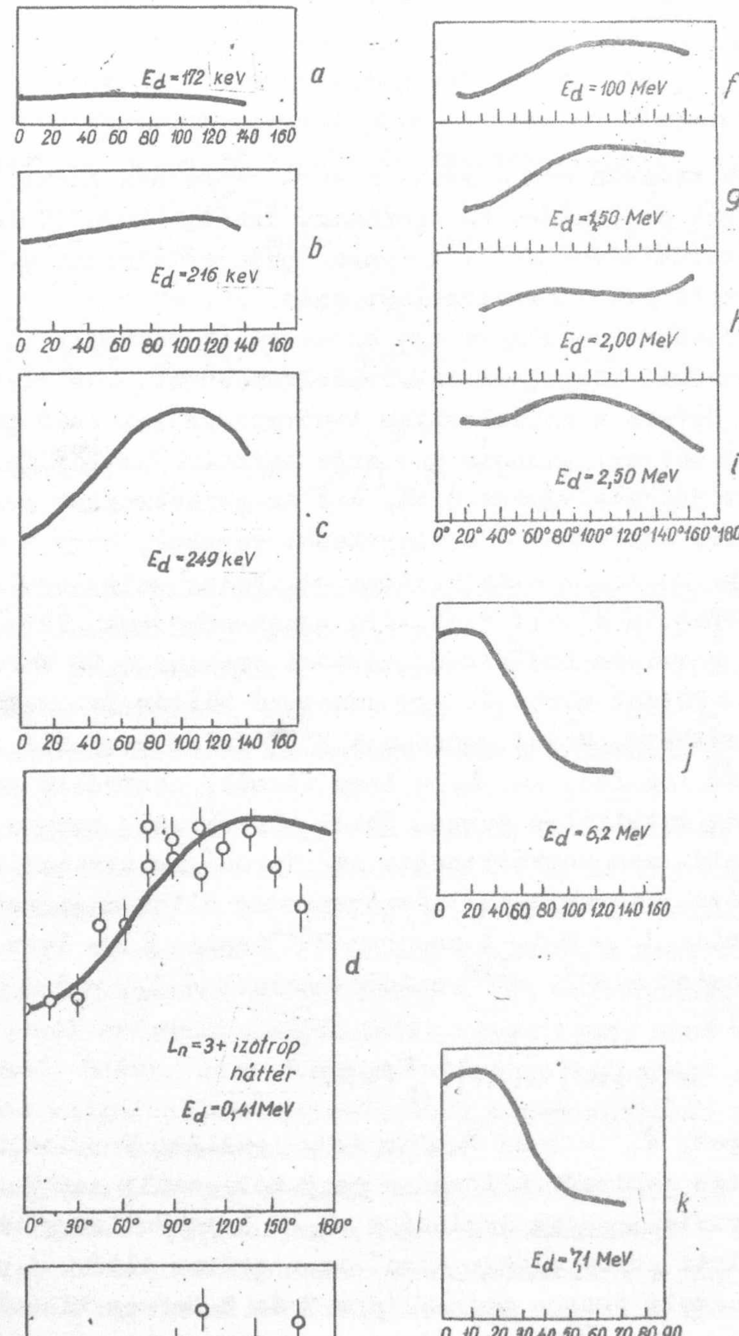
Vegyük alaposabban szemügyre ezt az anomális reakciót. 0,17 és 8 MeV bombázó deuteron energia között állnak rendelkezésünkre kisérleti adatok. 0,17, 0,18 és 0,22 MeV-en a szögeloszlás izotróp: ez közbenső magos mechanizmusra utal. 0,25 MeV-nél azonban már erős anizotrópia lép fel. Mivel a hatáskeresztmetszet energiafüggése sima, ezt az anizotrópiát nem tulajdonithatjuk rezonancianivó hatásának. Ha figyelembe vesszük, hogy a szomszédos nivókra vezető /d,p/ reakciók kifejezetten stripping szögeloszlást mutatnak, akkor ebben az esetben is direkt reakcióra gyanakodhatunk. Paris, Valckx és Endt [7] /1954/ és Harrison [8] /1960/ mérései szerint 0,59 MeV-ig a szögeloszlás $\ell_n = 3$-as Butler görbe és egy compound háttér inkoherens szuperpoziciójával értelmezhető. Mivel azonban a B^{11*} /első gerj.áll./-ban az f-konfiguráció még nem lép fel, az $\ell_n = 3$-as normál, centrális kölcsönhatást tartalmazó stripping matrixelem zérus. Ebből következik, hogy a reakciót centrális kölcsönhatás nem közvetitheti. /4/ formulánk viszont alkalmas a reakció értelmezésére. Vegyük a paritásmegmaradás által megengedett legalacsonyabb L értéket: $L = 2$-t. A neutron B^{11*}-beli $\ell_n = 1$-es pályamomentum értékének, valamint a B^{10}, B^{11*} spinértékeinek / $j_a = 3$, $j_b = 1/2$ / beirásával /10/-ből:

$$\sigma(\vartheta) \propto [G(K)]^2 j_\ell^2(kR)$$

ami éppen a szükséges, $\ell_n = 3$-as Butler szögeloszlás. Körülbelül 1,5-2 MeV fölött a szögeloszlás meglepő változáson megy keresztül: maximuma kis szögeknél lép fel, a maximum <u>helye</u> leginkább $\ell_n = 1$-es Butler görbével adható meg, de a kisérleti görbe <u>alakja</u> attól igen erősen eltér. A már emlitett és Bowcock által számolt proton spin-flip a 7 és 8 MeV-es kisérleti görbéket elég jól fitteli. Hasonló mondható az ugynevezett kicserélődéses strippingre is, melyet French [9] számolt.

Mindezek alapján a következő megállapitást tehetjük: a normál stripping tiltottsága több, egymással versengő és feltehetően különböző energiafüggésü folyamatot enged felszinre jutni, melyek egyrészt maradékkölcsönhatásokból, másrészt kicserélődési effektusokból állnak.

Meg kell még emlitenünk, hogy a B^{11*}-nek megfelelő izobár C^{11*} /1,95 MeV/ állapotra vezető /d,n/ reakciónál kis energián [10] hasonló jelenségek észlelhetők, mint a $B^{10}/d,p/B^{11*}$ esetén. Nagyobb energián [11] vi-



E_d = 172 keV
a
0 20 40 60 80 100 120 140 160
b
E_d = 216 keV
0 20 40 60 80 100 120 140 160
c
E_d = 249 keV
0 20 40 60 80 100 120 140 160
d
L_n = 3 + izotróp háttér
E_d = 0,41 MeV
0° 30° 60° 90° 120° 150° 180°
e
l_n = 3 + izotróp háttér
E_d = 0,58 MeV
0° 30° 60° 90° 120° 150° 180°
E_d = 100 MeV
f
g
E_d = 1,50 MeV
h
E_d = 2,00 MeV
E_d = 2,50 MeV
i
0° 20° 40° 60° 80° 100° 120° 140° 160° 180°
j
E_d = 6,2 MeV
0 20 40 60 80 100 120 140 160
k
E_d = 7,1 MeV
0 10 20 30 40 50 60 70 80 90
l
E_d = 8,0 MeV
0 10 20 30 40 50 60 70 80 90

szont a C^{11*} normál Butler $\ell_n = 1$-es szögeloszlással illeszthető, ami további problémát jelent, mert az eltérést a /d,p/ reakció esetén a végállapotban fellépő Coulomb kölcsönhatás távolról sem képes magyarázni.

További információt várhatunk e reakciók mechanizmusának tisztázására a polarizációra vonatkozó számításokból és mérésekből.

Irodalom

[1] Butler,S.T., Hittmar,O.H., Nuclear stripping reactions Wilcy 1957 N.Y.
[2] Bhatia,A.B., Huang,K., Huby,R., Newns,H.C., Phil.Mag. 43, 485 /1952/
[3] Huby,R., Rafai,M.Y., Satchler,G.R., Nuclear Phys. 9, 94-107 /1958-59/
[4] Goldfarb,L.J.B., Johnson,R.C., Nucl.Phys., 18, 353-/1960/
[5] Wilkinson,D.H., Phil.Mag. 3, 1185 /1958/
[6] Bowcock,J.E., Phys.Rev., 112, 923 /1958/
[7] Paris,C.H., Valckx,F.P.G., Endt,P.M., Physica 20, 573 /1954/
[8] Harrison,G.R., Schmidt,G.D., Curtis,C.D., Phys.Rev., 117, 532 /1960/
[9] French,A.P., Phys.Rev., 107, 1655 /1957/
[10] Paris,C.H., Endt,P.M. Physica 20, 585 /1954/
[11] Cerneo,M., Nucl.Phys. 2, 113 /1956/57/

Érkezett 1961. november 24.
KFKI Közlemények 10.évf. 1.sz. 1962.

BUBORÉK- ÉS WILSON-KAMRÁBAN MEGFIGYELT RÉSZECSKÉK PÁLYÁINAK HAJLÁSSZÖGKORREKCIÓJA MÁGNESES TÉR JELENLÉTÉBEN

Irta: Sebestyén Ákos és Telbisz Ferenc

Összefoglalás

Elemi részecskék kölcsönhatásait buborék- illetve Wilson-kamrában vizsgálva az alkalmazott mágneses tér miatt a részecske pályák mért hajlásszögértékeit korrigálni kell. Meghatároztuk a korrekció értékét tetszőleges számu szekundér részecske esetére.

Bevezetés

Az elemi részecskék kölcsönhatásainak tanulmányozásakor buborék- és Wilson-kamrában gyakran alkalmaznak mágneses teret a töltött részek impulzusának meghatározására. E mágneses tér miatt a kinematikai vizsgálatokban lényeges szerepet játszó kirepülési szögek mért értékeit korrigálni kell. Ennek a korrekciónak a szerepét vizsgáljuk meg töltött primér és tetszőleges számu töltött szekundér részecske esetére. Megadjuk továbbá a szórások komplanaritásában fellépő korrekció értékét is.

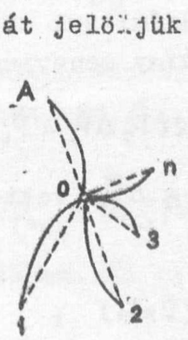
Számitásainkban a következő feltevéseket tesszük:

1/ Az impulzusok nagyok, tehát a töltött részek pályájának görbülete kicsiny.

2/ A részecskék fékeződése elhanyagolható.

I. A kirepülési szög korrekciója

a/ Tekintsünk egy kölcsönhatást, amelyben a szekundér részek száma n /1. ábra/. A kölcsönhatás pontját jelöljük O-val.



Legyen A egy pont a primér részecske pályáján. Legyenek 1, 2, ..., n az első, második,......, n -ik szekundér pályáján, egy-egy pont. Ismeretesek az A , O , 1, 2,......., n pontok koordinátái, a primér részecske impulzusának P, a szekundérek impulzusainak P_1 , P_2 , ..., P_n abszolut értéke, a mágneses tér $\overline{H}$ erőssége /a felülvonással vektorokat jelöltünk/.

