

310.565
11
1969

ATOMKI

KÖZLEMÉNYEK

11. kötet

1. szám

MTA
ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE
DEBRECEN

1969. május

ATOMKI

KÖZLEMÉNYEK

11. kötet

1. szám

TARTALOMJEGYZÉK

Oldal

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK

H. Prade: Neutronok polarizációjának vizsgálata a ${}^2\text{H}/\text{d}, \text{n}/{}^3\text{He}$ reakciónál.	1
Meskó L., Schlenk B., Somogyi Gy., Valek A.: A ${}^{19}\text{F}/\text{d}, \alpha/{}^{17}\text{O}$ magreakció vizsgálata műanyag nyomdetektorral a 450–300 keV energiatartományban.	9
H. Schopper: Konferencia zárszó.	15
Kisdi D.: A háromtest probléma III.	19
MŰHELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBÓL	
Matolcsi Z., Somorjai E.: Automatikus cseppfolyós levegő szintszabályozó	29

NEUTRONOK POLARIZÁCIÓJÁNAK VIZSGÁLATA

A $^2\text{H}/\text{d}$, $\text{n}/^3\text{He}$ REAKCIÓNÁL

PRADE HARALD^X

MTA Atommag Kutató Intézete (ATOMKI) Debrecen

A $^2\text{H}/\text{d}$, $\text{n}/^3\text{He}$ -reakcióból származó neutronok polarizációját határoztuk meg 92; 109; 137; 169 173 keV dueteronenergiánál vastag TiD target alkalmazásával. A kilépő neutronok szöge a dueteron nyalábhoz képest a dueteron-energiától függően 48° és 54° (lab.) közti tartományban változott. 109, 137 és 169 keV dueteronenergiánál a polarizációt a ^{12}C analizátoron szórt neutronok jobb-bal asszimetriájának méréséből határoztuk meg. 92 és 173 keV-nél a polarizáció meghatározása ködkamrában visszalökött héliumatommagok szögeloszlásának mérésével történt. A polarizáció értéke meredek csökkenést mutat 92 és 173 keV dueteronenergia tartományban. Figyelembe véve a magasabb energiáknál mért adatokat 200 keV körüli minimumra lehet következtetni.

A mérési eredmények a Wills fázis analízis helyességét valószínűsítik.

INVESTIGATION ON THE NEUTRON-POLARIZATION IN $^2\text{H}/\text{d}$, $\text{n}/^3\text{He}$. Polarization of neutrons from the $^2\text{H}/\text{d}$, $\text{n}/^3\text{He}$ reaction, at angles between 48° and 54° (lab.) as a function of the dueteron energy has been measured at average dueteron energies of 92, 109, 137, 169 and 173 keV with a thick target. For 109, 137 and 169 keV dueteron energies the neutron polarization has been calculated from measurements of the left-right asymmetry in scattering from Carbon. At 92 and 173 keV the neutron polarization has been determined from the measured angular distribution of helium recoil tracks in a Wilson cloud chamber.

The polarization varies strongly between 92 and 173 keV dueteron energy. If taking into account the data measured at higher energies, the results unambiguously prove the existence of the minimum in the polarization for $E_d \sim 200$ keV. The present measurements support the Wills' phase shifts.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ НЕЙТРОНОВ ПРИ РЕАКЦИИ $^2\text{H}/\text{d}$, $\text{n}/^3\text{He}$. Определялась поляризация нейтронов возникающих в реакции $^2\text{H}/\text{d}$, $\text{n}/^3\text{He}$, при энергиях дейтронов 92; 109; 137; 169 и 1 + 3 кэв, используя толстую мишень TiD. Угол выходящих нейтронов по отношению к направлению дейтронов меняется между 48° и 54° /в лабораторной системе/ в зависимости от энергии дейтронов. Поляризация определялась измерением право-левой ассиметрии рассеянных нейтронов ^{12}C анализатором при энергиях дейтронов 109, 137 и 169 кэв, а при энергиях 92 и 173 кэв в камере Вильсона, измерением углового распределения ядер отдачи He. Значение поляризации резко падает при увеличении энергии дейтронов от 92 до 173 кэв. Учитывая данные измерения при больших энергиях ожидается минимум поляризации около 200 кэв. Результаты измерений подтверждают справедливость фазового анализа Вильса.

1. BEVEZETÉS

A DD-reakcióból származó neutronok polarizációját több szerző vizsgálta [1]. A polarizáció energia függése különösen alacsony dueteronenergiáknál, még nem tisztázott.

A DD-neutronok polarizációját elméletileg Blin - Stoyle [2] és Cini [3] továbbá Rook és Goldfarb [4] vizsgálták. Blin-Stoyle a polarizáció energia- és a szögfüggésére a következő összefüggést adta:

$$P(E, \Theta_1) = C \frac{A(E) \sin \Theta_1 \cos \Theta_1}{1 + A(E) \cos^2 \Theta_1} \quad (1)$$

^XJelenlegi cím: Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf bei Dresden (NDK)

a C konstans az S-matrix energia független elemeit tartalmazza. A (E) a neutronok szögeloszlásából származó tényező, Θ_1 a neutron emisszió szöge c.m. rendszerben.

Meier et al. [5], McCormac et al. [6], Levintov et al. [7] és Pasma [8] mérései igazolták az (1) összefüggést a $200 \leq E_d \leq 600$ keV energiatartományban. Kane [9] ($E_d = 93$ keV), Rogers és Bond [10] ($E_d = 67,5; 81,5; 99,0$ keV) és Hängsen et al. [11] ($57 \leq E_d \leq 117$ keV) eredményei viszont nem egyeztek ez elméletileg várt polarizációval. Boersma et al. [12] $E_d = 250, 350$ és 425 keV-nél míg Mulder [13] $E_d = 350$ keV-nél a Pasma által mérttől eltérő eredményt kapott. Hängsen et al. mérései szerint a polarizációs görbében közel 80 keV-nél éles maximum mutatkozik, amelyet Behof et al. [14] ($80 \leq E_d \leq 380$ keV) nem észlelt. Rook és Goldfarb szerint figyelembe véve az s és d parciális hullámok interferenciáját a polarizáció energia függése rezonanciaszerű viselkedést mutat, ami a két maximum helyén sem tér el lényegesen a konstans menettől $100-700$ keV tartományban.

A D-D neutronok polarizációjára vonatkozóan nemcsak az elméleti és a kísérleti eredmények térnek el egymástól, hanem a kísérleti adatokban is igen nagy szórás tapasztalható.

A jelen munka célja, hogy további kísérleti adatokat szolgáltatson a neutronok polarizációjára a $92 \leq E_n \leq 173$ keV deuteronenergia tartományban.

A neutronpolarizáció meghatározása két különböző analizátorral és két egymástól független módszerrel történt:

a/ He-gázzal töltött ködkamra (a ^4He analizátor), amelynél a neutronokat a visszalökött alfa-részek útján detektáltuk. A neutronpolarizációt a visszalökött helium atommagok szögeloszlásának méréséből határoztuk meg.

b/ Társult részecske módszer (^{12}C az analizátor), amelynél a neutronokat a ^3He -val koincidenciában detektáltuk. A polarizációt a neutronok ^{12}C -magon történő elasztikus szórásában fellépő bal-jobb-asszimetriából határoztuk meg.

2. ELMÉLETI ALAPOK

Polarizált neutronnyaláb elasztikus szórásánál a differenciális hatáskeresztmetszetet a következő formula adja meg:

$$\sigma(\Theta_2, \phi) = \sigma_n(\Theta_2) \{1 + \vec{P}_n(\Theta_1) \cdot \vec{P}_f(\Theta_2)\} \quad (2)$$

ahol $\sigma_n(\Theta_2)$ a nem-polarizált nyaláb differenciális hatáskeresztmetszete, Θ_2 a szórási szög tömegközépponti rendszerben, $\vec{P}_n$ a neutronok polarizációja és $\vec{P}_f$ a szóróminta polarizáló képessége (az a polarizáció, ami nem-polarizált nyalábnak az analizátoron való szórásakor lépne fel).

$\vec{P}_n$ és $\vec{P}_f$ irányát a deuteron, neutron és szórt neutron hullámvektorai a következő módon határozzák meg:

$$\vec{P}_n = \vec{n}_1 P_n(\Theta_1); \quad \vec{n}_1 = \vec{k}_d \times \vec{k}_n / |\vec{k}_d \times \vec{k}_n| \quad (3)$$

$$\vec{P}_f = \vec{n}_2 P_f(\Theta_2); \quad \vec{n}_2 = \vec{k}_n \times \vec{k}_n' / |\vec{k}_n \times \vec{k}_n'|, \quad (4)$$

A (2) egyenletben szereplő ϕ az n_1 és n_2 , - azaz a reakció és a szórási sík - közötti szög.

Ha a reakció és a szórási sík azonos, akkor a bal-jobb-asszimmetriára (ϵ) a következő összefüggést kapjuk:

$$\epsilon(\Theta_1, \Theta_2) = \frac{\sigma(\Theta_2, \Phi = 0) - \sigma(\Theta_2, \Phi = \pi)}{\sigma(\Theta_2, \Phi = 0) + \sigma(\Theta_2, \Phi = \pi)} \quad (5)$$

A fenti egyenletekből következik, hogy

$$\epsilon(\Theta_1, \Theta_2) = P_n(\Theta_1) \cdot P_f(\Theta_2)$$

A polarizáló képesség $P_f(\Theta_2)$ nem-polarizált részecskék szórási fázisaiból meghatározható, $1/2$ spinű részecskék 0-spinű targetmagokon való szórásánál. ^{12}C esetén két fázisanalízis ismeretes [5,15], amellyel P_C -t a vizsgált energiáknál és szórási szögnél kiszámoltuk.

Az n-alfa-szórásra Austin et al. [16] fázisait fogadtuk el.

Ha ψ és φ a visszalökött részecskék szórási szöge lab. rendszerben, akkor ezek Θ_2 -vel, ill. Φ -vel a következő összefüggésben állnak:

$$\psi = \frac{1}{2}(\pi - \Theta_2) \quad \text{és} \quad \varphi = \Phi - \pi \quad (7)$$

Igy a differenciális szórási hatáskeresztmetszet

$$\sigma(\psi, \varphi) = \sigma_n(\psi)[1 - P_n(\Theta_1) \cdot P_{\text{He}}(\psi) \cdot \cos \varphi] \quad (8)$$

A polarizációt a $\sigma(\psi, \varphi)$ mért értékeiből a maximum likelihood módszer alkalmazásával az alábbi egyenletből határozhatjuk meg:

$$\sum_{i=1}^N \frac{P_{\text{He}}(\psi_i) \cos \varphi_i}{1 - P_n(\Theta_1) \cdot P_{\text{He}}(\psi_i) \cos \varphi_i} = 0 \quad (9)$$

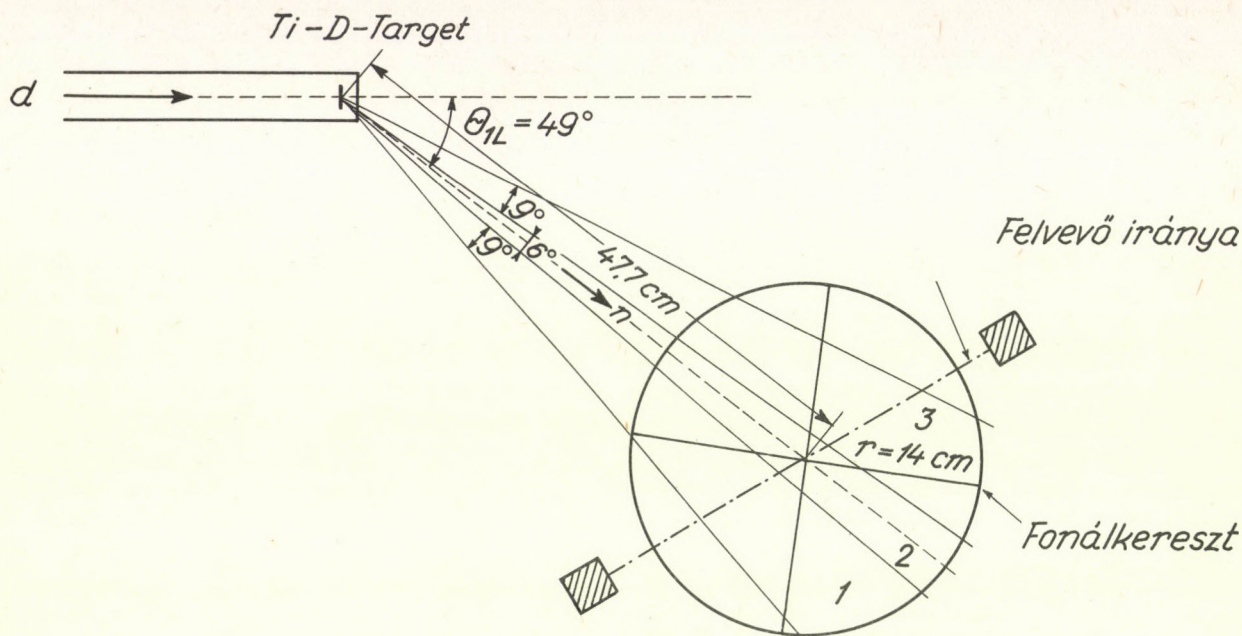
ahol ψ_i és φ_i a visszalökött alfa-részecskék szórási szöge, N az alfa-részecskék száma.

3. KISÉRLETI KÖRÜLMÉNYEK

A méréseket az ATOMKI 300 kV-os neutrongenerátoránál [20] végeztük el. Az 50 μA erősségű analizált deuteron nyaláb egy vastag Ti-D-Targetet bombázott.

a/ Az expanziós ködkamrát [17] hélium gázzal töltöttük meg. Kondenzáns folyadékként viz + alkohol keveréket használtunk. A teljes nyomás 540 Hgmm volt 22°C hőmérsékleten. A meglökött alfa-részek maximális hatótávolsága az adott körülmények között kb. 50 mm.

A mérés geometriai elrendezése az 1. ábrán látható.



1. ábra: A ködkamrával végzett mérések geometriai elrendezése.

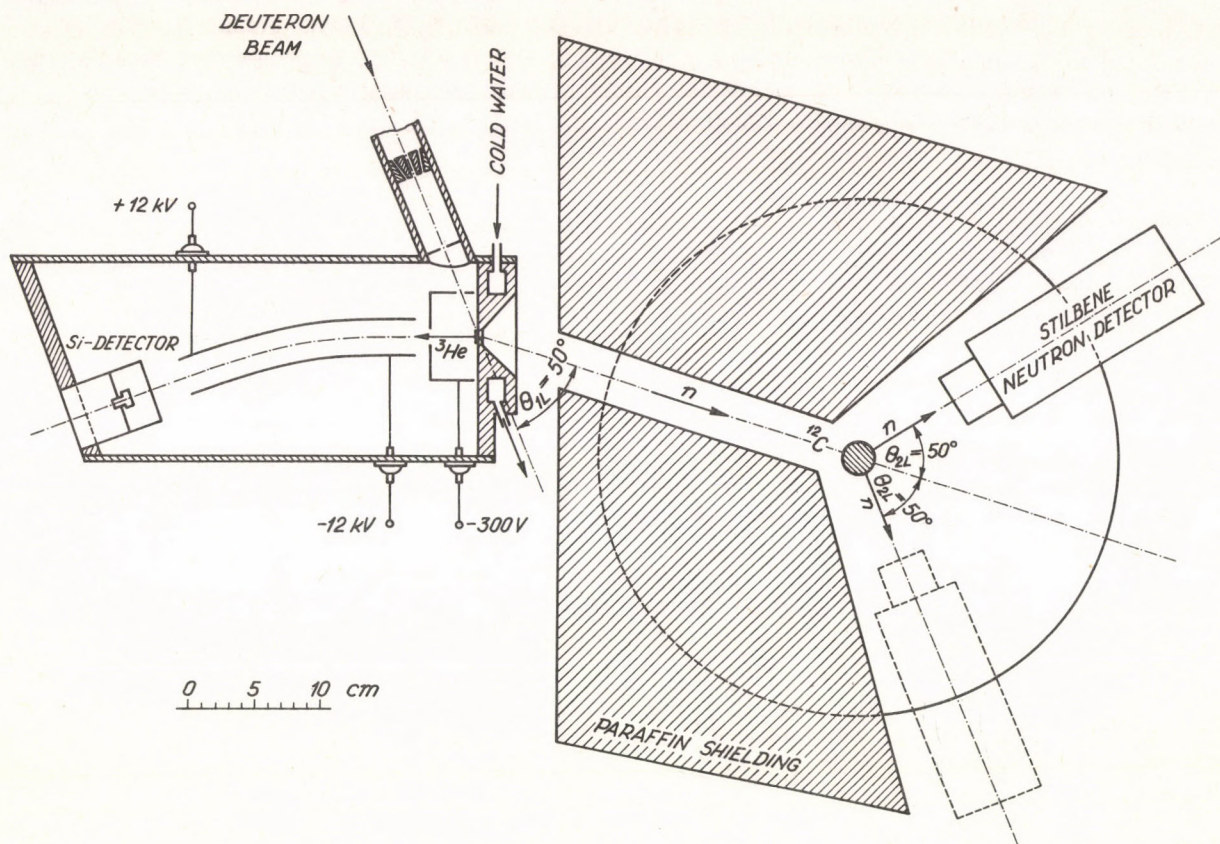
Fig. 1. Geometrical set-up of the measurement carried out with cloud-chamber.

Рис. 1. Геометрия измерений выполненных с помощью камеры Вильсона.

A polarizáció meghatározására csak a 2-es kamratartományban észlelt nyomokat használtuk fel, melynek megfelelően a neutron emisszió szöge $49^\circ \pm 3^\circ$ volt. A felvételek kiértékelése visszavetítési módszerrel történt, a felvevő optikán keresztül, ami a szisztematikus hibákat kiejtette. A nyomok mért adataiból számítottuk ki a [9] egyenletben szereplő ψ_i és φ_i szórési szögeket. Összesen 19000 nyomot mértünk ki. Ezzel a módszerrel 92 keV és 173 keV átlagos deuteronenergiánál határoztuk meg a polarizációt. Az átlagos deuteron energiát Hängsen által adott eljárással számítottuk ki, elfogadva Davidenko et al. [18] összefüggését a DD-reakció totális hatáskeresztmetszetének energia függésére.

A fal-effektusok vagy a háttér okozta torzítások elkerülésére a nyomok szögeire csak bizonyos szögtartományokat engedtünk meg.

b/ A társult részecske módszer (associated particle method) mérési elrendezését a 2. ábra mutatja. A bombázó deuteronnyaláb és a visszalökött ^3He magok által bezárt szög 112° , ennek megfelelően kb. 50° alatt lépnek ki a neutronok. A DD-reakcióból származó töltött részecskék (^3He , ^3H , p) és a szórt deuteronok elválasztására elektrosztatikus eltérítő rendszert és félvezető detektort használtunk. Az eltérítő feszültség a gyorsító feszültségtől függően 10 és 12 kV között változott. A töltött részecskéket egy 3 mm átmérőjű zárórétages szilícium félvezető detektálja. A neutronokat egy 3,7 cm átmérőjű, 3,5 cm hosszú cilindrikus stilben kristállyal, gyors-lassu coincidenciakör alkalmazásával, a ^3He -részecskékkel coincidenciában detektáltuk. A jeleket egy TMC 400 csatornás amplitúdó analízátorra vittük. A gyors coincidencia kör időfelbontóképessége 10^{-7} sec volt. Ezzel az elrendezéssel pontosan definiált irányu neutronnyalábot lehetett előállítani. Az ún. neutron sugárprofil (a ^3He -részecskékkel coincidenciában lévő neutronoknak a targetpont, mint középpont körüli intenzitáseloszlása) félértékszélessége horizontálisan $3,0^\circ$ volt, vertikálisan $2,3^\circ$. Erre a profilra a hengeralku ^{12}C szórómintát (átmérő 3 cm ill. 2,5 cm; magasság 4 cm, sűrűség $1,71 \text{ g/cm}^3$) $0,25^\circ$ pontossággal lehetett beállítani. A neutrondetektornak a kijelölt neutronnyalábra való beállítása a geometria és a neutronprofil kimérése alapján szintén $0,25^\circ$ pontossággal történt. A target-szóróminta távolsága 30 cm, míg a szóróminta-detektor távolsága 10 cm volt.



2. ábra: Mérési elrendezés a társultrészecske módszernél.

Fig. 2. Scheme of the measurement carried out with the associated particle method.

Рис. 2. Схема измерения выполненного методом связанных частиц.

Az asszimetria méréseknél 50° alatt rövid mérési idővel jobb és bal oldalon változtatva mértük mintával és minta nélkül a koincidenenciák számát, meghatározott monitor beütés számig. Monitorként félvezető detektort használtunk. A mintával és minta nélkül mért koincidenenciaszámok viszonya 2 volt. A háttér csökkentésére a neutrontektort paraffinnal árnyékoltuk. A mért asszimetria értékeket korrigáltuk a szóró minta és a detektor véges geometriájára (γ_g) és a többszörös szórásra (γ_t):

$$\epsilon = \gamma_g \cdot \gamma_t \cdot \epsilon_{\text{exp}} \quad (10)$$

(lásd [6] függelékét)

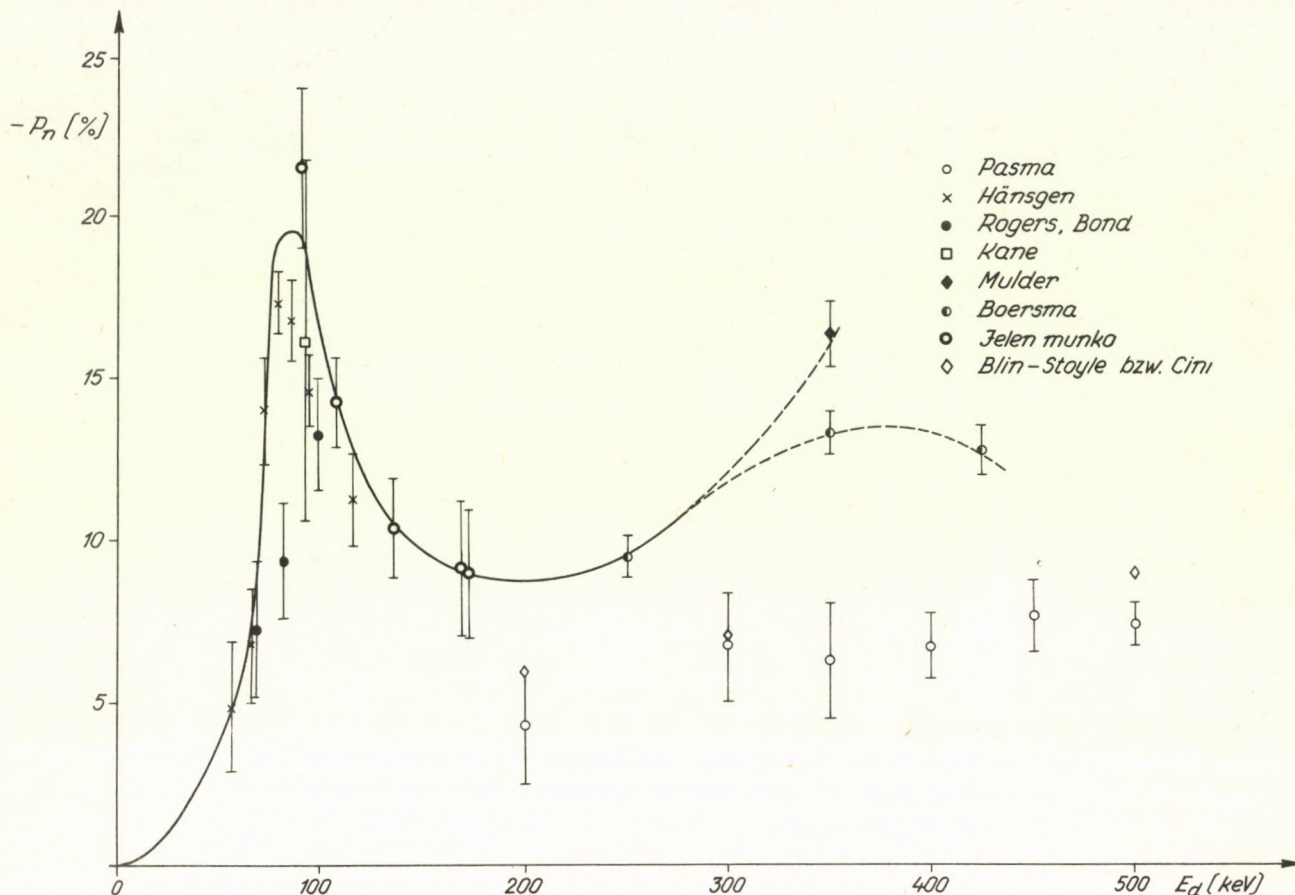
A γ_g számítása a Plaskett által adott eljárással történt míg a γ_t meghatározása Hänsen [11] kísérletileg kapott eredménye alapján, amely megadja az asszimetria változását a szóróminta átmérőjének a függvényében.

4. EREDMÉNYEK ÉS DISZKUSSZIÓ

A két módszerrel kapott eredményeket az 1. és 2. táblázatban foglaltuk össze.

ϵ , a korrigált asszimetriákat jelenti. A korrekciós tényező teljes értékére $(\gamma_{\text{össz.}} = \gamma_g \cdot \gamma_t) E_d = 109 \text{ keV-nél } E_n = 2,70 \text{ MeV } \gamma_{\text{össz.}} = 1,23$, míg $E_d = 137 \text{ ill. } 169 \text{ keV-nél } E_n = 2,76 \text{ MeV ill. } 2,82 \text{ MeV } \gamma_{\text{össz.}} = 1,15$ adódott. A mérési eredmények összehasonli-

tása érdekében Wills és Meier fázis eltolással kiszámoltuk a szén polarizáló képességét és ennek alapján a neutron-polarizációt. A táblázatban megadott hibák a statisztikus hibák. Közel azonos energiánál (173 keV ill. 165 keV) a hélium és a szén analizátorral kapott eredmények a Wills fázis-eltolás helyességét valószínűsítik.



3. ábra: A DD-neutronok polarizációja a deuteronenergia függvényében 500 keV alatt. A polarizáció meghatározása szén analizátor esetén Wills et al. - hélium analizátor esetén az Austin et al. fázis analizissel történt.

Fig. 3. Polarisation of the D-D neutrons as a function of the deuteron-energy below 500 keV. The polarization has been determined in the case of Carbon analyser with phase-shifts given by Wills et al. while in the case of the analyser with phase shifts given by Austin et al.

Рис. 3. Поляризация DD-нейтронов в зависимости от энергии дейтерия до 500 кэВ. Поляризация определялась методом фазового анализа Вильса и др., в случае углерода и методом Аустина и др. в случае Гелия.

A 3. ábrán feltüntetett polarizáció értékeket Wills fázis-eltolással számolt P_C polarizálóképesség alapján kaptuk. Más szerzők eredményeinél is a Wills fázis analizist fogadtuk el, kivéve Pasma értékeit ahol az Austin-féle polarizálóképességet (P_{He}) vettük alapul.

Behof et al. eredményeit nem tüntettük fel, mivel ezek csak a maximális deuteron-energiára vannak megadva.

A jelen munka szerint a DD-neutronok polarizációjában meredek csökkenés tapasztalható $92 \leq E_d \leq 173$ keV tartományban. Magasabb deuteronenergiáknál a görbe menete jól csatlakozik Boersma és Mulder eredményeihez. Ennek alapján $E_d \sim 200$ keV-nél a polarizációban minimumnak kell lenni. Mérési adataink Hänsen eredményével - amely szerint kb. 80 keV-nél éles maximum van a polarizációban, - nem állnak ellentétben.

Eredményeinket a DD reakcióból származó neutronok polarizációjára vonatkozó Blin-Stoylye elmélettel nem lehet értelmezni, a Rook és Goldfarb elmélete a kísérleti adatokhoz jobban illeszkedő eredményt ad, különösen ha egy erősebb LS-csatolást tételezünk fel.

1. táblázat
He⁴ analizátorral kapott eredmények

E _d (keV)	Θ _{1L} (lab) (fok)	P _n (%)
92	49	- 21.5 ± 2.5
173	49	- 9.0 ± 2.0

C¹² analizátorral kapott eredmények

2. táblázat

E _d (keV)	Θ _{1L} (lab) (fok)	ε %	P _C (%)		P _n (%)	
			Wills	Meier	Wills	Meier
109	54.3	11.3 ± 1.1	-78.8	-92.1	-14.3 ± 1.3	-12.3 ± 1.2
137	49.5	7.9 ± 1.1	-75.9	-94.5	-10.4 ± 1.5	- 8.4 ± 1.2
169	48.0	6.4 ± 1.5	-70.2	-96.5	- 9.1 ± 2.1	- 6.6 ± 1.6

Ezúton is hálás köszönetemet fejezem ki Dr. Szalay Sándor akadémikusnak, az ATOMKI igazgatójának, hogy aspiránsként vezetése alatt dolgozhattam és munkám eredményes befejezéséhez minden segítséget megadott. Köszönettel tartozom Dr. Csika Gyula egyetemi tanárnak a téma kidolgozása során adott hasznos tanácsaiért és sokirányú segítségéért. A neutron generátor kifogástalan üzemeltetéséért Bunkóczi Lászlót illeti köszönet.

IRODALOM

- [1.] F.P. PURSER, J.R. SAWERS, R.L. WALTER; Phys. Rev., 140B, 870 (1965)
- [2.] R.J. BLIN-STOYLE; Proc. Phys. soc. A64, 700 (1951) és A65, 949 (1952)
- [3.] M. CINI; Nuovo Cim. 10, 1007 (1951)
- [4.] J.R. ROOK és L.J. GOLDFARB; Nucl. Phys. 27, 79 (1961)
- [5.] R.W. MEIER, P. SCHERRER, G. TRUMPY; Helv. Phys. Acta, 27, 577 (1954)
- [6.] B.M. MCCORMAC, M.F. STEUER, C.D. BOND, F.L. HEREFORD; Phys. Rev. 104, 718 (1956)
- [7.] I.I. LEVINTOV, A.V. MILLER, V.N. SHAMSHER; Nucl. Phys. 3, 221 (1957)
- [8.] P.P. KANE, Nucl. Phys. 10, 429 (1959)
- [9.] P.J. PASMA, Nucl. Phys. 6, 141 (1958)
- [10.] J.T. ROGERS, C.D. BOND, ; Nucl. Phys. 53, 297 (1964)
- [11.] H. HANSEN, H. POSE, G. SCHIRMER, D. SEDIGER; Nucl. Phys. 73, 417 (1965)
- [12.] H.J. BOERSMA, C.C. JONKER, J.G. NIJENHUIS, P.J. van HALL; Nucl. Phys., 46, 660 (1963)
- [13.] J.P.F. MULDER, Disszertáció, Gnouiungen (1968)
- [14.] A.F. BEHOF, T.H. MAY, W.I. MCGARRY; Nucl. Phys. A108, (1968)
- [15.] J.E. WILLS, J.K. BAIR, H.O. COHN, H.B. WILLARD; Phys. Rev. 109, 891 (1958)
- [16.] S.M. AUSTIN, H.H. BARSCHALL, R.E. SHAMM; Phys. Rev. 126, 1532 (1962)
- [17.] CSIKAI GY. GY. HREHUSS, S. SZALAY,; Magy. Fiz. Foly. VII. 2. 137 (1957)
- [18.] V.A. DAVIDENKO, A.M. KUCER, I.S. POGREBOV és J.F. TUTUROV; Jadernye reakcii na legkich jadradí (Atomizdat, Moskva 1957)
- [19.] H. PRADE, GY. MÁTHÉ,; Acta Phys. Hung. (közlés alatt)
- [20.] P. BORNEMISZA-PAUSPERTL, Atomki Közl., 7. 47. (1965)

A $^{19}\text{F}/\text{d}, \alpha/^{17}\text{O}$ MAGREAKCIÓ VIZSGÁLATA MŰANYAG NYOMDETEKTORRAL A 450-300 keV ENERGIATARTOMÁNYBAN

MESKÓ L., SCHLENK B., SOMOGYI GY., VALEK A.