Kiszámitható az $\overline{AO}$ vektor és az $\overline{Oi}$ $(i = 1,2,\dots,n)$ vektorok által bezárt szög. Ez a szög azonban nem adja meg pontosan az i -ik részecske kirepülési szögét, hiszen ez utóbbi a primér részecske pályájának és az i-edik részecske pályájának O pontbeli érintőinek hajlásszöge. Jelöljük a primer részecske impulzusát a O és A pontban $\overline{P}_0$ illetőleg $\overline{P}_A$ -val. Legyen továbbá az i -edik szekundér impulzusa a O és i pontban $\overline{P}_{i,0}$ illetőleg $\overline{P}_{i,i}$. Ha teljesül az első feltevés, akkor a $\overline{P}_0 + \overline{P}_A$ vektor az AO húrral, a $\overline{P}_{i,0}+\overline{P}_{i,i}$ vektor Oi húrral párhuzamos. A primer részecske pályájának érintő vektora a O pontban $\overline{P}_0/P$ az i-ik szekunder pályájának érintő vektora a O pontban $\overline{P}_{i,0}/P_i$, itt felhasználtuk a második feltevést: ha a fékeződés elhanyagolható, akkor a részecskék impulzusának abszolut értéke nem változik a pálya mentén. Az AO és Oi húrok hajlásszöge tehát:

$$\cos \vartheta_i' = \frac{(\overline{P}_A + \overline{P}_0)(\overline{P}_{i,0} + \overline{P}_{i,i})}{|\overline{P}_A + \overline{P}_0||\overline{P}_{i,0} + \overline{P}_{i,i}|} \qquad /1/$$

A valódi szórási szög pedig:

$$\cos \vartheta_i = \frac{\overline{P}_0 \cdot \overline{P}_{i,0}}{P\, P_i} \qquad /2/$$

az i-ik szekundér részecskére.

Vezessük be a $\overline{P}_0 - \overline{P}_A = \Delta\overline{P}$ és a $\overline{P}_{i,i} - \overline{P}_{i,0} = \Delta\overline{P}_i$ különbség vektorokat. Az első feltevés miatt a $\Delta\overline{P}$ és $\Delta\overline{P}_i$ vektorok hossza kicsiny a P és P_i abszolut értékekhez képest. Számitsuk ki /1/ számlálóját azzal a közelitéssel, hogy a másodrendben kicsiny mennyiségeket elhanyagoljuk:

$$(\overline{P}_A + \overline{P}_0)(\overline{P}_{i,0} + \overline{P}_{i,i}) \approx 4\overline{P}_0\overline{P}_{i,0} + 2(\overline{P}_0 \Delta\overline{P}_i - \overline{P}_{i,0}\Delta\overline{P}) \; . \qquad /3/$$

Számitsuk ki továbbá a $\Delta\overline{P}$ illetőleg $\Delta\overline{P}_i$ vektorokat. Irjuk fel e célból a Lorentz féle erőtörvényt:

$$\frac{d\overline{P}}{dt} = \frac{e}{c}(\overline{v} \times H) \; ; \qquad /4/$$

a $\bar{v}$ sebességvektort fejezzük ki a $\bar{P}$ impulzussal és az E energiával:

$$\bar{v} = c^2 \frac{\bar{P}}{E}$$

Fejezzük ki továbbá a $\frac{d\bar{P}}{dt}$ deriváltat az ívhossz szerinti deriválttal:

$$\frac{d\bar{P}}{dt} = \frac{d\bar{P}}{ds}\frac{ds}{dt} = \frac{d\bar{P}}{ds}v = \frac{d\bar{P}}{ds}c^2 \cdot \frac{P}{E}$$

itt felhasználtuk azt, hogy a $\frac{ds}{dt}$ derivált nem más, mint a részecske sebessége.

Beirva /4/-be $\frac{d\bar{P}}{dt}$ és $\bar{v}$ értékeit nyerjük, hogy

$$\frac{d\bar{P}}{ds} = \frac{e}{c}\frac{\bar{P}\times\bar{H}}{P}$$

Nem tul nagy Δs távolság és nagy impulzus, azaz kicsiny görbület esetén:

$$\Delta\bar{P} \approx \frac{e}{c}\frac{\bar{P}\times\bar{H}}{P}\Delta s \ .$$

Ezen képlet ismeretében tehát /3/-ban szereplő $\Delta\bar{P}$ illetőleg $\Delta\bar{P}_i$ vektorok a $\bar{P}_0$ illetőleg $\bar{P}_{i,0}$ vektorokkal, valamint a $\Delta s_A \approx |\bar{OA}|$, $\Delta s_i \approx |\bar{Oi}|$ távolságokkal kifejezhető:

$$\Delta\bar{P} \approx \frac{e}{c}\frac{\bar{P}_0\times\bar{H}}{P}\Delta s_A \ ; \quad \Delta\bar{P}_i = \frac{e_i}{c}\frac{\bar{P}_{i,0}\times\bar{H}}{P_i}\Delta s_i \ .$$

Itt e és e_i a primer részecske és az i-ik szekundér részecske töltése. Tehát

$$(\bar{P}_A+\bar{P}_0)(\bar{P}_{i,0}+\bar{P}_{i,i}) = 4\left[\bar{P}_0\bar{P}_{i,0} + \frac{1}{2c}\left(\frac{\bar{P}_0\bar{P}_{i,0}\bar{H}e_i\Delta s_i}{P_i} - \frac{\bar{P}_{i,0}\bar{P}_0\bar{H}e\Delta s_A}{P}\right)\right] \ . \qquad /5/$$

Itt az $\bar{a}\bar{b}\bar{c} = \bar{a}(\bar{b}\times\bar{c})$ jelölést használtuk.
$\cos\vartheta'$ értékének kiszámitásához még /1/ nevezőjét is egyszerübb alakra hozzuk. Azt állitjuk, hogy

$$|\bar{P}_0+\bar{P}_A| \approx 2P \ , \quad |\bar{P}_{i,0}+\bar{P}_{i,i}| \approx 2P_i \qquad /12/$$

az általunk használt közelitésben. Az első egyenlőséget bebizonyitjuk , a második bizonyitása hasonló:

$$|\bar{P}_A+\bar{P}_0| = |2\bar{P}_0-\Delta\bar{P}| = \sqrt{(2\bar{P}_0-\Delta\bar{P})^2} \approx \sqrt{4P^2-2\bar{P}_0\Delta\bar{P}}$$

Látható azonban $\Delta\bar{P}$ kifejezéséből, hogy a $\bar{P}_0 \Delta\bar{P} = 0$ azaz $\Delta\bar{P}$ merőleges $\bar{P}_0$ -ra. Tehát

$$|\bar{P}_A + \bar{P}_0| \approx 2P \;.$$

/5/ és /6/ segitségével irhatjuk

$$\cos\vartheta_i' = \frac{\bar{P}_0\,\bar{P}_{i,0}}{P\,P_i} + \frac{1}{2c}\left(\bar{e}_0\bar{e}_{i\,0}\bar{H}\frac{\Delta s_i e_i}{P_i} - \bar{e}_{i0}\bar{e}_0\bar{H}\frac{\Delta s_A e}{P}\right) =$$

$$= \cos\vartheta_i - \frac{1}{2c}\,\bar{e}_{i0}\,\bar{e}_0\bar{H}\left(\frac{\Delta s_A e}{P} + \frac{\Delta s_i e_i}{P_i}\right)$$

Itt felhasználtuk a /2/ összefüggést, és bevezettük a

$$\frac{\bar{P}_0}{P} = \bar{e}_0 \qquad \frac{\bar{P}_{i,0}}{P_i} = \bar{e}_{i0}$$

egységvektor jelöléseket.

b/ Alkalmazzuk az a/ pontban levezetett korrekciót azon szokásos esetre, amikor a primér nyaláb irányára merőleges homogén mágneses tér van jelen. Koordináta rendszerünk z tengelyét $\bar{H}$ irányban, y tengelyét a primér nyaláb irányába felvéve:

$$\cos\vartheta_i' = \cos\vartheta_i - \frac{1}{2c}\,L_i H\left(\frac{\Delta s_A e}{P} + \frac{\Delta s_i e_i}{P_i}\right)$$

Itt bevezettük az $\bar{e}_{i0}$ vektor L_i , M_i , N_i komponenseit, ezek nem mások, mint az i-ik részecske kirepülési irányának iránycosinusai.

II. A komplanaritás korrekciója

Elasztikus szórások vizsgálatánál a kölcsönhatásnak ki kell elégitenie az ugynevezett komplanaritási feltételt. Akkor mondunk egy szórási eseményt komplanárisnak, ha a kölcsönhatási pontban a részecske pályákhoz fektetett érintő vektorok egy sikban fekszenek. A komplanaritás mértéke ezen vektorok vegyesszorzata:

$$c = \frac{\bar{P}_0\,\bar{P}_{1,0}\bar{P}_{2,0}}{P\;P_1\;P_2}$$

Ha a húr-vektorokból képezzük ezt a vegyesszorzatot, akkor c -től különböző c' értéket kapunk

$$c' = \frac{(\bar{P}_0 + \bar{P}_A)(\bar{P}_{1,0} + \bar{P}_{1,1})(\bar{P}_{2,0} + \bar{P}_{2,2})}{|\bar{P}_0 + \bar{P}_A||\bar{P}_{1,0} + \bar{P}_{1,1}||\bar{P}_{2,0} + \bar{P}_{2,2}|}$$

Ismét bevezetve a $\Delta\bar{P}$ illetőleg $\Delta\bar{P}_i$ különbség vektorokat, és ezeket ugyanolyan közelitésben számolva, mint fentebb, valamint c -ben a másodrendüen kicsiny tagokat elhanyagolva nyerjük

$$c' = c + \frac{H}{2c}\left[\cos\vartheta_1 N_2\left(-\frac{\Delta s_A e}{P} - \frac{\Delta s_1 e_1}{P_1}\right) + \cos\vartheta_2 N_1\left(\frac{\Delta s_A e}{P} + \frac{\Delta s_2 e_2}{P_2}\right)\right],$$

ahol N_1 illetőleg N_2 az 1 illetőleg 2 szekundér nyomnak a kölcsönhatási pontból kiinduló irányvektorának a z tengellyel / $\bar{H}$ -val/ párhuzamos komponense.

ϑ_1 illetőleg ϑ_2 a két kirepülési szög. A képlet levezetésénél szintén feltettük, hogy $\bar{H}$ merőleges a beeső primér pályájára.

Érkezett 1961. december 29.

KFKI Közlemények 10.évf. 1.sz. 1962.

D_2O GŐZNYOMÁSA 0 C° ALATT

Irta: Kiss István és Matus Lajos

Összefoglalás
A jég és nehézjég gőznyomásának összehasonlitása alapján meghatároztuk a nehézjég illékonyságának hőmérsékletfüggését 0° és - 30 C° közötti intervallumban.

Mig a folyadékállapotu nehézviz gőznyomását igen sokan tanulmányozták, addig a szilárd D_2O gőznyomásáról csak kevés adatot találhatunk az irodalomban. Bartholomé és Clusius [1] , valamint Niwa és Shimazaki [2] 0 és +3,82C°, a viz és a nehézviz olvadáspontja közötti hőmérsékleti intervallumban mérték meg a D_2O gőznyomását és megállapitották annak hőmérsékletfüggését. Johannin-Gilles és Johannin [3] közvetlen tenziometrikus módszerrel határozták meg a nehézjég gőznyomását. Adataik szerint - 24 C°-on a természetes izotópösszetételü jég és a D_2O gőznyomása azonos. Ez a megállapitás ellentmondásban van azzal a tapasztalattal, hogy a H_2O és D_2O gőznyomása közötti relativ különbség a hőmérséklet csökkenésével növekszik. Ismeretes továbbá, hogy a H_2O és D_2O gőznyomása + 225 C°-on azonos [4] , igy tehát az izotópeffektus kétszeres irányváltása következnék be, ami a jelzett hőmérsékleti intervallumban elméletileg is nehezen volna értelmezhető. Ezért érdekesnek látszott a D_2O tenziójának pontos meghatározása alacsony hőmérsékleteken.

A gőznyomás mérésére saját készitésü differenciál membránmanométereket [5] alkalmaztunk, amelyben a D_2O gőznyomását a természetes izotópösszetételü jéggel hasonlitottuk össze. Két különböző manométert használtunk 10^{-3} illetve 2.10^{-2} Hgmm érzékenységgel a 0,15 illetve 1,5 Hgmm-ig terjedő nyomáskülönbség intervallumban.

Természetes vizként készer desztillált vizet használtunk, melyet többszöri kiforralás és fagyasztás segitségével vákuumban gázmentesitettünk. A nehézviz, melynek D-tartalmát tömegspektrométerrel is ellenőriztük, 99,86 %-ban tartalmazott D-ot, fajsulya, d^{25}_{25} = 1,1076. Gáztalanitását a természetes vizéhez hasonlóan végeztük.

A hőmérséklet mérésére 0,1 C° pontosságu, hitelesitett higanyos hőmérőt használtunk. A 0 C° és - 30 C° közötti hőmérsékleti intervallumban végzett mérések eredményét, valamint a D_2O ezek alapján a természetes viz gőznyomásának ismeretében [6] kiszámitott gőznyomását a következő táblázat tartalmazza.

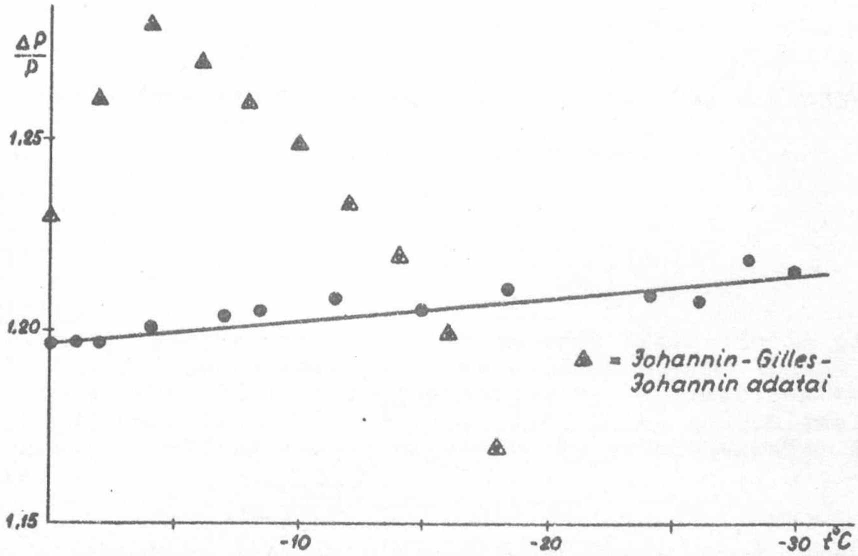
t C°	Δp Hgmm	p_{D_2O} Hgmm
0,0	0,900	3,679
- 1,0	0,834	3,383
- 2,0	0,765	3,115
- 4,0	0,655	2,625
- 6,0	0,565	2,200
- 8,4	0,465	1,781
- 11,4	0,360	1,362
- 14,8	0,260	1,004
- 18,4	0,190	0,714
- 22,0	0,135	0,505
- 24,0	0,111	0,415
- 26,0	0,089	0,341
- 28,0	0,077	0,274
- 29,9	0,062	0,228

A H_2O és D_2O relativ illékonyság különbségének hőmérsékletfüggése az ábrán látható. A D_2O gőznyomásadatai alapján a legkisebb négyzetek elvének felhasználásával kiszámitottuk a tenzióegyenlet állandóit. Eszerint a D_2O gőznyomásának hőmérsékletfüggése a 0 C° és - 30 C° közötti tartományban a következő:

$$\log p = - \frac{2716,3}{T} + 10,515$$

Az ábra, valamint a tenzióegyenlet alapján megállapitható, hogy Niwa és Shimazaki [2] 0° és + 3,8 C° között végzett mérésének eredményeiből származó tenzióegyenlet

$$\log p = - \frac{2748,46}{T} + 10,62219$$



közel érvényes 0 C° alatt is. Johannin-Gilles és Johannin [3] által kapott eredményekkel ellentétben tehát azt találtuk, hogy a H_2O és D_2O relativ illékonyságának különbsége a hőmérséklet csökkenésével növekszik.

Köszönetet mondunk Nyári István technikusnak a mérések kivitelezésében nyujtott aktiv, önálló közremüködéséért.

I r o d a l o m

[1] Bartholomé,E., Clusius,K., Z.Phys.Chem. B/28, 175 /1935/

[2] Niwa,K., Shimazaki,E., J.Faculty Sci.Hokkaido Imp.Univ.Ser.III. 3. 35 /1940/

[3] Johannin-Gilles,A., Johannin,P., Compt.rend. 239, 1470 /1954/

[4] Kirshenbaum,J., Physical properties of heavy water, McGraw Hill Book Co. /1951/

[5] Matus L., Kiss I., Vályi Nagy J., KFKI Közl. 10, 1, 77, /1962/

[6] Hodgman,C.D, Handbook of Chemistry and Physics 31th Ed. Chemical Rubber Pub.Co. Cleveland /1956/57/

Érkezett 1961. november 23.
KFKI Közlemények 10.évf. 1.sz. 1962.

ÁLTALÁNOS ALGORITMUS NUMERIKUS KVADRATURA ELVÉGZÉSÉRE

Irta: Sándor Ferenc

Összefoglalás

Módszert ismertetünk analitikusan vagy táblázatosan adott függvény határozott integráljának képzésére. Az eljárás automatikusan kiválasztja a megengedhető hibához tartozó leggazdaságosabb, egyenlőtlen intervallumfelosztást és gondoskodik arról - a csonkitási hibák minimalizálása érdekében - hogy páronként lehetőleg azonos nagyságrendü részintegrálok kerüljenek összegezésre.

Az alábbiakban általános algoritmust ismertetünk, amely tetszőleges analitikusan vagy táblázatosan megadott integrálható függvény határozott integrálját képezi megadott intervallumon, megadott hibakorláton belül. Az algoritmus különösen digitális számológépen val felhasználásra szolgál és a rajta alapuló gépi program szubrutinként képezhető ki /általánosságánál fogva célszerü lebegőpontosan programozni/. Más kvadratura-algoritmusokkal szemben két fő célkitüzést valósit meg:

1/ A megadott pontossági követelmény figyelembevételével a lehető legkevesebb intervallum-osztást használja, azaz a lehető legkevesebb abszcissza-értéknél teszi szükségessé az integrandusba való behelyettesitést.

2/ A lehető legnagyobb mértékben igyekszik elkerülni a kerekitési hibákat, melyek a részintervallumokhoz tartozó integrálközelitések felszummázásából adódnak.

Az 1. célkitüzés megvalósitása ugy történik, hogy az intervallumosztások finomitásánál mindig csak az a részintervallum kerül további felosztásra, melynek viszonylagos hibája a megengedettnél nagyobb. A 2. célkitüzés megvalósitásának módja: a részintegrálok összegezése páronként történik, ugy, hogy mindig két szomszédos és azonos hosszuságu intervallumhoz tartozó integrálközelités adódik össze. Ismeretes, hogy ha az egyes részintegrálok felszummázása szukcesszivən történik, az eredmény kerekitési hibája /lebegőpontos számolásnál is!/ közelitőleg annyi /bináris ill. decimális/ helyértéket érhet el, ahány /bináris ill. decimális/ nagyságrend különbség van a teljes intervallum és a részintervallumok hossza között.

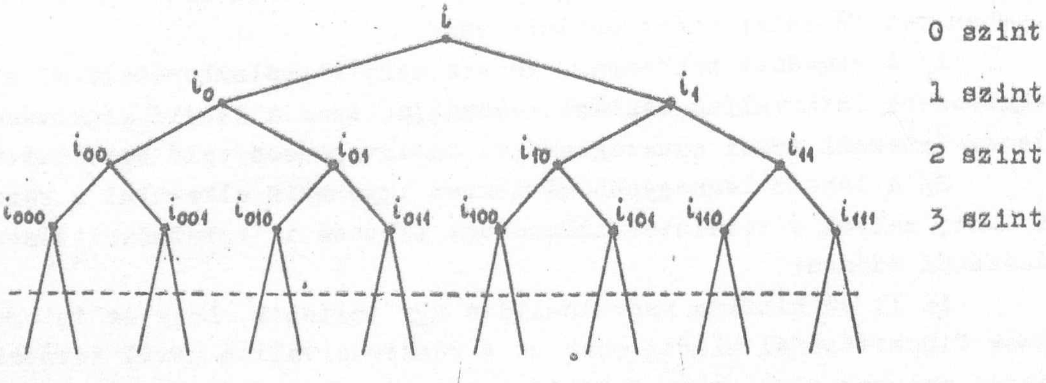
Az alábbi leirás és blokkdiagram egyszeres integrálra vonatkozik, a módszer azonban kiterjeszthető /egymásba skatulyázott algoritmusok alapján/ többszörös integrálok képzésére is.

Az algoritmus leirása

Legyen az integrálandó függvény $f(x)$ és keressük annak határozott integrálját az $i(k_i, v_i)$ intervallumon, adott ε hibával. Itt egy integrálközelitésről akkor mondjuk azt, hogy ε -nál kisebb a hibája, ha az adott közelités a hozzátartozó intervallumfelosztás részintervallumainak felezése által nyert uj intervallumfelosztásból származó integrálközelitéstől ε -nál kevesebbel tér el. Algoritmusunkban az utóbbi, sürübb felosztáshoz tartozó integrálközelitést fogadjuk el megoldásnak. Ez a módszer matematikailag nem exakt, de a numerikus kvadratura gyakorlatában bevált, különösen, ha az $f(x)$ függvény lefutása az intervallumfelosztáshoz képest "sima".

Bevezetjük a következő jelölést: az i intervallum felezése által kapott két részintervallum: i_0 és i_1 , az ezek felezésével kapott részintervallumok i_{00} , i_{01} , ill. i_{10} , i_{11} , általában az $a = i_{\ell_1 \ell_2 \cdots \ell_n}$ intervallum felezésével nyert részintervallumok $a_0 = i_{\ell_1 \ell_2 \cdots \ell_n 0}$ és $a_1 = i_{\ell_1 \ell_2 \cdots \ell_n 1}$ /az ℓ_k $(k = 1, 2 \ldots)$ indexek 0 vagy 1 értéket vehetnek fel/. a_0 -t és a_1 -et intervallumpárnak nevezzük, a_0 a_1 -nek, a_1 a_0 -nak a párja.

Bináris gráfban ábrázolva:



A gráf pontjai a rész-intervallumokat jelentik

Adott $a = i_{\ell_1 \ell_2 \cdots \ell_n} = (k_a, v_a)$ intervallumhoz hozzárendeljük a következő mennyiségeket:

$\tilde{A}$: az intervallum kódja : $\overbrace{\underbrace{\ell_1 \ell_2 \cdots\cdots \ell_n}_{\text{az int.indexei}} \quad \underbrace{s_1 s_2 \cdots\cdots s_{(n_{max}-n)}}_{\text{tetszőleges bitek}}}^{\text{összesen } n_{max} \text{ bit}}$

A : az $f(x)$ függvény integráljának közelitő értéke az intervallumon. Egyszerüség céljából feltesszük, hogy a közelitő integrált a trapéz-szabály szerint képezzük /akkor csak az intervallum végpontjain kell behelyettesiteni a függvénybe; egyébként az algoritmus bármilyen más integrálközelitést lehetővé tesz/. Ez esetben

$$A = \frac{f(k_a) + f(v_a)}{2} (v_a - k_a)$$

A^* : az intervallumon vett integrálközelités hibája

$$A^* = A - (A_0 + A_1)$$

ahol A_0 és A_1 az a_0 és a_1 intervallumokhoz rendelt mennyiségek, definició értelmében.