Műanyag nyomdetektor alkalmazásával meghatároztuk a $^{19}\text{F}/\text{d}, \alpha/^{17}\text{O}$ magreakció α_0 , α_1 , α_2 és α_3 csoportjainak szögeloszlásait a 459 - 303 keV bombázó energia tartományban. Jelen kísérlet egy előző, a 645 - 459 keV energia tartományban félvezető detektorral végzett mérésünk folytatásának ill. kiegészítésének tekinthető [1]. A két független mérés eredményeinek 459 keV-nél történő egybevetéséből kitűnik, hogy az alkalmazott műanyag nyomdetektor a relatív szögeloszlások meghatározása mellett abszolút hatáskeresztmetszet mérésekre is felhasználható.

INVESTIGATION OF THE REACTION $^{19}\text{F}/\text{d}, \alpha/^{17}\text{O}$ WITH PLASTIC TRACK DETECTOR IN THE ENERGY REGION FROM 450 TO 300 keV. Angular distributions for α_0 , α_1 , α_2 and α_3 groups from the reaction $^{19}\text{F}/\text{d}, \alpha/^{17}\text{O}$ have been measured by plastic track detector in the deuteron energy range 459 - 303 keV. Present work can be considered as a completion of our previous measurement carried out by semiconductor detector in the energy range 645 - 459 keV [1]. It appears from the comparison of the two independent measurements at 459 keV that the plastic track detector can be used not only for determining relative angular distributions but also for measuring absolute cross section.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ $^{19}\text{F}/\text{d}, \alpha/^{17}\text{O}$ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДЕТЕКТОРА В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИИ БОМБАРДИРУЮЩИХ ДЕЙТРОНОВ 450-300 КЭВ. С использованием диэлектрического детектора определены угловые распределения групп частиц α_0 , α_1 , α_2 и α_3 из ядерной реакции $^{19}\text{F}/\text{d}, \alpha/^{17}\text{O}$ в интервале энергии дейтронов 459-303 кэв. Настоящая работа является продолжением предыдущего измерения, проведенного в диапазоне энергии 645-459 кэв с помощью полупроводникового детектора [1]. Сопоставление результатов двух независимых измерений при энергии 459 кэв показывает, что диэлектрический детектор успешно применим не только для измерения относительных угловых распределений но и для определения абсолютных сечений.

BEVEZETÉS

Egyik előző dolgozatunkban ismertettük a $^{19}\text{F}/\text{d}, \alpha/^{17}\text{O}$ magreakcióra vonatkozó azon kísérleti eredményeinket, amelyekre a 650 - 450 keV bombázó energia tartományban jutottunk [1]. Az idézett kísérletben 30 keV-s bombázó energia lépésekben meghatároztuk a $^{19}\text{F}/\text{d}, \alpha/^{17}\text{O}$ magreakció α_0 , α_1 , α_2 és α_3 csoportjainak szögeloszlását félvezető detektor alkalmazásával. A kapott eredmények közül leginkább figyelemre méltó volt az α_2 csoport szögeloszlásának alakja és annak a vizsgált energia tartományban tapasztalt jelentős energia függetlensége.

A fentiekben említett kísérletnél törekedtünk arra, hogy a szögeloszlás méréseket az alacsonyabb bombázó energiák felé mennél inkább kiterjesszük. Mennél szélesebb energia tartományban ismert egy-egy csoport szögeloszlása, annál megnyugtatóbb kijelentések tehetők a reakció mechanizmusokra vonatkozólag. A bombázó energia csökkentésével azonban a magreakciók hozama a Coulomb gát alatti bombázó energiáknál igen meredeken csökken, ennek megfelelően egy-egy szögeloszlás meghatározásához szükséges mérési idő rohamosan nő. Egyetlen, egymás után különböző szögekre beállítható félvezető detektor alkalmazásán alapuló méréstechnikával ezért az előző kísérletünkben 450 keV alatti energiáknál végzett szögeloszlás mérésekre a mérési idő irreálisan hosszuvá válása miatt nem gondolhattunk.

Égy új mérési technikával, szilárdtest nyomdetektor alkalmazásával azonban lehetővé vált 450 keV alatti energiáknál is meghatározni a $^{19}\text{F}/\text{d}$, α / ^{17}O magreakció α_0 , α_1 , α_2 és α_3 csoportjainak szögeloszlását. Az alábbiakban röviden összefoglaljuk a műanyag nyomdetektorok magfizikai felhasználásának sajátosságait, majd ismertetjük a kapott eredményeket.

MÉRÉSI MÓDSZER

A legutóbbi évek eredményének tekinthető az a felismerés, hogy a cellulózacetát és cellulóznitrát szilárdtest nyomdetektoroknál a detektorba merőlegesen belépő részecskék nyomainak átmérője kedvező hívási körülmények esetén érzékenyen függ a részecskék energiájától és típusától [2, 3, 4]. Monoenergetikus α részecskéknél a nyomüregek átmérő eloszlásaira kapott mérési eredmények azt mutatják, hogy kedvező esetben 150 - 200 keV-s energia szerinti feloldás is elérhető.

Magreakciókból származó különböző energiájú α részecskék detektálása szempontjából a műanyag nyomdetektorok legfontosabb sajátosságai a következők.

A detektor lemezek fényre, γ sugarakra nem érzékenyek, a detektálási tulajdonságuk megváltozása nélkül vákuumban besugározhatók, a besugárzás után hosszú ideig tárolhatók.

Megfelelő előhívással a könnyebb és nehezebb ionizáló részecskék igen hatásosan szétválaszthatók. Pl. a $^{19}\text{F}/\text{d}$, α / ^{17}O magreakcióból származó és mérni kívánt α csoportok és a $^{19}\text{F}/\text{d}$, p / ^{20}F magreakcióból származó "zavaró" proton háttér könnyen elkülöníthető egymástól.

A target köré hajlitott detektor lemezekkel egyetlen besugárzással széles szögtartományban egyszerre vehető fel a szögeloszlás, így a mérési idő igen lényegesen lecsökkenthető.

A nyomfeltárási eljárás és a mikroszkóppal történő kiértékelés a fotoemulzióhoz viszonyítva sokkal egyszerűbb.

Egyik előző munkánkban közvetlen kísérleti úton is megvizsgáltuk a műanyag nyomdetektorok alkalmazásának lehetőségeit magreakciókban keletkező α részecskék szögeloszlásának mérésére [5]. A kísérleti vizsgálatokhoz éppen a $^{19}\text{F}/\text{d}$, α / ^{17}O magreakciót választottuk $E_d = 600$ keV bombázó energiánál. E magreakció kiválasztását többek között az a körülmény tette indokolttá, hogy a négy, legnagyobb energiájú, egymástól jól elkülönülő α_0 , α_1 , α_2 és α_3 részecske csoportok között lényegesen nagyobb az energia különbség, mint az alkalmazott szilárdtest nyomdetektorokkal elérhető energia szerinti feloldóképesség. Az alkalmazott szilárdtest nyomdetektorok (T cellit) besugárzása target kamrában történt. A detektor lemezeket a $15^\circ - 90^\circ$ és $90^\circ - 160^\circ$ szögtartományban fémből készült, a targetet körül vevő henger alakú tartóra hajlítva rögzítettük. A henger palástján lévő 2 mm átmérőjű kör alakú nyílások blende-ként szolgáltak és az ezeken áthaladó α részecskék merőlegesen hatoltak be a nyílások mögötti detektor felületbe. A detektor lemezek előtt elhelyezett Al fékező fóliák a keletkezett α részecskék energiáját a megfelelő értékre fékeztek. A szilárd test nyomdetektorok alkalmazásával $E_d = 600$ keV-nél kapott szögeloszlásokat összehasonlítottuk az ugyancsak 600 keV energiánál félvezető detektorral meghatározott szögeloszlásokkal. A kísérleti eredmények azt mutatták, hogy a kétféle módon meghatározott relativ szögeloszlások a statisztikus hibán belül jól megegyeztek egymással.

A $^{19}\text{F}/\text{d}$, α / ^{17}O magreakció $E_d \leq 450$ keV energiánál szilárd test nyomdetektorokkal végzett és az alábbiakban ismertetendő szögeloszlás méréseknél a nyomdetektorokra vonatkozólag pontosan ugyanazt a besugárzási, előhívási és kiértékelési módszert ill. technikát alkalmaztuk, mint a fentiekben említett kísérletünkénél. Ezért az egyes részlet kérdésekre megegyezően nem térünk ki, hanem ezzel kapcsolatba a már idézett dolgozatunkra utalunk [5].

A kísérleti vizsgálatokat az Atomki kaszkád generátorával végeztük a 459 - 303 keV bombázó energia tartományban. A kaszkád generátor nagyfeszültségét 1 % pontossággal rotációs voltmérővel mértük, amelyet a ^{19}F , ^7Li és $^{27}\text{Al}/\text{p}$, γ / rezonanciákkal hitelesítettünk. A gyorsítóból érkező ionnyaláb 12° eltérítést adó mágneses analizátoron és kollimátor rendszeren áthaladva jutott a szögeloszlás mérésekhez alkalmazott target kamrába.

Targetként kb. $0,5 \text{ mg/cm}^2$ vastagságu Cu fóliára párologtatott CaF_2 vegyületet alkalmaztunk. A targetek vastagságának meghatározása a $^{19}\text{F}/p, \gamma$ / reakció 340 keV-es rezonancia vonala kiszélesedésének mérése alapján történt. A méréseknél alkalmazott targetek vastagsága 50 - 80 keV között változott.

A bombázó ionáramot áramintegrátorral mértük, amely az ionáramot felfogó Faraday kalitkához csatlakozott. Méréseink során átlagosan $0,5 \mu\text{A}$ bombázó áramerősséget alkalmaztunk.

Az egyre csökkenő energiákon végzett mérések során, figyelembe véve az egyre hosszabbá váló besugárzási időket, számoltunk annak lehetőségével, hogy a meghatározott és ismert anyagmennyiséget tartalmazó targetek vastagsága a hosszú ideig tartó bombázás hatására esetleg csökken. Ez a körülmény természetesen a szögeloszlások alakját nem befolyásolhatja, csupán a hatáskeresztmetszetek abszolút értékének meghatározását teheti igen pontatlanná. Ennek a hibalehetőségnek minimumra csökkentése érdekében egy-egy adott energiánál végzett mérésnél az előzőleg bemért vastagságu targeteket 3500-4000 μCb töltéssel történő besugárzás után cseréltük. Tájékoztatóképp megemlítjük, hogy $E_d = 303 \text{ keV}$ energiánál a szögeloszlás meghatározására összesen kb. 25 óra időtartamu besugárzást alkalmaztunk.

MÉRÉSI EREDMÉNYEK

Az 1. ábrán a $^{19}\text{F}/d, \alpha / ^{17}\text{O}$ magreakció $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2$ és α_3 csoportjainak müanyag nyomdetektorral meghatározott szögeloszlásai láthatók 459, 407, 355 és 303 keV bombázó energiánál laboratóriumi koordináta rendszerben.

Az 1. ábrán a relatív szögeloszlásokat oly módon adtuk meg, hogy minden energiánál és mindegyik csoportnál a 90° alatti relatív differenciális hatáskeresztmetszet értékeket egységnek választottuk. Az I. táblázat a 90° -ra vonatkozó abszolút differenciális hatáskeresztmetszet értékeket tartalmazza a különböző csoportokra, az energia függvényében, $\mu\text{barn/sterad.}$ egységekben. Az 1. ábrán megadott relatív szögeloszlások megfelelő abszcissza értékeit megszorozva az I. táblázatban megadott megfelelő abszolút differenciális hatáskeresztmetszetekkel, a megadott szögeloszlások abszolúttá tehetők. Az 1. táblázatban megadott abszolút differenciális hatáskeresztmetszetek hibáját 40 %-ra becsüljük.

Az 1. ábrán feltüntetett hibahatárok a statisztikus hibát jelölik. A 407 keV és 355 keV energiáknál megadott szögeloszlások mérési pontjai két-két teljesen független mérés átlagát jelentik. Érdemes megemlíteni, hogy ezeknél az energiáknál a két független mérésből meghatározott egyes szögeloszlások megfelelő mérési pontjai minden esetben a statisztikus hibán belül azonos eredményt szolgáltatottak.

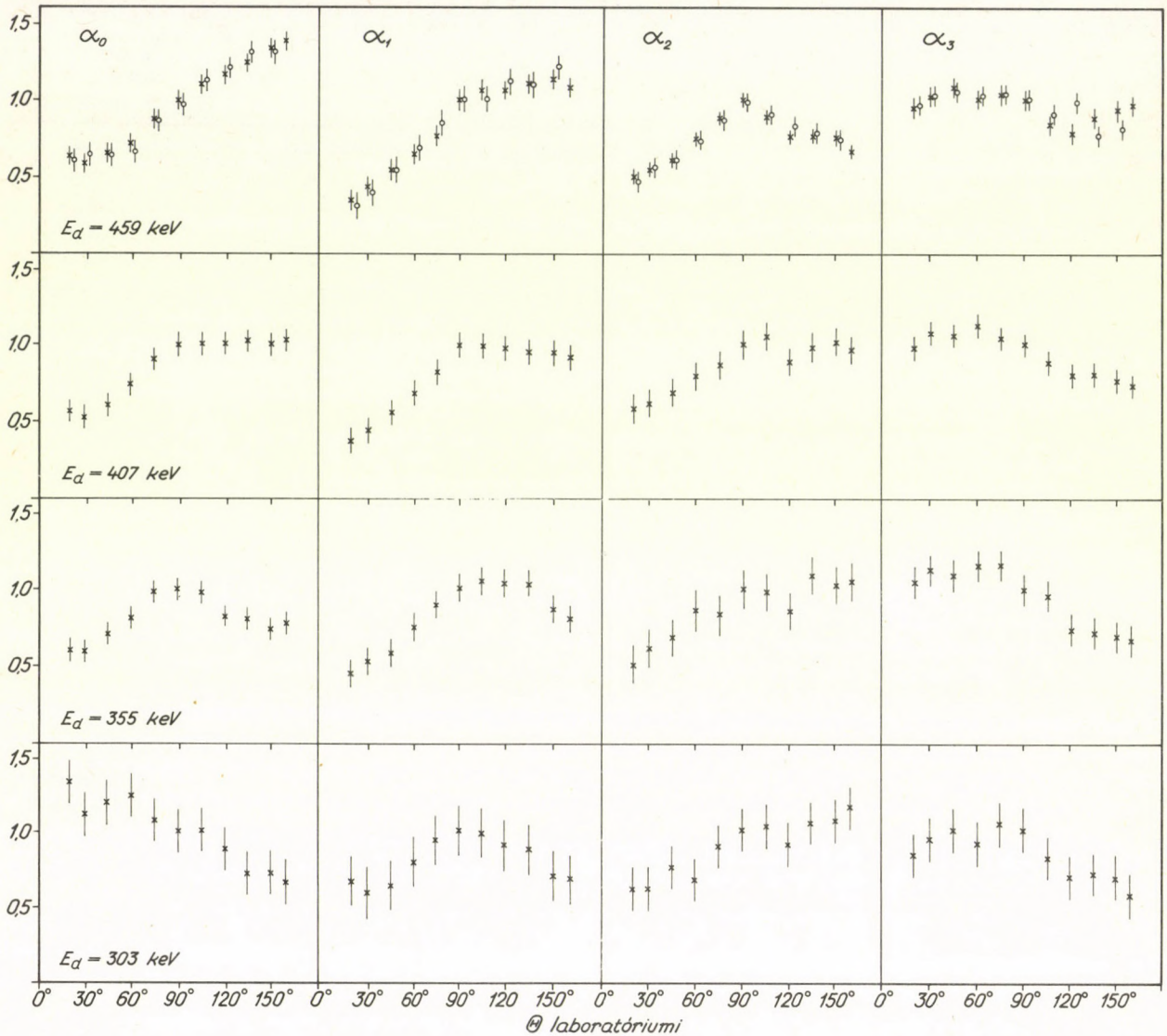
A 459 keV-nél müanyag nyomdetektorral meghatározott relatív szögeloszlások közvetlenül egybevetethetők a már idézett kísérletünkben félvezető detektorral ugyancsak 459 keV-nél meghatározott szögeloszlásokkal [1]. A kétféle módszerrel kapott eredmények egyszerű összehasonlíthatósága érdekében a szilárdtest nyomdetektorokkal meghatározott és kereszttel jelölt mérési pontok mellé az előző munkánkban félvezető detektor alkalmazásával kapott mérési pontokat is feltüntettük. Ez utóbbi pontok jelölésére kis köröket használtunk. Az 1. ábra alapján megállapítható, hogy az azonos energián, de kétféle módszerrel meghatározott szögeloszlások a statisztikus hibán belül megegyeznek egymással. Mindez ismételtlen meggyőz bennünket azon korábbi eredményünk helyességéről, hogy a szilárdtest nyomdetektorral meghatározott szögeloszlások, megfelelő feltételek mellett, helyesnek és megbízhatóknak tekinthetők. [5]

Az 1. ábra és az I. táblázatban bemutatott eredmények alapján a következő általános megállapításokat tehetjük:

1. A vizsgált α csoportok abszolút hatáskeresztmetszet értékei vizsgált energia tartományban közel azonosak, ill. az egyes α csoportok intenzitás arányai nem változnak lényegesen a bombázó energiával.

2. A relatív és egyúttal az abszolút szögeloszlások minimális értéke minden esetben nullától különböző. A szögeloszlások egy nullától különböző, jelentős izotróp háttérre és egy erre szuperponált, a szöggel változó (többé kevésbé jelentős) összetevőre bonthatók.

3. Bár az alacsonyabb energiáknál a rohamosan csökkenő hatáskeresztmetszet értékek ill. hozam miatt a mérés hibája egyre nagyobb, ennek ellenére megállapítható, hogy a mért szögeloszlások 90° -ra vonatkozólag általában nem szimmetrikusak.



1. ábra. A $^{19}\text{F}/\text{d}, \alpha/^{17}\text{O}$ magreakció α_0 , α_1 , α_2 és α_3 csoportjainak szögeloszlásai a bombázó energia függvényében. (A műanyag nyomdetektorral végzett mérések eredményeit kereszttel, a félvezető detektorral kapott mérési pontokat [1] körökkel jelöltük.)

Fig. 1. Angular distributions for α_0 , α_1 , α_2 and α_3 groups from the reaction $^{19}\text{F}/\text{d}, \alpha/^{17}\text{O}$. The crosses represent the results obtained by plastic track detectors and the circles represent the angular distributions measured by semiconductor detector [1].

Рис. 1. Угловые распределения групп частиц α_0 , α_1 , α_2 и α_3 из реакции $^{19}\text{F}/\text{d}, \alpha/^{17}\text{O}$ в зависимости от энергии дейтронов. /Результаты измерений, полученные с помощью диэлектрического детектора и полупроводникового детектора изображены звездочками и кругами соответственно [1]./

Mindezek a megállapításaink teljes összhangban állnak a 645 - 459 keV bombázó energia tartományban kapott eredményeinkkel [1].

Az általános sajátságokon túlmenően az α_0 és α_1 csoportoknál figyelemre méltó, hogy ezen csoportok alakja a jelenleg vizsgált energia tartományban jelentősen módosul. En-

nek alapján, valamint a nagyobb energiákon kapott hasonló jellegű eredményeinket is figyelembe véve feltételezhető, hogy a 645 - 303 keV energia tartományban az α_0 és α_1 csoportok reakció mechanizmusa tulajdonképpen compound.

I. táblázat

E_d keV	$\sigma/90^\circ/[\mu\text{barn/sterad}]$			
	α_0	α_1	α_2	α_3
459	0,31*	0,27*	0,31*	0,20*
459	0,24	0,19	0,24	0,21
407	0,14	0,098	0,082	0,11
355	0,056	0,029	0,028	0,039
303	0,010	0,006	0,008	0,009

I. táblázat. A $^{19}\text{F}/d, \alpha/^{17}\text{O}$ magreakció α_0 , α_1 , α_2 és α_3 csoportjainak abszolút differenciális hatáskeresztmetszete $\Theta_{\text{lab}} = 90^\circ$ -nál a bombázó energia függvényében. Csillaggal jelöltük a félvezető detektorral meghatározott adatokat [1].

Table I. Absolute differential cross sections for α_0 , α_1 , α_2 and α_3 groups from the reaction $^{19}\text{F}/d, \alpha/^{17}\text{O}$ at $\Theta_{\text{lab}} = 90^\circ$ as a function of energy. The data measured by semiconductor detector are marked by asterisks.

Таблица 1. Абсолютные дифференциальные сечения групп частиц α_0 , α_1 , α_2 и α_3 из реакции $^{19}\text{F}/d, \alpha/^{17}\text{O}$ при $\Theta_{\text{лаб}} = 90^\circ$ в зависимости от энергии дейтронов. Результаты, полученные с помощью полупроводникового детектора отмечены звездочками [1].

Az α_2 és α_3 csoportok szögeloszlásai a bombázó energia függvényében nem módosulnak olyan lényegesen, mint az α_0 és α_1 csoportoknál tapasztalható. Érdekes megemlíteni, hogy a magasabb energiákon végzett méréseinknél is hasonló eredményeket kaptunk, főleg az α_2 csoportra vonatkozólag. Kézenfekvőnek látszik az a következtetés, hogy az α_2 és α_3 csoportok szögeloszlásainak eltérő jellege kapcsolatban áll azzal a ténnyel, hogy az α_2 és α_3 csoportok az ^{17}O végmag negatív paritású állapotaiba történő átmeneteknek felelnek meg. Az alkalmazott extrém alacsony bombázó energiáknál az α_2 és α_3 csoportok reakció mechanizmusáról pusztán e kísérleti adatok alapján igen nehéz egyértelmű és megbízható kijelentést tenni. Ennek a kérdésnek eldöntéséhez további, főként elméleti jellegű vizsgálatok szükségesek.

Összefoglalásképp megállapíthatjuk, hogy jelen mérésünk ugyanezen magreakcióra vonatkozó korábbi munkáinknak az alacsonyabb energiák felé történő kiterjesztésének tekinthető, és jelentős módon hozzájárulhat a $^{19}\text{F}/d, \alpha/^{17}\text{O}$ magreakció négy csoportja reakció mechanizmusáról kialakítható kép kísérleti megalapozásához.

A II. táblázatban a vizsgált α csoportokra vonatkozó totális hatáskeresztmetszet ér-

II. táblázat

E_d keV	$\sigma_{\text{totál}} [\mu\text{barn}]$			
	α_0	α_1	α_2	α_3
459	2,96	2,13	2,41	2,46
407	1,63	1,01	0,91	1,38
355	0,60	0,33	0,31	0,48
303	0,13	0,07	0,09	0,10

II. táblázat. A $^{19}\text{F}/d, \alpha/^{17}\text{O}$ magreakció α_0 , α_1 , α_2 és α_3 csoportjainak totális hatáskeresztmetszet értékei a bombázó energia függvényében.

Table II. Total cross sections of α_0 , α_1 , α_2 and α_3 groups from the reaction $^{19}\text{F}/d, \alpha/^{17}\text{O}$ as a function of energy.

Таблица 2. Полные сечения групп частиц α_0 , α_1 , α_2 и α_3 из реакции $^{19}\text{F}/d, \alpha/^{17}\text{O}$ в зависимости от энергии.

tékeket tüntettük fel az energia függvényében abarn/sterad. egységekben. A totális hatáske-
resztmetszeteket a mért differenciális hatáske-
resztmetszeteknek a térszögre történt integrálá-
sa útján határoztuk meg.

Befejezésül érdemes összehasonlítani a jelen mérésben műanyag nyomdetektorral
459 keV-nél meghatározott abszolút hatáske-
resztmetszet értékeket az előző mérésünkben fél-
vezető detektorral és ugyancsak 459 keV-nél meghatározott abszolút differenciális hatáske-
resztmetszet értékekkel. Ez utóbbi adatokat az I. táblázatban csillaggal jelöltük. Az eredményeket
egybevetve megállapítható, hogy a kétféle módon meghatározott abszolút hatáske-
resztmetszet értékek minden esetben a megadott hibahatárokon belül megegyeznek egymással. Ennek alap-
ján levonható az a következtetés, hogy a műanyag nyomdetektorok relatív szögeloszlások meg-
határozásán kívül megfelelő feltételek esetén, abszolút hatáske-
resztmetszet mérésekre is fel-
használhatók.

IRODALOM

- [1] Meskó L., Schlenk B., Valek A., Atomki Közl. 10 (1968) 102.
- [2] G. Somogyi., M. Várnagy, C. Pető, Nucl. Instr. and Meth., 59 (1968) 299.
- [3] G. Somogyi, Nucl. Instr. and Meth., 42, (1966) 312
- [4] G. Somogyi, Atomki Közl., 8 (1966) 218
- [5] Somogyi Gy., Schlenk B., Várnagy M., Meskó L., Valek A. Atomki Közl. 10 (1968) 33

SUMMARY OF THE CONFERENCE ON THE ELECTRON CAPTURE AND HIGHER ORDER PROCESSES IN NUCLEAR DECAYS

Debrecen, Hungary, July 15-18, 1968

H. SCHOPPER

I consider it is a great privilege to have been asked to summarize this conference from which all of us have benefitted so much scientifically as well as socially. On the other hand, the task of the summary speaker is in some respects a difficult and even embarrassing one. He has to work out the general trend of progress which became evident during the conference by spot-lighting some of the problems, which inevitably means to neglect others. This is certainly very unjust since the contributions which I cannot mention are by no means less important. All I can do is to apologize to those who feel to be not treated properly.

Let me spend some time to discuss the central topic of this conference that is the electron capture. I think an important step towards the final theoretical understanding has been made.

For the L/K-ratio new theoretical values have been reported by 3 groups to this conference. I have plotted them together in the figure and as one can see these independent results agree extremely well. Unfortunately many data have been analysed in the past using the tabulated values of Brysk and Rose which show considerable deviations from the new results and hence a reevaluation of these data is necessary.

For the M/L-ratio improved calculations were also presented which agree with older values if the Brysk-Rose L data are properly corrected.

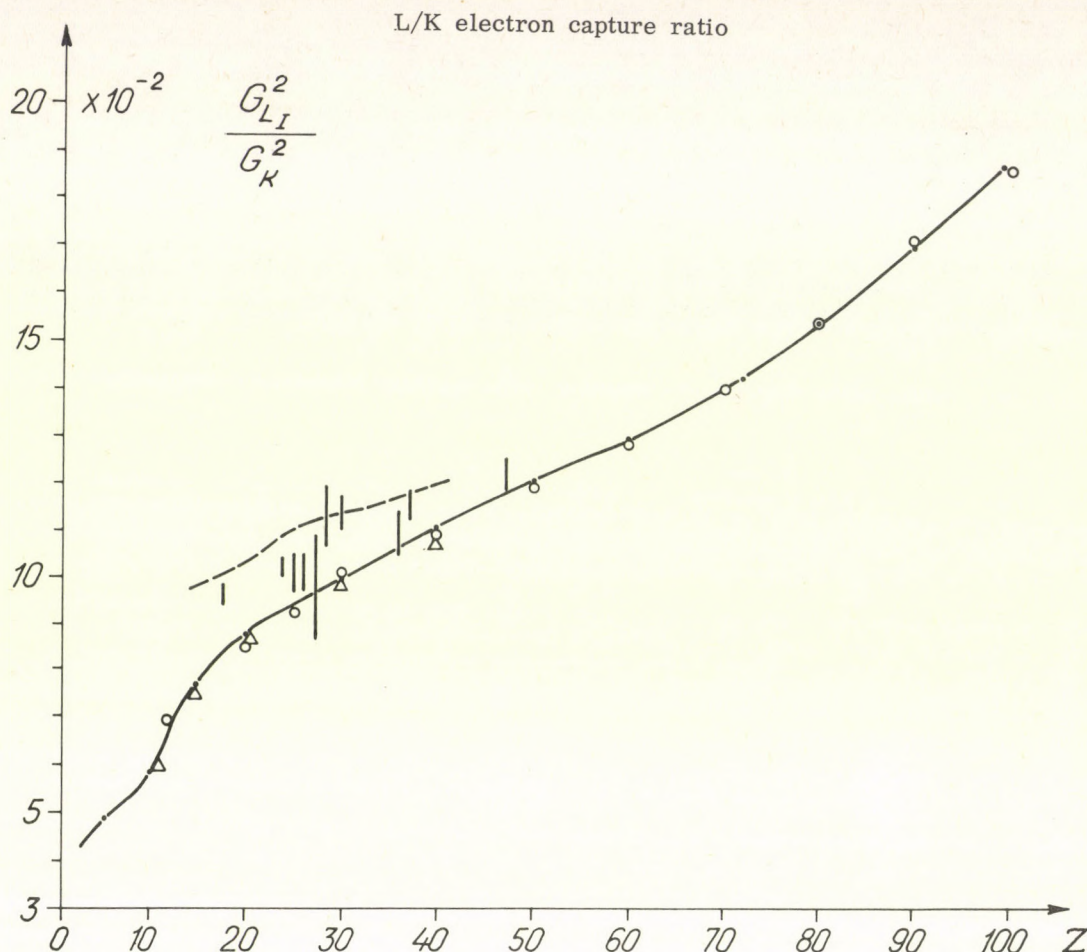
I think therefore that the problem of calculating the K, L and M wave functions can be considered to be essentially solved. More work might be necessary to obtain wave function for higher and incompletely filled shells and to compute the screening relativistically.

A comparison between experimental ratios and those derived from the wave functions revealed that the experimental data come out too high. It was thought that this discrepancy disappears if the overlap-exchange correction according to Bahcall is applied. However, at this conference everybody agreed that if the proper wave functions are used the experimental correction factor $X_{\text{exp}}^{L/K}$ is consistently smaller than that predicted by Bahcall. For the M/L-ratio it even seems that $X^{M/L} \approx 1$ is compatible with the experimental data.

An important contribution by Vatai might show a way out of this difficulty. He demonstrated that Bahcall based his calculations on too special assumptions. As a consequence it seems possible to obtain smaller theoretical $X^{L/K}$ values and Vatai even finds $X^{M/L} < 1$. I therefore think that the theoretical interest should shift from the computation of wave functions to a more detailed analysis of the overlap - exchange correction.

Also the experimental progress in determining capture ratios is considerable. The elimination of after-pulsing increased the accuracy of single-electron spectroscopy in proportional counters by a large factor. But also the internal source technique and the coincidence spectroscopy have been developed to a very high standard.

I should like to use this occasion to emphasize how difficult these measurements are. The effects are small and many systematic errors have to be eliminated. Therefore an investigation of capture ratios and also of higher order effects requires much more effort and also patience than ordinary experiments in nuclear spectroscopy. What is required here is experimental skill and good ideas and not so much expensive equipment.



Theoretical results reported to this conference by

- Zyryanova and Suslov
- o Behrens and Bühring
- Δ Winter
- corrected for overlap-exchange and L_{II} capture
- | experim. results

The situation for K/β^+ ratios is similar to that for L/K and M/L ratios. Improved theoretical results for the wave functions have been reported. Comparing the experimental and theoretical values a big uncertainty is again the overlap-exchange correction. At larger Z where this correction is small there is good agreement between experiment and theory.

I am somewhat surprised that all the work concerned with electron capture is limited to the determination of ratios. Of course, I am fully aware that the measurement of absolute transition rates is extremely difficult. However, some of the small effects might cancel in the ratios and perhaps they could be more easily detected in absolute transition probabilities.

Now let me turn to the internal bremsstrahlung. Everything seems to be in perfect order for the internal bremsstrahlung emitted in electron capture. For the IB accompanying β^- -decay the situation was less clear. Whereas the differential spectra and the angular correlation are in nice agreement with the Konopinski - Uhlenbeck - Bloch theory corrected for Coulomb effects an excess of high energy photons was found in most integral spectra. This inconsistency was too large to be explained by corrections. Two important contributions from the Debrecen group seem to solve this problem. In one paper it was shown that the

^{32}P integral spectrum is in very good agreement with theory if the external bremsstrahlung is eliminated carefully by deflecting the electrons magnetically. In a second paper by this group the internal bremsstrahlung spectrum of the positron decay of ^{11}C was reported. Beside the ^6He this is the second superallowed decay which was so far observed and hence it is especially suitable to test the theory. Also in this case a satisfactory agreement between experiment and theory was found.