Az intervallum indexei egyértelmüen meghatározzák az intervallumot:

$$k_a = k_i + 0,\ell_1\ell_2 \dots \ell_n (v_i - k_i)$$

$$v_a = k_i + (0,\ell_1\ell_2 \dots \ell_n + 2^{-n})(v_i - k_i)$$

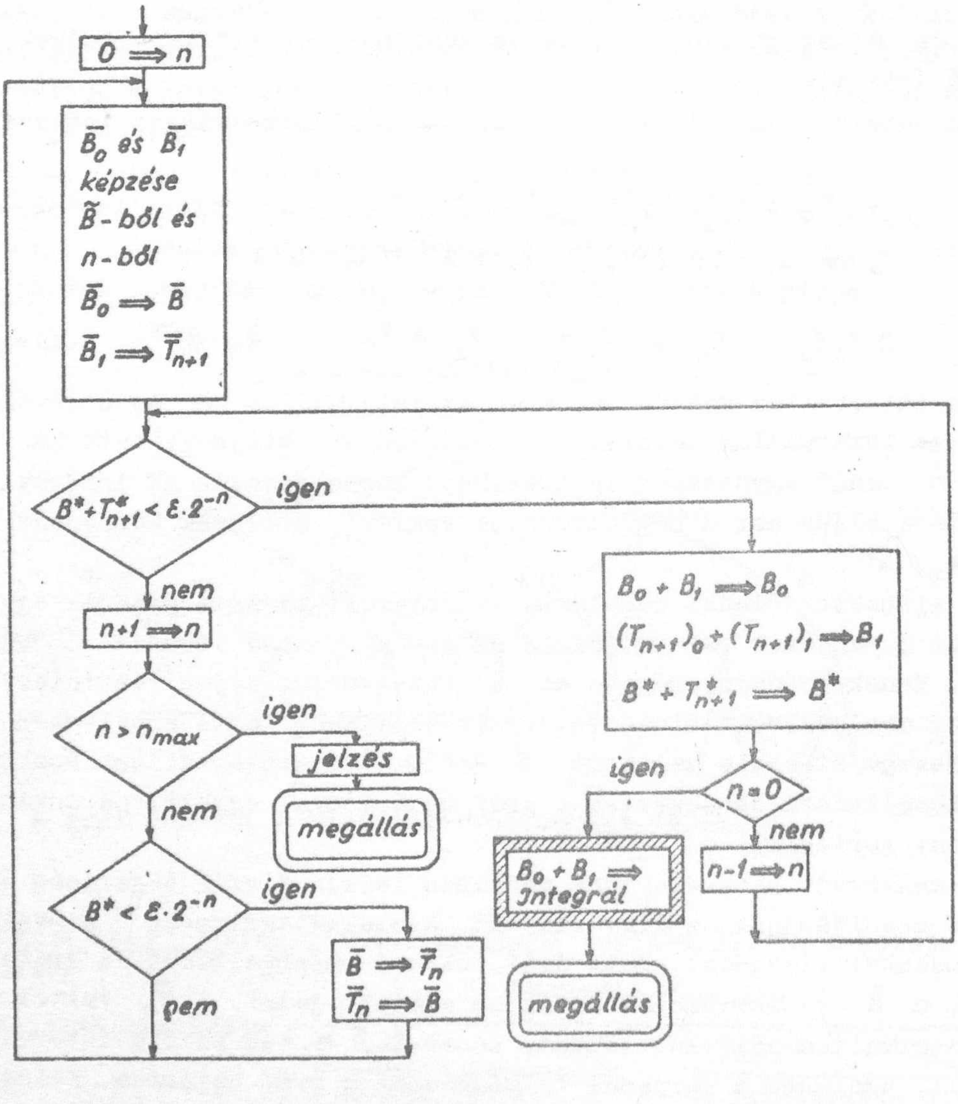
ahol

$$0,\ell_1\ell_2 \dots \ell_n = \ell_1 \cdot 2^{-1} + \ell_2 \cdot 2^{-2} + \dots + \ell_n \cdot 2^{-n} \quad \text{, bináris tört}$$

Az intervallum kódja, $\tilde{A}$ csak az intervallum n szintjével együtt adja meg az intervallum indexeit: a kód első n bitje jelenti az indexeket. $\tilde{A}$ és n tehát együttesen egyértelmüen meghatározzák az intervallumot. $\bar{A}$ -val jelöljük azt a négydimenziós vektort, amelynek komponensei: $\tilde{A}, A_0, A_1, A^*$.

A kitüzött feladat megoldása az ábrázolt bináris gráfnak egy, az i pontból a 0 indexek felé kiinduló és az i pontba visszatérő bejárásával történik. Ennek eredményeképpen az i intervallum olyan részintervallumokra bomlik, amelyekhez tartozó integrálközelitések fenti értelemben vett hibáinak összege kisebb a megadott ε -nál. A részintervallumokhoz tartozó integrálközelitések összegezése a gráf bejárásával együtt, páronként és szintenként történik.

A mellékelt blokkdiagramm pontosan leirja a gráf bejárását és ezzel a feladat megoldásának az algoritmusát. A blokkdiagrammban b -vel jelöljük a mindenkor vizsgálat alatt álló változó intervallumot /a gráfnak egy pontját/, a $\bar{B}$ vektorjelölés ennek az adatait jelzi. A $\bar{T}_n$ vektor $(n = 1,2\dots)$ tárolt intervallum-adatokat jelent, annak az n -ed szintü intervallumnak az adatait, amelynek a párjánál folytatódott a gráf bejárása. Kiinduláskor, az első blokkban, a 0 szint kerül beállitásra és ez azt jelenti, hogy az alapintervallum, i kerül b helyére. Az $f(x)$ függvénybe való behelyettesités a második blokkban $\bar{B}_0$ és $\bar{B}_1$ képzésével történik. Az eljárás végességének biztositása céljából a lehetséges szinteknek van egy n_{max} felső határa. Ennek tullépése esetén a folyamat megakad, nem végezhető el. Az algoritmus stabilis: ha átmeneti hiba folytán a gráf bejárása helytelen irányba terelődnék, a következő lépés ezt korrigálja.



MÉRÉSI ADATOK MAGASABBFOKU REGRESSZIÓJA

Irta: Lőcs Gyula

Összefoglalás

Mérési adatok magasabbfoku regressziós polinomjának gépi meghatározására programot készitettünk az URAL elektronikus számológépre. A cikkben bebizonyitjuk a regressziós polinom létezését és unicitását, ismertetjük a polinomegyütthatók numerikus kiszámitása közben fellépő problémákat valamint a gépi programot. Vázoljuk hatékonyabb numerikus módszerek kidolgozásának lehetőségét.

Bevezetés

Mérési adatok kiértékelésénél gyakran előfordul, hogy valahonnan előre tudjuk, hogy az adatok közötti kapcsolatot egy magasabbfoku polinom irja le, a polinom együtthatói azonban nem ismeretesek. A feladat ilyenkor a polinom-együtthatók meghatározása olymódon, hogy a kiszámitott együtthatókkal képzett n -ed foku görbe a lehető legjobban illeszkedjék a mérési adatokra. A közelités mértékéül - többé-kevésbé önkényesen - a

$$Q = \sum_{i=1}^{N} g_i(\alpha_i - p_i)^2 \qquad /1/$$

számértéket választjuk, ahol α_i a függvény "empirikus" értéke a t_i helyen, p_i pedig az ugyanezen helyhez tartozó számitott érték. A fentiek szerint

$$p_i = \sum_{j=0}^{L} c_j t_i^j \qquad (i = 1,2,\dots,N) \qquad /2/$$

L jelenti az approximáló polinom fokszámát. Az /1/-ben szereplő g_i $(i = 1,2,\dots,N)$ mennyiségeket sulynak nevezzük; g_i szokásos választásai $g_i = \frac{1}{\sigma_{\alpha_i}^2}$, ahol σ_{α_i} az α_i mért érték szórása, vagy $g_i = 1$ minden i -re. Az előbbi esetben "sulyozott", az utóbbiban "sulyozatlan" legkisebb négyzetek módszeréről beszélünk. Legjobban approximálónak azt a polinomot nevezzük, amelyre /1/ minimumot vesz fel. Létezését és unicitását a 2.§-ban bizonyitjuk arra az esetre, midőn $g_i \geqq 0$ $(i = 1,2,\dots,N)$.

1.§. A kiegyenlités Gauss-féle normálegyenletei

Az /1/-et minimalizáló $p(t)$ polinom analitikus meghatározása céljáb /2/-t helyettesitsük be /1/-be:

$$Q = \sum_{i=1}^{N} g_i (\alpha_i - \sum_{j=0}^{L} c_j t_i^j)^2 \qquad /3/$$

Szélsőértéket csak az a c_k $(k = 0,1,\dots,L)$ értékrendszer adhat, amelyre $\frac{\partial Q}{\partial c_k} = 0$ fennáll minden k -ra.

Elvégezve a differenciálást:

$$\frac{1}{2}\frac{\partial Q}{\partial c_k} = \sum_{i=1}^{N} g_i (\alpha_i - \sum_{j=0}^{L} c_j t_i^j) t_i^k = 0 \qquad (k = 0,1,\dots,L) \qquad /4/$$

Átrendezéssel:

$$\sum_{j=0}^{L} c_j \sum_{i=1}^{N} g_i t_i^{j+k} = \sum_{j=1}^{N} g_i \alpha_i t_i^k . \qquad (k = 0,1,\dots,L) \qquad /5/$$

Az /5/ lineáris egyenletrendszert Gauss-féle normálegyenletrendszernek nevezzük [2] .

2.§. A normálegyenletrendszer együtthatómátrixának tulajdonságai

Az /5/ egyenletrendszert a tömörebb

$$\underline{\underline{G}}\,\underline{c} = \underline{H} \qquad /5a/$$

alakban is irhatjuk, ahol $\underline{\underline{G}} = (G_{jk}) = (\sum_{i=1}^{N} g_i t_i^{j+k})$,

$$c = \begin{bmatrix} c_0 \\ c_1 \\ \vdots \\ c_L \end{bmatrix} \quad \text{és} \quad \underline{H} = \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^{N} g_i \alpha_i t_i^0 \\ \vdots \\ \sum_{i=1}^{N} g_i \alpha_i t_i^L \end{bmatrix}$$

A $\underline{\underline{G}}$ mátrixról konstrukciója alapján nyilvánvaló, hogy szimmetrikus, azaz $G_{jk} = G_{kj}$ minden j -re és minden k -ra.

Kimutatható, hogy $\underline{\underline{G}}$ pozitiv definit, azaz tetszőleges valós $\underline{c}$ vektor mellett

$$\underline{c}^* \underline{\underline{G}}\,\underline{c} \geq 0 \qquad /6/$$

és az egyenlőség akkor és csak akkor áll fenn, ha $\underline{c}$ a zérusvektor.

Bizonyitás

A $\underline{\underline{G}}$ mátrix szétbontható egy 4 tényezős mátrixszorzatra a következő módon:

$$\underline{\underline{G}} = \underline{\underline{A}}^* \underline{\underline{W}}^* \underline{\underline{W}}\underline{\underline{A}} \qquad /7/$$

ahol

$$\underline{\underline{A}} = \begin{bmatrix} 1 & t_1 & t_1^L \\ 1 & t_2 & t_2^L \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & t_N & t_N^L \end{bmatrix}$$

$$\underline{\underline{W}} = \underline{\underline{W}}^* = \langle \sqrt{g_1}\,; \sqrt{g_2}\,; \dots \sqrt{g_N} \rangle$$

diagonálmátrix, és a csillag a transzponálás müveletét jelenti.

A mátrixszorzások elvégzésével meggyőződhetünk arról, hogy a fenti előállitás valóban helyes.

A /7/ kifejezést /6/-ba helyettesitve,

$$\underline{c}^* \underline{\underline{G}}\, \underline{c} = \underline{c}^* \underline{\underline{A}}^* \underline{\underline{W}}^* \underline{\underline{W}}\underline{\underline{A}}\underline{c} = |\underline{\underline{W}}\underline{\underline{A}}\underline{c}|^2 \geq 0 \qquad /8/$$

/Vektor abszolut értékén önmagával való skalárszorzatát értjük./

Abból, hogy $\underline{c}$ nem zérusvektor, csak abban az esetben következik, hogy $\underline{\underline{W}}\underline{\underline{A}}\underline{c}$ sem az, ha tudjuk, hogy nem lehet $\underline{\underline{W}}\underline{\underline{A}}$ valamennyi sorvektorára ortogonális.

Látható azonban, hogy WA sorvektorai között pontosan L darab lineárisan független van, hacsak $t_i \neq t_k$, valahányszor $i \neq k$ /feltettük, hogy $L < N$ azaz a kiegyenlitési feladat nem alulhatározott./ Ennélfogva, ha $\underline{c}$ ortogonális lenne $\underline{\underline{W}}\underline{\underline{A}}$ soraira, ez azt jelentené, hogy találtunk egy L dimenziós nem zérusvektort, amely merőleges L darab lineárisan független L dimeziós vektorra. Ez nyilván lehetetlen. Következésképp $\underline{\underline{W}}\underline{\underline{A}}\underline{c} \neq 0$, ha $c \neq 0$. Ezzel állitásunkat igazoltuk.

Ha a sulyok között egy vagy több zérus is előfordul, a bizonyitás akkor marad érvényes, ha a zérusok száma $N - L$ -nél nem nagyobb. Ellenkező esetben $\underline{\underline{W}}\underline{\underline{A}}\underline{c} = 0$ -ból nem következik, hogy $\underline{c} = \underline{0}$.

Az előző bizonyitásból az is kiderül, hogy a $\underline{\underline{G}}$ mátrix nem szinguláris, ha $L < N-k$, ahol L az approximáló polinom fokszáma, N a mérési adatok száma és k a sulyok között előforduló zérusok száma. Ezen feltétel mellett $\underline{\underline{G}}$ mindig invertálható. Az /5a/ lineáris egyenletrendszernek tehát minden $\underline{H} \neq \underline{0}$ jobboldal mellett van egy és csakis egy megoldása, és az - elvileg - a Cramer szabály segitségével előállitható.

A $\underline{\underline{G}}$ mátrix inverzének valószinüségszámitási jelentése van; a főátlójában fekvő elemek a $\underline{c}$ vektor komponenseinek szórásnégyzetei, a többi elem szoros kapcsolatban van a komponensek korrelációs együtthatóival. A legkisebb négyzetek módszerének valószinüségszámitási tárgyalására nézve l. pl. [4] .

3.§. A normálegyenletek megoldásával kapcsolatban felmerülő numerikus problémák

Az előző §-ban már megjegyeztük, hogy a Cramer-szabály lineáris algebrai egyenletrendszerek megoldására elvileg alkalmas, gyakorlati módszerként azonban nem megfelelő. Ennek az az oka, hogy általában n^4 nagyságrendü a módszer által támasztott müveleti igény, szemben a numerikus analizis ismert módszereivel, amelyek n^3 nagyságrendü müveletet igényelnek, ahol n a rendszer rendszáma. Utalunk a Gauss, Jordan, Doolittle, stb. módszerre, valamint az iterációs módszerek számos változatára /l. pl. [3] , [5] /.

Itt jegyezzük meg, hogy lineáris egyenletrendszer megoldása az együtthatómátrix invertálása és az inverznek a jobboldallal való beszorzása utján általában nem gazdaságos eljárás, és csak akkor alkalmazzuk, ha az inverzre külön is szükségünk van.

Az /5/ egyenletrendszer megoldására először direkt eliminációs módszert próbáltunk alkalmazni /Gauss-módszer/. A rendszer azonban gyakran az un. "rosszul kondicionált" egyenletrendszerek kategóriájába tartozik, és ilyen rendszer eliminációval csak igen pontatlanul oldható meg, sőt, az is előfordul, hogy a kapott megoldás teljesen értéktelen a kerekitési hibák miatt.

"Rosszul kondicionált"-nak nevezünk egy egyenletrendszert, ha determinánsa kb. akkora, mint amekkora az együtthatók kerekitési hibája. A fogalomnak csak <u>véges</u> jegyszámmal való számolás esetén van értelme, abszolut pontos adatok esetén /ilyenek a gyakorlatban szinte sohasem fordulnak elő/ bevezetésére nincs szükség.

Az, hogy egy rendszer jól vagy rosszul kondicionált, természetesen attól függ, hogy milyen pontosak az együtthatók. A pontosság növelésével a rendszer rosszul-kondicionáltságán valamennyit segiteni lehet. Ez azért lényeges szempont, mert a rosszul kondicionált rendszerek hajlamosak a kerekitési hibák felnagyitására.

A rosszul kondicionáltság szemléletesen annyit jelent, hogy a rendszer egyenletei "majdnem" ellentmondók /vagy majdnem egyetmondók/. Ilyen rendszerre példa az

$$
\begin{aligned}
1{,}000\ x + 2{,}000\ y &= 5{,}032 \\
1{,}001\ x + 2{,}000\ y &= 3{,}011
\end{aligned}
\qquad /9/
$$

rendszer, melynek megoldásai $x = 2021$, $y = 1013$. Determinánsa $D = 0{,}002$, ami beleesik a jegyek kerekitési hibájának nagyságrendjébe, ha ezeket 3 tizedesre tekintjük adottnak. Ha /9/ második egyenletében x együtthatójaként 1,002-t irunk elő, az uj megoldáspár $x = 1011$ és $y = -515$-nek adódik, ami a megoldásoknak az együtthatóktól való igen éles függését mutatja. Ez a jelenség jellemző sajátja a "kicsiny" determinánsu rendszereknek.

A determináns kicsinységét többféleképpen lehet értelmezni. A jelen § elején közölt definició csak egyik lehetőség a sok közül; a determináns nagyságára nézve mindenféle norma állapitható meg, pl. a sajátértékek segitségével, stb. Ezek ismertetésére itt nem térünk ki.

Rosszul kondicionált egyenletrendszerekre nézve l. [1] .

Az eliminációs módszerek alkalmatlansága miatt a figyelem egyre inkább az iterációs módszerre terelődött.

Ismeretes, hogy a Gauss-Seydel iteráció /l. [5] / minden szimmetrikus és pozitiv definit együtthatómátrixszal biró egyenletrendszer esetén minden kezdőérték mellett konvergens. A 2.§-ban bizonyitottak értelmében tehát elvben nincs akadálya a módszer alkalmazásának.

A Gauss-Seydel iterációs séma n -ismeretlenes rendszerre a következőképpen irható fel:

Jelöljük $x_j^{(k)}$-val az x_j ismeretlen $(j = 1, 2, \dots, n)$ -edik iteráltját. Tegyük fel, hogy ismeretesek az $x_1^{(k+1)}; x_2^{(k+1)}; \dots; x_\ell^{(k+1)}$ valamint az $x_{\ell+1}^{(k)}; x_{\ell+2}^{(k)}; \dots; x_n^{(k)}$ közelitő megoldások. - Fentiek felhasználásával az $x_{\ell+1}^{(k+1)}$ mennyiség a következőképpen számitható ki:

$$
x_{\ell+1}^{(k+1)} = \frac{1}{a_{\ell+1,\ell+1}} \left(b_{\ell+1} - \sum_{j=1}^{\ell} a_{\ell-1,j}\, x_j^{(k+1)} - \sum_{j=\ell+2}^{n} a_{\ell+1,j}\, x_j^{(k)} \right) \qquad /10/
$$

$$
(\ell = 0, 1, \dots, n-1)
$$

A /10/ iterációt a kivánt pontosság eléréséig kell folytatni. /A $\sum_{j=n+1}^{n} a_{n+2,j}\, x_j^{(k)}$ szimbolumon 0 értendő./

Az URAL számológépre program készült, általános n -ed foku regressziós feladat megoldására, a /10/ iteráció felhasználásával. A program részletesebb ismertetésére a 4.§-ban kerül sor.

Megjegyezzük, hogy a rosszul kondicionált normálegyenletek megoldására vonatkozó kutatásaink még távolról sem tekinthetők lezártnak. A gépi programok hatékonyabbá tétele érdekében kivánatosnak tartjuk a következő vizsgálatok elvégzését:

1/ A Gauss-Seydel módszer konvergenciájának megjavitása érdekében

a/ konvergenciagyorsitás az u.n. "linearitási tényező" segitségével,

b/ az iteráció jó kezdőértékének előállitása valamilyen grafikus, vagy maga a gép által végig számolt numerikus módszerrel,

c/ konvergenciagyorsitás időről-időre alkalmazott csoportos relaxióval, l. [6].

2/ További hatékonyabb numerikus módszerek kipróbálása, nevezetesen

a/ a konjugált-gradiens módszer kipróbálása normálegyenletek megoldására, l. [7].

b/ az un. "exkavátor"-módszer kipróbálása a $\underline{\underline{G}}$ mátrix invertálására, különösen magasabb ($n \geq 4$) fokszám esetén.

3/ A legjobbnak igérkező módszerek gépi programjának elkészitése és a módszerek gépi kipróbálása.

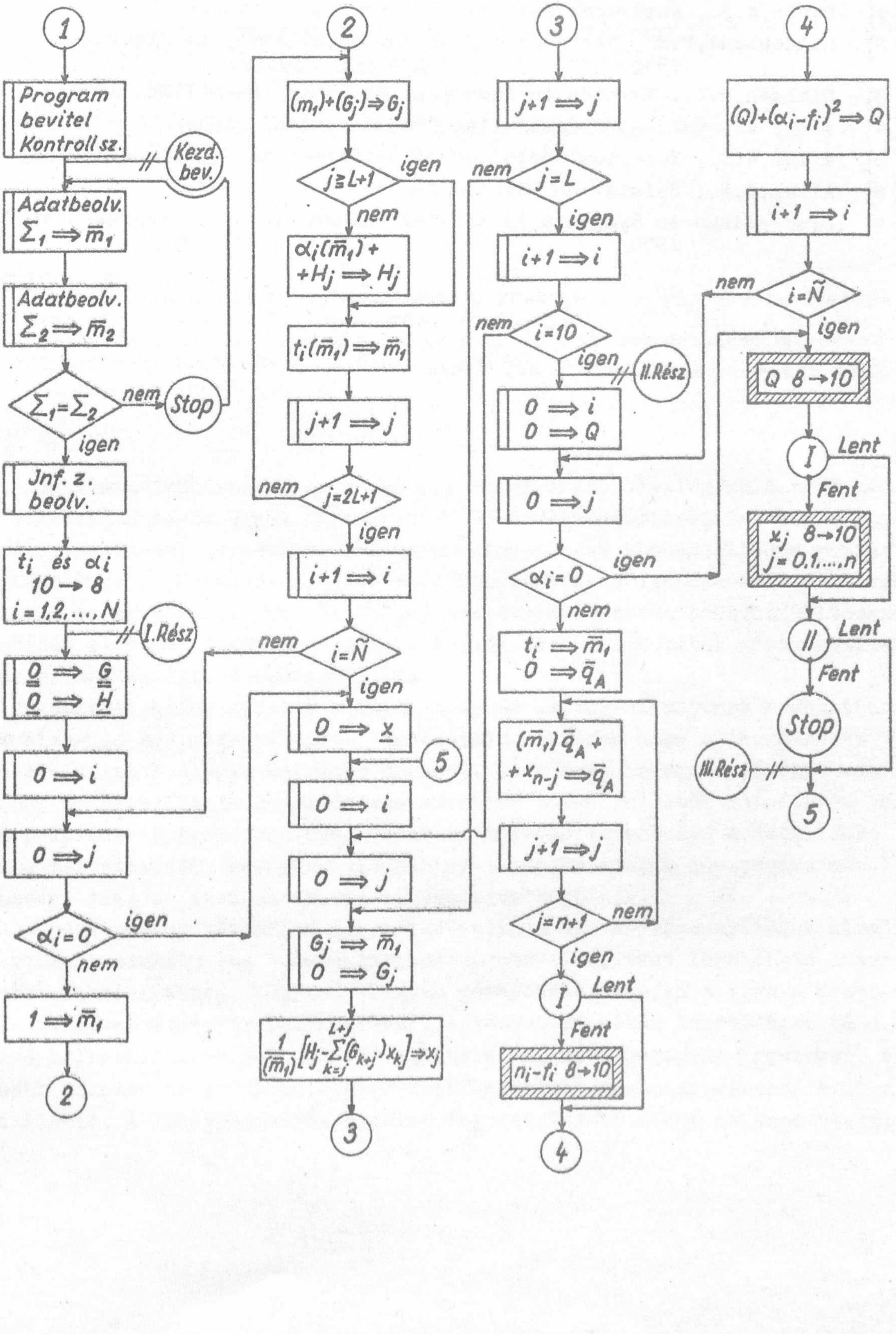
4.§. A magasabbfoku regresszió gépi programja