A point of particular interest was brought up in Presson's talk. It seems that the detection of bremsstrahlung emitted from a virtual nucleon instead of the electron might be possible in forbidden decays. From such measurements one could get information on β - decay matrix elements of the energy shell.

Summarizing the work on electron capture and internal bremsstrahlung this conference seems to be a turning point. The fundamental processes in allowed decays are now quite well understood except for the overlap-exchange correction. Therefore the interest is shifting presently from allowed to forbidden decays where one can hope to infer nuclear data. Indeed all the review papers and some original contributions have given examples for this new trend. However, it has also become obvious that this kind of nuclear spectroscopy is severely limited by the small number of suitable radioactive sources.

The organizing committee of this conference was certainly well advised to include the capture of muons and pions in the programme. As has been pointed out by Ericson and the invited speakers the capture processes of the various particles have many aspects in common. The beauty and attractiveness of physics is to a great extent based on the fact that a certain concept is applicable not only to one but to different problems. On the other hand, from the differences between electron and meson capture one can get new incentives for the alternate field. Therefore the discussion between people working on the capture of light electrons and those engaged with heavy electrons and pions was, no doubt, very beneficial. Some aspects of dealing with wave functions in electron capture might help to clarify some of the difficulties to extract information on the weak interaction from μ capture. The nuclear informations inferred from μ and π capture, on the other hand, is very valuable for electron capture. This is especially true for nuclear radii. It was interesting to hear that μ capture gives not only precise electromagnetic radii but that the understanding of π capture has reached a level to allow the determination of the radii of the neutron distribution.

Another important topic which was dealt with are the after-effects following nuclear transitions. We heard excellent talks on rearrangement effects in the atomic shell and I think that this field offers a richness of phenomena which has been barely touched. Our knowledge of fluorescence yields has considerably improved and yields of subshells have been determined.

Unfortunately the situation for higher order effects is not so satisfactory. Jastram has presented evidence for the double IB and it is rather likely that the emission of monoenergetic positrons has been observed. However, all the other double effects need much more experimental and theoretical work before they can be established definitely.

Before finishing my summary I should like to pose a very important question. What is the justification for investigating this special part of nuclear physics which was the topic of this conference? There are no doubt much more glamorous and also more important parts of physics and why then do we spend so much effort and also means to clarify the capture processes and higher order effects?

To assess scientific work one has to use two basic criteria:

1. How much does the new information contribute to our basic and fundamental knowledge of nature?
2. How close are the relations of the field in question to other parts of physics or science in general and how fruitful can it be for them?

If I judge our work by these criteria it comes out quite well.

The fundamentally new information refers mainly to the weak interaction whose laws are still not completely known. Let me mention only a few examples. The K/π^+ ratio still provides the best limit on the Fierz term and we learned that $b \leq 3\%$. Of course, some people might argue that we know the interaction to be of the V-A type and hence b vanishes. But I should like to remind you that recent years have taught us that nature is not so simple. The CP violation is of the order of 10^{-3} and therefore I think that it is extremely important

to determine all basic quantities with the highest possible precision. The aim should be to decrease the limit for b to the 10^{-3} level which first of all would require a better understanding of the exchange corrections.

Another important question is the magnitude of the induced PS interaction which can be deduced from μ capture. We heard that much work has still to be done to obtain a definite answer. There is finally the fundamental question of the current-current coupling in the weak interaction and at present the only way to test this hypothesis is to look for a very small parity violation in the nucleon-nucleon interaction. We heard the excellent results of Lobashov and coworkers which establish the existence of this effect. For a quantitative evaluation more experimental and theoretical work will be necessary.

Regarding the relations to other fields I think that the topic of this conference is a very important one since it combines the physics of the nucleus and of the atomic shell. This combination has been in the past very successful. I may remind you of the nuclear spin resonance method or the Mössbauer effect. This effect e.g. was found by investigating in detail a problem which at that time seemed already rather boring to many physicists, i.e. nuclear resonance fluorescence. I could well imagine that a careful investigation of the phenomena dealt with in this conference could lead to new applications in solid state physics. For example a better knowledge of the wave functions of the atomic shells could have a bearing on investigations of magnetism.

In conclusion I want to state that looking at the work of this conference from a broader point of view one certainly finds that it has an important place in the frame of physics in general and hence a further development of this field seems justified and necessary. I very much hope that this progress will be reviewed in another conference of this type in due time.

I cannot help to add a few words on the social part of the programme which in a certain respect was even more profitable than the scientific part. During the sessions all that we did was talking whereas the social events offered even the possibility to experiments. We got a good practice in Hungarian wines and some real experimentalists even tried to ride a puszta horse or to dance a csárdás.

So this conference has been very profitable scientifically and very pleasant socially and I think you will join me in thanking Prof. Szalay for the kind hospitality and above all Dr. Berényi for organizing this conference in such an excellent way.

A KVANTUMMECHANIKAI HÁROMTEST-PROBLÉMÁRÓL

III.

A HÁROMTEST-PROBLÉMA MIKROSZKÓPIKUS ELMÉLETE

Fagyjejev a kvantummechanikai háromtest probléma megoldását azáltal érte el, hogy a háromtest problémát visszavezette egy már megoldott probléma sorozatos megoldására, nevezetesen a potenciálszórás feladatának megoldására. Az eljárás nem ismeretlen, mivel már a kéttest problémát, azaz például a nukleon-nukleon szórásokat vagy pl. a p-n reakciókat is úgy oldották meg, hogy a potenciálszórásra vezették vissza. A továbbiakban tehát szükség lesz a potenciálszórás problémája megoldásának vázlatos áttekintésére, és annak a formalizmusnak a rövid átvizsgálására, mellyel úgy a potenciálszórás, mint a háromrészeske probléma megoldását végezni fogjuk.

LIPPMAN-SCHWINGER ELMÉLET

A Lippman-Schwinger elmélet a kvantum átmenetek olyan elmélete, mely a Schrödinger egyenlet közvetlen következménye, lényegében azzal egyenrangú, semmiféle közelítést nem tartalmaz. Igen kiterjedten használt elmélet ezért itt röviden csak a leglényegesebb képletek összefoglalására szorítkozunk (részletesen lásd pl.: Marx Gy.: Kvantummechanika 324-356).

A kvantummechanikai rendszer Hamilton operátorát két részre bontjuk, az egyik tag H^0 sajátérték problémáját megoldottnak tekintjük, vagyis ismertek a

$$H^0 | \Phi_i \rangle = E_i | \Phi_i \rangle$$

sajátértékegyenlet E_i sajátértékei és $|\Phi_i\rangle$ sajátfüggvényei, melyek ortonormált, teljes függvényrendszert alkotnak:

$$\langle \Phi_f | \Phi_i \rangle = \delta_{fi}$$

Tehát

$$H = H^0 + H$$

ahol a legtöbb, és a számunkra érdekes esetben H^0 az egymással kölcsön nem ható részecskék Hamilton-operátora, H pedig a kölcsönhatás. Feltételeink, melyeknél a probléma megold-

^xKisdi Dávid (MTA Elméleti Kutató Csoport, Budapest) előadássorozata alapján összeállította Vertse Tamás.

dását keressük: a rendszer $|\psi(t)\rangle$ időfüggő állapotfüggvénye kezdeti állapotban ($t \rightarrow -\infty$) H^0 egyik sajátfüggvénye, végállapotban ($t \rightarrow \infty$) pedig H^0 sajátfüggvények lineárkombinációja:

$$|\psi(t)\rangle \approx e^{-iE_i t} |\phi_i\rangle \quad \text{ha } t \rightarrow -\infty$$

és

$$|\psi(t)\rangle \approx \sum_f S_{fi} e^{-iE_f t} |\phi_f\rangle \quad (\hbar=1 \text{ egységrendszer használunk})$$

Ez utóbbi kifejezés definiálja az S_{fi} szórás-matrixot, mely a T_{fi} átmenetimatrixszal a következő kapcsolatban van:

$$S_{fi} = \delta_{fi} - 2\pi i \delta(E_f - E_i) T_{fi}.$$

A $H^0 |\phi_i\rangle$ állapotából H hatására a $|\phi_f\rangle$ állapotába való átmenet időegységre vonatkoztatott valószínűsége:

$$w_{fi} = 2\pi |T_{fi}|^2 \delta(E_f - E_i)$$

Szembeötlő, hogy ha nem teljesül az energiamegmaradás, az átmeneti valószínűség 0 lesz.

A következőkben a T_{fi} átmeneti-matrix helyett az $R(z)$ komplex argumentumu reakció operátort fogjuk használni, mellyel az átmenetimatrix a következő összefüggésben van:

$$T_{fi} = \lim_{\eta \rightarrow +0} \langle \phi_f | R(E_i + i\eta) | \phi_i \rangle$$

Az $R(z)$ reakció operátor a következő u.n. Lippman-Schwinger egyenletből határozható meg:

$$R(z) = H - H G^0(z) R(z),$$

ahol $G^0(z) = (H^0 - z)^{-1}$, a H^0 -hoz tartozó Green-függvény. (A Green-függvény természetesen operátor). Irjuk fel a Lippman-Schwinger egyenlet formális megoldását, mely ugyan nem segít $R(z)$ meghatározásában, mivel H sajátérték problémáját eddig nem oldottuk meg, azonban segítségünkre van $R(z)$ néhány általános tulajdonságának megállapításában. A formális megoldás:

$$R(z) = H - H G(z) H$$

ahol $G(z) = (H - z)^{-1}$ a H Green-függvénye. Látható, hogy $G(z)$ -nek és következésképpen $R(z)$ -nek is olyan $z = W$ energiaértékeknél, melyek H valamelyik sajátértékével egyeznek meg nincs értelme, a nevező 0-vá válása miatt. Mivel H sajátérték spektruma rendszerint negatív energiákon diszkrét, pozitív energián pedig folytonos, ezért $R(z)$ -nek a diszkrét energiasajátértékeknél pólusai, a pozitív E tengelynél pedig vágása van. Ezeken a helyeken $R(z)$ nincs értelmezve, a $\lim_{\eta \rightarrow +0} R(E + i\eta)$ határérték azonban létezik. $R(z)$ ismeretében mindent tudunk

a rendszerről, mivel $R(z)$ pólushelyei a sajátértékspektrumot, $R(z)$ -nek a pólushelyek közelében való viselkedése pedig az átmenetimatrix elemeit szolgáltatja.

Példaképpen alkalmazzuk a Lippman-Schwinger formalizmust a legegyszerűbb eset, a potenciálszórás esetének megoldására.

Tekintsünk egy $U(r)$ centrális potenciált, és az ezen szóródó m tömegű, $E_k = k^2$ energiájú részecskét. Helykimélés céljából olyan egységrendszert használunk, melyben $m = 1/2$ és $\hbar = 1$ továbbra is.

A Hamilton operátor:

$$H = -\Delta + U(r) = H^0 + H.$$

A szétválasztást kézenfekvő úgy végezni, hogy

$$H^0 = -\Delta \quad \text{és} \quad H = U(r) \quad \text{legyen.}$$

Ekkor H^0 sajátfüggvényei síkhullámok:

$$|\phi_k\rangle = (2\pi)^{-3/2} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$$

U -nak síkhullámokkal vett mátrixeleme pedig:

$$\langle \phi_f | U | \phi_i \rangle = (2\pi)^{-3} \int e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} U(r) e^{i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{r} = \langle \underline{k} | U | \underline{k}' \rangle.$$

Amennyiben $U(r)$ csak szorzóoperátor, az exponenciálisok összevonhatók, azonban a későbbiekre való tekintettel ezt nem tételezzük fel. A potenciálszórás

$$R(z) = U - U \frac{1}{-\Delta - z} R(z)$$

operátoregyenletéből kiindulva írjuk fel a Lippman-Schwinger egyenletet a mátrixelemekre:

$$\langle \underline{k} | R(z) | \underline{k}' \rangle = \langle \underline{k} | U | \underline{k}' \rangle - \int d\underline{k}'' \langle \underline{k} | U | \underline{k}'' \rangle (k''^2 - z)^{-1} \langle \underline{k}'' | R(z) | \underline{k}' \rangle \quad (\kappa)$$

Ez az egyenlet ma már megoldható. Egyik megoldási módszer alapja az egyenlet mindkét oldalának parciális hullámokba fejtése, mellyel a szögfüggés kiejthető és az eredetileg háromszoros integrálok egyszeres integrálokra redukálódnak:

$$\langle \underline{k} | U | \underline{k}' \rangle = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) U_l(k, k') P_l(\cos \vartheta)$$

és

$$\langle \underline{k} | R | \underline{k}' \rangle = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) R_l(k, k', z) P_l(\cos \vartheta)$$

ahol

$$\cos \vartheta = \frac{(\underline{k}, \underline{k}')}{k k'}$$

Mivel a (*) egyenletnek minden l mellett fent kell állnia:

$$R_l(k, k', z) = U_l(k, k') - 4\pi \int_0^\infty dk'' k''^2 U_l(k, k'')(k''^2 - z)^{-1} R_l(k'', k', z)$$

minden l értékre 0-tól ∞ -ig. Látszólag nem egyszerűsödött a probléma, mivel egyetlen vektoregyenlet helyett egy végtelensok tagból álló csatolás mentes integrálegyenlet rendszert kaptunk, azonban a legtöbb esetben U_l csak néhány l értékre különbözik lényegesen 0-tól, s így az egyenletrendszer könnyen megoldható.

Bizonyos speciális alakú potenciál mellett a feladat különösen könnyen oldható meg, ilyen kellemes alakú potenciál a Yamaguchi-féle faktorizálható nemlokális potenciál:

$$U_l(k, k') = \lambda_l g_l(k) g_l(k'),$$

ahol a λ_l csatolási állandó negatív értéke vonzó, pozitív értéke pedig taszító kölcsönhatást eredményez. g_l a potenciál formafaktora, melyre olyan alakokat szoktak felvenni, hogy a kisenergiájú nukleon-nukleon szórások ezzel a potenciállal jól leírhatók legyenek. Fenti formájú, egy tagból álló faktorizálható potenciál kb. 10 MeV-ig tudja kielégítően leírni a nukleon-nukleon kölcsönhatásokat, azonban 10 hasonló alakú tag összegéből álló potenciállal Tabakinnak 400 MeV-ig sikerült a nukleon kölcsönhatásokat magyarázni.

Visszahelyettesítéssel meggyőződhetünk róla, hogy

$$t_l(z) = \left[\frac{1}{\lambda_l} + \int_0^\infty 4\pi k^2 dk \frac{g_l^2(k)}{k^2 - z} \right]^{-1}$$

mellett az

$$R_l(k, k', z) = t_l(z) g_l(k) g_l(k')$$

megoldása a parciális hullámokra vonatkozó Lippman-Schwinger egyenletnek Yamaguchi potenciál mellett. A Schrödinger-féle energiasajátérték egyenlet is könnyen megoldható Yamaguchi potenciállal. A problémát impulzus reprezentációban írva fel:

$$k^2 \psi_l(k) + 4\pi \int_0^\infty dk' k'^2 U_l(k, k') \psi_l(k') = -W \psi_l(k)$$

keressük a kötött állapotokhoz tartozó $\psi_l(k)$ hullámfüggvényeket és W energiasajátértékeket, ismert és változatlanul $U_l(k, k') = \lambda_l g_l(k) g_l(k')$ alakú faktorizálható potenciál esetén. A behelyettesítést elvégezve:

$$k^2 \psi_l(k) + \lambda_l g_l(k) \int_0^\infty 4\pi k'^2 dk' g_l(k') \psi_l(k') = -W \psi_l(k)$$

$$\psi_l(k) = \frac{g_l(k)}{k^2 + W} N \quad (**)$$

adódik, ahol

$$N = -\lambda_l \int_0^{\infty} 4\pi k^2 dk g_l(k) \quad \psi_l(k) = -\lambda_l N \int_0^{\infty} 4\pi k^2 dk \frac{g_l^2(k)}{k^2+W}$$

és ebből az N normálási együtthatóval egyszerűsítve olyan egyenletet kapunk, melyből a potenciál ismeretében W meghatározható:

$$\frac{1}{\lambda_l} + 4\pi \int_0^{\infty} k^2 dk \frac{g_l^2(k)}{k^2+W} = 0 \quad (\ast \ast \ast)$$

λ_l nagyságától és $g_l(k)$ viselkedésétől függően vagy van megoldása az egyenletnek pozitív W értékre, vagyis negatív energiájú kötött állapot lép fel, vagy pedig a $W = -p_r^2 \pm i\Gamma$ képzetes gyökpár oldja meg az egyenletet, ez rezonancia állapotnak felel meg. W ismeretében az állapotfüggvényt egy állandó szorzófaktorral eltekintve $(\ast \ast \ast)$ -ből határozhatjuk meg.

Könnyen megfelelhetünk a kérdés fordítottjára is, nevezetesen arra, hogy milyen legyen a faktorizálható potenciál, hogy előre adott W sajátértéket és hullámfüggvényt, például a kétnukleon kötött vagy rezonancia állapotát és hullámfüggvényét szolgáltatassa. E célból normáljuk úgy a g_l formafaktort, hogy $N = 1$ legyen, ekkor az

$$\int_0^{\infty} 4\pi k^2 dk \psi_l^2(k) = 1$$

normáltsági követelményből következik, hogy

$$g_l(k) = (k^2+W) \psi_l(k)$$

vagyis ha W -t és ψ_l -t ismerem, akkor g_l -et is ismerem. A korábban W meghatározására használt $(\ast \ast \ast)$ egyenletből pedig λ_l határozható meg:

$$\frac{1}{\lambda_l} = -4\pi \int_0^{\infty} k^2 dk (k^2+W) \psi_l^2(k) = -(\psi_l | k^2+W | \psi_l)$$

ami azt mutatja, hogy λ_l negatív reciproka a k^2+W kvantummechanikai átlagával egyenlő.

Röviden összefoglalva az előzőket, megállapíthatjuk, hogy a faktorizálható potenciál valóban igen kényelmessé tette a számolást, sikerült vele megadni a potenciálszórás reakcióoperátorát, és ennek ismeretében numerikus számítások nélkül is leolvashattuk a folyamat néhány legáltalánosabb tulajdonságát. Végül pedig láttunk egy módszert a realisztikus faktorizálható potenciál paramétereinek meghatározására. A következőkben továbblépünk és megnézzük, hogy az eddig használt formalizmus hogyan általánosítható a kétrészecske szórásra és a különböző magreakciókra.

Tekintsük először azt az esetet, amikor két egyszerű, kiterjedés nélküli részecske szóródik egymáson. m_1 és m_2 a részecskék tömegét, $\vec{p}_1$, $\vec{p}_2$ impulzusukat, $\vec{r}_1$, $\vec{r}_2$ helye-

tüket r_{12} pedig egymástól való távolságukat jelöli. A rendszer Hamilton operátora, feltételezve, hogy a két részecske közti kölcsönhatás csak a részecskék távolságától függ:

$$H = \frac{p_1^2}{2m_1} + \frac{p_2^2}{2m_2} + U(r_{12})$$

A Hamilton operátor szétválasztását célszerű a potenciálszóráshoz hasonlóan úgy végezni, hogy H^0 a kinetikus energia, H pedig a kölcsönhatás legyen:

$$H^0 = K = \frac{p_1^2}{2m_1} + \frac{p_2^2}{2m_2}$$

$$H = U(r_{12})$$

H^0 sajátfüggvényei itt is síkhullámok:

$$|\phi_i\rangle = (2\pi)^{-6/2} e^{i(\bar{p}_1 \bar{r}_1 + \bar{p}_2 \bar{r}_2)}$$

Célszerű a rendszer állapotának jellemzésére az egyes részek p_i impulzusai helyett a rendszer

$$\bar{q} = \frac{\bar{p}_1 + \bar{p}_2}{\sqrt{2(m_1 + m_2)}}$$

összimpulzusát és a részek

$$\bar{k} = \frac{m_2 \bar{p}_1 - m_1 \bar{p}_2}{\sqrt{\frac{2m_1 m_2}{m_1 + m_2}}}$$

relatív impulzusát bevezetni. A kinetikus energia ekkor:

$$K = \bar{q}^2 + \bar{k}^2$$

Mivel a rendszer összimpulzusát belső erők nem változtathatják meg, $\bar{q}$ -ban minden, számunkra lényeges operátor mátrixeleme diagonális:

$$\langle \bar{q}, \bar{k} | A | \bar{q}', \bar{k}' \rangle = A(\bar{k}, \bar{k}', \bar{q}) \delta(\bar{q} - \bar{q}').$$

Ha $\delta(\vec{q}-\vec{q}')$ -t minden egyenletből elhagyjuk, és a számításokat súlyponti rendszerben végezzük, ahol $\vec{q} = 0$, akkor egyenleteinkben lényegében a $\vec{q}$ nem szerepel, és a matrixelemekből elhagyható:

$$A(\vec{k}, \vec{k}', \vec{q} = 0) = \langle \vec{k} | A | \vec{k}' \rangle$$

Ettől kezdve a számítások ugyanugy folytatódnak, mint a potenciálszórás esetén, ezért csak az eredmények felsorolására szorítkozunk. A kölcsönhatási potenciál mátrixeleme:

$$\langle \vec{k} | U | \vec{k}' \rangle = [8 \pi^2 (m_1 + m_2)]^{-3/2} \int e^{-i \sqrt{\frac{2m_1 m_2}{m_1 + m_2}} \vec{k} \cdot \vec{r}} U(\vec{r}) e^{i \sqrt{\frac{2m_1 m_2}{m_1 + m_2}} \vec{k}' \cdot \vec{r}} d^3 \vec{r}$$

A szórást leíró "reakció operátor"-ra pedig a

$$\langle \vec{k} | R(z) | \vec{k}' \rangle = \langle \vec{k} | U | \vec{k}' \rangle - \int d^3 \vec{k}'' \langle \vec{k} | U | \vec{k}'' \rangle (k''^2 - z)^{-1} \langle \vec{k}'' | R(z) | \vec{k}' \rangle$$

Lippman-Schwinger egyenlet vonatkozik, mely szóról-szóra megegyezik a potenciálszórás megfelelő egyenletével. A különbség csupán annyi, hogy $\vec{k}$ most relativ impulzust jelöl, és U most a két részecske közti kölcsönhatási energia.

A következőkben próbáljuk általánosítani módszerünket többcsatornás folyamatokra, hogy a rugalmas szóráson kívül rugalmatlan szórásokat és magreakciókat is le tudjuk írni. Többcsatornás folyamatra példa a



reakció, melynek Hamilton operátora:

$$H = K + V_{np} + V_{\Lambda p} + V_{\Lambda n}$$

H felbontását kezdeti illetve végállapotban különböző módon célszerű elvégezni, nevezetesen:

$$H^0 = K + V_{np}, \quad H = V_{\Lambda p} + V_{\Lambda n}$$

kezdeti állapotban, és

$$H^0 = K, \quad H = V_{np} + V_{\Lambda p} + V_{\Lambda n}$$

végállapotban.

Ezen folyamatok közös tulajdonsága, hogy kezdeti ill. végállapotuk különböző reakciócsatornának felel meg, s így H rendszerint annyiféleképpen bontható fel, ahány csatorna lehetséges:

$$H = H_1^0 + H_1 = H_2^0 + H_2 = \dots = H_\alpha^0 + H_\alpha$$

Itt α a csatorna index. A kezdeti állapotban a rendszer a H_β^0 egyik sajátállapotában található:

$$|\psi(t)\rangle \approx e^{-iE_i t} |\phi_{\beta i}\rangle \quad \text{ha } t \rightarrow -\infty$$

és keressük annak valószínűségét, hogy a végállapot H_α^0 egyik saját állapota, nevezetesen

$$|\psi(t)\rangle \approx e^{-iE_f t} |\phi_{\alpha f}\rangle \quad \text{ha } t \rightarrow \infty$$

legyen.

Az átmenetimatrix képzésénél az előző esethez képest az a különbség, hogy a reakció operátor két oldalán lévő sajátfüggvények általában különböző H^0 operátorok sajátfüggvényei, s ennek megfelelően most már nem lesz elég egyetlen $R(z)$ reakció operátor használata, hanem a β kezdeti és α végállapottól függően minden folyamathoz más és más $X_{\alpha\beta}(z)$ reakció operátort kell használnunk. Az átmeneti mátrix elemeit tehát a

$$T_{fi} = \lim_{\eta \rightarrow +0} \langle \phi_{\alpha f} | X_{\alpha\beta}(E_i + i\eta) | \phi_{\beta i} \rangle$$

kifejezés szolgáltatja, ahol $|\phi_{\alpha f}\rangle$ a H_α^0 , $|\phi_{\beta i}\rangle$ pedig a H_β^0 sajátfüggvénye, az $X_{\alpha\beta}$ reakció operátort pedig a Lippman-Schwinger egyenlet formális megoldásával analóg operátoregyenlet definiálja:

$$X_{\alpha\beta}(z) = H_\beta - H_\alpha G(z) H_\beta,$$

ahol

$$G(z) = (H - z)^{-1}$$

Hasonló okokból, mint az $R(z)$ -re vonatkozó Lippman-Schwinger egyenlet formális megoldása, ez az egyenlet sem alkalmas az X meghatározására. Az X -eket végül is a Fagyeyev egyenletek megoldásával fogjuk megkapni. Próbáljuk először azonban az X -re vonatkozó operátoregyenletet használhatóbb formára hozni. Vezessük be a σ -adik csatornához tartozó

$$G_\sigma^0(z) = \frac{1}{H_\sigma^0 - z}$$

Green-függvényt. Ennek segítségével $G(z)$ -re u.n. rezolvens egyenlet írható fel:

$$G(z) = G_\sigma^0 - G_\sigma^0 H_\sigma G$$

(Az egyenlet helyességéről $G(z)$ és $G_\sigma^0(z)$ definíciójának felhasználásával, behelyettesítéssel győződhetünk meg.) Ennek felhasználásával X -re egy operátoregyenlet rendszert kapunk:

$$X_{\alpha\beta} = H_\beta - H_\alpha G_\sigma^0 X_{\alpha\beta}$$

s ezt nevezik Weyers-egyenletnek. A Weyers-egyenletet mátrix egyenletté átírva integrálegyenlet rendszert kapunk, melyből az X mátrixelemei elég sok számolással meghatározhatók ugyan, mi azonban nem követjük ezt az utat, mivel célunk a háromtest probléma vizsgálata. Mielőtt erre ténylegesen rátérnénk, vegyük még észre, hogy abban az esetben ha csak egyetlen reakciócsatorna van, a Weyers-egyenlet a Lippman-Schwinger-egyenletté alakul át ($X(z) = R(z)$), tehát a Weyers-egyenlet a Lippman-Schwinger-egyenlet plauzibilis általánosítása.

AUTOMATIKUS CSEPPFOLYÓS LEVEGŐ SZINTSZABÁLYOZÓ

MATOLCSI Z. - SOMORJAI E.

Jelen leírásunkban olyan automatikus berendezést ismertetünk, amely valamilyen hűtőedényben a cseppfolyós levegőt egy kívánt szinten tartja. Érzékelő és vezérlő elemként fémréteg ellenállás szolgál, melynek ellenállás változása vezérli a cseppfolyós levegő utántöltését ill. ennek megszüntetését, egy tranzisztoros kör segítségével.

AN AUTOMATIQUE REPLENISHMENT SYSTEM FOR LIQUID AIR TRAPS. An automatic equipment is described that controls the liquid air levels in a cold trap. A metal film resistor serves as the controlling element. The liquid-air refill is controlled by the resistance change of this resistor connected with a transistorized circuit which consists of an amplifier, a rectifier and a switching-transistor.

СИСТЕМА АВТОМАТИЧЕСКОГО РЕГУЛИРОВАНИЯ УРОВНЯ ЖИДКОГО АЗОТА. В статье описано устройство автоматического поддержания желаемого уровня жидкого азота в сосуде. В качестве датчика служит мембранное сопротивление, изменение сопротивления которого управляет добавлением жидкого азота с помощью транзисторной схемы.

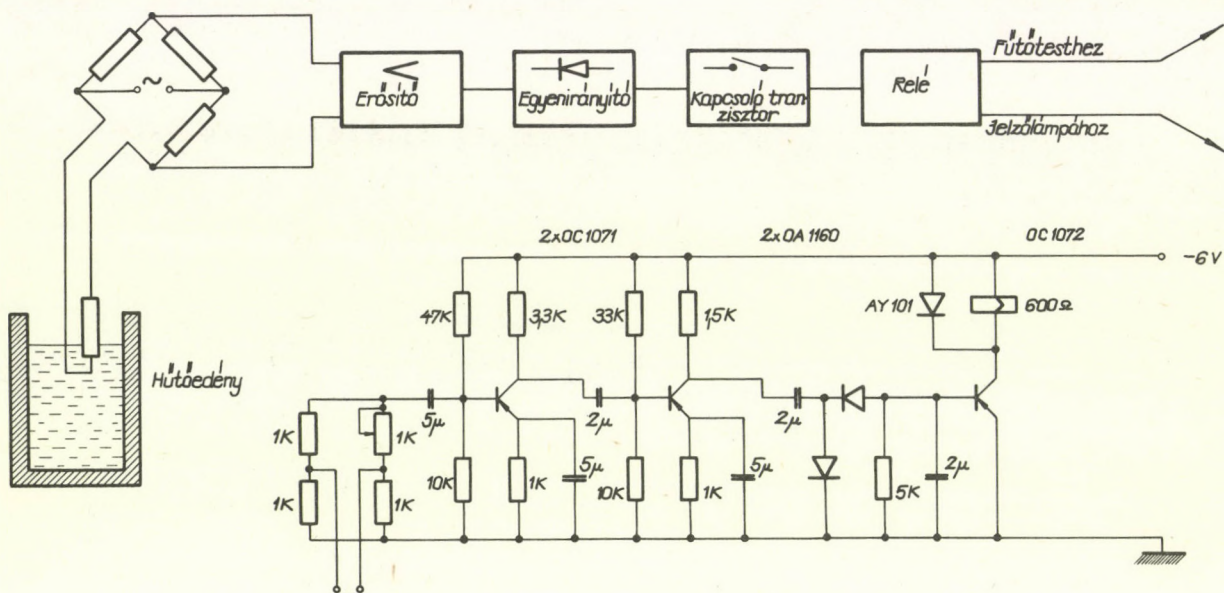
A kísérleti magfizikában gyakran felmerül valamilyen berendezés, detektor, stb. cseppfolyós levegővel történő hűtésének igénye. Esetünkben pl. xenon gázszcintillációs detektort kellett hosszú ideig és lehetőleg közel azonos, alacsony hőmérsékleten tartanunk [1]. A gyakori kézi utántöltést a kísérleti körülmények nem mindig teszik lehetővé (pl. neutrongenerátorral való mérés), valamint ennél a "módszernél" a cseppfolyós levegő szintjének ingadozása elég nagy. Ezért készítettünk egy az alábbiakban ismertetett automatikus cseppfolyós levegő adagolót ill. szintszabályzót.

A cseppfolyós levegő hűtőedénybe juttatásának módszere jól ismert. A cseppfolyós levegőt tartalmazó kanna aljáig cső nyúlik be, melynek másik vége a hűtőedénybe (pl. termosz) vezet. A kanna nyílását lefojtva a természetes párolgás miatt a cseppfolyós levegő fölötti térben túlnyomás lép fel, mely az utóbbit a kannából a csövön keresztül a hűtőedénybe nyomja. A párolgás sebességét növelni, s így a cseppfolyós levegő áramlásának megindulását siettetni lehet egy a kannában elhelyezett elektromos fűtőbetét (forrasztópáka fűtőtest) fűtésével. Azonban ahhoz, hogy a cseppfolyós levegő áramlása a kívánt szint elérése után megszűnjék, az elektromos fűtés kikapcsolásán kívül az is szükséges, hogy a kanna lefojtása csak olyan mértékű legyen, hogy a természetes párolgás okozta túlnyomás eltávozhasson. Erre a célra egy kellően megválasztott átmérőjű nyílás szolgálhat.

Az alábbiakban az ezen az elven működő berendezésünket és a vezérlésére szolgáló tranzisztoros egység működését ismertetjük.

A kanna lefojtását olyan, a kanna nyílásához rögzíthető kupakkal végeztük, melynek közepén 4 mm átmérőjű kifújó nyílás van. Egy csavar kuposra kiképzett vége ebbe a nyílásba mélyebbre vagy kevésbé mélyre süllyeszthető, így a nyílás mérete folyamatosan szabályozható. A szabályzócsavart úgy állítjuk be, hogy a természetes párolgásból származó cseppfolyós levegő gőz oly mértékben távozhasson el, hogy nyomása a kannában éppen a cseppfolyós levegő kiszorításához szükséges nyomás alatt maradjon. Amikor a hűtőedényben a cseppfolyós levegő egy meghatározott szint alá csökken, az elektromos fűtőtestet felfűtve a párolgás hirtelen megnő, az így felszaporodó gőz mennyisége a nyíláson már eltávozni nem tud, és az említett csövön keresztül kinyomja a cseppfolyós levegőt a hűtőedénybe mindaddig, míg szintje a kívánt magasságot el nem éri. Ekkor a fűtés kikapcsolásával a párolgás lelassul, tehát eltűnik a további áramláshoz szükséges túlnyomás is.

A cseppfolyós levegő szintjének érzékelésére, és egyúttal a fűtőtest automatikus ki ill. bekapcsolására tranzisztoros egység szolgál, melynek működését az 1. ábra mutatja.



1. ábra: A szabályozó rendszer sémája és kapcsolási rajza.

Fig. 1. The scheme and connexion diagram of the regulating system.

Рис. 1. Схема включения системы регулирования.

A hűtőedénybe egy $1\text{ k}\Omega$ nagyságu fémréteg ellenállást rögzítettünk, mely egyúttal egy váltóáramu hid - melyet 1000 Hz körüli jellel táplálunk - egyik eleme. Ezen ellenállás értéke $4 - 4,5\%$ -t változik akkor, ha vége cseppfolyós levegőbe ér. A hidat erre az esetre egyenlítőjük ki. A cseppfolyós levegő szintjének csökkenésekor a hid egyensulya felborul, kimenetén feszültség jelenik meg. A kimenő jelet egy kétfokozatu erősítő felerősíti, majd egy egyenirányító egység egyenirányítja. Az így kapott egyenszinttel egy eddig lezárt tranzisztort kinyitunk. A tranzisztor kollektor körében egy relét helyeztünk el, amely a fűtőtest fűtését bekapcsolja. Ekkor megindul a cseppfolyós levegő áramlása mindaddig, míg szintje az ellenállást el nem éri. Ekkor a hid egyensulya helyre áll, a relé elenged és így a fűtést kikapcsolva a cseppfolyós levegő áramlása rövid idő alatt megszűnik. A hűtőedényben a párolgás miatt a cseppfolyós levegő szintje ismét csökken, a amikor már az ellenállást nem éri el, a fűtést az automatika ismét bekapcsolja és az egész folyamat előlről kezdődik.

A fűtéssel együtt a relé egy jelzőlámpa áramkörét is kapcsolja, mely lámpa felvillanásai a rendszer helyes működését jelzik (pl. nagyobb távolságokra). A felvillanások elmáradása üzembazavarra utal (a cseppfolyós levegő kifogyása, vagy túltöltés).

A berendezés jó működése értelemszerűen erősen függ az említett szabályzócsavar helyes beállításától. Megfelelő beállítással elérhető, hogy a hűtőedényben a szint ingadozása nem halajda meg a $3 - 4\text{ mm}$ -t (ez természetesen még egyéb körülményektől is függ, pl. a hid érzékenysége, a cső hossza, stb.). Ezen értéket csökkentenünk a rendszer tehetetlensége miatt már nem sikerült. Rossz beállítás esetén ez az érték ötszörösére is megnőhet, sőt esetleg az is bekövetkezhethet, hogy a cseppfolyós levegő áramlása az ellenállás elérésekor nem szűnik meg, az edény túltöltődik (a kifújó nyílás kicsi; a jelzőlámpa folyamatosan ég), vagy fordítva, az áramlás meg sem indul, a hűtőedényből a cseppfolyós levegő kifogy (nagy kifújó nyílás; a jelzőlámpa folyamatosan nem világít).

Jó beállítás esetén a ki és bekapcsolás frekvenciája olyan, hogy a hűtőedénybe vezető cső két bekapcsolás között nem melegszik fel, s így a folyamat stabilisabban játszódik le. Itt kell megjegyeznünk, hogy éppen az áthűléssel kapcsolatban kezdeti bizonytalanság lép fel

amiatt, hogy ilyenkor a cseppfolyós levegő áramlása spriccelve indul meg, ami színhullámzást, s így néhány felesleges ki-be kapcsolást eredményez, ami azonban helyes beállítás esetén néhány perc elteltével megszűnik. Ugyancsak az áthűléssel kapcsolatosan célszerű a lehetőséghez képest minél rövidebb töltőcsövet alkalmazni.

Befejezésül köszönetet mondunk Bácskay György mérnök kollégánknak a lefojtó kupak megtervezésével nyújtott segítségéért, valamint Novák Dezső tudományos munkatársnak utmutatásaiért és értékes tanácsaiért.

IRODALOM

- [1] SOMORJAI E., ATOMKI Közl., 10, 15 (1968) No. 3.

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek cserepéldányképpen vagy kérésükre díjtalanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére 1 - 1 számot vagy különlenyomatot szívesen küldünk. Ilyen irányú kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányítani. (ATOMKI, Debrecen 1. Pf. 51.)

Szerkesztő Bizottság: Szalay Sándor elnök, Gyarmati Borbála titkár, Berényi Dénes, Csikai Gyula, Medveczky László.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommag Kutató Intézete
Debrecen
A kiadásért és szerkesztésért felelős
Szalay Sándor az Intézet igazgatója.
Készítette a MTA Kutatási Ellátási Szolgálatának
Sokszorosító Üzeme, Budapest.

Példányszám: 400

MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖNYVTÁRA

АТОМ КІ

СООБЩЕНИЯ

ТОМ 11.

№ 1

СОДЕРЖАНИЕ

НАУЧНЫЕ СООБЩЕНИЯ

стр.

- Х. Праде :: Исследование поляризации
нейтронов при реакции $^2\text{H}/d, n/^3\text{He}$ 1

- Л. Мешко, В. Шленк, Дь. Шомодь, А. Валек:
Исследование ядерной реакции $^{19}\text{F}/d, d/^{17}\text{O}$
с использованием диэлектрического детек-
тора в диапазоне энергии бомбардирующих
дейтронов 450-300 кэв 9

- Х. Шоппер: Заключительное слово конференции 15

- Д. Кишди: О квантуммеханической проблеме трех
тел. (Обзорная статья) 19

ПО МАСТЕРСКИМ И ЛАБОРАТОРИЯМ

- З. Матолчи, Э. Шоморьяи: Система автоматичес-
кого регулирования уровня жидкого азота 29

ATOMKI

BULLETIN

Volume 11 Number 1

CONTENTS

SCIENTIFIC PAPERS

Page

- H. Prade: Investigation on the Neutron-Polarization in $^2\text{H}/\text{d}, \text{n}/^3\text{He}$. 1
- L. Meskó, B. Schlenk, Gy. Somogyi, A. Valek: Investigation of the Reaction $^{19}\text{F}/\text{d}, \alpha /^{17}\text{O}$ with Plastic Track Detector in the Energy Region from 450 to 300 keV. 9
- H. Schopper: Summary of the Conference. 15
- D. Kisdi: On the Quantummechanical Three-body Problem. (Review). 19

FROM OUR WORKSHOP AND LABORATORY

- Z. Matolcsi, E. Somorjai: An Automatique Replenishment System of Liquid Air Traps. 29

ATOMKI

KÖZLEMÉNYEK

11. kötet

2. szám

MTA
ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE
DEBRECEN

1969. október

ATOMKI

KÖZLEMÉNYEK

11. kötet

2. szám

TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK	Oldal
Nagy J., Blaskó K.: ^{14}C -jelzett α -guanidinometil-heptametil-enimin-szulfát gyógyszerkészítmény in vivo kísérletes vizsgálata	33
Péter F., Ditrói F., Gasztonyi-Kertész G., Harsányi M.: Autoradiographiás módszer a serum pajzsmirigy hormon-kötő-kapacitás meghatározására	39
Péter F., Osvay M. Kertész L.: Mikrotermolumineszcens dózismérő alkalmazása ^{131}I és ^{132}I dózis meghatározására pajzsmirigy-fantomon	43
Kisdi D.: A háromtest probléma IV.	47
MŰHELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBÓL	
Berecz I., Schlenk B., Valek A.: Nagyméretű hőmérséklet-stabilizált kályha üvegragasztásokhoz	63
INTÉZETI HIREK	66
BIBLIOGRÁFIA	70

¹⁴C-JELZETT α -GUANIDINOMETIL-HEPTAMETILENIMINSZULFÁT GYÓGYSZERKÉSZÍTMÉNY IN VIVO KISÉRLETES VIZSGÁLATA⁺

NAGY JÁNOS és BLASKÓ KATALIN

Budapesti Orvostudományi Egyetem Biofizikai Intézete
(igazgató: Dr. Tarján Imre egyetemi tanár)

¹⁴C-jelzett α -guanidinometil-heptametenimin-szulfát (EGyT-739) felszívódási, eloszlási és eliminációs viszonyait tanulmányoztuk nyulakon, egyszeri, illetve többnapon át tartó perorális adagolás után.

A vérben a készítmény kb. 2 óra múlva ér el maximumot, majd ezt követően a vérből gyors kiürülés következik, mintegy 3 órás biológiai felezési idővel. A vérből való kiürülés tempója a 10 - 12 óra után lényegesen lelassul. Jelentősebb dúsítóképességgel a beadás utáni első órákban a gyomorfal, máj, vese és bélfal bír. 24 óra múlva csupán a máj mutat enyhén megemelkedett kötőképességet. A gyógyszer iránt kritikus szervet sem az egyszeri, sem a tartós adagolás után nem tapasztaltunk. A készítménynek a szervezetből való teljes eliminációjára 6 - 7 napra van szükség. A vizelettel kiürült gyógyszerkészítménynek csak kis része jelenik meg metabolit formájában. 70 - 80 %-ban a változatlan molekula mutatható ki.

IN VIVO EXPERIMENTAL STUDIES OF ¹⁴C-LABELLED α -GUANIDINOMETHYL-HEPTAMETHYLENIMIN-SULPHATE. The resorption, distribution and elimination of ¹⁴C- α -guanidinomethyl-heptamethylenimin-sulphate (EGyT-739) was studied in rabbits after single oral administration and after continuous dosage.

The concentration of the drug in the blood reaches a maximum value after 2 hours, followed by a fast elimination with an about 3 hours biological half time.

The rate of excretion from the blood slows down significantly after 10 - 12 hours. In the first hours after administration the stomach wall, the liver, the kidney and the intestinal wall show a considerable binding capacity. After 24 hours only the liver shows a slightly increased uptake. None of the organs concentrated the drug, either after single administration or after continuous dosage. For the complete elimination of the drug from the organism 6 - 7 days are necessary. Only a small part of the drug excreted with urine appears in the form of metabolit, in 70 - 80 % the presence of the unchanged molecule can be detected.

"IN VIVO" ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ¹⁴C- α -ГУАНИДИНОМЕТИЛ ГЕПТАМЕТИЛЕНИМИН-СУЛЬФАТА. Нами были исследованы свойства всасывания, распределения, выделения сернокислого α -гуанидинометил-гептаметиленимин сульфата (EGyT-739), помеченного изотопом ¹⁴C, посредством (способом) однократной и многодневной дозировки через желудка.

Максимум концентрации препарата в крови достигается приблизительно через 2 часа, после этого происходит быстрое выделение с трех часовым периодом биологического полураспада. Скорость выделения из крови после 10-12 часов значительно уменьшалась. В первые часы повышенную способность всасывания показали стенка желудка и кишок, печень и почки. После 24 часов только печень показывает некоторую способность к повышенному всасыванию. "Критического органа" к препарату ни при однократной ни при многократной дозировках не обнаружили. Для полного выделения препарата из организма требуется 6-7 дней. Через мочу препарат выделяется лишь незначительно, в виде метаболита, 70 - 80 % в неизменном состоянии.

Vizsgálatainkban ¹⁴C-izotóppal jelzett α -guanidinometil-heptametenimin-szulfát (EGyT-739) gyógyszerkészítmény felszívódási, eloszlási és eliminációs viszonyait tanulmányoztuk állatkísérletekben. A vegyület jelzését a Reanal végezte. A készítmény fajlagos aktivitása 7,13 mCi/g volt.

⁺Dr. Szalay Sándor akadémikus 60. születésnapjára ajánlják tisztelettel a szerzők.

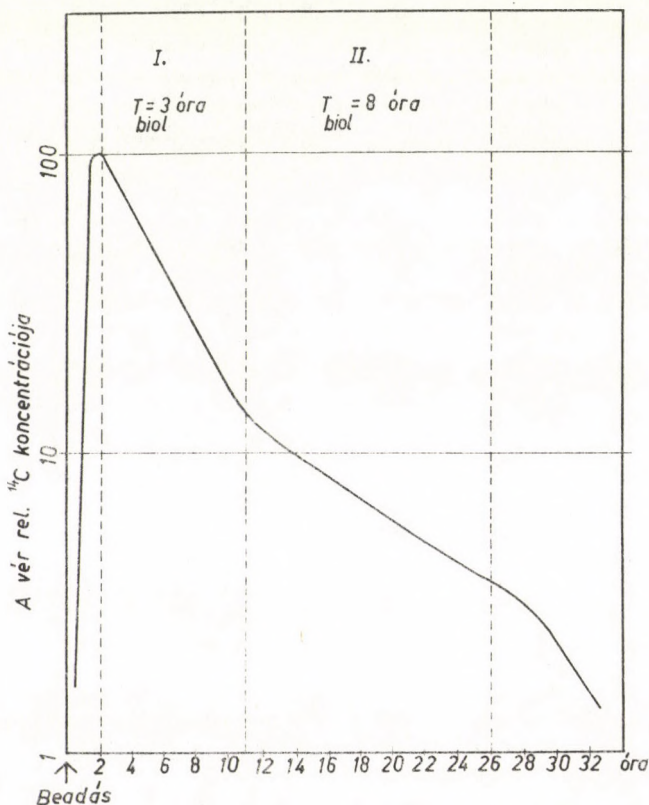
Kísérleteinket normálkoszton tartott, 2 - 3 kg súlyú himnyulakon végeztük. Egy-egy állat kb. 200 μCi (30 mg súlyban) ^{14}C -jelzett EGYT-739 készítményt kapott per os, pH 7 vizes oldatban, gyomorszoncán át. A gyomor- béltraktusból való felszívódás tanulmányozása céljából félóránként vénás punkció útján 0,5 - 1 ml vérmintákat vettünk. A per os adagolt készítmény szervezeten belüli feltérképezése, az esetleges dúsító szervek felderítése érdekében az állatok egy-egy csoportját a beadás után különböző időkből elvéreztettük, szerveiket kivettük és homogenizálás után ^{14}C -tartalmukat meghatároztuk. A kísérlet időtartama alatt az állatok vizeletét és faecesét rendszeresen gyűjtöttük és azok radioaktív tartalmát megmértük. A gyógyszernek a szervezetben történő esetleges metabolizációját a vizelet vékonyrétegekromatográfiás analízisével vizsgáltuk.

A vér-, az egyes szerv- és szövethomogenizátumok, valamint a vizeletminták radioaktív mérését $1,0 \text{ mg/cm}^2$ ablakvastagságú Geiger-Müller-számlálócsővel, illetve Gamma-gyártmányú folyadékszámológéppel végeztük. Az egyes szervek izotópkoncentrációit a beadott teljes aktivitásra vonatkoztattuk. A szervek specifikus izotópkötőképességének jellemzésére meghatároztuk a szervek DAR értékeit is.

A vékonyrétegekromatográfiás analízishez a vizeletminták radioaktív foltjainak a standard-foltokkal való összehasonlítására cellulóz réteget használtunk. Futtatóelegy butanol: ecetsav:víz 4:1:5 arányú keveréke volt. A foltok kiértékeléséhez színreakciót is használtunk, a kiértékelést a réteg mentén végzett folyamatos aktivitásméréssel és automatikus regisztrálással végeztük.

KISÉRLETI EREDMÉNYEK

A ^{14}C -EGYT-739 egyszeri perorális adagolása után félóra múlva a vérben már mérhető ^{14}C -aktivitás jelentkezik (1. ábra). A vér maximális koncentrációját a beadás után kb. 2 óra múlva éri el, majd igen gyorsan mondható eltűnési szakasz következik, amely



1. ábra: A vér ^{14}C -szintjének változása ^{14}C -EGYT-739 egyszeri adagolása után.

Fig. 1. The ^{14}C -level of the blood after a single administration of ^{14}C -EGYT-739.

Рис. 1. Изменение уровня изотопа ^{14}C после однократной дозировки препарат ^{14}C -EGYT-739.

I. Táblázat
I. Таблица
Table I.

Szervek megnevezése Название органов Organs	Szervek ¹⁴ C-tartalma a beadott összes aktivitás százalékában különböző időkben Содержание ¹⁴ C органов в процентах полной активности в зависимости по времени ¹⁴ C content of organs in percentage of the total administered activity						
	óra 2 часа hours	óra 3 часа hours	óra 4 часа hours	óra 6 часа hours	óra 12 часа hours	óra 24 часа hours	óra 48 часа hours
	állat 3 животных animals	állat 5 животных animals	állat 3 животных animals	állat 4 животных animals	állat 3 животных animals	állat 4 животных animals	állat 2 животных animals
Gyomorfal Стена желудка Stomach wall	0,8	0,6	0,6	0,6	0,3	0,1	0,05
Bélfal Стена кишок Interstinal Wall	7,4	11,8	12,7	10,1	5,4	2,6	0,6
Máj Печень Liver	6,4	7,8	11,1	13,5	7,8	3,8	1,3
Vese Почки Kidney	1,5	1,6	1,4	1,2	0,8	0,3	0,03
Mellékvese Надпочечник Adrenal	<0,01	<0,01	<0,01	<0,01	<0,01	<0,01	<0,01
Tüdő Легкие Lung	0,2	0,2	0,2	0,3	0,2	0,05	0,02
Szív Сердце Heart	0,1	0,1	0,2	0,1	0,02	0,01	0,01
Agy Мозг Brain	<0,01	<0,01	<0,01	<0,02	<0,01	<0,01	<0,01
Lép Селезенка Spleen	<0,01	<0,01	<0,01	<0,02	<0,01	<0,01	<0,01
Here Яичко Testicle	<0,01	0,02	0,04	0,07	0,02	<0,01	<0,01
Pajzsmirigy Щитовидная железа Thyroid gland	0,02	0,03	0,01	<0,01	<0,01	<0,01	<0,01
Izom Мышца Muscle	<0,01	<0,01	0,04	<0,01	<0,01	<0,01	<0,01
Gerincvelő Спинальный мозг Spinal Marrow	<0,01	<0,01	<0,01	<0,01	<0,01	<0,01	<0,01
Gyomortartalom Содержание желудка Stomach content	36,6	21,5	8,6	4,3	3,5	1,3	0,2
Béltartalom Содержание кишок Intestinal content	22,6	24,2	30,6	32,4	30,9	29,3	17,3
Vizelet Моча Urine	0 - ... óra 0 - ... часов 0 - ... hours	15,5	27,9	30,1	34,5	42,4	44,6
Faeces Кал Faeces	0 - ... óra 0 - ... часов 0 - ... hours	-	-	-	-	5,3	10,6
Összesen: Сумма Total	91,12	95,75	95,6	97,11	96,66	92,67	94,40

a 10 - 12-ik óráig exponenciális lefutásának látszik. Erre az ábrán I. jelű szakaszra vonatkozólag a vérből való ^{14}C -kiürülés biológiai felezési idejét mintegy 3 órára tehetjük. A 10 - 12-ik óra után a vérből való elimináció sebessége kisebbé válik (II. szakasz), itt a biológiai felezési idő kb. 8 óra. A beadás után 24 óra múlva a vérben a 2 órás maximális koncentrációnak csupán 4 - 5 %-a található. A vérből való eltűnés meglassult II. szakaszának értelmezéséhez feltételezhető, hogy a készítménynek a gyomorból a vékonybélbe való átjutása után lassu reabszorpciós folyamat is megindul, ami a vér ^{14}C -szintjéhez bizonyos mértékű utánpótlást jelent. DOLLERY [1], BOULLIN [2] jelzett Sanotensinnel végzett állatkísérleteik, CALESNICK [3] és DOLLERY [1] humánvizsgálatai alapján szintén arra a feltételezésre jutottak, hogy a guanethidin-származékok zömmel a bélben választódnak ki és a reabszorbeálódási lehetőség is fennáll.

A ^{14}C -EGyT-739 szervezeten belüli eloszlására és a vizeletben, faecesben történő eliminációjára kapott eredményeinket a beadás után különböző időpontokra vonatkoztatva I. táblázatban foglaltuk össze. A perorálisan beadott készítmény a gyomorból viszonylag rövid idő alatt átkerül a béltraktusba, 4 óra múlva már csak 8,6 %, 24 óra múlva pedig csak 1,3 % található a gyomorban. Feltűnő azonban, hogy a béltartalom ^{14}C -mennyisége viszonylag lassan csökken; még 24 óra múlva is csaknem 30 %, 48 óra múlva 17 % mutatható ki. E körülmény az előző pontban említett reabszorpció lehetőségét valószínűsíti. Csak alátámaszt-

II. Táblázat

A ^{14}C -EGyT-739 (guanidino- ^{14}C) szervenkénti DAR-értékei a per os beadás után különböző időkben (egyszeri adagolás)

II. Таблица

ДАР-значения ^{14}C -EGyT-739 по органам в разное время при дозировке через желудка (однократная дозировка)

Table II.

The DAR-values of ^{14}C -EGyT-739 (guanidino- ^{14}C) organs in different times after oral administration (single administration)

Szervek megnevezése Название органов Organs	DAR-értékek a beadás utáni különböző időkben ДАР-значение в разное время после дозировки DAR-values in different times after administration						
	óra 2 часа hours	óra 3 часа hours	óra 4 часа hours	óra 6 часа hours	óra 12 часа hours	óra 24 часа hours	óra 48 часа hours
Gyomorfal Стена желудка Stomach wall	0,89	0,74	0,75	0,61	0,26	0,12	0,08
Bélfal Стена кишок Intestine wall	1,51	2,60	3,05	2,70	1,31	0,70	0,19
Máj Печень Liver	2,66	3,10	4,03	6,04	2,89	1,38	0,42
Lép Селезенка Spleen	0,21	0,23	0,26	0,35	0,28	0,14	0,01
Tüdő Легкие Lung	0,35	0,37	0,40	0,39	0,26	0,16	0,05
Szív Сердце Heart	0,24	0,25	0,27	0,35	0,19	0,13	0,01
Here Яичко Testicle	0,10	0,19	0,24	0,26	0,21	0,20	0,10
Vese Почки Kidney	3,58	3,59	2,26	1,35	0,72	0,59	0,10

Megjegyzés: Az állatok egyéb szerveinek (mellékvese, agy, pajzsmirigy, gerincvelő, izom, neuronok) DAR-értékeit is meghatároztuk és azokat 0,1-nél kisebbnek találtuk és így a táblázatban nem tüntettük fel.

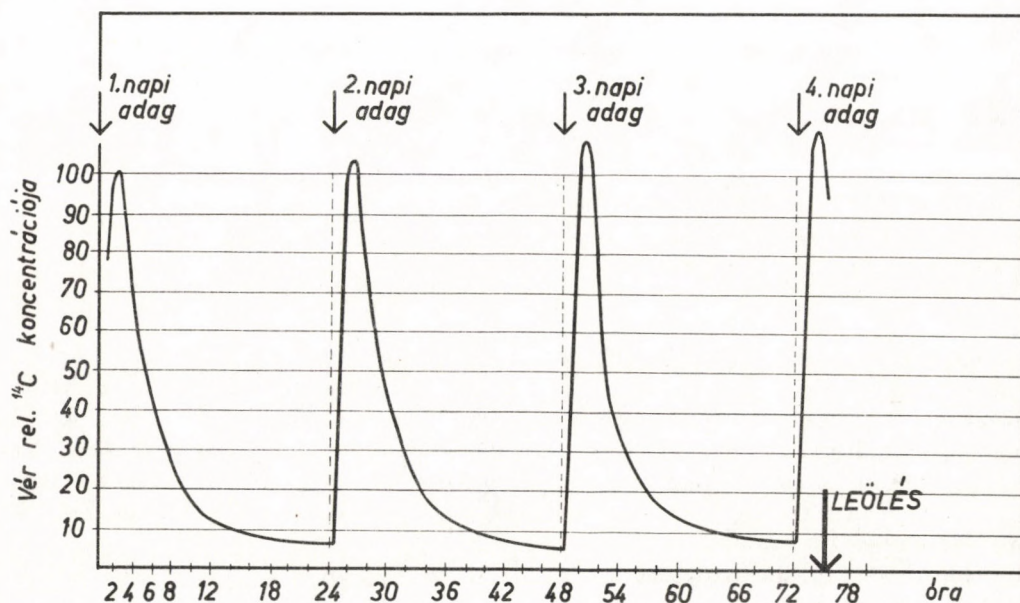
Замечание: Были измерены ДАР-значения и других органов (надпочечника, мозга, щитовидной железы, спинного мозга, нейрон) и их значения не превысили 0,1 и их не включим в таблицу.

Note: The DAR-values of other organs of the animals (adrenal, brain, thyroid gland, spinal marrow, muscle, neurons) were also determined and found to be less than 0,1, thus were not listed in the Table.

ja e feltételezést a bélfalban található ugyancsak nagyobb aktivitás. A szervek közül a máj és a vese ^{14}C -tartalma jelentős; a máj a beadás után 6 óra múlva átlagban 13,5 %-ot tartalmaz és még 24 óra múlva is 4 % körüli érték mérhető. A vese az első 12 órában 1 - 2% közötti értékekkel szerepel. A tüdő és a szív 0,1 - 0,2 %-ot kitevő értékei mellett az agy, lép, here, mellékvese, pajzsmirigy, izom, gerincvelő ^{14}C -tartalma általában 0,01 %-nál kevesebb.

Az egyes szervek, szövetféleségek specifikus dúsítóképességét kifejező DAR értéket a II. táblázatban foglaltuk össze. (A DAR értékhez úgy jutunk, hogy az 1 g szervsúlyra talált értéket elosztjuk a szervezet egészére feltételezett homogén eloszlás esetén 1 g-ra számított értékkel.) Jelentősebb dúsítóképességgel a beadás utáni első órákban a bélfal, máj, vese és gyomorfal rendelkezik, 24 óra múlva azonban csupán a máj mutat enyhén megemelkedett kötőképességet. A táblázat adataiból kitűnik, hogy az EGYT-739 iránt nagyobb affinitással rendelkező szövet, szövetféleséget, un. kritikus szövet nem találtunk.

4 napon át, naponta egyszeri per os adagolás után a vér ^{14}C -koncentrációváltozását mutató görbe (2. ábra) naponta azonos lefutást mutat. A maximumot az egyes napi adagok



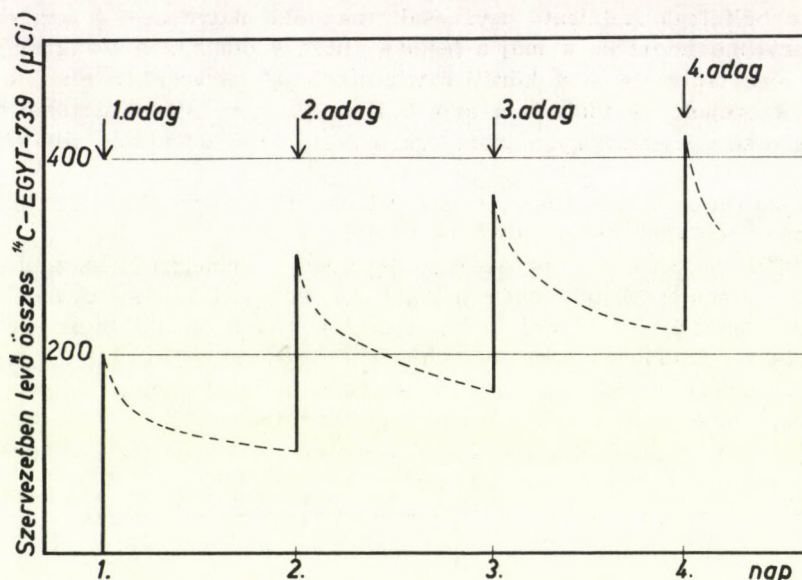
2. ábra: A vér ^{14}C -szintjének változása ^{14}C -EGYT-739 krónikus (4 napon át tartó) per os adagolása során.

Fig. 2. The ^{14}C -level of the blood after the chronic oral administration (lasting of 4 days) of ^{14}C -EGYT-739.

Рис. 2. Изменение уровня изотопа ^{14}C после длительной (4 дня) дозировки (через желудок).

után most is 2 - 3 óra múlva észleltük. A maximum elérése után a vérből való eltűnésre vonatkozólag az 1. ábrán már említett két szakasz (egy gyorsabb és egy viszonylag lassabb eliminációs szakasz) e krónikus adagolás után is naponta megfigyelhető volt. Az egyes napok végén a maximális vérkoncentrációnak csak mintegy 4-8 %-a mérhető. Ugy tűnik tehát, hogy a készítmény tartós adagolása a vérszint észrevehető megemelkedését nem vonja maga után.

Mérési adataink alapján meghatároztuk a tartós kezelés során különböző időpontokban a szervezetben jelenlevő gyógyszer mennyiséget (3. ábra). Az első napi 200 μCi adagnak az első nap végére mintegy 50 %-a marad vissza és ehhez járul a második nap reggelén adott újabb 200 μCi adag. Így az állat egészében a második nap reggelén mintegy 300 μCi készítmény tartózkodik. Tekintettel arra, hogy a készítmény a béltartalomban viszonylag hosszabb ideig tartózkodik, a második napon csökkentett ütemű ürítés volt mérhető. Ily módon a szervezet egészében maradó összes készítmény mennyisége a négy napi kezelés során emelkedő jelleget mutat. Számításaink szerint a dinamikus egyensúlyi állapot tartós kezelés során gya-



3. ábra: A szervezetben maradó összes ^{14}C -aktivitás 4 napon át napi $200 \mu\text{Ci}$ ^{14}C -EGyT-739 per os adagolása során.

Fig. 3. The total ^{14}C -activity remaining in the organism in the case of a 4 days through oral administration of ^{14}C -EGyT-739 in doses of $200 \mu\text{Ci}$ per day.

Рис. 3. Общая ^{14}C -активность в организме в процессе 4-дневной дозировки, каждый день по $0,2 \text{ мкКи}$, ^{14}C -EGyT-739 (через желудок).

korlatilag a 6. - 7. nap után következnek be, amikor is a naponként eltávozó aktivitás közel egyenlővé válik a naponkénti új adagokkal. Az EGyT-739 krónikus adagolása folyamán a dinamikus egyensúly létrejöttéhez szükséges viszonylag hosszú idő talán értelmezését adja annak a kliniko-farmakológiai tapasztalatnak, miszerint a guanethidin származékok hosszabb ideig ható ("elnyújtott hatású") készítményeknek bizonyultak (1). Ehhez a képhez járul az a körülmény is, hogy egyszeri perorális adagnak a szervezetből való teljes eliminációjára 6 - 7 napra van szükség.

A vizelet vékonyrétegekromatográfiás analízise alapján arra következtethetünk, hogy a vizelet ^{14}C -tartalmának 70 - 80 %-a ép (esetleg karbamiddá alakult) molekulához kötött van jelen. A további 20 - 30 % esetében pedig a szervezetben való metabolizáció során a molekuláról a guanidin csoport leválik.