Az URAL gépre elkészült egy általános regressziós program, amely alkalmas legfeljebb 128 adat legfeljebb 8-adfoku regressziós polinomegyütthatóinak kiszámittatására. A program az /5/ egyenletrendszert a Gauss-Seydel módszerrel oldja meg. Ennek a módszernek a választását a gépi program szempontjából az az igen fontos körülmény támasztja alá, hogy a módszer a $\underline{\underline{G}}$ mátrix explicit felirása nélkül, csak a mátrix elemeit alkotó szummák felhasználásával egyszerüen kódolható, aminek következtében a memóriaigény jelentősen csökken. Ha az /5/ rendszert direkt eliminációval kivánnók megoldani, szükség volna a $\underline{\underline{G}}$ mátrix explicit előállitására is. /A direkt elimináció elvetésének - mint már kifejtettük - mégsem ez a főoka./

A gépi program három főrészből áll. Az első főrész beolvassa az előirt abszcisszákat és ordinátákat, és gondoskodik azoknak tizesből nyolcas számrendszerbe való átforditásáról. A második részben történik a $\underline{\underline{G}}$ mátrixot felépitő szummák előállitása és a normálegyenletek rendszerének Gauss-Seydel iterációval való megoldása a /10/ formulák alapján. A harmadik főrész minden tizedik /tizesben/ iteráció után kerül végrehajtásra, és előállitja a /3/ négyzetes eltérést, s azt lebegőpontos decimális alakban kinyomtatja, majd visszatér a második főrészre és tovább iterál. Az iterációt a kellő pontosság eléréséig kell folytatni. Az iteráció befejezése után kinyomtatja az egyenlet megoldásait, azaz a keresett parabolaegyütthatókat.

Megjegyezzük, hogy a jelenleg elkészült program nem teszi lehetővé a sulyozást, a sulyozott legkisebb négyzetek módszerének programja előkészületben van.

Általános magasabbfokú regresszió.



I r o d a l o m

[1] Booth,A.D., Numerical Methods /Butterworths, 1957/

[2] Hildebrand,F.B., Introduction to Numerical Analysis /McGraw-Hill Books, 1956/

[3] Nielsen,K.L., Methods in Numerical Analysis /Macmillan, 1956/

[4] Rényi A., Valószinüségszámitás /Tankönyvkiadó, 1954/

[5] Milne,W.E., Numerical Solution of Differential Equations /Wiley, 1953/

[6] Allen,D.N., Relaxation Methods /McGraw Hill, 1954/

[7] Proceedings on Symposia in Applied Mathematics VI. /McGraw-Hill Books, 1956/

Érkezett 1962. január 2.
KFKI Közlemények 10.évf. 1.sz. 1962.

NAGYÉRZÉKENYSÉGÜ DIFFERENCIÁL-MANOMÉTER GŐZNYOMÁS-IZOTÓPEFFEKTUSOK MÉRÉSÉRE

Irta: Matus Lajos, Kiss István, Vályi Nagy József

Összefoglalás

Sikmembrános differenciál-manométert készitettünk gőznyomás- izotópeffektusok mérése céljából. A manométer érzékenysége 10^{-3} Hgmm. A manométert a jég gőznyomása alapján hitelesitettük és használhatóságát a nehézjég gőznyomásának meghatározása alapján ellenőriztük.

Gőznyomás-izotópeffektusok meghatározására két elvileg különböző módszer alkalmazható. Az egyik az effektus kiszámitása izotópváltozatok elegyéből álló, egymással termodinamikai egyensulyban lévő kondenzált- és gőzfázis összetételének meghatározása, illetve a folyadékfázis izotóp-összetétel változásának az egyensulyi /un. Rayleigh/ desztilláció során történő változásának mérése alapján. A másik módszer a tiszta izotópváltozatok gőznyomásának közvetlen mérése ill. összehasonlitása.

A desztillációs módszer előnye, hogy az izotóp-effektusok meghatározásához elegendő egy meghatározott összetételü, gyakran maga a természetes összetételü izotópelegy. Hátránya viszont, hogy nagy anyagmennyiségre van szükség, a desztilláció hosszadalmas müvelete során jelentős hibaforrás lehet a bekövetkező frakcionálódás, azaz eltérés az egyensulyi desztilláció szigoru feltételétől, amelynek alapján az izotópmolekulák gőznyomása közötti különbség, azaz az izotópeffektus kiszámitása történik.

A gőznyomások közvetlen méréséhez egészen kis anyagmennyiségek elegendők, viszont szükség van tiszta izotópkomponensekre, vagy legalábbis ismert összetételü elegysorra, hogy az elegyek gőznyomása alapján a tiszta komponensek gőznyomására extrapolálhassunk. A közvetlen mérés lehetőséget ad a szilárd halmazállapotu anyagok vizsgálatára is, és viszonylag egyszerübb és gyorsabb módszer az effektus hőmérsékletfüggésének meghatározására, mint a desztilláció. A gőznyomásmérés e célra legmegfelelőbb módja az összehasonlitó módszer, azaz valamely izotópban dusitott vegyület és a természetes izotópösszetételü vegyület gőznyomása közötti különbség meghatározása.

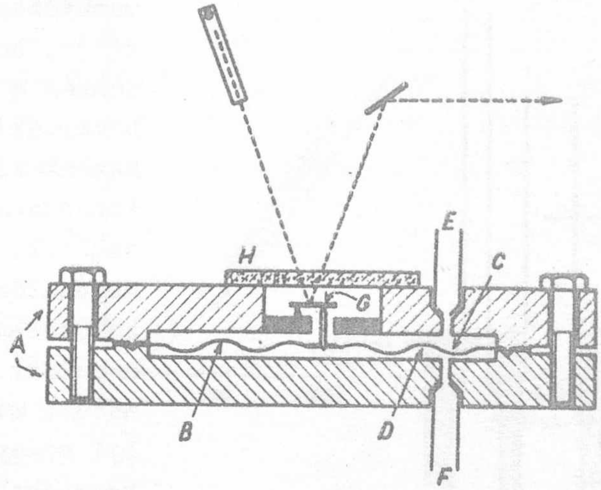
Keesom és Haantjes [1] 1935-ben alkalmaztak először differenciál-manométert neon izotópok gőznyomásában mutatkozó eltérés kimutatására. Ilyen módszert alkalmaztak Mühlenpfordt és munkatársai [2] a BF_3 gőznyomás izotópeffektusának meghatározására, valamint ujabban Johns [3] az East és Kuhn [4] által leirt manométerrel könnyü elemek vegyületeire vonatkozóan végzett méréseket. Egyes esetekben az effektus elég nagy ahhoz, hogy folyadék manométerrel is kellő pontossággal észlelhető a gőznyomáskülönbség, sok esetben azonban a folyadékmanométereknél érzékenyebb müszerek szükségesek az izotópeffektusok méréséhez.

Az általunk meghatározni kivánt izotópeffektusok várható értékei olyanok, amelyek méréséhez 0,1 - 0,001 Hgmm nyomáskülönbségek mérésére alkalmas manométer szükséges. Erre a célra a különböző tipusu differenciál-manométerek közül a Dibeler és Cordero [5]-féle sikmembrános mutatkozott a legmegfelelőbbnek.

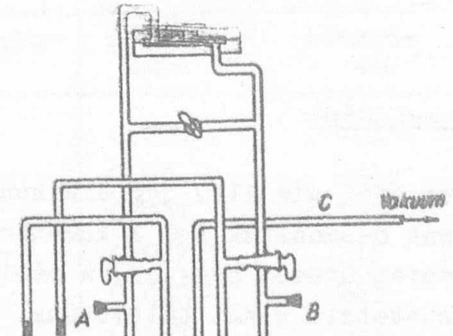
A készülék leirása

A differenciál-manométer /1.ábra/ teste /A/ két korongalaku fém-részből áll, melyek vágóéles tömitő-peremmel csatlakoznak egymáshoz. Az összeszoritott tömitőperem tartja kifeszitve a mérőmembránt /B/, mely egyben igy tömitőanyagul is szolgál. A 10 cm átmérőjü, koncentrikusan hullámositott membrán a manométerház belső terét két részre /C,D/ osztja, melyhez a két csövön /E,F/ keresztül csatlakozik az összehasonlitandó két folyadék-gőz rendszer.

Az érzékenységet a membránlemez vastagsága és anyagi minősége szabja meg. A számunkra megfelelő érzékenységet 0,02 mm-es aluminium és 0,05 mm-es rézlemezekkel értük el. Ha a C és D térfélben a nyomás különböző, a membrán elmozdul, az elmozdulást a /G/ tükörről visszavert, egy tőle két méter távolságban elhelyezett ernyőre vetitett fénypont elmozdulása jelzi. A megvilágitáshoz a galvanométereknél szokásos rendszert alkalmaztuk. A fény a fémtesthez csiszolt kerek üveglap-ablakon /H/ át jut a manométerbe.



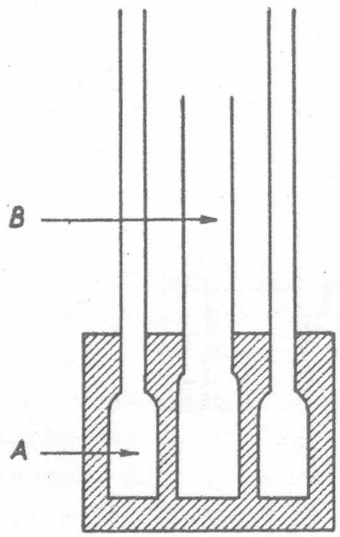
1. ábra



2. ábra

A manométer üvegből készült rendszeren keresztül /2.ábra/ csatlakozik az egyensulyi edényhez. A szükséges gázmanipulációk lebonyolitásához megfelelő csapok szolgálnak. Az A és B csonkokon keresztül történik a vizsgálandó minták betöltése, mig a C vezeték nagyvákuumrendszerhez csatlakozik.