IRODALOM

- [1] C. T. DOLLERY, D. EMSLIE-SMITH, M. D. MILNE: Clinical and Pharmacological Studies with Guanethidine in the Treatment of Hypertension, *Lancet*, 381-387 (1960).
- [2] D. J. BOULLIN, E. COSTA, B. B. BRODIE: Discharge of Tritiumlabeled Guanethidine by Sympathetic Nerve Stimulation as Evidence that Guanethidine is a False Transmitter. *Life Sciences* 5, 803-808 (1966).
- [3] B. CALESNICK, H. SHEPPARD, N. BOWEN, J. KAMDAR: Direct Comparison of ^{14}C -guanethidine (Ismelin) Excretion following Oral and Subcutaneous Administration. *Biochem. Pharm.* 8, 49 (1961).

AUTORADIOGRAPHISCHE METHODE FÜR DIE BESTIMMUNG DER SCHILDRÜSENHORMONBINDUNGS-KAPAZITÄT IM SERUM⁺⁺

F. Péter⁺⁺, F. Ditrói⁺⁺⁺, G. Gasztonyi-Kertész^x, M. Harsányi⁺⁺

Das Verhalten der Schilddrüsenhormonbindungs-Proteinfractionen im human Blutserum wurde von den Autoren mit Hilfe von markiertem Thyroxin untersucht. Drei Auswertungsverfahren der Methode wurden verglichen. Die Quantität des zu einigen Eiweissfraktionen gebundenen Radiothyroxins nach einer elektrophoretischen Trennung haben sie folgenderweise bestimmt: a/ mit der fortlaufenden Messung der Papierstreifen, b/ mit der Bestimmung der ausgeschnittenen Flecke, und c/ mittels der Densitometrie von Streifenautoradiogrammen.

Nach den Ergebnissen der vergleichenden Analyse hat sich die einfachste, wenigste Gerät- und Arbeit-erfordernde autoradiographische Methode als äquivalent den früher in der Literatur vorgeschlagenen Verfahren erwiesen.

AUTORADIOGRAPHIÁS MÓDSZER A SERUM PAJZSMIRIGYHORMONKÖTŐ-KAPACITÁS MEGHATÁROZÁSÁRA. Szerzők emberi vér-serum pajzsmirigyhormonkötő fehérje frakcióinak viselkedését tanulmányozták ¹³¹J-al jelzett thyroxin segítségével. Három kiértékelési eljárást hasonlítottak össze a módszeren belül. Az elektroforetikus szétválasztott egyes fehérje-frakciókhoz kötődött radiothyroxin mennyiségét a/ a papírcsíkok folyamatos mérésével, b/ a kivágott foltok radioaktivitásának meghatározásával, és c/ a csíkok autoradiogrammjaiknak densitometrállása után állapították meg.

Az összehasonlító analysis eredményei szerint - a legegyszerűbb, legkisebb műszer- és munkaigénnyel járó - autoradiographiás módszer az irodalomban korábban javasolt eljárásokkal egyenlő értékűnek bizonyult.

AUTORADIOGRAPHIC METHOD FOR DETERMINING THE THYROID-HORMONE-BINDING CAPACITY OF THE SERUM. The authors have made a study of the behaviour of the thyroid-hormone-binding proteins of human serum by means of ¹³¹J-thyroxine. Three evaluation procedures were compared within the method. The quantity of radiothyroxine bound to certain protein fractions separated electrophoretically were ascertained by a/ a continuous measuring of the paper-strips, by b/ determining the radioactivity of the cut-out spots, and c/ by measuring the autoradiograms of the strips by densitometry.

According to the results of comparative analysis, the simplest, smallest instrument-and work-demanding autoradiographic method proved to be of equal value to the procedures previously suggested in literature.

АВТОРАДИОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ЕМКОСТИ СЫВОРОТОЧНОГО БЕЛКА, СВЯЗЫВАЮЩЕГО ГОРМОН ЩИТОВИДНОЙ ЖЕЛЕЗЫ. Авторы исследовали поведение белковых фракций сыворотки связывающей гормон щитовидной железы, используя для этого тироксин меченный ¹³¹I-ом. В рамках данного метода сравнили три способа оценки результатов. Количество меченного тироксина, связанного отдельными электрофоретическими фракциями белка определяли: а/ последовательными измерениями полосок бумажного электрофореза; б/ определяли радиоактивность отдельных фракций (пятен); в/ денситометрически определяли авторadiограммы полос. На основании данных сравнительного анализа - авторadiографический метод равноценен по точности другим методам ранее предложенным в литературе, в то же время наиболее прост, требует наименьшего оснащения и наимение трудоемок.

⁺Herrn Pfor. Dr. A. Szalay, Mitglied der Ungarischen Akademie der Wissenschaften, Direktor des Instituts f. Atomkernforschung der U.A.W. Debrecen - zum 60-sten Geburtstag mit vorzüglicher Hochachtung.

^{xx}Auf Grund eines Vortrages, gehalten auf dem XII. Kongress der Ges. f. Med Radiologie der DDR, Berlin, 12. Sept. 1967.

⁺⁺Univ. - Kinderklinik, ⁺⁺⁺Univ. - Frauenklinik, ^xIsotop-Abtg. der II. Med. Klin. der Universität Debrecen.

Diejenigen Untersuchungsmethoden, welche mit der Anwendung der radioaktiven Isotopen in vitro die Forschung bzw. die Diagnostik verbessern, sind nicht nur deshalb von Bedeutung, weil sie von neuer Seite einen Einblick in physiologisch- und pathologisch-biologische Vorgänge gewähren, sondern auch deshalb, weil sie die Strahlenbelastung der untersuchten Personen beseitigen.

Seit 1962 beschäftigen wir uns wiederholt in Vorträgen und Mitteilungen mit dem Hamolsky-Test bzw. mit der Autoradiographie. [1-4]

Die Bindung des mit Radiojod gekennzeichneten Trijodthyronins an Erythrozyten oder andere Substanzen - welche wir während dieses Verfahrens messen - ist von der produzierten Schilddrüsenhormonmenge indirekt abhängig. Wenn z.B. die eigene Hormonproduktion niedrig ist, ist ein kleiner Teil des hormonbindenden Globulins gesättigt; je grösser die freie Kapazität ist, desto mehr exogenes Trijodthyronin kann gebunden werden: folglich bleibt wenig davon für die Erythrozyten oder andere Substanzen. Demnach werden die Ergebnisse von der Qualität und Quantität der roten Blutkörperchen bzw. hauptsächlich vom Verhalten des schilddrüsenhormonbindenden Eiweisses (Thyroid-Binding Protein = TBP) des Serums direkt beeinflusst.

Nach den in der letzten Zeit erschienenen mehreren Mitteilungen kann man beim Menschen eu-, hypo- oder hyperthyreoid Zustände durch Veränderung des TBP-Wertes grundlegend beeinflussen [8]. Die Stoffwechsellaage ist nämlich in erster Linie von der freien, nicht an Eiweiss gebundenen Schilddrüsenhormonmenge abhängig. [6] Die Sexualhormone verändern der TBP-Spiegel [5], deshalb kann während der Gravidität bei Neugeborenen und im Pubertätsalter der Zustand der Eiweissfraktionen für die richtige Beurteilung der Schilddrüsenfunktion von Bedeutung sein.

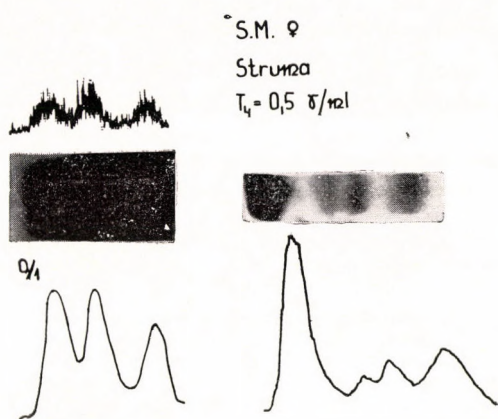
Bei unseren jetzigen Untersuchungen gingen wir von den Angaben von Robbins und Mitarb. [9] aus. Mit ihrem Verfahren ist die Schilddrüsenhormonbindungs-Kapazität folgendermassen zu prüfen: Man gibt markiertes Thyroxin in gleichbleibender Menge und nicht radioaktives Thyroxin in zunehmender Menge in einem Gemisch zu mehreren Proben des zu untersuchenden Serums. Nach einer halbstündigen Inkubation trennt man die Proben mittels der gewöhnlichen Papierelektrophorese auf. Wir erhielten dabei die beste Auftrennung, wenn wir Tris-Puffer (Tris-Hydroxymethyl-Aminomethan-Maleat) benutzen. (pH 8.6) - Wir halbierten dann die Papierstreifen in Längsrichtung und nahmen von der einen Hälfte das Radiogramm apparativ auf, die andere Streifenhälfte färbten wir mit Amidoschwarz und densitometrierten sie anschliessend. Wir schnitten nach Fertigstellung der Radiogramme die aktiven Papieranteile aus und massen die Aktivität mittels einer Zählvorrichtung auch.

Nach unserem ersten diesbezüglichen Bericht [7] lenken wir jetzt die Aufmerksamkeit auf die vorteilhafte Anwendbarkeit der Autoradiographie. Dabei bringen wir die Elektrophorogramme nach der Trocknung auf Roentgenfilme mit einer 24- oder 48-stündigen Expositionszeit. Die belichteten Filme densitographieren wir dann und werten die Densitogramme ebenso, wie die Radiogramme, planimetrisch aus.

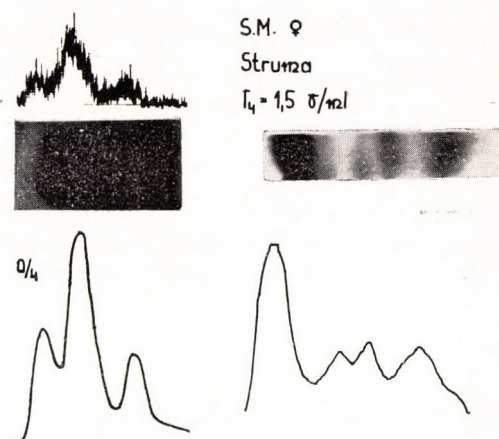
Den Angaben über die TBP-Menge liegt folgender Gedankengang zu Grunde: Das planimetrierte Gesamtgebiet des Densitogramms bzw. des Radiogramms wird gleich 100 % gerechnet, und der Flächenanteil des an die Globulinfraktion gebundenen, markierten Thyroxins (Thyroid-Binding Globulin = TBG) dazu ins Verhältnis gesetzt.

Die nicht markierte, an die globulinfraktion gebundene Thyroxinmenge ($\mu\text{g/ml}$ Serum) wird aus dem Prozentanteil der TBG-Fläche in dem Konzentrationsbereich des applizierten, nicht markierten Thyroxins errechnet, in dem die Flächenanteile des TBG zwischen zwei Dosisstufen nicht um mehr als 10 % - bezogen auf die Gesamtfläche - differieren. (z.B.: wenn bei $1,5 \mu\text{g/ml}$ Thyroxin 20 % auf die TBG-Kurve entfällt, dann beträgt die entsprechende Serum-TBG-Kapazität $0,30 \mu\text{g/ml}$).

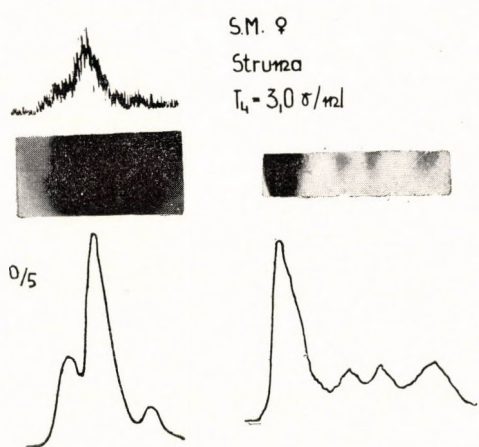
Die verwendeten Geräte und Isotopen: 1. Horizontales Elektrophorese-Gerät (Typ, LKB) zur Trennung der Eiweissfraktionen. 2. Apparat zur Aufnahme von Radiogrammen, hergestellt und beschrieben vom Institut für Atomkernforschung der U.A.W. Debrecen [10]. - 3. Densitometer (Typ. Photovolt 425 USA). 4. Planimeter (verzeugt von MOM Budapest). 5. Zählvorrichtung (Typ. NK-108 - hergestellt durch die Gamma-Werke. 6. Polnisches bzw. englisches ^{131}J -Thyroxin (Szwerk okolo Otvocka, Inst. Jadern. Isszledov, bzw. Amersham, Radiochem. Center).



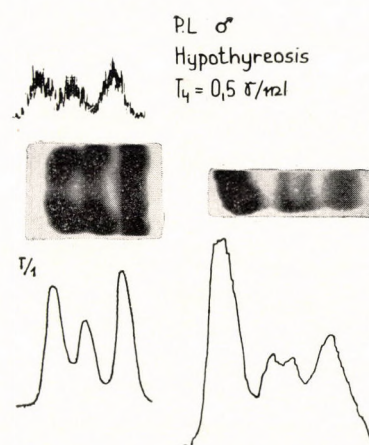
a.



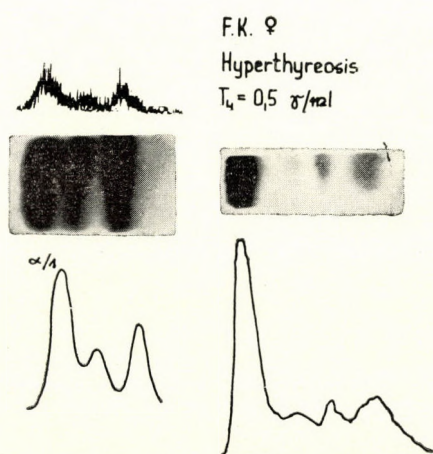
b.



c.

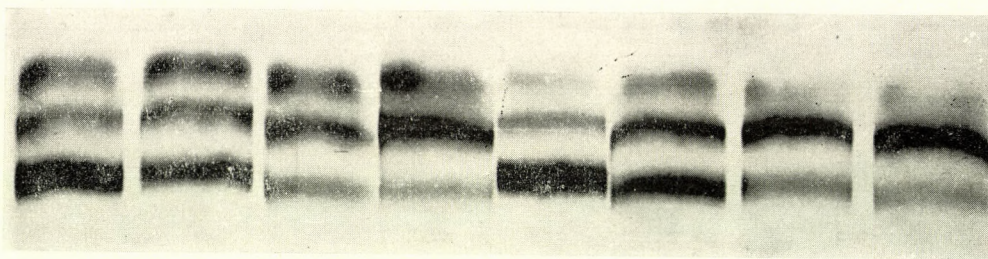


d.

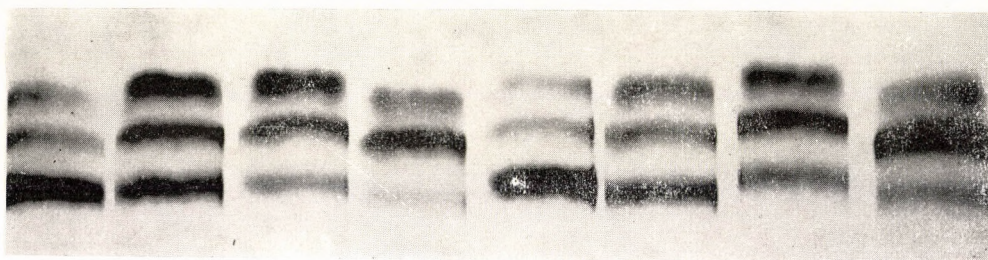


e.

1. ábra



2. ábra



3. ábra

ERGEBNISSE

Die Abbildungen 1/a-c. zeigen die Radiogramme gewonnen durch die fortlaufende Auswertung im Serum von einem Kind mit euthyreoider Struma, die Autoradiogramme der Elektrophorese-Streifen und deren Densitogramme (links untereinander) im Falle einer Sättigungsdose von 0,5, 1,0 und 3,0 $\mu\text{g/ml}$ Thyroxin. Die Kapazität der sog. Inter-Alfa-globulin-Fraktion mindert stufenweise (rechtseitige Spitze - primäres Bindungsprotein), während die Kapazität von Albumin immer erhöht. (Mittlere Spitze - tertiäres Bindungsprotein) Das Präalbumin hat eine sekundäre Rolle. (Linksseitige Spitze) - In der Hypothyreose ist die TBG-Kapazität grösser und in der Hyperthyreose kleiner als in normalem Fall. - unter gleicher Dose der Sättigung (0,5 $\mu\text{g/ml}$). - Die Abbildungen 2/a-b. zeigen je 8-8 Autoradiogramme, wo die Sättigung der einzelnen hormonbindenden Proteine aus der Gestaltung der schwarzen Flecke gut zu verfolgen ist.

Bei 100 parallel durchgeführten Untersuchungen wurde die Abweichung der Ergebnisse der Autoradiogramme von denen der Radiogramme bei 5 % gefunden. Zur gleichen Zeit erreichte die Abweichung der Aktivitätsdaten von ausgeschnittenen Flecken von denen der Radiogramme das 10 %.

Das Verfahren der Autoradiographie hat den Vorteil, dass man zur TBG-Bestimmung kein Isotopenmessgerät benötigt. Es ist zur quantitativen TBG-Bestimmung ebenso gut geeignet, wie das bisher übliche Verfahren und ebenfalls gut reproduzierbar.

Abb. 1/a-e.: Das Radiogramm, Autoradiogramm und dessen Densitogramm (links, von oben nach unten) des Serums, einige Daten, Papierelektrophorese-Streifen und dessen Densitogramm (rechts, von oben nach unten) bei euthyreoid Kropf (a-c), Hypo- (d) und Hyperthyreose (e) unter verschiedenen Thyroxinmengen.

1/a-e. ábra: Euthyreoid strumás (a-c), hypo- (d) és hyperthyreotikus gyermek (e) serumának radiogramja, autoradiogramja és annak densitogramja (baloldal, felülről lefelé), néhány adata, papírelektroforézis csíkja és annak densitogramja (jobboldal, felülről lefelé), az ábrákon feltüntetett thyroxin mennyiségek esetén.

1/a-e. Figs.: The radiogram, autoradiogram and its densitogram of the sera of children with euthyroid goiter (a-c), myxedema (d) and thyrotoxicosis (e) - left side from top downwards -, a few data on the children, a paper electrophoretic strip and its densitogram (right side, from top downwards) in case of different thyroxine concentrations.

Рис. 1. (a-c). Показывает сывороточные радиogramмы, авторadiogramмы и их денситogramмы (слева, сверху-вниз), некоторые данные бумажного электрофореза и его денситogramмы (справа, сверху-вниз) при количествах тироксина, указанного на рисунках, у детей с эутиреоидным зобом (a-c) при гипо (d) и гипертиреозе.

Abb. 2/a-b.: Je 8-8 Autoradiogramme von 1-1 Serumprobe. Die Menge des Thyroxins erhöht von links nach rechts: mit der Sättigung mindert die Radiothyroxinbindungs-Kapazität der Inter-Alfa-Fraktion (unterster Streif), dann die Praalbumin- (oberster St.), schliesslich die Albuminfraktion (mittlerer St.) nimmt das Radiothyroxin auf. (Die Intensität der Flecke verstärkt sich.)

2/a-b. ábra: 1-1 serummintá 8-8 autoradiogramja. Balról jobbra növekszik a thyroxin-mennyiség: a telítődéssel csökken az interalfa-fractio (legalsó) radioaktiv thyroxin-kötő kapacitása, majd a praalbumin (legfelső), végül az albumin-fractio (középső) veszi fel a radiothyroxint. (A foltok intenzitása fokozódik.)

2/a-b. Figs.: 8-8 autoradiograms of serum samples 1-1. From left to right the quantity of thyroxine increases. With saturation the radiothyroxine-binding capacity of the interalpha-fraction (the lowest) decreases, then the prealbumin (the highest), and finally the albumin fraction (the middle one) takes up the radiothyroxine (the intensity of the spots darkens).

Рис. 2. (a-b). Восемь авторadiogramм одной сыворотки при разных количествах тироксина. Слева направо возрастает количество тироксина. В связи с этим снижается емкость в начале в нижней фракции (interalfa), затем в верхней (praealbumin) и только потом в фракции альбумина (средняя), связывающих радиоактивный тироксин. (Интенсивность пятен возрастает.)

LITERATUR

- [1] MEDVECZKY, L., PÉTER, F., LAMPÉ, L.: Kisérl. Orvostud. 14: 49. 1962.
- [2] KERTÉSZ, L., PÉTER, F.: Rad. biol. ther. 4: 567. 1963.
- [3] PÉTER, F., KERTÉSZ, L.: Mschr. Kinderheilk. 112: 60. 1964.
- [4] PÉTER, F., LAMPÉ, L., ASZTALOS, M.: Mschr. Kinderheilk. 112: 62. 1964.
- [5] DOWLING, J. Th., FREINKEL, N., INGBAR, S. H.: J. clin. Invest. 35: 1263. 1956.
- [6] HAMOLSKY, M. W., STEIN, M., FREEDBERG, A. S.: J. clin. Endocrinol. 17: 33. 1957.
- [7] PÉTER, F., DITRÓI, F., KERTÉSZ, L., HARSÁNYI, M., LAMPÉ, L.: II. Konferenz d. Ung. Gesellschaft f. Klin. Laboratoriumsdiagnostik. Budapest, 1966. - Zusammenfassungen - S. 10-11.
- [8] PITT-RIVERS, R., SACKS, B. I.: Schilddrüsenhormone und Körperperipherie. - Springer Verlag. Berlin-Göttingen-Heidelberg, 1964. S. 1-13.
- [9] ROBBINS, J., in: SUNDERMAN, F. W., SUNDERMAN F. W. Jr. Evaluation of Thyroid and Parathyroid functions. - Lippincott, Philadelphia-Montreal, 1963.
- [10] SZILÁGYI, M.: Magy. Fizikai Folyóirat 6: 565. 1958.

MIKROTERMOLUMINESZCENS DÓZISMÉRŐ ALKALMAZÁSA J-131 ÉS J-132 DÓZIS MEGHATÁROZÁSÁRA PAJZSMIRIGY-FANTOMON⁺⁺

PÉTER FERENC, OSVAY MARGIT⁺⁺, KERTÉSZ LÁSZLÓ⁺⁺⁺

Debreceni Orvostudományi Egyetem Gyermekklinika; Kossuth Lajos Tudományegyetem Alkalmazott Fizika Tanszéke⁺⁺, II. sz. Belklinika⁺⁺⁺, Debrecen

A pajzsmirigydiagnosztikában évtizedek óta alkalmaznak jódiotópokat, azonban a pajzsmirigyben és az azt körülvevő szövetben ténylegesen abszorbeált dózis meghatározását csaknem kizárólag számításokkal végzik. A szerzők új mérési módszer alkalmazását kísérelték meg. Közelítő szövetekvivalens LiF porral töltött mikrotermolumineszcens dozimétereket készítettek a pajzsmirigyben J-131 és J-132 izotóp által leadott dózis mérésére. Szövetekvivalens anyagból készült nyakfantomban elhelyezkedő üveg pajzsmirigy modell belsejében, külső falán és a nyakfantom külső oldalán végeztek méréseket. Megállapították, hogy a J-132 izotóp a J-131-nél - ilyen körülmények között - mintegy 3-szor kisebb sugárterhelést jelent a pajzsmirigy számára. A két izotóp biológiai felezési idejének figyelembevétele esetén is előnyösebb a J-132 human alkalmazása.

Iodine isotopes have been used in thyroid diagnostics for decades but the determination of the actually absorbed dose by the thyroid and surrounding tissues was estimated almost exclusively by calculations. The authors tried the adaptation of a new measuring method. Microthermoluminescent dosimeters were made by filling glass capillaries with tissue-equivalent LiF powder in order to determine the irradiation dose from 131-I and 132-I isotopes in the thyroid. Measurements were made inside of a glass thyroid model, on the outer wall of it, and on the outer side of a neckphantom - made of tissue-equivalent medium - in which the glass thyroid model was placed. It has been found that under these conditions 132-I isotope gives a dose for the thyroid about eight times less than the dose given by 131-I. Considering the biological half-life of the two isotopes the human application of 132-I is more favourable, too.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДОЗ I^{131} И I^{132} В ДИАГНОСТИКЕ ЗАБОЛЕВАНИЙ ЩИТОВИДНОЙ ЖЕЛЕЗЫ ПРИ ПОМОЩИ МИКРО-ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО ДОЗИМЕТРА. На протяжении десятилетия применяют изотопы I в диагностике заболеваний щитовидной железы. Дозы I-а поглощенные щитовидной железой и окружающей её тканями почти во всех случаях определяли методом вычисления. Авторы использовали новый метод измерения. Для измерения доз излучения изотопов I^{131} и I^{132} в щитовидной железе, подготовили микротермолюминесцентный дозиметр, заполненный LiF частицами, наиболее соответствующими тканевому эквиваленту; в стеклянной модели щитовидной железы, проводили измерения внутри, снаружи а так же в наружной стенки фантома шеи. Определили, что лучевое излучение I^{132} изотопа для щитовидной железы, при данных условиях, в восемь раз меньше чем излучение изотопа I^{131} . С физической точки зрения, сравнивая время биологического полураспада двух изотопов, изотопы I^{132} наиболее приемлемы для терапевтической диагностики.

A radioizotópok az elmúlt évtizedekben széles körben bevonultak az orvosi kórismézés és kezelés gyakorlatába, ami azzal a ténnyel magyarázható, hogy segítségükkel többet tudhatunk meg - sokszor egyszerűbben és gyorsabban -, mint nélkülük. A radiológia fejlődését azonban a sugárterhelés csökkentésének törekvése is jellemzi, hiszen bebizonyosodott, hogy a különböző dózisu sugárterheléssel heveny és idült szövetkárosodás, illetve azok örökletes formái válhatnak ki.

⁺ A dolgozat az NDK Radiológiai Társaságának XII. Kongresszusán Berlinben, 1967. szept. 12-én elhangzott előadás alapján készült.

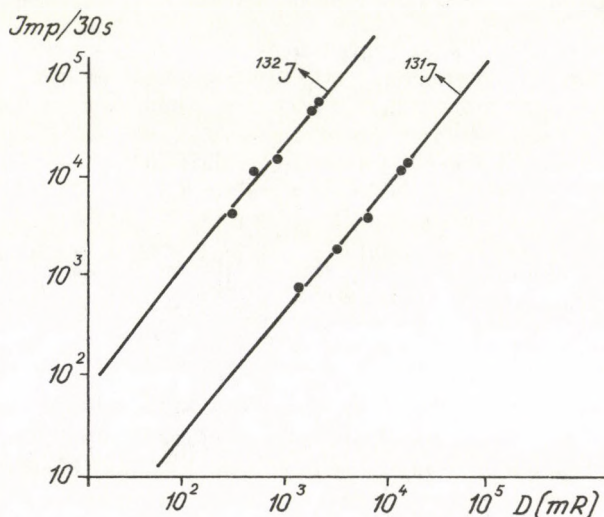
^X Prof. Dr. Szalay Sándornak, a MTA tagjának, a MTA ATOMKI igazgatójának, 60-ik születésnapjára ajánlva, tisztelettel.

Amikor kereken tíz évvel ezelőtt a MTA Atommagkutató Intézet és a DOTE Gyermekklinika kollaborációjában sikerült 0.5–1.0 μCi J-131-el jól értékelhető pajzsmirigy-diagnosztikus vizsgálatokat kidolgozni, akkor az a világirodalomban szerepelt legalacsonyabb sugárterhelési szintnek felelt meg [1]. Beszámoltunk arról, hogy a rendelkezésre álló képletek segítségével milyen sugárterhelést jelent ez az izotóp-adag a pajzsmirigyre, mint kritikus szervre [2].

A pajzsmirigyszövetben ténylegesen abszorbeált dózis meghatározását csaknem kizárólag számításokkal végzik, amelyek természetesen közelítő jellegűek.

MÓDSZER ÉS EREDMÉNYEK

Közel szövetequivalens LiF porral töltött mikrotermolumineszcens dózismérőket készítettünk. A LiF effektív atomszáma 8.14, míg a testszöveté 7.42. A doziméter 6 mg LiF port tartalmaz, 1.4 mm átmérőjű, 10 mm hosszúságú zárt üvegcsőben. A doziméterek a besugárzáskor abszorbeált energiát spontán nem adják le, kiértékelés után ismét felhasználhatók. A doziméterek kis mérete nagyon előnyössé teszi felhasználásukat. Az 50 KeV feletti energiák esetén energiafüggéssel nem kell számolni [3]. Kiértékeléskor a termolumineszcens dozimétereket Pt csőnekba helyeztük, amelyet elektromos uton fűtöttünk konstans 4.8 A árammal 1.2 V mellett. Így a LiF foszfor hőmérséklete kb. 10 s alatt 350°C-ra emelkedik. A mérési ciklus tartalma: 30 s. A LiF mikrotermolumineszcens doziméterrel megegyező méretű standard radioaktív fényforrást ($\text{ZnS}+\text{C}^{14}$) használtunk a mérő-berendezés érzékenységeinek beállítására. Fénydetektorként M 12 FS 35 fotoelektronsokszorozót használtunk, amelynek feszültségét nagy stabilitású feszültségforrás szolgáltatta. A fotoelektronsokszorozó áramának változását áramintegrátorral impulzusokká alakítva megfelelő erősítés után ötdekádos számlálóegységgel mértük [4]. A kapott impulzusszám az integrális dózissal arányos. A doziméterek hitelesítését standard Co-60 (7.1 μCi), valamint J-131 és J-132 radioaktív forrásokkal végeztük. A hitelesítési görbe az 1. ábrán látható.



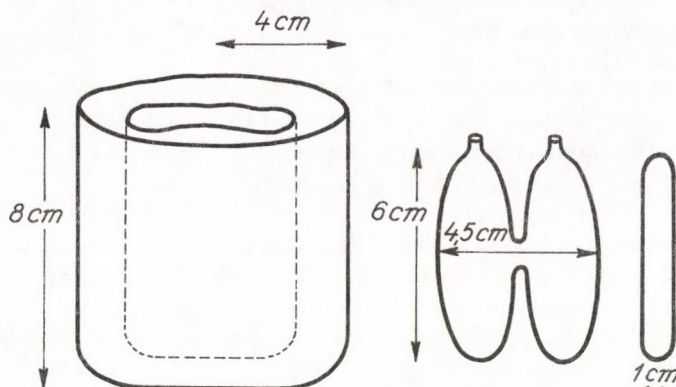
1. ábra: A termolumineszcens doziméter hitelesítési görbéi.

Fig. 1. Calibration curves of the thermoluminescent dosimeter.

Рис. 1. Калибрационные кривые термолуминесцентного дозиметра.

A fotoelektronsokszorozót szárazjéggel hűtöttük, így a szobahőmérsékleten mért sötétáram 50-ed részére csökkent. A mérhető dózis alsó határa 10 mR.

Méréseinkhez pajzsmirigy-modellt, un. fantomot készítettünk, amelynek térfogata 9 ml. Az üvegből készült modellt 8 cm magas, 8 cm átmérőjű szövetekivalens (cerezin-viasz-paraffin) anyagból álló, emberi nyak méreteit utánzó viaszhengerbe tettük. (2. ábra)



2. ábra: Szövetekivalens nyakfantom és üveg pajzsmirigy modell.

Fig. 2. Tissueequivalent neckphantom and the glass thyroid model.

Рис. 2. Фантом шеи из материала, соответствующего тканевому эквиваленту, и стеклянная модель щитовидной железы.

A dozimétereket a következő módon helyeztük el: 1-1 dozimétert az üveg-pajzsmirigyben levő radioaktív folyadékban függesztettük fel megközelítően a lebenyek középig. Az üveg és viaszfal között mindkét pajzsmirigy-lebenynek és az azokat összekötő isthmusnak megfelelően 3, a viaszhenger külső falán ugyancsak 3 doziméter helyezkedett el. Az üvegphantom és viaszhenger külső felülete közötti legkisebb távolság 1 cm. A fantomba 5 μ Ci J-131, ill. J-132 izotópot tettünk. A besugárzási időket a fizikai felezési idő figyelembevételével határoztuk meg [5]. A mérési eredményeket az I. táblázatban foglaltuk össze.

J-131 $T_{1/2} = 8.1$ d $T_{eff} = 5.6$ d $A = 5 \mu\text{Ci}$	D (mR) a pajzsmirigy modell belsejében 2050	D (mR) a pajzsmirigy külső felszínén 400	D (mR) a viaszhenger külső felszínén 360
J-132 $T_{1/2} = 0.096$ d $T_{eff} = 0.094$ d $A = 5 \mu\text{Ci}$	250	90	80

I. táblázat. A mérések eredményei a pajzsmirigy modellen belül, annak külső falán és a nyakfantom külsején (balról jobbra).

Table I. Results of measurements inside of the thyroid model, on the outer wall of it, and outside of the neckphantom (from left to right).

Таблица 1. Результаты измерения на модели щитовидной железы внутри, наружной стенки её, а так же наружной поверхности фантома шеи (слева направо).

MEGBESZÉLÉS

A kapott dózis-értékek alapján megállapítható, hogy a J-132 izotóp alkalmazása esetén fantomkísérletben közelítően 8-szor kisebb sugárterhelés éri a pajzsmirigyet, mint ugyanolyan aktivitású J-131 alkalmazásánál.

J-131 esetén a pajzsmirigy belsejében mért értékek 6-szor nagyobbak, mint a fantom külső felszínén kapott adatok, míg a J-132-nél csak harmadrészt csökken az abszorbeált dózis a pajzsmirigy modell belsejében mért értékhez képest. Ez a J-131 izotóp által kibocsátott nagyenergiájú sugárzással magyarázható, amely átjutva a vékony üvegből készült pajzsmirigy-fantomon, a vialshenger falában fékeződik csak le.

Sugárterhelés szempontjából a J-132 izotóp alkalmazása előnyösebb, mint a J-131, mégsem terjedt el az orvosi gyakorlatban. Ez a következőkkel magyarázható: A rövid fizikai felezési idő miatt csak ún. "korai teszt" végzésére alkalmas, ezért a pajzsmirigybetegek kis hányadában nyújt segítséget; továbbá a számunkra hozzáférhető jódgenerátor (Zentralinstitut für Kernphysik Rossendorf, Isotopenproduktion, DDR) lefejtése után nyert izotópkészítmény a leánytermék 10 felezési ideje után is mutatott radioaktivitást, ami feltehetően J-131 szennyeződéstől származik és mértéke friss generátor esetén a lefejt összaktivitás néhány ezrelékét nem haladta meg. Ilyen szennyeződés lehetőségét igazolják HOWLEY adatai is [6].

A kisméretű, könnyen kezelhető, alacsony dózistartományban alkalmazható termolumineszcens dózismérőket feltétlenül előnyösnek tartjuk arra, hogy a különböző radiojódokkal végzett pajzsmirigy-vizsgálatok esetében in vivo körülmények között is felhasználjuk azokat a sugárterhelés vizsgálatára. Folyamatban vannak gyermekeken végzett ilyen típusu méréseink.

IRODALOM

- [1] PÉTER F., KERTÉSZ L., SZERDAHELYI F.: Rad. biol. ther. 2: 165. 1961.
- [2] PÉTER F., KERTÉSZ L., SZERDAHELYI F.: OAB Izotóp-alk. Szakbiz. kiadv. 3. évf. 83. old. 1962.
- [3] PALMER, R. C.: International Journ. Applied Rad. Isotopes 17: 413. 1966.
- [4] FÉLSZERFALVI J., BERTA I., OSVAY M., GÖRGEY M.: II. Symp. of Health Physics 2: 17. 1966.
- [5] TAUTZ, M.: Kernenergie 8: 645. 1965.
- [6] HOWLEY, H. J., SMITH, E. M.: Health Physics 11: 54. 1965.

A KVANTUMMECHANIKAI HÁROMTEST-PROBLÉMÁRÓL¹

IV.

FAGYEJEV EGYENLETEK

Egy három részecskéből álló rendszer Hamilton operátora:

$$H = K + V_{12} + V_{23} + V_{31}$$

ahol

$$K = \frac{p_1^2}{2m_1} + \frac{p_2^2}{2m_2} + \frac{p_3^2}{2m_3}$$

a három részecske kinetikus energiáinak összege, V_{ij} pedig az i -edik és j -edik részecske közötti kölcsönhatás. A kölcsönhatási potenciálokra vezessünk be egy kevésbé szemléletes, de a továbbiakban használhatóbb jelölést, a következő képpen:

$$U_3 \equiv V_{12} \quad U_2 \equiv V_{31} \quad U_1 \equiv V_{23} \quad U_0 \equiv 0$$

Az újfajta jelöléssel a rendszer Hamilton operátora:

$$H = K + \sum_{\gamma=0}^3 U_{\gamma}$$

Bontsuk fel ezt a H -t az α -adik csatornában úgy, hogy

$$H_{\alpha}^0 = K + U_{\alpha} \quad \text{és} \quad H_{\alpha} = \sum_{\gamma \neq \alpha} U_{\gamma}$$

legyen. A H^0 -hoz tartozó Green függvény:

$$G_{\alpha}^0 = \frac{1}{(K + U_{\alpha} - z)}$$

^{1/} Kisdi Dávid (MTA Elméleti Kutató Csoport, Budapest) - az ATOMKI-ben 1968. febr. 19-22. tartott előadássorozata alapján összeállította: Vertse Tamás

és az α csatornaindex a 0, 1, 2, 3 értékeket vehetik fel. $\alpha = 0$ esetén $H_0^0 = K$ és $H_0 = V_{12} + V_{23} + V_{31}$, azaz három szabad részecskével állunk szemben, $\alpha = 1, 2, 3$ esetén pedig a részecskék egyike szabad, a másik kettő egymáshoz kapcsolódik. (Pl. $\alpha = 1$ -nél $H_1^0 = K + V_{23}$ és $H_1 = V_{12} + V_{13}$ vagyis most a 2-es és 3-as részecskéből álló kötött rendszer hat kölcsön a szabad 1-es részecskével.)

A β kezdeti állapotból α végállapotba való átmenetet leíró reakcióoperátor, mint azt már az előző részben láttuk:

$$X_{\alpha\beta}(z) = H_{\beta} - H_{\alpha} G(z) H_{\beta}$$

ahol G a teljes Hamilton operátor Green függvénye:

$$G = (H - z)^{-1}.$$

Ezért, ha a három részecskéből álló kötött rendszer energiasajátértékeit kívánjuk meghatározni, bármelyik $X_{\alpha\beta}$ -ből kiindulhatunk, mivel H sajátértékeinél G -nek, s így valamennyi $X_{\alpha\beta}$ -nak is pólusa van.

H_{α} fenti kifejezését behelyettesítve:

$$X_{\alpha\beta} = H_{\beta} - \sum_{\gamma \neq \alpha} U_{\gamma} G H_{\beta}.$$

Használjuk fel az előző rész végén nyert,

$$G = G_0^0 (1 - H_0 G)$$

rezolvens egyenletet, mégpedig a γ -ra vonatkozó összegzés minden egyes tagjában különböző σ_{γ} csatornaindex mellett, mely egyébként tetszőleges lehet, de mi válasszuk speciálisan a

$$\sigma_{\gamma} = \gamma$$

sorozatot, ekkor:

$$X_{\alpha\beta} = H_{\beta} - \sum_{\gamma \neq \alpha} U_{\gamma} G_{\gamma}^0 (1 - H_{\gamma} G) H_{\beta}.$$

Az $X_{\alpha\beta}$ definíciós egyenletét felhasználva $X_{\alpha\beta}$ -ra már a G -t nem tartalmazó

$$X_{\alpha\beta} = H_{\beta} - \sum_{\gamma \neq \alpha} U_{\gamma} (K + U_{\gamma} - z)^{-1} X_{\gamma\beta}$$

operátor egyenlet rendszert nyerjük, melyből elvileg az $X_{\alpha\beta}$ -k meghatározhatók.

Vezessük most be a γ -adik csatornához tartozó Lippman-Schwinger szórásoperátort, a potenciálszórás $R(z)$ szórásoperátorára vonatkozó operátoregyenlet általánosítása révén:

$$R_{\gamma}(z) = U_{\gamma} - U_{\gamma} (K - z)^{-1} R_{\gamma}(z)$$

Az eltérés itt csupán annyi, hogy K itt három részecske kinetikus energiájának összege. Itt is felírhatjuk a formális megoldást:

$$R_{\gamma}(z) = U_{\gamma} - U_{\gamma} (K + U_{\gamma} - z)^{-1} U_{\gamma},$$

és ezt összevetve az előző operátorgyenlettel, látható, hogy a kettő egyszerre csak úgy állhat fenn, ha

$$R(z) (K - z)^{-1} = U_{\gamma} (K + U_{\gamma} - z)^{-1}.$$

Behelyettesítve ezt az X -ekre vonatkozó egyenletrendszerbe, megkapjuk a Fagyeev egyenleteket:

$$X_{\alpha\beta}(z) = H_{\beta} - \sum_{\gamma \neq \alpha} R_{\gamma}(z) (K - z)^{-1} X_{\gamma\beta}(z).$$

A Fagyeev egyenletek előnye az X -ekre vonatkozó korábbi egyenletrendszerhez viszonyítva, hogy a bennük szereplő propagátor csupán a három részecske kinetikus energiát (K) tartalmazza. Emiatt a számítások során impulzusreprezentációt használhatunk, és síkhullámokkal dolgozhatunk. A Fagyeev egyenletek lényegileg Lippmann-Schwinger egyenletek, így megoldásuk módja is megegyezik a Lippmann-Schwinger egyenlet megoldási módszerével, az eltérés csupán az, hogy a Fagyeev egyenletekben az $R_{\gamma}(z)$ szórásoperátorok vannak potenciálok helyett, amelyek azonban matematikailag könnyebben kezelhetők, mint a sok esetben szinguláris potenciálok (pl. hard core).

A Fagyeev egyenletek világosan megmutatják, hogy a háromrészecske probléma megoldását - ami azt jelenti, hogy meg tudjuk adni az $X_{\alpha\beta}$ -kat α és β valamennyi értékére - végeredményben visszavezettük a kéttest probléma megoldására, hiszen mielőtt a Fagyeev egyenletek megoldásához hozzákezdünk, meg kell határozni a lényegében kétrészecske szórásokat leíró $R_{\gamma}(z)$ Lippman-Schwinger szórásoperátorokat. A megoldás menete tehát már látszik, azonban a fenti formában a Fagyeev egyenletek megoldása igen komplikált és nehezen keresztülvihető numerikus munkát jelentene, ezért a továbbiakban azzal foglalkozunk, hogyan lehet ténylegesen megoldani a Fagyeev egyenleteket.

Vizsgáljuk először a háromrészecske rendszer kinematikáját! Eddig a háromrészecske mozgását rendre a $\vec{p}_1$, $\vec{p}_2$, $\vec{p}_3$ impulzusokkal jellemeztük, ebben a reprezentációban a

$$K = \frac{p_1^2}{2m_1} + \frac{p_2^2}{2m_2} + \frac{p_3^2}{2m_3}$$

kinetikus energia diagonális és sajátfüggvényei a

$$|\phi\rangle = (2\pi)^{-9/2} e^{i(\vec{p}_1 \vec{r}_1 + \vec{p}_2 \vec{r}_2 + \vec{p}_3 \vec{r}_3)}$$

sikhullámok. A számolások egyszerűsítése céljából célszerűbb, ha az egyes részecskék $\bar{p}_i$ impulzusai helyett bevezetjük a háromrészecske

$$\bar{P} = \frac{\bar{p}_1 + \bar{p}_2 + \bar{p}_3}{\sqrt{2(m_1 + m_2 + m_3)}}$$

összimpulzusát, a 2-es és 3-as részecske egymáshoz viszonyított mozgásának

$$\bar{k}_1 = \frac{m_3 \bar{p}_2 - m_2 \bar{p}_3}{\sqrt{2m_2 m_3 (m_2 + m_3)}}$$

relativ impulzusát, valamint az 1-es részecske és a 2-es és 3-as részecskékből álló összetett részecske súlypontjának egymáshoz viszonyított mozgását leíró

$$\bar{q}_1 = \frac{m_1 (\bar{p}_2 + \bar{p}_3) - (m_2 + m_3) \bar{p}_1}{\sqrt{2m_1 (m_2 + m_3) (m_1 + m_2 + m_3)}}$$

relativ impulzust. A $\bar{p}_1, \bar{p}_2, \bar{p}_3$ független kvantumszámokról tehát áttérünk az ugyancsak független, $\bar{P}, \bar{k}_1$ és $\bar{q}_1$ kvantumszámokra. Bevezethetünk még ezeken kívül egyéb, most már nem független $\bar{k}_2, \bar{q}_2$ és $\bar{k}_3, \bar{q}_3$ kvantumszámokat is, melyek az 1-es és 3-as részecske relativ impulzusát, valamint az (1,3) összetett részecske és a 2-es részecske relativ impulzusát stb. jelentik. A függőség miatt azonban ez utóbbi négy kvantumszám kifejezhető $\bar{k}_1$ és $\bar{q}_1$ segítségével a következőképpen:

$$\begin{aligned} \bar{k}_2 &= -u\bar{k}_1 + v\bar{q}_1 & \bar{k}_1 &= -\frac{u}{v}\bar{q}_1 - \frac{1}{v}\bar{q}_2 \\ & & \text{vagy} & \\ \bar{q}_2 &= -v\bar{k}_1 - u\bar{q}_1 & \bar{k}_2 &= \frac{1}{v}\bar{q}_1 + \frac{u}{v}\bar{q}_2 \end{aligned}$$

ahol

$$\begin{aligned} u &= \sqrt{\frac{m_2 m_1}{(m_1 + m_2)(m_2 + m_3)}} \\ v &= \sqrt{\frac{m_3 (m_1 + m_2 + m_3)}{(m_1 + m_3)(m_2 + m_3)}} \end{aligned}$$

Az új kvantumszámokkal kifejezve:

$$K = P^2 + k_1^2 + q_1^2 = P^2 + k_2^2 + q_2^2 = P^2 + k_3^2 + q_3^2.$$

Az új kvantumszámok bevezetésének legszembetűnőbb előnye az, hogy a translációs invariancia miatt valamennyi minket érdeklő A operátor^{/2/} matrixeleme diagonális $\bar{P}$ -ben:

$$\langle \bar{P}, \bar{k}, \bar{q} | A | \bar{P}', \bar{k}', \bar{q}' \rangle = A(\bar{k}, \bar{q}; \bar{k}', \bar{q}'; \bar{P}) \delta(\bar{P} - \bar{P}')$$

Ami azt fejezi ki, hogy belső erők hatására a rendszer összimpulzusa nem változhat meg. Ezért csak olyan állapotok közt van értelme operátoraink matrixelemeit keresni, melyeknél $\bar{P}' = \bar{P}$, és ha megállapodunk abban, hogy további vizsgálatainkat a háromrészecske tömegközéppontjához rögzített koordináta rendszerben végezzük (ahol $\bar{P} \equiv 0$), akkor $\bar{P}$ -vel nem kell tovább foglalkoznunk:

$$A(\bar{k}, \bar{q}; \bar{k}', \bar{q}'; \bar{P} = 0) = \langle \bar{k}, \bar{q} | A | \bar{k}', \bar{q}' \rangle$$

Tömegközépponti rendszerben a kinetikus energia:

$$K = k^2 + q^2$$

a propagátor pedig:

$$\langle \bar{k}, \bar{q} | (K - z)^{-1} | \bar{k}', \bar{q}' \rangle = (k^2 + q^2 - z)^{-1} \delta(\bar{k} - \bar{k}') \delta(\bar{q} - \bar{q}')$$

Könnyen belátható, hogy a kölcsönhatás mátrixeleme diagonális $\bar{q}$ -ban, mert pl. az U_1 , amelyik a 2-es és 3-as részecske kölcsönhatását írja le ($U_1 = V_{23}$) nem befolyásolhatja sem az 1-es részecske mozgását, sem a 2-es és 3-as részecske súlypontjának mozgását (mivel belső erők a súlypont mozgását nem befolyásolják), ezért a relativ mozgásukat leíró $\bar{q}$ -t is változatlanul hagyják. Így

$$\langle \bar{k}_1, \bar{q}_1 | U_1 | \bar{k}'_1, \bar{q}'_1 \rangle = U_1(\bar{k}_1, \bar{k}'_1) \delta(\bar{q}_1 - \bar{q}'_1)$$

ahol

$$U_1(\bar{k}_1, \bar{k}'_1) = B(2\pi)^{-3} \int e^{-i\bar{k}_1 \cdot \bar{r}} U_1(r) e^{i\bar{k}'_1 \cdot \bar{r}} d^3\bar{r},$$

és B az m_1/m_2 és m_2/m_3 tömegarányoktól függő kifejezés.

Mivel az R_1 Lippmann-Schwinger szórásoperátor definíció szerint a K kinetikus energiából és az U_1 kölcsönhatásból fellépő kifejezés, ezért q_1 -ben ez is diagonális:

$$\langle \bar{k}_1, \bar{q}_1 | \bar{R}_1(z) | \bar{k}'_1, \bar{q}'_1 \rangle = R_1(\bar{k}_1, \bar{k}'_1; \bar{q}_1, z) \delta(\bar{q}_1 - \bar{q}'_1).$$

^{/2/} Az itt bevezetett A operátor az $R_\gamma, U_\gamma, K, \chi_{\alpha\beta}$ és H_γ bármelyikét jelentheti, nyilvánvaló, hogy a háromrészecske probléma megoldása szempontjából ezen operátorok matrixelemei a kulcsfontosságúak.

Fenti tulajdonságok felhasználásával az R_1 -re vonatkozó operátor egyenlet a következő formájú mátrixegyenletté írható:

$$R_1(\bar{k}_1, \bar{k}'_1; \bar{q}_1, z) = U_1(\bar{k}_1, \bar{k}'_1) - \int d^3 \bar{k}_1'' U_1(k_1, k_1'') (k_1''^2 + q_1^2 - z)^{-1} R_1(\bar{k}_1'', \bar{k}'_1; \bar{q}_1, z),$$

mely csupán a propagátorban szereplő q_1^2 -es tagban tér el a potenciálszórás reakció operátorának matrixelemére korábban felírt egyenlettől. Ez azt mutatja, hogy az 1-es részecske jelenléte csak azáltal módosítja a 2-es és 3-as részecske egymással való kölcsönhatását, hogy a folyamatot leíró Lippmann-Schwinger egyenletben, a propagátorban fellépő kinetikus energiát q_1^2 -tel megnöveli. Tehát ha ismerjük a 2-es és 3-as részecske egymáson való szóródását leíró $\hat{R}_1(\bar{k}_1, \bar{k}'_1; z)$ kifejezést, elég széles z tartományban, akkor a háromrészecske folyamat Lippmann-Schwinger szórásoperátorát is ismerjük, mivel:

$$R_1(\bar{k}_1, \bar{k}'_1; \bar{q}_1, z) = \hat{R}_1(\bar{k}_1, \bar{k}'_1; z - q_1^2)$$

és így R_1 matrixeleme:

$$\langle \bar{k}_1 \bar{q}_1 | R_1(z) | \bar{k}'_1 \bar{q}'_1 \rangle = \hat{R}_1(\bar{k}_1, \bar{k}'_1; z - q_1^2) \delta(\bar{q}_1 - \bar{q}'_1).$$

A potenciálszórás tárgyalásakor láttuk, hogy a faktorizálható potenciál esetén a számítások jelentősen egyszerűsödnek. Tételezzük ezért fel, hogy a γ -adik csatornában fellépő szórás az

$$U_\gamma = \sum_r \lambda_{\gamma r} g_{\gamma r}(\bar{k}_\gamma) g_{\gamma r}(\bar{k}'_\gamma)$$

faktorizálható potenciál írja le. Kimutatható, hogy ilyen potenciál mellett a kétrészecske szórás problémájának megoldása:

$$\hat{R}_\gamma(\bar{k}_\gamma, \bar{k}'_\gamma, z) = \sum_r g_{\gamma r}(k_\gamma) t_{\gamma r}(z) g_{\gamma r}(k'_\gamma)$$

ahol

$$t_{\gamma r}(z) = \left(\frac{1}{\lambda_{\gamma r}} + g_{\gamma r}^2(\bar{k}_\gamma) (k_\gamma^2 - z)^{-1} d^3 \bar{k}_\gamma \right)^{-1}$$

(Ha az összegnek csupán egy tagja van, akkor a potenciálszórásnál részletesen vizsgált megoldást kapjuk vissza.)

Vezessünk most be, egy első pillanatra furcsának ható új jelölés módot, amelyről azonban ki fog derülni, hogy tovább egyszerűsíti a Fagyjev egyenletek megoldását.

Legyen

$$\hat{R}_\gamma(z) = \sum_r |\gamma r\rangle t_{\gamma r}(z) \langle \gamma r|$$

olyan kétrészecske reakcióoperátor, melynek $|\bar{k}_Y\rangle$ síkhullámokkal vett mátrixeleme az $\hat{R}_Y(\bar{k}_Y, \bar{k}_Y, z)$ -t szolgáltatja, vagyis a $|\gamma_r\rangle$ "állapot"-nak egy megfelelő pályaimpulzusmomentumu síkhullámmal vett skalárszorzata a $g_{Yr}(\bar{k}_Y)$ formafaktort szolgáltatja^{/3/},

$$\langle \bar{k}_Y | \gamma_r \rangle = g_{Yr}(\bar{k}_Y)$$

Hasonló operátort vezetünk be a háromrészecske rendszer kétrészecske alrendszei szórásainak jellemzésére, azzal a különbséggel, hogy $t_{Yr}(z)$ helyett most egy $\tilde{\tau}_{Yr}(z)$ "propagátor" áll. (Ezzel vettük figyelembe a harmadik részecske jelenlétét.)

$$R_Y(z) = \sum_r |\gamma_r\rangle \tilde{\tau}_{Yr}(z) \langle \gamma_r|$$

A Lippmann-Schwinger szórásoperátor és a potenciálszórás reakcióoperátora között korábban megállapított összefüggés miatt fenn kell állnia a

$$\langle \bar{q}_Y | \tilde{\tau}_{Yr}(z) | \bar{q}'_Y \rangle = t_{Yr}(z - q_Y^2) \delta(\bar{q} - \bar{q}')$$

összefüggésnek, mely a későbbiekben $\tilde{\tau}$ kiszámítását teszi lehetővé^{/4/}.

Következő lépésként u.n. "potenciálokat" vezetünk be az 1, 2 és 3-as csatornában

$$\tilde{U}_{\alpha n, \beta m}(z) = (1 - \delta_{\alpha\beta}) \langle \alpha n | (K - z)^{-1} | \beta m \rangle$$

definícióval. Ha α, β valamelyike 0, akkor $\tilde{U}_{0, \beta} \equiv \tilde{U}_{\alpha, 0} \equiv 0$ -t kell venni természetesen. A "potenciál" azonosan 0 akkor is, ha $\alpha = \beta$. Számítsuk ki a "potenciál" mátrixelemét, kihasználva a különböző csatornabeli relativ impulzusok közötti összefüggéseket:

$$\begin{aligned} \langle \bar{q}_\alpha | \tilde{U}_{\alpha n, \beta m} | \bar{q}_\beta \rangle &= (1 - \delta_{\alpha\beta}) \int d^3\bar{k}_\alpha d^3\bar{k}_\beta g_{\alpha n}(\bar{k}_\alpha) g_{\beta m}(\bar{k}_\beta) \frac{\langle \bar{k}_\alpha \bar{q}_\alpha | \bar{k}_\beta \bar{q}_\beta \rangle}{k_\beta^2 + q_\beta^2 - z} = \\ &= (1 - \delta_{\alpha\beta}) \frac{g_{\alpha n}(\bar{k}_\alpha) g_{\beta m}(\bar{k}_\beta)}{k_\beta^2 + q_\beta^2 - z} \left(\frac{(m_\alpha + m_Y)(m_\beta + m_Y)}{m_Y(m_\alpha + m_\beta + m_Y)} \right)^{3/2} \end{aligned}$$

^{/3/} A továbbiakban gyakran szó lesz u.n. "állapotokról", "potenciálokról", "propagátorokról" és "szórási amplitudókról", az " " -ekkel valamennyi esetben azt kívánjuk jelölni, hogy ezek olyan segédmenyiségek, melyek a valóságos állapotokhoz, potenciálokhoz, stb. hasonló matematikai tulajdonságokkal rendelkeznek, azonban fizikai jelentésük nincs.

^{/4/} Új jelölésünk megértését segíti az az általános szabály, hogy az operátor elé helyezett $\sim$ jel arra utal, hogy ezek az operátorok már csak $|q\rangle$ állapotokra hatnak, vagyis olyan mátrixelemek, melyek k -szerint már ki vannak integrálva. Az operátor feletti $\wedge$ jel pedig olyan operátort jelent, mely már csak $|k\rangle$ állapotokra képes hatni.

ahol $\alpha \neq \gamma \neq \beta$. Olvassuk le "potenciálunk" legszembetűnőbb tulajdonságait!

1. Nem lokális.
2. Szeparálható, de nem $\bar{q}_\alpha$, $\bar{q}_\beta$ -ban, hanem ezek egy speciális lineárkombinációjában: k_α , k_β -ban,
3. Energiafüggő (tartalmazza a z -t).
4. z pozitív értékeinél vágása van.

Végül vezessük be az $\tilde{Y}$ "potenciálok"-nak megfelelő $\tilde{Y}$ "szórásamplitudókat" a következő definícióval:

$$\tilde{Y}_{\alpha n, \beta m}(z) = \langle \alpha n | (K-z)^{-1} \chi_{\alpha\beta} (K-z)^{-1} | \beta m \rangle - (1 + \lambda_{\alpha n} \tilde{r}_{\alpha n}(z)) \tilde{U}_{\alpha n, \beta m}(z),$$

ahol $\tilde{1} a | q \rangle$ térben ható egységoperátor, és

$$\tilde{r}_{\alpha n}(z) = \langle \alpha n | (K-z)^{-1} | \alpha n \rangle.$$

Számítsuk ki $\tilde{r}$ mátrixelemeit!

$$\langle \bar{q}_\alpha | \tilde{r}_{\alpha n}(z) | \bar{q}'_\alpha \rangle = \int d^3 \bar{k}_\alpha g_{\alpha n}^2(\bar{k}_\alpha) (k_\alpha^2 + q_\alpha^2 - z)^{-1} \delta(q_\alpha - q'_\alpha)$$

Figyelembe véve a $\tilde{\tau}$ mátrixára az imént kapott összefüggést, és $t_{\gamma r}$ alakját faktorizálható potenciál esetén, a következő operátor összefüggést olvashatjuk le:

$$\tilde{\tau}_{\alpha n} = (\frac{1}{\lambda_{\alpha n}} + \tilde{r}_{\alpha n})^{-1}$$

Jelöljük $W_{\alpha n}$ -nel az α -adik csatornában lévő kétrészecske rendszer n -edik kötött állapotának kötési energiáját, és nevezzük energiahéjnak azon z értékek összességét, melyekre fennáll, hogy

$$z = q_\alpha^2 - W_{\alpha n} = q_\beta^2 - W_{\beta m}.$$

Látni fogjuk, hogy a háromrészecske probléma megoldása céljából elegendő a reakció-mátrix ismerete az energia héjon, és annak közvetlen közelében. Az energiahéjon a $\tilde{\tau}$ propagátor mátrixelemeinek pólusai vannak, amiből a $\tilde{\tau}$ és $\tilde{r}$ között fennálló operátoregyenlet miatt következik, hogy

$$- \lambda_{\alpha n} \tilde{r}_{\alpha n}(z) = \tilde{1}$$

és ennek következtében az $\tilde{Y}$ "szórásamplitudóban" a második tag az energiahéjon nullává válik. Másrészt $K = k_\beta^2 + q_\beta^2$ és $z = q_\beta^2 - W_{\beta m}$ miatt

$$(K-z)^{-1} | \beta m \rangle = (k_\beta^2 + W_\beta)^{-1} | \beta m \rangle = | \psi_{\beta m} \rangle$$

ahol a $| \psi_{\beta m} \rangle$ "állapotot" $| \bar{q}_\beta \rangle$ hullámokkal balról beszorozva a háromrészecske rend-

szer igazi $|\bar{q}_\beta, \psi_{\beta m}\rangle$ állapotait kapjuk. Most már világossá válik, hogy miért neveztük $\tilde{Y}$ -t "szórásamplitúdónak", ugyanis:

$$\langle \psi_{\alpha n}, \bar{q}_\alpha | X_{\alpha\beta} | \bar{q}_\beta, \psi_{\beta m} \rangle = \langle \bar{q}_\alpha | \tilde{Y}_{\alpha n, \beta m} | \bar{q}_\beta \rangle$$

$\tilde{Y}$ tehát olyan kétrészecske reakcióoperátor, melynek $|q\rangle$ hullámokkal való matrixeleme a háromrészecske rendszer reakcióoperátorának matrixelemével egyenlő. $\tilde{Y}$ matrixelemének meghatározása a Fagyejev egyenlet megoldását jelenti.

Térjünk ezért vissza a Fagyejev egyenletekhez, és alakítsuk át azokat az imént kapott összefüggések felhasználásával!

$$\begin{aligned} X_{\alpha\beta}(z) = \sum_{\gamma \neq \beta} U_\gamma - \sum_{\gamma \neq \alpha} R_\gamma(z) (K-z)^{-1} X_{\alpha\beta}(z) &= \sum_{\gamma \neq \beta} \sum_r |\gamma r\rangle \lambda_{\gamma r} \langle \gamma r | - \\ &- \sum_{\gamma \neq \alpha} \sum_r |\gamma r\rangle \tilde{\tau}_{\gamma r}(z) \langle \gamma r | (K-z)^{-1} X_{\gamma\beta}(z) \end{aligned}$$

Hasson ez az $X_{\alpha\beta}(z)$ reakcióoperátor a $|\psi_{\beta m}\rangle = (K-z)^{-1} |\beta m\rangle$ állapotokra az energia-héj közelében.

$$\begin{aligned} X_{\alpha\beta}(z) (K-z)^{-1} |\beta m\rangle &= \sum_{\gamma r} |\gamma r\rangle \lambda_{\gamma r} \tilde{U}_{\gamma r, \beta m} - \sum_{\gamma \neq \alpha} \sum_r |\gamma r\rangle \tilde{\tau}_{\gamma r}(z) \tilde{Y}_{\gamma r, \beta m}(z) - \\ &- \sum_{\gamma \neq \alpha} \sum_r |\gamma r\rangle \tilde{\tau}_{\gamma r}(z) (1 + \lambda_{\gamma r} \tilde{r}_{\gamma r}(z)) \tilde{U}_{\gamma r, \beta m}(z) = \sum_n |\alpha n\rangle \lambda_{\alpha n} \tilde{U}_{\alpha n, \beta m}(z) - \\ &- \sum_{\gamma \neq \alpha} \sum_r |\gamma r\rangle \tilde{\tau}_{\gamma r}(z) \tilde{Y}_{\gamma r, \beta m}(z) \end{aligned}$$

Mivel a $\tilde{\tau}$ és $\tilde{r}$ közötti összefüggés miatt az egyenlet jobboldalán az első és a harmadik összeg összevonásakor csak az α -adik csatorna járuléka marad meg.

A továbbiakban a következő két legfontosabb esetet fogjuk részletesen vizsgálni:

a/ $\alpha \neq 0$ és $\beta \neq 0$, ami között állapotok rugalmatlan szóródásának felel meg, és

b/ $\alpha = 0$ és $\beta \neq 0$, ami kötött állapot bomlását jelenti (breakup reakció).