Az egyensulyi edény /3. ábra/ egy vörösréz tömb, mely 3 kamrát tartalmaz. Kettőben a vizsgálandó anyagok vannak /A/, egyben a hőmérő foglal helyet /B/. A vörösréz jó hő-

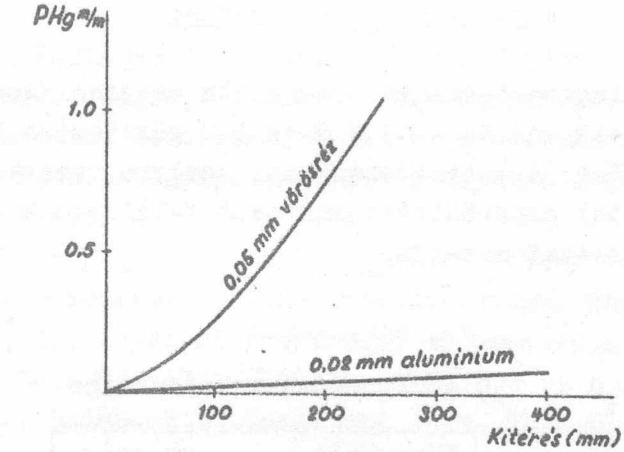


3. ábra

vezetőképessége biztositja, hogy a két folyadék és a hőmérő azonos hőmérsékleten legyen. A kamrák kivezetőcsövei rozsdamentes acélból készültek, mely rosszabb hővezetőképessége miatt különösen jól megfelel a célnak. Mind a manométer, mind az egyensulyi edény fém-üveg forrasztással csatlakozik az üvegrendszerhez.

A készülék hitelesitése

A manométer kalibrálására a természetes viz ill. jég alacsony hőmérsékleteken is pontosan ismert gőznyomását használtuk fel a következő módon. A membrán egyik oldalához csatlakozó kamrát üresen hagytuk, a másikba kétszer desztillált, természetes izotópösszetételü vizet töltöttünk. Ezután a réztömb hőmérsékletét változtattuk és feljegyeztük a fénypont elmozdulását az ernyőn /I. táblázat/. A jég gőznyomásának hőmérsékletfüggése alapján [6] megszerkesztettük a különböző membránok kalibrációs görbéjét. A 4. ábrán látható, hogy a 0,02 mm-es aluminium membrán érzékenysége $1,8.10^{-3}$ Hgmm/cm elmozdulás, mig a 0,05 mm-es rézmembránnál a manométer érzékenysége 5.10^{-2} Hgmm/cm elmozdulás. A kamrák szerepét felcserélve közel azonos kalibrációs görbéket kaptunk.



4. ábra

I. táblázat

A differenciál-manométer hitelesitése

0,02 mm Al			0,05 mm Cu		
hőmérséklet C°	nyomás Hgmm	kitérés mm	hőmérséklet C°	nyomás Hgmm	kitérés mm
-51,1	0,026	121	-46	0,047	13
-49,7	0,031	141	-42	0,050	25
-48,3	0,037	169	-40	0,060	32
-46,3	0,047	215	-38	0,090	40
-44,5	0,057	265	-34	0,140	60
-43,1	0,067	314	-30	0,230	85
-42,0	0,076	358	-25,8	0,380	123
-40,8	0,088	415	-22,6	0,530	156
-38,8	0,110	529	-20,4	0,670	186
-37,9	0,121	684	-18,6	0,800	213
			-16,6	1,00	246
			-14,8	1,17	278
			-12,2	1,51	333
			-10,6	1,75	368

A szilárd D_2O gőznyomása

A készülék alkalmazhatóságának vizsgálata céljából megmértük a természetes izotópösszetételü viz és a 99,8 %-os D_2O gőznyomása közötti különbséget a 0 C^o körüli hőmérséklettartományban, amelyre vonatkozóan az irodalomban több szerző által megerősitett adatokat találhatunk [6]. A kapott eredményeket a II. táblázat mutatja.

II. táblázat

A H_2O és D_2O gőznyomásának különbsége

hőmérséklet C^o	gőznyomás különbség /Torr/	relativ illékonyság
-0,0	0,900	0,197
-1,0	0,834	0,198
-2,0	0,765	0,197

A kapott eredményekből kiszámitottuk a H_2O tenziójának ismeretében [7] a D_2O gőznyomását, ami 0 C^o hőmérsékleten 3,67 Hgmm-nek adódott. Ez az érték más szerzők [6] által kapott 3,65 Hgmm-rel jó egyezést mutat.

Mivel a berendezés viszonylag egyszerü és az eredmények jól reprodukálhatók, a differenciál-manométer felhasználható könnyü elemek izotópösszetételének gyors analizisére illékony vegyületeikben. A manométer érzékenységét az izotópeffektus nagyságának és a kivánt pontosságnak figyelembe vételével kell megválasztani. Ugyanazon készülék érzékenysége a membrán cseréjével változtatható.

A manométerrel végzett mérések eddigi tapasztalatai alapján pl. a D_2O koncentrációjának meghatározása a 10 - 90 % intervallumban kb. 5 % pontossággal lehetséges.

.I r o d a l o m

[1] Keesom,W.H., Haantjes,J., Physica 2. 986 /1935/

[2] Mühlenpfordt,J., Gagua,T., Siewert,G., Zühlke,K., Proc.Int.Symp. on Isotope Separation Amsterdam, 1957 North Holland Publ. Co. 1958. p.408.

[3] Johns,T.F., Proc.Int.Symp. on Isotope Separation, Amsterdam, 1957. North Holland Publ.Co. 1958. p.74.

[4] East,H.G., Kuhn,H., J.Sci.Instr. 23. 185 /1946/

[5] Dibeler,V.H., Cordero,F., J.Res.Nat.Bur.Stand, Wash. 46. 1 /1951/

[6] Kirshenbaum, I., Physical Properties and Analysis of Heavy Water, McGraw Hill Book Co., Inc. 1951. p 21.

[7] Hodgman,C.D., Handbook of Chem. and Phys. 31th Ed. Chemical Rubber Publ Co., Cleveland, 1956/57.

Érkezett 1961. nov.23.
KFKI Közlemények 10.évf. 1.sz. 1962.

KÉTCSATORNÁS IMPULZUSTÁROLÓ BERENDEZÉS

Irta: Koncz Sándor

Összefoglalás

Egy impulzustároló berendezést ismertetünk, amely a mérendő impulzusokat a változó mérési körülményeknek megfelelően két scalerbe gyüjti, és ilymódon bizonyos magfizikai mérések automatizálására alkalmas.

I. Bevezetés

Magfizikai méréseknél gyakran merül fel az a követelmény, hogy egy adott sugárzás intenzitását különböző feltételek között határozzuk meg. Például szükséges lehet, hogy a sugárzás intenzitását egy abszorbens közbeiktatásával és abszorbens nélkül mérjük. Számos ehhez hasonló példát lehetne még felsorolni. A méréseredmény pontossága és megbizhatósága érdekében célszerü a mérésre szánt időt több szakaszra osztani és szakaszonként a mérési feltételeket váltogatni. Ilymódon kiküszöbölhető egyrészt a mérőberendezés esetleges instabilitásból származó hiba, másrészt egyéb, időben lassan változó külső behatásokból származó pontatlanság.

Ha a mérés elvégzéséhez szükséges idő nagy, akkor a periodikus váltogatás igen időtrabló és fáradságos feladat. Ilyen esetben célszerü a periódikus váltogatást automatizálni.

A neutron-gamma reakciók vizsgálata kapcsán ez a probléma a következő módon merült fel.

Polarizált neutronok atommagba történő befogódásakor keletkező gammasugárzás cirkulárisan poláros. A mérési feladat a cirkuláris polarizáció fokának a megállapitása. Ez olyan módon történik, hogy a gamma-sugárzást egy vas abszorbensen engedjük keresztül és meghatározzuk az abszorpció mértékét előbb ugy, hogy a vas a gamma-sugárzás haladási irányával párhuzamosan majd pedig ellentétesen van mágnesezve.

Az abszorbció különbségből következtetni lehet a cirkulár polarizáció fokára.

A közvetlen feladat tehát az, hogy egy olyan berendezést készitsünk, amely a gamma-sugárzás intenzitását méri, miközben periodikusan váltakozik a vas abszorbens mágnesezési iránya.

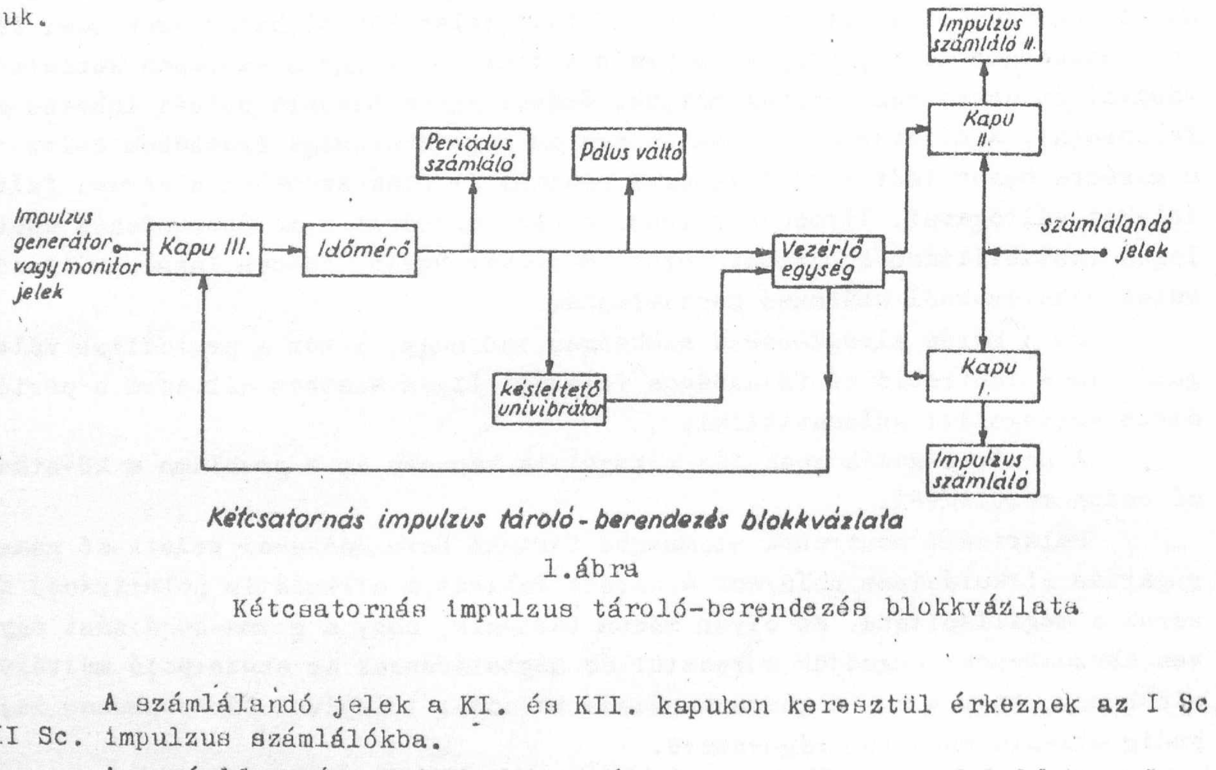
A berendezés egy szcintillációs számlálóból áll, amelynek impulzusait két impulzus számlálóba gyüjtjük. Az első impulzus számlálóba jutnak a jelek abban az időszakaszban, amikor a mágneses tér iránya megegyezik a gamma-sugárzás haladási irányával, a következő periódusban, amikor a mágneses tér iránya ellenkezőre fordul, a jeleket a második impulzus számlálóba gyüjtjük.

A megépitett berendezés mágneses tér irányának váltogatását és az impulzus számlálók átkapcsolását automatikusan végzi.

A továbbiakban a berendezés elvét és az épités kapcsán szerzett tapasztalatokat ismertetjük.

II. A berendezés elvi vázlata

A berendezés főbb egységeit és müködését az 1.ábrán tanulmányozhatjuk.