Tételezzük fel először, hogy α és β egyike sem nulla, és írjuk fel az $X_{\alpha\beta}$ reakcióoperátor matrixelemét!

$$\langle \alpha n | (K-z)^{-1} X_{\alpha\beta} (K-z)^{-1} | \beta m \rangle = \lambda_{\alpha n} \tilde{r}_{\alpha n}(z) \tilde{U}_{\alpha n, \beta m}(z) - \sum_{\gamma r} \tilde{U}_{\alpha n, \gamma r} \tilde{\tau}_{\gamma r}(z) \tilde{Y}_{\gamma r, \beta m}$$

Kihasználva $\tilde{Y}$ definícióját, az $\tilde{Y}$ -ok kiszámítására alkalmas csatolt egyenletrendszert kapunk, melyet Fagyejev-Lovelace egyenletnek neveznek.

$$\tilde{Y}_{\alpha n, \beta m}(z) = - \tilde{U}_{\alpha n, \beta m}(z) - \sum_{\gamma r} \tilde{U}_{\alpha n, \gamma r}(z) \tilde{\tau}_{\gamma r}(z) \tilde{Y}_{\gamma r, \beta m}(z)$$

Ez egy olyan Lippmann-Schwinger egyenlet, melyben $\hat{R}$ helyére $\tilde{Y}$, U helyére $\tilde{U}$ került és a $\tilde{\tau}$ propagátor lényegesen bonyolultabb, mint a $(K-z)^{-1/5}$. Fenti egyenletünk megoldása azonban lényegében ugyanolyan numerikus módszerekkel végezhető, mint a többcsatornás Lippmann-Schwinger egyenlet megoldása, ami annak köszönhető, hogy az egyenletben szereplő $\tilde{U}$ és $\tilde{\tau}$ mennyiségek már nem tartalmazzák a kétést erőket csupán a kétést probléma megoldásait.

Most pedig tegyük fel, hogy $\alpha = 0$ és $\beta = 1, 2, 3$. Ez a breakup reakció esete. Megfontolásainkban természetesen az energiahéjra, illetve annak közvetlen közelére

$$z = q^2 - W_m + i\eta,$$

(ahol η végtelen kicsiny pozitív szám) korlátozódunk a reakcióoperátorok szinguláris viselkedése miatt.

Láttuk, hogy az energiahéjra $|\psi_{\beta m}\rangle = (K-z)^{-1} |\beta m\rangle$ most hason erre az $X_{0\beta}$ operátor!

$$X_{0\beta} |\psi_{\beta m}\rangle = - \sum_{\gamma=1}^3 \sum_r |\gamma r\rangle \tilde{\tau}_{\gamma r} \tilde{Y}_{\gamma r, \beta m}$$

mivel $\tilde{U}_{0\beta} = 0$ miatt a jobboldal első tagja 0-válik. Számítsuk ki az $X_{0\beta}$ mátrixelemét fizikailag értelmes esetre (mikor a végállapotban a három szabad részecskét síkhullámok írják le):

$$\langle \bar{k}', \bar{q}' | X_{0\beta} |\psi_{\beta m}, \bar{q}_{\beta}\rangle = - \sum_{\gamma=1}^3 \sum_r g_{\gamma r}(\bar{k}'_{\gamma}) t_{\gamma r}(q_{\beta}^2 - W_{\beta m} - q_{\gamma}^2) \langle \bar{q}'_{\gamma} | \tilde{Y}_{\gamma r, \beta m} | \bar{q}_{\beta} \rangle$$

Ez pedig már explicit formula, ha feltételezzük, hogy megoldottuk a kötött állapotok szórásának problémáját, és így az $\tilde{Y}$ mátrixelemeit ismerjük. Tehát a breakup reakció megoldása szinte automatikusan adódik az $a/$ probléma megoldása során, vagyis az $\alpha = 0$ esettel nem kell külön foglalkozni.

Röviden összefoglalva a háromrészecske probléma megoldásának menete a megkülönböztethető részek esetén a következő:

1. Faktorizálható potenciált tételezünk fel minden csatornában:

$$U_{\gamma}(\bar{k}_{\gamma}, \bar{k}'_{\gamma}) = \sum_r g_{\gamma r}(\bar{k}_{\gamma}) \lambda_{\gamma r} g_{\gamma r}(\bar{k}'_{\gamma})$$

($\gamma = 1, 2, 3$) $U_0 = 0$

Ekkor a kétrészecske problémák Lippmann-Schwinger egyenleteinek megoldása:

$$\hat{R}_{\gamma}(\bar{k}_{\gamma}, \bar{k}'_{\gamma}; z) = \sum_r g_{\gamma r}(\bar{k}_{\gamma}) t_{\gamma r}(z) g_{\gamma r}(\bar{k}'_{\gamma})$$

/5/ A Fagyejev-Lovelace egyenlet alapján válik érthetővé, hogy miért neveztük $\tilde{U}$ -t "potenciálnak" $\tilde{\tau}$ -t propagátornak és $\tilde{Y}$ -t "szórási amplitúdónak", ugyanis egy Lippmann-Schwinger egyenletnek tesznek eleget, és abban az igazi potenciál, propagátor, szórási amplitúdó helyén szerepelnek.

ahol

$$t_{YR}(z) = \left(\frac{1}{\lambda_{YR}} + \int g_{YR}^2(\vec{k}_Y) (k_Y^2 - z)^{-1} d^3\vec{k}_Y \right)^{-1}$$

2. $t_{YR}(z)$ ismeretében meghatározzuk a $\tilde{\tau}$ -kat

$$\langle \vec{q} | \tilde{\tau}_{YR}(z) | \vec{q}' \rangle = t_{YR}(z - q^2) \delta(\vec{q} - \vec{q}')$$

alapján és felírjuk a "potenciálokat" ($\alpha, \beta = 1, 2, 3$)-ra:

$$\langle \vec{q}_\alpha | \tilde{U}_{\alpha n, \beta m} | \vec{q}_\beta \rangle = \frac{(1 - \delta_{\alpha\beta}) g_{\alpha n}(\vec{k}_\alpha) g_{\beta m}(\vec{k}_\beta)}{k_\beta^2 + q_\beta^2 - z} \left(\frac{(m_\alpha + m_Y)(m_\beta + m_Y)}{m_Y(m_\alpha + m_\beta + m_Y)} \right)^{3/2}$$

alapján.

3. A $\tilde{\tau}$ -k és $\tilde{U}$ -k ismeretében felírjuk a Fagyejev-Lovelace egyenletet, és meghatározzuk belőle az $\tilde{Y}_{\alpha n, \beta m}(z)$ "szórásamplitudókat" ($\alpha, \beta = 1, 2, 3$)-ra és valamennyi n, m -re.

4. Az $\tilde{Y}$ -k ismeretében felírhatjuk mind a breakup reakcióra, mind a kötött állapotok rugalmatlan szóródására vonatkozó T matrixelemeket, s ezzel a problémát megoldottuk.

Némileg egyszerűbb a probléma, abban az esetben, ha a háromrészecske egymástól megkülönböztethetetlen. A különböző reakció csatornák jelentsék a következőket:

$$\begin{array}{ll} \alpha = 1 & 1 + (2, 3) \\ \alpha = 2 & 2 + (3, 1) \\ \alpha = 3 & 3 + (1, 2) \end{array}$$

Tehát $\alpha = 1$ azt a csatornát jelöli, melyben az 1-es szabad részecske hat kölcsön a 2-es és 3-as részecskékből összetett rendszerrel a többi csatornában ugyanez a helyzet, csak a részecskéket ciklikusan permutáltuk. Megfontolásaink elég általánosak lesznek ahhoz, hogy ne kelljen különbséget tenni Bose és Fermi statisztikát követő részek között.

A részecskék azonosságának első következménye az lesz, hogy a $g_{\alpha n}(\vec{k})$ kötött állapoti formafaktor független lesz α -tól, és hasonló igaz a $\tilde{\tau}_{\alpha n}(z)$ -re is, tehát:

$$g_{\alpha n}(\vec{k}) = g_n(\vec{k}) \quad \text{és} \quad \tilde{\tau}_{\alpha n}(z) = \tilde{\tau}_n(z)$$

Ennek következtében az $\tilde{U}$ "potenciálok" nemdiagonális elemei, tehát azok, amelyekre $\alpha \neq \beta$, szintén függetlenek lesznek α és β -től, az $\alpha = \beta$ elemek pedig most is eltűnnek:

$$\tilde{U}_{\alpha n, \beta m}(z) = \begin{cases} \tilde{U}_{n, m}(z) & \text{ha } \alpha \neq \beta \\ 0 & \text{ha } \alpha = \beta \end{cases}$$

Az (α, β) -tól független mennyiségeinket beírva a Fagyejev-Lovelace egyenletbe, azt tapasztaljuk, hogy minden nemdiagonális $\tilde{Y}_{\alpha n, \beta m}$ -re ugyanaz az egyenlet vonatkozik, ezért ezek nem függhetnek az $\alpha \neq \beta$ csatornaindextől. Az $\alpha = \beta$ diagonális elemek is függetlenek α -

tól, azonban nem szükségszerű megegyeznünk a nemdiagonális elemekkel, s ezt a következő jelöléssel juttatjuk érvényre:

$$\tilde{Y}_{\alpha n, \beta m}^{\sim}(z) = \begin{cases} \tilde{Y}_{n, m}^N(z) & \text{ha } \alpha \neq \beta \\ \tilde{Y}_{n, m}^D(z) & \text{ha } \alpha = \beta \end{cases}$$

Irjuk fel új jelölésünkkel a Fagyejev-Lovelace egyenletet.

$$\tilde{Y}_{n, m}^N(z) = -\tilde{U}_{n, m}(z) - \sum_r \tilde{U}_{n, r}(z) \tilde{\tau}_r(z) (\tilde{Y}_{r, m}^N(z) + \tilde{Y}_{r, m}^D(z))$$

$$\tilde{Y}_{n, m}^D(z) = -2 \sum_r \tilde{U}_{n, r}(z) \tilde{\tau}_r(z) \tilde{Y}_{r, m}^N(z)$$

Az így kapott csatolt egyenletrendszer tovább egyszerűsíthető, ugyanis, új változók bevezetésével szétesik két egyenletrendszerre, melyek közt nincs csatolás. Legyen:

$$\tilde{Y}_{n, m}(z) = 2 \tilde{Y}_{n, m}^N(z) + \tilde{Y}_{n, m}^D(z)$$

és

$$\tilde{Z}_{n, m} = \tilde{Y}_{n, m}^N - \tilde{Y}_{n, m}^D$$

akkor

$$\tilde{Y}_{n, m}(z) = -2\tilde{U}_{n, m}(z) = \sum_r 2\tilde{U}_{n, r}(z) \tilde{\tau}_r(z) \tilde{Y}_{r, m}(z)$$

$$\tilde{Z}_{n, m}(z) = -\tilde{U}_{n, m}(z) + \sum_r \tilde{U}_{n, r}(z) \tilde{\tau}_r(z) \tilde{Z}_{r, m}(z)$$

Azonos részecskék esetén tehát a Fagyejev egyenlet két egyenletre válik szét. Éppugy, mint a különböző részecskénél, most is vizsgáljuk meg a két legfontosabb reakciót: a kötött állapot rugalmatlan szóródását, és a kötött állapot bomlását. A kezdeti állapot mindkét esetben ugyanaz:

$$|\phi_i\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \{ |\psi_{1m, \bar{q}_1'}\rangle + \text{cikl} \},$$

ahol a "cikl" az első tagból ciklikus permutációval nyert tagokat jelenti. Ezek figyelembe vétele azért szükséges, mert a részecskék azonossága miatt nem tudjuk megmondani, hogy

melyik két részecske kapcsolódott össze. A végállapot hullámfüggvénye pedig, ha kötött állapotról van szó, akkor a kezdeti állapothoz hasonló alakú:

$$|\phi_f\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \{ |\psi_{1m}, \bar{q}\rangle + \text{cikl} \},$$

ha pedig a kötött állapt felbomlik, akkor

$$|\phi_f\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \{ |\bar{k}_1, \bar{q}_1\rangle + \text{cikl} \}$$

Számítsuk ki a komplex sikra kiterjesztett átmeneti mátrixelemeket először arra az esetre, amikor a kezdeti és végállapot is kötött:

$$\begin{aligned} T_{fi} &= \langle \phi_f | X | \phi_i \rangle = \frac{1}{3} \{ \langle \bar{q}_1 | \tilde{Y}_{1n,1m} | \bar{q}'_1 \rangle + \langle \bar{q}_1 | \tilde{Y}_{1n,2m} | \bar{q}'_1 \rangle + \\ &+ \langle \bar{q}_1 | \tilde{Y}_{1n,3m} | \bar{q}'_1 \rangle + \langle \bar{q}_1 | \tilde{Y}_{2n,1m} | \bar{q}'_1 \rangle + \\ &+ \langle \bar{q}_1 | \tilde{Y}_{2n,2m} | \bar{q}'_1 \rangle + \langle \bar{q}_1 | \tilde{Y}_{2n,3m} | \bar{q}'_1 \rangle + \langle \bar{q}_1 | \tilde{Y}_{3n,1m} | \bar{q}'_1 \rangle + \\ &+ \langle \bar{q}_1 | \tilde{Y}_{3n,2m} | \bar{q}'_1 \rangle + \langle \bar{q}_1 | \tilde{Y}_{3n,3m} | \bar{q}'_1 \rangle \} = \\ &= \langle \bar{q}_1 | \tilde{Y}_{n,m}^D | \bar{q}'_1 \rangle + 2 \langle \bar{q}_1 | \tilde{Y}_{n,m}^N | \bar{q}'_1 \rangle = \langle \bar{q}_1 | \tilde{Y}_{n,m} | \bar{q}'_1 \rangle \end{aligned}$$

Tehát ha kötött állapotok közötti átmeneteket vizsgálunk, akkor elég megoldani az $\tilde{Y}_{n,m}$ -re vonatkozó egyenleteket, a $\tilde{Z}_{n,m}$ -ek ismeretére nincs szükség.

Hasonló a helyzet breakup reakció esetén, ahol

$$\begin{aligned} T_{fi} &= - \sum_r \{ g_r(\bar{k}_1) t_r(z-q_1^2) \langle \bar{q}_1 | \tilde{Y}_{r,m} | \bar{q}'_1 \rangle + g_r(\bar{k}_2) t_r(z-q_2^2) \langle \bar{q}_2 | \tilde{Y}_{r,m} | \bar{q}'_1 \rangle + \\ &+ g_r(\bar{k}_3) t_r(z-q_3^2) \langle \bar{q}_3 | \tilde{Y}_{r,m} | \bar{q}'_1 \rangle \} \end{aligned}$$

és $z = q_1'^2 - W_m + i\eta$. Mivel a $\tilde{Z}_{n,m}$ ebben sem szerepel, ez azt jelenti, hogy a $\tilde{Z}$ -re vonatkozó egyenletet meg sem kell oldani, mivel $\tilde{Y}$ ismeretében minden, minket érdeklő mennyiség meghatározható.

Befejezésül nézzünk egy példát a Fagyeev egyenletek alkalmazására. Tekintsük például a három nukleon problémát. Két nukleonnak egyetlen kötött állapota ismeretes, a deuteron. Hanyagoljuk el első közelítésben a deuteron kvadrupolmomentumát, ekkor a $|d\rangle$ deuteron állapot tiszta 3S_1 állapot. A kétnukleon rendszernek van még egy 1S_0 szinglet rezonancia állapota: $|S\rangle$, melyhez 1-es izospin, 0 spin és 0 pályaimpulzusmomentum tartozik.

A kisenergiájú nukleon-nukleon szórásokban ez a két állapot dominál, ezért most többet nem veszünk figyelembe, s így a kétnukleon szórás reakcióoperátora:

$$\hat{R}(z) = |d\rangle t_d(z) \langle d| + |S\rangle t_s(z) \langle S|$$

Mint látható, faktorizálható potenciálunknak két tagja van, az n és m indexek most csak két értéket vehetnek fel, s ezeket d és s jelöli. Mivel mind a $|d\rangle$, mind az $|S\rangle$ állapothoz $L = 0$ pályaimpulzusmomentum tartozik, így a háromnukleon rendszerben a spin és a pályaimpulzusmomentum ebben a közelítésben szétcsatolódik, és az $\hat{U}$ "potenciál" diagonális lesz a háromrészeske teljes izospinjén kívül (I), az eredő spinben (S) és pályamomentumban (L) is. Tehát, ha parciális hullámokra bontással a szögfüggést kiejtjük, akkor

$$-2 \langle q_1 | \hat{U}_{n,m}^{ISL}(z) | q_2 \rangle = \Lambda \frac{IS}{nm} \frac{1}{2} \int_0^\pi d\vartheta \sin \vartheta P_L(\cos \vartheta) \cdot$$

$$\frac{g_n(k_1) g_m(k_2)}{k_2^2 + q_2^2 - z} \frac{8}{3\sqrt{3}}$$

ahol $m_1 = m_2 = m_3 = M$ miatt a

$$k_1^2 = \frac{1}{3} (q_1^2 + 4q_2^2 + 4q_1 q_2 \cos \vartheta)$$

és

$$k_2^2 = \frac{1}{3} (4q_1^2 + q_2^2 + 4q_1 q_2 \cos \vartheta)$$

ϑ a $\bar{q}_1$ és $\bar{q}_2$ által bezárt szög, a $\Lambda \frac{IS}{nm}$ szorzófaktor pedig az izospin és spinfüggést tartalmazza (lényegében az I -hez és S -hez tartozó impulzusmomentum csatolási együtthatók szorzata). A nullától különböző Λ együtthatók a következők:

$$\Lambda \begin{matrix} 3/2 \\ s \end{matrix} \begin{matrix} 1/2 \\ s \end{matrix} = 1 \quad \Lambda \begin{matrix} 1/2 \\ d \end{matrix} \begin{matrix} 3/2 \\ d \end{matrix} = 1 \quad \Lambda \begin{matrix} 1/2 \\ n \end{matrix} \begin{matrix} 1/2 \\ m \end{matrix} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} & \frac{3}{2} \\ \frac{3}{2} & -\frac{1}{2} \end{pmatrix} \begin{matrix} s \\ d \end{matrix}$$

Tehát ebben a közelítésben nincs kölcsönhatás az $S = I = 3/2$ állapotban. Az $I = 3/2$, $S = 1/2$ és az $I = 1/2$ és $S = 3/2$, állapotok mindegyikéhez csak egy nyitott csatorna tartozik, s így ezeket a problémákat egyszerű Lippmann-Schwinger egyenlet írja le. Az $I = S = 1/2$ állapothoz két csatolt csatorna tartozik, ez a probléma tehát csatolt integrálegyenletek megoldását

jelenti. Az egyenletek megoldásához azonban először még fel kell írni a formafaktorokat és a propagátorokat.

A deutron alapállapotát jól leírja a Hulthen hullámfüggvény, ezért a deutron formafaktort

$$g_d(p) = \frac{N_d}{p^2 + \mu_d^2},$$

alakunak választjuk, ahol N_d -t a normálási feltételből lehet meghatározni.

$$N_d = \sqrt{\mu_d \kappa_d (\mu_d + \kappa_d)^3 \pi^{-1}}$$

Itt κ_d^2 a deutron kötési energiája. μ_d a deutron létrehozó magpotenciál hatótávolságával kapcsolatos. (μ_d annak a részecskének az átlagos tömege, melynek kicserélődése hozza létre a deutron létrehozó magpotenciált.) Ilyen formafaktor mellett a deutron propagátora"

$$\langle \bar{q} | \tilde{t}_d(z) | \bar{q}' \rangle = \delta(\bar{q} - \bar{q}') \left[\frac{1}{\lambda_d} + \frac{\pi^2 N_d^2}{\mu_d (\mu_d + (q^2 - z)^{1/2})^2} \right]^{-1}$$

Feltesszük, hogy az $|S\rangle$ állapot formafaktora és propagátora ugyanolyan alakú, mint a deutroné, csak a benne szereplő konstansok (λ_s és μ_s) értékeit kell másképp megválasztani. Mivel sem λ sem μ sem mérhető közvetlenül, ezért úgy kell őket megválasztani, hogy a $|d\rangle$ illetve $|S\rangle$ állapot mérhető tulajdonságaira, nevezetesen a deutron kötési energiára, az n-p triplet szórási hosszra illetve az n-p effektív hatótávolságra és a singlet szórási hosszra a kísérletileg meghatározott értékeket kapjuk. Ezek a következő számértékek mellett valósulnak meg:

$$\begin{aligned} \mu_d &= 1.449 \text{ f}^{-1} & 8\pi\mu_d/\lambda_d &= 0.743 \\ \mu_s &= 1.245 \text{ f}^{-1} & 8\pi\mu_s/\lambda_s &= 1.067 \end{aligned}$$

Most már semmi akadály sincs annak, hogy megoldjuk az $\tilde{Y}_{n,m}$ -re vonatkozó egyenleteket, és megkapjuk a háromnukleon probléma megoldását. A számítások eredményeit MITRA és BASHIN munkája nyomán ismertetjük. Lényegében ugyanezekre az eredményekre jutott SITENKO és KHARCHENKO, hasonló számítások után.

A számított kvartet szórási hossz ($I = 1/2$, $S = 3/2$) jól egyezett a két legelfogadhatóbb mérési sorozattal. Kielégítően egyezett a tapasztalattal a triton kötési energiájára kapott érték is. Nem volt azonban kielégítő az egyezés a dublett szórási hossz ($I = 1/2$, $S = 1/2$) esetében. A jelenség oka valószínűleg abban keresendő, hogy míg a kvartet állapotra vonatkozó egyenlet csupán a d állapot kísérletileg jól meghatározott paramétereitől függ, a dublett állapotra vonatkozó egyenletben az s állapot paraméterei is szerepelnek, melyekre vonatkozóan korántsem állnak rendelkezésre olyan megbízható adatok, mint a deutronra.

Az $n+d \rightarrow n+n+p$ breakup reakció amplitudójára kapott adatok egyezése a tapasztalattal szintén kielégítő volt, ami azért is nagy jelentőségű, mert a Fagyejev elmélet megjelenése előtt ilyen folyamatokat egyáltalán nem tudtak elméletileg leírni.

IRODALOM

- L. P. FADDEEV, Zh. Eksperim. i. Teor. Fiz. 39 1459 (1960)
Soviet Phys. - JETP 12 1014 (1961)
- C. LOVELACE, Phys. Rev., 135B 1225 (1964)
- J. WEYERS, Phys. Rev., 145 1236 (1966)
- P. E. SHANLEY, R. Aaron, Annals of Phys., 44 363 (1967)
- H. HEBACH et al. Phys. Letters, 24B 134 (1967)
- YAMAGUCHI, Phys. Rev., 95 1628 (1954)
- T. TABAKIN, Annals of Phys., 30 51 (1964)

NAGYMÉRETŰ HŐMÉRSÉKLETSTABILIZÁLT KÁLYHA ÜVEGRAGASZTÁSOKHOZ

BERECZ I., SCHLENK B., VALEK A.

Az alábbi cikk polivinilacetáttal ragasztott nagyméretű üveg-üveg és fém-üveg vákuum rendszerek hőkezelésére alkalmas kályha és tranzisztorizált hőmérséklet szabályozó rendszer rövid leírását tartalmazza.

HEAT-TREATING FURNACE FOR GLUING OF GLASS SYSTEM OF BIG DIMENSION. The article contains brief description of a heat-treating furnace with transistorised temperature regulating unit. It is intended for gluing of glass-glass and metal-glass vacuum system of big dimension with polivinylacetate.

ПЕЧКА ДЛЯ ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ КЛЕЯ СТЕКЛЯННО-МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СИСТЕМ БОЛЬШИХ РАЗМЕРОВ. В настоящей статье коротко описана печь с транзисторной системой регулирования температуры, применимая для термической обработки клея (поливинилацетат) вакуумных систем больших размеров, состоящих из стекла и металла.

Az Atomki gyorsító fejlesztési feladataival kapcsolatban felvetődött nagyméretű üvegrendszerek vakuumbiztos ragasztásának igénye. Ragasztó anyagként intézeti tapasztalatok szerint polivinilacetát (a továbbiakban PVA) bizonyult a legalkalmasabbnak, amely megfelelő hőkezelés mellett igen megbízható üveg-üveg ill. fém-üveg ragasztásokat tesz lehetővé. Tekintettel arra, hogy a rendelkezésünkre álló kályhák ill. termosztátok méretei a kívánt nagyságú üvegrendszerek ragasztásához kicsinek bizonyultak, elkerülhetlenné vált egy megfelelően nagy méretű, hőmérsékletstabilizált kályha építése. Az alábbiakban megadjuk e megépített kályha és a hozzátartozó szabályozó rendszer rövid leírását.

Az 1. ábrán látható ragasztó kályha háza alumínium lemezből készült kettősfalu henger /1/, amely alul zárt, felül levehető fedéllel rendelkezik. A kettős fal közötti tér a megfelelő hőszigetelés biztosítására perlittel van kitöltve. A kályha fedelén keresztül egy higanys hőmérő /2/ és egy ellenálláshőmérő /3/ nyúlik be a kályha terébe. Ellenálláshőmérőként egy burkolatától megfosztott platina-irídium szálas Pirani-féle vákuummérőfejet alkalmaztunk. A kályha felfűtésére négy, egyenként kb. 1 kW-os kerámiagyönggyökkel szigetelt fűtőszál szolgál, amelyek független kivezetéssel rendelkeznek. Ez a megoldás lehetővé teszi az igényeknek megfelelően a betáplált fűtőtelijsítmény szakaszos változtatását. 3 db fűtőszál egy alumíniumból készült közbülső henger /4/ külső oldalára van spirál alakban, lefelé sűrűsödő menetekben felerősítve /5/. Az alumínium henger egyrészt a fűtőszálakat tartja, másrészt az egyenletes hőeloszlást biztosítja a kályha belső terében. A negyedik 1 kW-os fűtőszál a kályha alsó részébe van beépítve /6/; ez az elrendezés ugyancsak az egyenletesebb hőeloszlás kialakítását segíti elő. A hőszigetelő lábakon álló /7/ asztalka egyrészt a ragasztandó tárgyak elhelyezésére szolgál, másrészt megakadályozza, hogy a ragasztandó tárgy alsó része a közvetlen hővezetés révén túlmelegedjen.

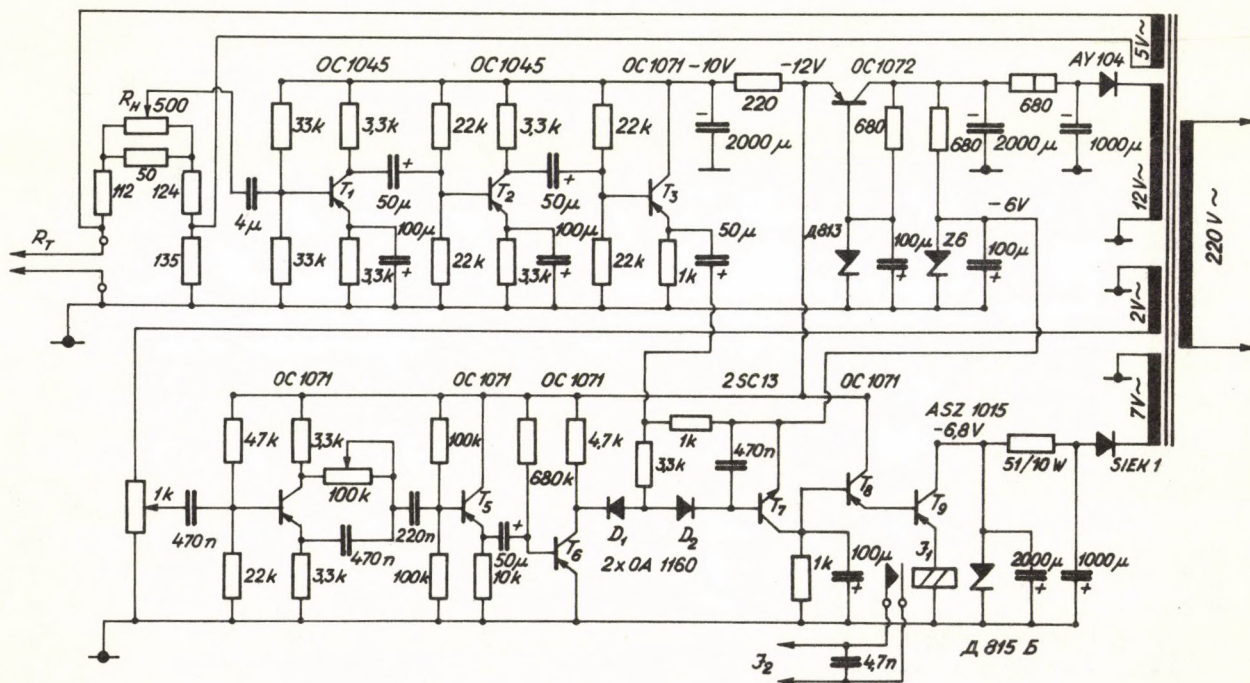
A PVA-val történő ragasztásoknál maximálisan megengedett 180°C hőmérséklet eléréséhez a négy fűtőtest egyidejű üzemeltetésével kb. 40 percre van szükség. A hőmérsékleteloszlásra vonatkozó mérések szerint 160°C -nál a kályha belső terének legalsó és legfelső részei között tapasztalható hőmérsékletkülönbség nem nagyobb $2 - 3^{\circ}\text{C}$ -nál. Ilyen értékű hőmérséklet inhomogenitás a tapasztalat szerint a PVA-val történő ragasztásoknál megengedhető. Mindez egyúttal azt is jelenti, hogy gyakorlatilag a kamra egész belső tere a ragasztás ill. hőkezelés céljaira felhasználható.

Fig. 1. Scheme of the built heat-treating furnace.

Рис. 1. Схема построенной печки.

Fig. 2. Scheme of the temperature regulating unit.

Рис. 2. Схема системы регулирования температуры.



Mivel ilyen esetben az egész szabályozó rendszer stabilitását elsősorban a hibajelet szolgáltató érzékelő hid stabilitása határozza meg, a hid többi elemét manganin huzalból készített ellenállások alkotják. A hid által adott váltófeszültségű hibajelet, amelynek a hidat tápláló váltófeszültséghez viszonyított fázisa függ attól, hogy a kemence hőmérséklete alacsonyabb, vagy magasabb az R_H által beállított értéknél, a T_1 és T_2 tranzisztorok erősítik, majd a T_3 emitterkövető a D_1 és D_2 diódákból alkotott fázisdetektorra továbbítja. A referencia jel, melyet a hálózati transzformátor 2 V-os szekunder tekercse szolgáltat a T_4 tranzisztor áramkörében lévő fázistoló egységen át jut a fázisdetektorra. A T_7 kollektorán a hibajel már egyenirányítva jelenik meg, és a T_8 és T_9 tranzisztorokon keresztül működteti a J_1 kis teljesítményű jelfogót, amely vezérli a kemence fűtőtesteit ki-be kapcsoló J_2 relét.

Ha a kályha hőmérséklete kisebb (nagyobb) az R_H helipot által beállított értéknél, a fűtőtestek a relék segítségével automatikusan bekapcsolnak (kikapcsolódnak). A beállított és a kályha belsejében lévő tényleges hőmérséklet közötti $0,3^\circ\text{C}$ eltérés már elegendő a relék kapcsolásához. A kályha belső terének hőmérsékletstabilitása azonban ennél rosszabb $\pm 1,5^\circ\text{C}$. Ennek elsősorban a fűtőszálak ill. a kemence hőtehetlensége az oka.

A megépített kályhát és szabályzó rendszert már számos esetben alkalmaztuk nagy-méretű üvegrendszerek PVA-val történő ragasztásához, és a ragasztások minősége minden esetben kifogástalannak minősült.

IRODALOM

- [1] W. TEMPEST, Electronic Engng. 35 (1963) 814.