Kétcsatornás impulzus tároló-berendezés blokkvázlata

1.ábra
Kétcsatornás impulzus tároló-berendezés blokkvázlata

A számlálandó jelek a KI. és KII. kapukon keresztül érkeznek az I Sc. II Sc. impulzus számlálókba.

A vezérlőegység gondoskodik arról, hogy mindig a megfelelő kapu legyen nyitva és igy a jelek a megfelelő szkélerben tárolódjanak. A vezérlőegységet az időmérőegység jelei müködtetik. Az időmérőegység, amelyet a kivánt mérési időnek megfelelően állitunk be /2-600 másodpercenként/ jelet küld a vezérlőegységnek és ezzel egyidejüleg megindit egy késleltető univibrátort is.

Az időmérőből érkezett jel hatására a vezérlőegység lezárja a KI, KII, KIII kapukat. Ettől kezdve tehát mind az /I Sc., II Sc./ impulzus számlálóknak, mindpedig az időmérőnek bemenete le van zárva. Ekkor a vezérlőegység kinyitja a KI és KII kapuk közül a soronkövetkezőt, azaz éppen azt, amelyik az előző mérési szakaszban zárva volt. Ugyanakkor kinyilik a KIII kapu is, és ezáltal ujból müködni kezd az időmérőegység. Az időmérő által adott jel, amely a vezérlőegységet és a késleltető univibrátort müködésbe hozta, még további két egységet vezérel. Ezek közül az egyik egy pólusváltó rendszer, amely a gamma-sugárzás utjába helyezett vas abszorbens mágnes polaritását változtatja ellenkezőre, a másik egy periódus számláló, amely jelzi a már lefutott mérési periódusok számát. Mire a mágneses polaritásváltás megtörtént és a periódus számláló befejezte müködését a késleltető univibrátor visszatér alapállapotába.

A mérési időtartam leteltével az időmérő ismét jelet küld a vezérlő egységnek és a folyamat kezdődik elölről. A berendezés az ismertetett munkafolyamatokat mindaddig periódikusan ismétli, amig külső beavatkozással meg nem állitjuk. A továbbiakban a berendezés főbb egységeit ismertetjük kissé részletesebben.

III. A berendezés főbb egységei

1/ Időmérő egység

Az időmérő egység lényegében egy közönséges szkéler, amelynek bemenetére egy kapu fokozaton keresztül /KIII/ periódikus jelet adunk. Amikor az impulzusszámláló teljesen megtelt, egy jelformálón keresztül jelet ad ki. Ez a jel müködteti a vezérlőegységet, amely többek között arról is gondoskodik, hogy az időmérő számlálót töltő jelek utját a KIII kapu segitségével lezárja. Ilymódon az időmérő számláló éppen üresen, tehát 0 állásban várja a KIII kapu kinyitását.

Az időmérő számláló feltöltéséhez szükséges idő természetesen a meghajtó jel frekvenciájától függ. Az időmérő számláló meghajtása kétféleképpen történhet belső, illetve külső impulzusok segitségével. A belső meghajtást olymódon valósitjuk meg, hogy a hálózati 50 Hz váltófeszültséget négyszögesitjük. Egy kettes impulzusosztó közbeiktatásával szükség esetén a frekvencia felére csökkenthető, azaz a mérési idő megkétszerezhető. A külső meghajtás tetszőleges alaku impulzusokkal történhet. Külső meghajtásra egy monitor számlálójeleit is használhatjuk.

Az időmérő és impulzusszámláló tárolási kapacitása 10^4 ill. 2.10^4 impulzus. Tekintve, hogy az impulzusszámláló maximális számlálási sebessége

10 kc, ennek megfelelően a minimális mérési idő 2 sec. Ezen érték felett a kivánt mérési idő az óragenerátor frekvenciájával állitható be. Az időmérő számláló akkor kezd ujra müködni, amikor a vezérlőegység a KIII kaput ujra kinyitja.

Az előzőkben emlitett periódus számláló, amely az időmérő egységhez tartozik, egy mechanikus /Sodeco/ számlálóból és egy meghajtó univibrátorból áll.

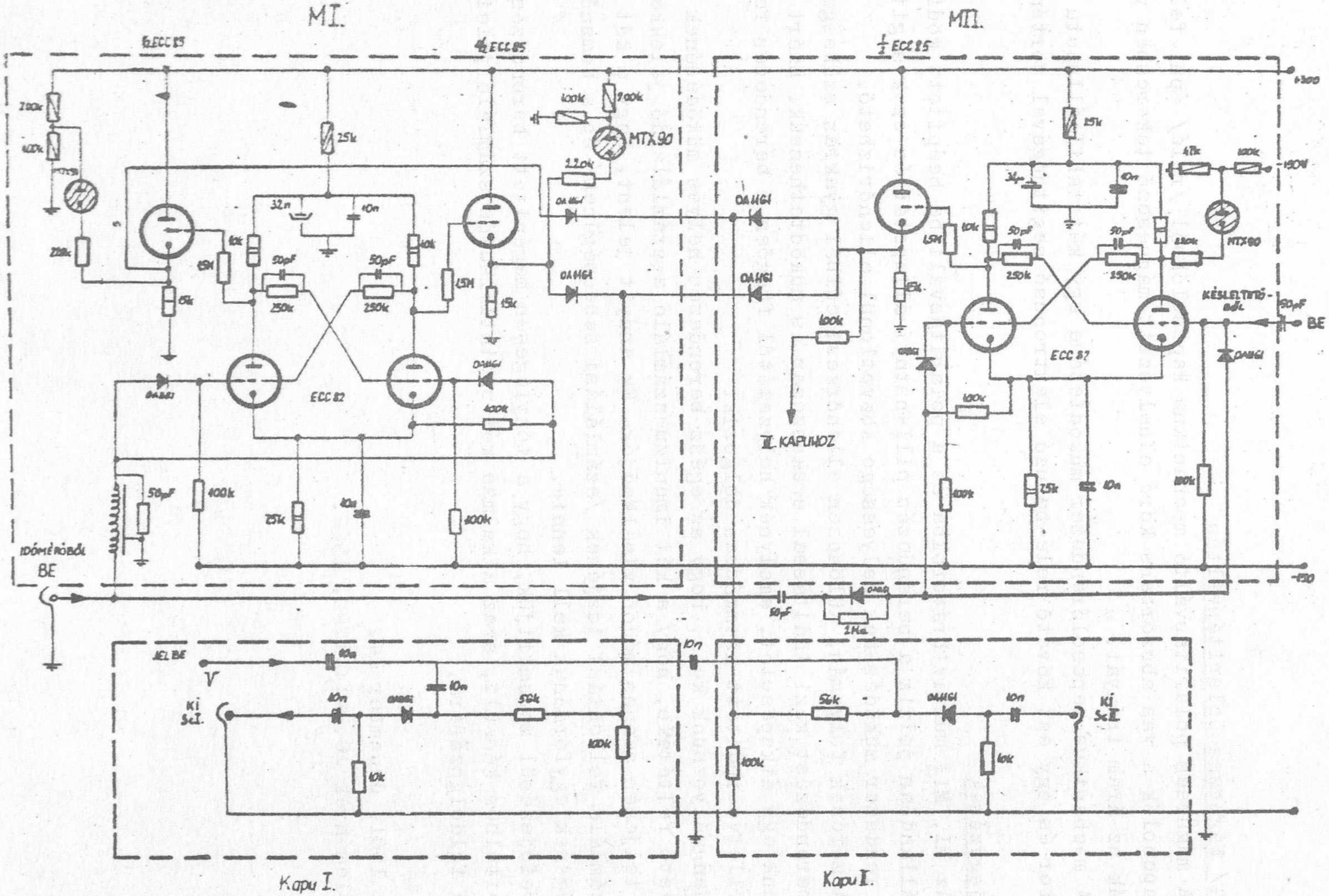
2/ Vezérlőegység

A berendezés legfontosabb része a vezérlőegység, amelynek részletes kapcsolási vázlatát a 2.ábrán láthatjuk. A vezérlőegység két multivibrátort tartalmaz. Az egyik multivibrátor /MI/ a csatornaváltást végzi, azaz gondoskodik arról, hogy a mérési idő alatt a KI és KII kapuk közül mindig csak az egyik kapu legyen nyitva, és az egymást követő mérési periódusokban szerepet cseréljenek. A második multivibrátor /MII/ feladata az, hogy lezárja a KI, KII, KIII kapuk mindegyikét a mérési periódusok közötti szünetekben. Az impulzus számláló lekapuzása azért szükséges, mert ezen szünetek alatt történik a csatornaváltás és a mágneses polaritás változtatás. Az időmérő egység által adott jel az MII multivibrátort azonnal, az MI-t pedig késleltetve billenti át. Az MI multivibrátor két anódja egy leválasztó rendszeren keresztül a KI és KII kapukhoz csatlakozik. A lezárt cső anódján a feszültség + 60 Voltos a vezetőcső anódján pedig kb. 0 Volt. Ennek megfelelően az egyik kapu 60 Voltos feszültséggel záródik, a másik pedig nyitott állapotban van. Amikor az időmérő egység jelének hatására a multivibrátor átbillen, a nyitott kapu lezáródik és a zárt kinyilik, azaz csatornaváltás történik. Az MI multivibrátor átbillenése a mérési szakaszok közötti szünetben következik be, amelynek időtartamára az MII multivibrátor az MI multivibrátor állapotától függetlenül az összes kaput zárva tartja. A szünetben történő müveletek befejeződése után a késleltető multivibrátor jele az MII multivibrátort /de csak ezt/ visszabillenti alapállapotába. A KI és KII egyikének kivételével az összes kapu felszabadul.

A csatornaváltó MI multivibrátor a most kezdődő mérési szakasz alatt mindvégig zárva tartja azt a kaput, amelyik az előző mérési szakaszban éppen nyitott állapotban volt.

3/ Kapu fokozatok

A KI, KII és KIII kapu azonos kivitelben készült, a szokásos kristálydiódás megoldást alkalmazva, amint ez a 2.ábrán látható.



2.ábra
Vezérlő egység

4/ Mágneses polaritásváltás

A mágneses polaritásváltó mechanikus kapcsolókból /relé/ épül fel, amely kapcsolók a vas abszorbens köré elhelyezett mágnesező tekercsben változtatják az áram irányát.

A mechanikus kapcsolórendszer müködtetése egy kétstabil állapotu multivibrátor és egy ezt követő relé-behuzó elektroncső segitségével történik.

IV. Megjegyzések

Az MI, MII multivibrátorokba és a polaritásváltóba beépitett ködfénylámpák állandóan jelzik a berendezés pillanatnyi állapotát és ezek segitségével a rendszer müködésének helyessége közvetlenül ellenőrizhető.

A mérések folyamán, különösen ellenőrzési célból gyakran szükséges, hogy a berendezést kézi inditással szakaszosan is müködtethessük. Ezért beépitettünk egy átkapcsolót, amelynek helyzetétől függően a berendezés folyamatos, illetve inditott üzemmódban dolgozik.

Hangsúlyoznunk kell, hogy az egész berendezés helyes müködésének az az alapvető feltétele, hogy a két impulzusszámláló a számlálandó jelekkel szemben teljesen azonos módon viselkedjék. Ez annyit jelent, hogy a két impulzusszámláló felbontási idejének /számlálási sebességének/ és a bemenő érzékenységének egyformának kell lennie.

Befejezésül megemlitjük, hogy a ténylegesen megépitett berendezés iker kivitelben készült, azaz alkalmas két szcintillációs számláló jeleinek egyidejü feldolgozására.

Érkezett 1961. december 14.
KFKI Közlemények 10.évf. 1.sz. 1962.