INTÉZETI HÍREK

1968-ban a következő külföldi látogatók ismerkedtek meg az Intézet munkájával:

- | | |
|-------------------|---|
| I. 29. | Ju. Ja. Sztavisszkij, B. Anufrienko, N. Kononov, Obnyinszk. |
| IV. 13. | A Nemzetközi Automatika Szövetség Szimpóziumának vendégei közül:
R. Shemer, Anglia; B. M. Brown, Anglia; D. Righton, Anglia;
B. M. Broughton, Kanada; Izume A., Japán; J. A. Podovski, USA. |
| IV. 22. | V. A. Ambarcumjan akadémikus, Örmény Tudományos Akadémia elnöke. |
| IV. 25. | B. Cupko-Szitnikov, Dubna. |
| VI. 27. - VII. 5. | J. Mittenbacher, H. Karge, Jéna Technikai Fizikai Intézet. |
| VIII. 2. | 17 fő szovjet (kievi) fizikushallgató és |
| VIII. 8. | 16 fő szovjet (kievi) matematikushallgató látogatása a KLTE csere
termelési gyakorlat keretében. |
| - VIII. 26. - 30. | Starkov Lolij Nikolajevics, Moszkva, FIAN és Kadasevics Vilalij
Joszifovics, Leningrád Fiz.-Techn. Int. |
| IX. 27. - X. 4. | G. Ottó lipcsei Karl-Marx Fizikai Intézet adjuntusa. |
| X. 11. | Magyar Radiológus Kongresszus résztvevőinek három csoportja. |
| X. 23. | V. I. Sztrizsak, Kiev. |
| XI. 11. - 16. | R. G. Takwale (Poona, India). |
| XI. 19. - 26. | B. Kühn, Rossendorf, ZfK. |
| XII. 9. - 21. | B. Myslek, Warshaw. |
| XII. 20. - 24. | G. M. Ter-Akopján szovjet, Dubna. |
| XII. 6. - 13. | T. Ja. Fiskova, Leningrád, Ioffe Intézet. |

+ + + + +

1968. év folyamán az intézet munkatársai közül az alábbiak vettek részt külföldi kiküldetéseken vagy tettek eleget meghívásnak:

- Máthé György Rossendorf, I. 3. - 29.
Csánky Lajos Wroclaw, I. 5. - III. 27.
Miskolczi János Wroclaw, I. 5. - III. 27.
Asztalos Gyula Wroclaw, I. 5. - III. 27.

Gyarmati Borbála Trieszt, I. 6. - II. 12., ebből 1 hét Orsay.
 Berényi Dénes Riga, I. 24. - II. 2.
 Máthé György Dubna, III. 18. - IV. 8.
 Berényi Dénes Drezda, IV. 16. - 20.
 Szabó Béla Dubna, IV. 22. - V. 4.
 Vertse Tamás Alusta, V. 5. - 19.
 Koltay Ede Leningrád, V. 19-től 2 hét.
 Máthé György Alusta, V. 21. - 25.
 Lakatos Tamás Alusta, V. 21. - 25.
 Vertse Tamás Hradec Kralove, VI. 11. - 13.
 Somorjai Endre Obnyinszk, VI. 19. - 27.
 Mahunka Imre Krakko, VI. 23. - 29.
 Fényes Tibor Krakko, VI. 23. - 29.
 Meskó László Krakko, VI. 23. - 29.
 Gyarmati Borbála Dubna, VII. 4. - 11.
 Szalay Sándor Amszterdam, IX. 15. - 18.
 Szilágyi Mária Amszterdam, IX. 15. - 18.
 Bacsó József Rossendorf, IX. 16. - 21.
 Vatai Endre Rossendorf, IX. 16. - 28.
 Meskó László Stockholm, X. 1-től 8 hónap.
 Szabó Gyula Leningrád, X. 3. - 24.
 Kovách Ádám Moszkva, X. 7. - 14.
 Koltay Ede Moszkva, X. 9. - 17.
 Fényes Tibor, Mahunka Imre, Rupp Erzsébet, Máté Zoltán Dubna, X. 15-től (munkavállalás).
 Szalay Sándor Stockholm, Gőteborg, X. 16. - XI. 7.
 Novák Dezső Prága, X. 21. - 25.
 Medveczky László Jéna, XII. 8. - 16.
 Somogyi György Jéna, XII. 8. - 16.
 Török István Dubna, XIII. 28. - 1969. II. 12.

+ + + + +

Az 1968. évi referáló összejöveteleken az alábbi előadások hangzottak el:

Január 18.	Biró József (KFKI) "Tríciummal kapcsolatos sugárvédelmi kérdések"
február 8.	Fényes Tibor "Izokrón ciklotronok a Szovjetunióban" és "A mag-spektroszkópiai vizsgálatok perspektívái a dubnai szinkrociklotron nyalábján"
február 19.-24.	Kisdi Dávid (MTA Elm. Fiz. Kut. Csopt.) "Fagyejev-féle háromtest problémáról" c. előadássorozat.

február 29.	Rupp Erzsébet "Méréseredmények automatikus feldolgozása fény-ceruzás berendezéssel" és Mahunka Imre "Új tellur izotópok keresése"
március 7.	Bencze Gyula (KFKI) "Az alfa-bomlás elméletének problémái és a penetrációs faktorok szerepe"
március 8.	Bencze Gyula (KFKI) "A kvantummechanikai háromtest probléma és a deuteron rugalmas szóródásának Watanabe-féle modellje"
március 14.	Máthé György "Az impulzus-alak diszkrimináció lehetőségei félvezető detektoroknál"
április 28.	Csányi Lajos - Miskolczi János "Az odra 1013 elektronikus felépítése"
április 25.	Voszka Rudolf (BOTE Biofizikai Int.) "Alkali-halogenidek színezése röntgensugárzással" és Turchányi György (BOTE Biofizikai Int.) "Szincentrumok és diszlokációk"
július 4.	Vertse Tamás "Elektronikus számológépek és alkalmazásuk az alacsonyenergiájú magfizikában"
október 2.	Georg Otto (Leipzig) "Über kernphysikalische arbeiten am Leipziger VdG."
október 22.	V. I. Sztrizsak "Magfizikai kutatások a Kievi Egyetemen"
november 14.	R. G. Takwale (Poona, India) "Polarization and structure effects in the electron-proton electromagnetic scattering"
november 28.	Kiss Árpád - Lakatos Tamás "Van de Graaff Elektronika I." Fizikai elvek, követelmények, a VdG-5 elektronikus rendszere.
november 21.	B. Kühn (Rossendorf) "Zweidimensionale messungen der deutronen-spaltung durch protonen bei $E_d = 14$ MeV"
december 5.	Paál András "Van de Graaff elektronika II." A VdG-5 feszültség-szabályzó rendszere.
december 12.	Szalay Sándor "Tájékoztató svédországi tanulmányaimról"
december 15.	Novák Dezső "Makroszkópikus kvantumeffektusok alacsony hőmérsékleten I." cseppfolyós hélium szuperfluiditása.
december 19.	Zawadowsky Alfréd (KFKI) "Makroszkópikus kvantumeffektusok alacsony hőmérsékleteken II." fémek szupravezetése.
december 20.	G. M. Ter-Akopján "Gas filled mass-separator for short-lived products of heavy ion reactions"

+ + + + +

Az intézeti referáló összejeveteleken kívül egyes osztályok (elektronikus, magspektroszkópiái) rendszeres osztályszemináriumokat, munkamegbeszéléseket tartanak.

+ + + + +

Intézetünk rendezésében, több hazai és külföldi szervezet támogatásával nemzetközi konferenciát tartottak Debrecenben az elektronbefogás és a magasabbrendű atommag bomlási folyamatokra vonatkozólag a múlt évben, július 15-18-ig (lásd Schopper professzor, Karlsruhe, a konferencián tartott zárszavát folyóiratunk 1969. 1. számában). A konferenciának több mint száz résztvevője volt, összesen tizenkilenc országból. Sokan jöttek a tengerentúlról is (USA, Kanada, Japán). A konferencia résztvevői július 18-án délután tettek látogatást az ATOMKI-ban.

Berényi Dénes MTA Elnöki Jutalomban részesült a konferencia rendezéséért.

+ + + + +

Schlenk Bálint az ATOMKI kaszkádgenerátorának technikai-tudományos továbbfejlesztése terén végzett munkájáért kapott MTA Elnöki Jutalmat.

+ + + + +

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Bródy díjjal tüntette ki Gyarmati Borbálát a magreakciók elméleti vizsgálata terén kifejtett munkásságáért.

+ + + + +

A jelen ötéves tervben biztosított beruházás keretében megindultak az ATOMKI új gyorsítólaboratóriumának építkezései, és folynak egy 5 MV-os névleges feszültségű Van de Graaff generátor tervezési és alkatrészének kivitelezési munkái.

+ + + + +

A Szovjet Tudományos Akadémia leningrádi "JOFFE" Fizikai-Technikai Intézetének töltött részecske-optika csoportja és az ATOMKI elektrosztatikus gyorsító osztálya közös vizsgálatokat kezdett aszimmetrizált terű kvadrupól lencsék elektronoptikája területén.

+ + + + +

Az Egyesített Atomkutató Intézet és az ATOMKI közti együttműködés keretében meglátogatta Intézetünket B. Cupko-Szitnyikov a Magproblémák Laboratóriuma Rádiokémiai és Spektroszkópiai Osztálya Elektronikus Csoportjának vezetője.

+ + + + +

Hajdu-Bihar megye és Debrecen város párt- és állami vezetőinek társaságában látogatást tett az ATOMKI-ben Losonczy Pál az Elnöki Tanács Elnöke (II. 14.), Kisházi Ödön az Elnöki Tanács Elnökhelyettese (V. 31.), valamint Aczél György az MSzMP Központi Bizottságának titkára, aki tájékoztatót tartott időszzerű tudánypolitikai kérdésekről (X. 11.)

+ + + + +

Az Intézet pártvezetősége és tudományos tanácsa az alábbi témákat vitatta meg együttes ülésén:

- | | |
|---------|---|
| I. 17. | Az elektronika helyzete és problémái az Intézetben |
| II. 7. | A tömegspektrométer csoport munkája |
| II. 13. | Az ionforrás csoport munkája |
| II. 15. | Az Intézet 1967. évi munkájának értékelése, a további feladatok. |
| IX. 26. | A ciklotron labor létesítésének tanulmány terve. Az alfa-spektroszkópiai csoport munkája. |

Ezenkívül a tudományos tanács még több alkalommal ülésezett.

+ + + + +

1968. X. 17-én új vezetőséget választott az Intézet pártszervezete. Az új pártvezetőség:

Szabó Béla titkár
Dr. Varga Dezső
Dombi Imre

+ + + + +

Nyilvános pártnapok keretében kaptak az Intézet tagjai tájékoztatást az MSzMP Központi Bizottságának 1968. II. 8-10., VIII. 17., VIII. 23-i üléséről.

AZ INTÉZETBŐL 1968-BAN MEGJELENT KÖZLEMÉNYEK BIBLIOGRÁFIÁJA

Az alábbi bibliográfiában beszámolunk az ATOMKI 1968. évi publikációs tevékenységéről. E bibliográfiát kiegészítettük néhány - a Kossuth Lajos Tudományegyetem Kisérleti Fizikai Intézetéből származó - publikációval. Ezek olyan eredményeket közölnek, amelyek eléréséhez az ATOMKI - tudományos irányítással vagy egyéb formában - segítséget adott, ill. amelyeknek szerzői közreműködtek egy - az ATOMKI profiljába tartozó - tudományos téma kidolgozásában. Ily módon az évi beszámoló csak ezek feltüntetésével nyújt teljes képet az ATOMKI publikációs tevékenységéről.

Önálló tudományos cikkek

- | | |
|--|---|
| <p>Вачо Й., Вачsó J.
 Богданов, Д. Д.
 Дароци Ш., Daróczy S.
 Карнаухов, Е. А.
 Петров, Л. А.
 Тер-Акопян, Г. М.</p> | <p>Исследование излучателей запаздывающих протонов тяжелее олова. Международная Конференция по Физике Тяжелых Ионов, Дубна, 13-19 Октября, 1966. Вып. 1. Протонные Излучатели и Алфа-распад Ядер. Дубна, P7-3202.</p> |
| <p>Вачо Й., Вачsó J.
 Богданов, Д. Д.
 Дароци Ш., Daróczy S.
 Карнаухов, Е. А.
 Петров, Л. А.</p> | <p>Измерение β^+-р-совпадений для излучателя запаздывающих протонов Te^{111}. Дубна, ОИЯИ-ЛЯР, P6-3494. Ядерная Физика, <u>7</u>, 1153 - 1160 /1968/.</p> |
| <p>Bacsó J.
 Bogdanov, D. D.
 Daróczy S.
 Karnaukhov, V. A.
 Petrov, L. A.</p> | <p>Measurement of β^+-p-Coincidences for ^{111}Te-Delayed Proton Emitter. Proceedings of the Conference on the Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays Debrecen, Hungary, July 15-18, 1968. Vol. 2. Bp. 1968. Eötvös Loránd Physical Society. pp. 263-268.</p> |
| <p>Balogh K.
 Kovács Á.</p> | <p>Izotóparányok pontos meghatározása tömegspektrométerrel időben változó ionintenzitás esetén.
 ATOMKI Közl., <u>10</u>, 45-51 (1968).</p> |
| <p>Berényi D.</p> | <p>Recent Results on Electron Capture. Symposium on Nuclear Beta Decay and Weak Interactions, Sept. 1967. Zagreb. Yugo. Zagreb, 1967. Institute "Ruder Boskovic". pp. 189-225.
 Rev. Mod. Phys., <u>40</u>, 390-398 (1968).</p> |
| <p>Berényi D.
 Varga D.
 Vasvári B.
 Brücher E.</p> | <p>An Upper Limit for the Positron Decay of ^{54}Mn.
 Nuclear Physics, <u>A106</u>, 248-250 (1967).</p> |

- Berényi D.
Varga D.
Budai I.
Varga L.
Szalay S.
- Improvement of the Resolution and Transmission of a Toroid-Sector Type Beta Spectrometer.
J. Scientific Instruments (J. of Physics E), 2. Ser. 1, 364-366 (1968).
- Berényi D.
Varga D.
Uchrin J.
- Investigation of the Gamma-Spectrum in the Decay of ^{27}Mg by Ge(Li) Detector.
Acta Phys. Hung., 24, 237-240 (1968).
- Berényi D.
Varga L.
- Measurements of the Conversion Lines of the 742 keV Transition in the Decay of ^{143}Pm .
Acta Phys. Hung., 24, 431-432 (1968).
- Berényi D.
Scharbert T.
Vatai E.
- An Experimental Study of Internal Bremsstrahlung in Beta⁺ Decay. Symposium on Nuclear Beta Decay and Weak Interactions. Sept. 1967. Zagreb, Yugo. Zagreb, 1967. Institute "Ruder Boskovic". pp. 227-231.
- Berényi D.
Scharbert T.
Vatai E.
- Internal Bremsstrahlung in the Superalloyed Decay of the Clear Positron Emitter ^{11}C .
Proceedings of the Conference on the Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays Debrecen, Hungary, July 15-18. 1968. Vol. 2. Bp. 1968. Eötvös Loránd Physical Society. pp. 170-175.
- Berényi D.
Varga D.
- A Study of the Internal Bremsstrahlung from ^{32}P by Magnetic Deflection of the Direct Electrons. Proceedings of the Conference on the Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays Debrecen, Hungary, July 15-18, 1968. Vol. 2. Bp. 1968. Eötvös Loránd Physical Society. pp. 176-181.
- Berényi D.
Vatai E.
Scharbert T.
Brücher E.
- Differential Internal Bremsstrahlung Spectrum from the Non-Unique First Forbidden Beta Decay of ^{143}Pr .
Proceedings of the Conference on the Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays. Debrecen, Hungary, July 15-18, 1968. Vol. 2. Bp. 1968. Eötvös Loránd Physical Society. pp. 192-195.
- Scharbert T.
Berényi D.
Vatai E.
- Differential Integral Bremsstrahlung Spectrum from the Unique First Forbidden Beta Decay of ^{204}Tl . Proceedings of the Conference on the Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays, Debrecen, Hungary, July 15-18, 1968. Vol. 2. Bp. 1968. Eötvös Loránd Physical Society. pp. 196-200.
- Bódizs D.
- Neutrális atomok rádiófrekvenciás ionforrásból kilépő sugárnyaláiban.
ATOMKI Közl. 10, 29-35 (1968). No. 3.
- Pető G.
Bornemisza-Pauspertl P.
Károlyi J. (Gy.)
- Influence of Inelastic Scattering on (n,2n) Cross-Sections of Cl^{35} and K^{39} .
Acta Phys. Hung., 24, 93-96 (1968).
- Bornemisza-Pauspertl P.
Károlyi J. (Gy.)
Pető G.
- Measurement on the Excitation Cross-Sections of Isomeric States by Scattering of 2,8 MeV Neutrons.
ATOMKI Közl., 10, 112-115 (1968).
- Pető G.
Bornemisza-Pauspertl P.
Károlyi Gy.
- Applicability of the Statistical Model for Explaining the Ratio of the (n,n') to (n,2n) Cross-Sections.
Acta Phys. Hung., 25, 91-97 (1968).

- Bornemisza-Pauspertl P.
Hille, P. Über (n,n'gamma) Reaktionen an ^{79}Br , ^{89}Y , ^{176}Yb und ^{197}Au im Zusammenhang mit der Frage des (n,2n) Reaktionsmechanismus. Mitteilung des Instituts für Radiumforschung und Kernphysik 602. Sitzungsberichten des Österreichischen Akademie der Wissenschaften Mathem. Naturw. Klasse, Abteilung 2, 176, 227-243 (1967).
- Csikai Gy. Magreakciók kísérleti vizsgálata 14 MeV körüli neutronokkal. Magyar Fizikai Folyóirat, 16, 123-180 (1968).
- Csikai J. (Gy.)
Jost K.
Szalay A. (S.) Observation and Cross-Section of the Reaction $\text{Zn}^{64}(\text{n,t})\text{Cu}^{62}$. Acta Phys. Hung., 24, 199-203 (1968).
- Csikai J. (Gy.)
Fominich, V. I.
Lakatos T. Gross-Sections for the Reactions $^{141}\text{Pr}(\text{n,p})^{141}\text{Ce}$, $^{141}\text{Pr}(\text{n,t})^{139}\text{Ce}$, $^{142}\text{Ce}(\text{n},2\text{n})^{141}\text{Ce}$ and $^{140}\text{Ce}(\text{n},2\text{n})^{139}\text{Ce}$. Acta Phys. Hung., 24, 233-236 (1968).
- Csongor É. A légkör Kr-85-től eredő rádióaktivitásának vizsgálata. ATOMKI Közl., 10, 1-7 (1968).
- Csuka I. Áramstabilizátor aszimmetrizált kvadrupoldublett tekercseinek táplálására. ATOMKI Közl., 10, 37-43 (1968).
- Czeplédy S. Ólomklorid egykristályok előállítása olvadékból. ATOMKI Közl., 10, 138-143 (1968).
- Demin, A. G.
Fényes T.
Mahunka I.
Subbotin, V. G.
Trón L. New Mercury Isotopes. Nuclear Physics, A106, 337-349 (1967).
- Fényes T.
Rupp E. A késleltetett alfa-rádióaktivitás várható tartományai. ATOMKI Közl., 10, 116-136 (1968).
- Gyarmati B.
Sawicki, J. Two-Nuclear Transfer Reactions with Vibrational Nuclei and Two- and Four-Quasiparticle Tamm-Dancoff Microscopic Theories of Vibrational States. Nuclear Physics, A111, 609-622 (1968).
- Gyarmati B.
Koltay E. Particle Trajectories in Inclined-Field Acceleration Tubes of Minimum Section Length. Preprint. Debrecen, 1968, Institute of Nuclear Research of the Hungarian Academy of Sciences. 13/1/ p.
- Gyarmati B.
Koltay E. Részecskepályák minimális szektorhosszu ferdeterü gyorsítócsövekben. ATOMKI Közl., 10, 1-14 (1968) 3. szám.
- Gyarmati B.
Sawicki, J. Spectroscopic Factors for Two-Neutron Transfer Reactions in Vibrational Nuclei. Phys. Rev., 169, 966-973 (1968).
- Gyarmati B.
Sawicki, J. Two-Nucleon Transfer Reactions and the Four-Quasiparticle Tamm-Dancoff Approximation. Contribution International Conference on Nuclear Structure, Sept. 7-13. 1967. Tokyo, Institute for Nuclear Study. Univ. of Tokyo. p. 245.
- Zimányi J.
Gyarmati B. Charge-Exchange in the (d,p) Stripping Reaction. Physics Letters, 27B, 120-121 (1968).
- Zimányi J.
Gyarmati B. Shape of the Nuclear Symmetry Potential. Phys. Rev., 174, 1112-1114 (1968).

- Hunyadi I.
Angeli I. Total Neutron Cross Sections of Be, C and F near 14 MeV.
Nuclear Physics, A119, 525-528 (1968).
- Károlyi, J. (Gy.)
Csikai, J. (Gy.)
Pető G. Isomeric Cross-Section Ratios for (n,2n) Reactions.
Nuclear Physics, A122, 234-240 (1968).
- Károlyi Gy. Félvezető detektorok feloldóképességének elméleti és gyakorlati határai.
Magyar Fizikai Folyóirat, 16, 263-277 (1968).
- Holmqvist, B.
Johansson, S. G.
Kiss, A.
Lodin, G.
Wiedling, T. Neutron Elastic Scattering Cross Sections of Iron and Zinc in the Energy Region 2,5 to 8,1 MeV.
Stockholm, 1968, Aktiebolaget Atomenergi. 21/8/ p. AE-337.
- Kovách Á.
Balogh K.
Pantó G. Strontium Isotopic Ratios in Tertiary Igneous Rocks of the Tokaj Mountains, Northeastern Hungary.
Acta Geol. Hung., 12, 79-97 (1968).
- Kovách Á.
Bleisotopen-Verhältnisse im Raum der Alpin-Mediterranen Metallogene.
Geologische Rundschau, 67, 372-385 (1968).
- Kovách Á.
Balogh K.
Sámsoni Z. Rubidium-strontium adatok a Mecsek-hegység gránitjai korának kérdéséhez.
Földtani Közlöny, 98, 205-212 (1968).
- Máthé Gy. Investigation of the Signal Shape Given by n-p and p-n Type Semiconductor Detectors with Pulse Shape Discrimination.
Acta Phys. Hung., 23, 407-414 (1967).
- Máthé Gy. Measurement of Scintillation Decay Times by Means of Simulated Photomultiplier Pulses.
Nucl. Instr. and Meth., 63, 117-120 (1968).
- Prade, H.
Máthé Gy. Experimentelle Anordnungen mit a.p.m. Prinzip für Polarisationsmessungen.
Acta Phys. Hung., 25, 83-90 (1968).
- Medveczky L.
Somogyi Gy. Fast Neutron Flux Measurement by Means of Plastics.
VIth International Conference on Corpiscular Photography, 1966. jul. 19-23. Florence. Roma (1967). C.E.P.I. 461-465.
- Meskó L.
Schlenk B.
Valek A. A $^{19}\text{F}/d$, $\alpha/^{17}\text{O}$ magreakció vizsgálata a 650-450 keV energiatartományban.
ATOMKI Közl., 10, 102-111 (1968).
- Bódy Z.
Rupp E. Barrier Penetrabilities and Reduced Widths for Alfa-Decay in the Medium Heavy Region.
Acta Phys. Hung., 25, 41-55 (1968).
- Nagy Z.
Sámsoni Z. Folyamatosan változó abszorpciójú spektrálszűrők előállításának módszerei.
Magyar Kémiai Folyóirat, 74, 239-244 (1968).
- Schlenk B.
Valek A. Védőautomatika vékony targetek ionáram fluktuációk okozta kiegészésének megakadályozására.
ATOMKI Közl., 10, 71-76 (1968).
- Schlenk B.
Zimányi Z. A $^{19}\text{F}/d, p/^{20}\text{F}$ magreakció protoncsoportjainak vizsgálata 600 keV bombázó energiánál.
ATOMKI Közl., 10, 9-16 (1968).

- Somogyi G. (Gy.) A New Method for Measuring the Particle Energy According to the Diameters of the Holes in Solid State Nuclear Track Detectors. VIth International Conference on Corpuscular Photography, 1966. jul. 19-23, Florence. Roma (1967) C.E.P.I. 476-482.
- Somogyi Gy.
Schlenk B.
Várnagy M.
Meskó L.
Valek A. Szilárdtest nyomdateketorok alkalmazása magreakciókból származó alfa-részecske csoportok szögeloszlásának meghatározására. ATOMKI Közl., 10, 33-43 (1968).
- Somogyi Gy.
Várnagy M.
Pető G. Application of Plastic Track Detectors for Detection of Light Nuclei. Nuclear Instr. and Meth., 59, 299-304 (1968).
- Somogyi Gy.
Schlenk B.
Várnagy M.
Meskó L.
Valek A. Application of Solid-State Track Detectors for Measuring Angular Distributions of alfa-Particle Groups from Nuclear Reactions. Nuclear Instr. Meth., 63, 189-194 (1968).
- Somorjai E. Gázszcintillációs detektorok vizsgálata és alkalmazásuk. ATOMKI Közl., 10, 15-27 (1968). 3. szám
- Szabó Gy. A Note on the Solution of the Trajectory Equation with Amplitude and Phase Functions. ATOMKI Közl., 10, 144-147 (1968).
- Szalay, A. (S.)
Csongor É. Precipitation of Fission Products from the Atmosphere in Debrecen, Hungary, During 1966 and 1967. Acta Phys. Hung., 25, 279-286 (1968).
- Szalay S.
Szilágyi M. Nyomtápelemek szorpciója tőzeghumuszsavakon és jelentősége a gyakorlati mezőgazdaságban. Agrártudományi Közlemények, 27, 109-114, (1968).
- Szalay A. (S.)
Szilágyi M. Accumulation of Microelements in Peat Humic Acids and Coal. Advanced in Organic Geochemistry. 4th International Meeting on Organic Geochemistry, Sept. 16-18. 1968. Amsterdam. Oxford, 1969. Pergamon Press. (Internat. Series of Monographs in Earth Sciences, Vol. 31.)
- Szalay A. (S.)
Szilágyi M. Laboratory Experiments on the Retention of Micrometrients by Peat Humic Acids. Plant and Soil, 29, 219-224 (1968).
- Силади М.
Szilágyi M. О сорбции молибдена на гуминовых препаратах. Геохимия, No. 12, 1489-1492, (1967).
- Juhász S.
Ujhelyi Cs.
Berényi D.
Illés F. Internal Conversion Ratios for the Higher Shells at the 364 keV Transition in the Decay of ^{131}I . Proceedings of the Conference on the Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays, Debrecen, Hungary, July, 15-18, 1968. Vol. 3. Bp. 1968. Eötvös Loránd Physical Society. pp. 438-441.
- Vatai E. Measurement of the Ratio Electron-Capture to Positron Emission in the Decay of ^{22}Na . ATOMKI Közl., 10, 17-25 (1968).
- Vatai E. Использование метода ($\beta^+ \gamma^+$) совпадений при исследовании позитронного распада ядер. Acta Phys. Hung., 23, 381-392 (1967).

- Vatai E. On the Exchange Correlation in Electron Capture. Proceedings of the Conference on the Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays. Debrecen, Hungary, July 15-18, 1968. Vol. I. Bp. 1968. Eötvös Loránd Physical Society. pp. 71-75.
- Vatai E. Calculation of the Radiation Balance of the Multy-Wire Proportional Counter. Proceedings of the Conference on the Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays. Debrecen, Hungary, July 15-18, 1968. Vol. I. Bp. 1968. Eötvös Loránd Physical Society. pp. 112-117.
- Vatai E.
Hohmuth, K. Total Absorption Method for Investigations of Electron Capture and the K-capture Probability of ^{139}Ce . ATOMKI Közl., 10, 27-31 (1968).
- Vatai E.
Varga D.
Uchrin J. Measurement of the ϵ / β^+ Ratio in the Decay of ^{22}Na and ^{74}As . Nuclear Physics, A116, 637-642 (1968).
- Vatai E.
Varga D.
Uchrin J. Measurement of the ϵ / β^+ Ratio of the $2^- \rightarrow 2^+$ Transition of ^{74}As . Proceedings of the Conference on the Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays. Debrecen, Hungary, July 15-18, 1968. Vol. 2. Bp. 1968. Eötvös Loránd Physical Society, pp. 258-262.
- Vatai E.
Hohmuth, K. Total Absorption Method for Investigation of the K-Capture Probability of ^{139}Ce . Proceedings of the Conference on the Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays. Debrecen, Hungary, July 15-18, 1968. Vol. I. Bp. 1968. Eötvös Loránd Physical Society. pp. 88-91.

Egyetemi doktori értekezés

- Károlyi Gy. A $\text{Cl}^{35}/n, 2n/\text{Cl}^{34g,m}$ és $\text{K}^{39}/n, 2n/\text{K}^{38g,m}$ reakciók izomer hatás-keresztmetszet viszonyának meghatározása. Egyetemi doktori értekezés. Debrecen, 1967. MTA Atommag Kutató Intézete. 70. p.
- Mahunka I. Rövid életidejű ritka fõldek alfa-spektrumának vizsgálata. Egyetemi doktori értekezés. Debrecen, 1967. MTA Atommag Kutató Intézete.
- Somorjai E. Transzmissziós gázszcintillációs számlálók vizsgálata és alkalmazásuk számláló teleszkópban. Egyetemi doktori értekezés. Debrecen, 1968. MTA Atommag Kutató Intézete. 91. p.
- Varga D. Kis relatív intenzitású pozitronsugárzás vizsgálata ^{60}Co és ^{143}Pm , ^{144}Pm , ^{146}Pm izotópok bomlásában. Egyetemi doktori értekezés. Debrecen, 1967. MTA Atommag Kutató Intézete. 84 /1/ p.

Vendégkutató

Pető G.

Az (n, n') , $(n, 2n)$ és (n, γ) reakciók vizsgálata gyorsneutronokkal. Egyetemi doktori értekezés. Debrecen, 1967.
KLTE Kísérleti Fizikai Intézet. 112 p.

Kandidátusi értekezés

Vendégkutató

Prade, H.

Neutronok polarizációjának vizsgálata $D/d, n/{}^3\text{He}$ reakciónál. (Untersuchung der Polarisation der Neutronen der $D/d, n/{}^3\text{He}$ Reaktion. Kandidátusi értekezés. Debrecen. 1967.
MTA Atommag Kutató Intézete. 129 p.

Összefoglaló cikkek és egyéb tudományos munkák

Berényi D.

Proceedings of the Conference on the Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays, Debrecen, Hungary, July 15-18, 1968. Vols. 1-3. Ed. by --. Bp. 1968. Eötvös Loránd Physical Society. 495 p. 25 cm.

Kádár I.
Fényes T.

Elektronfizika. 2. Egyetemi jegyzet. Bp. 1968. Tankönyvkiadó. 167 p. Kossuth Lajos Tudományegyetem Természettudományi Kar. Debrecen.

Kisdi D.

A kvantummechanikai háromtest-problémáról. I. Bevezetés. Az ATOMKI-ben 1968. febr. 19-22-én tartott előadássorozat. /- - előadása alapján írta Vertse T.
ATOMKI Közl., 10, 53-60 (1968).

Kisdi D.

A kvantummechanikai háromtest-problémáról. II. A háromtest-probléma fenomenológikus elmélete. Az ATOMKI-ben 1968. febr. 19-22-én tartott előadássorozat. /- - előadása alapján írta Vertse T.
ATOMKI Közl., 10, 184-197 (1968).

Kovács Á.

Jelentés a "Pannon medence kristályos aljzatából származó kőzetminták izotópkormeghatározása" c. téma keretében a Magyar Állami Földtani Intézet és a MTA Atommag Kutató Intézet között az 1968. évre megkötött 5881/7. sz. kutatási szerződés alapján elvégzett munkákról. MTA Atommag Kutató Intézet, Debrecen. 1968. Kézirat, 40 p. 3 tábl. 6 ábra.

Medveczky L.

Corpuscular Photography in Debrecen.
ATOMKI Közl., 10, 63-69 (1968).

Medveczky L.
Somogyi Gy.
Várnagy M.

Szilárdtest nyomdetektorok tulajdonságai és alkalmazása.
Fizikai Szemle, 18, 324-332 (1968).

Somorjai E.

Számláló teleszkópok.
ATOMKI Közl., 10, 170-183 (1968) 3. sz.

- Somorjai E. A gázok szcintillációja.
ATOMKI Közl., 10, 45-61 (1968) 3. sz.
- Szabó Gy. Ionoptikai problémák megoldásának módszerei "fázistér" reprezen-
tációban.
ATOMKI Közl., 10, 148-169 (1968).
- Szalay S. A fizikai kísérletezés technikai alapjai. (Berecz I., Medveczky L.,
Sebestyén B., és Szabó J. közreműködésével.)
ATOMKI Közl., Suppl. 10, 1968. 2. sz.

Megjegyzés

Az 1966-os bibliográfia 20. tételeként szereplő:

- Kiss Á. Electrolytic Trough Measurements Concerning the Electrostatic
Koltay E. Field of Pressurised Van de Graaff Generators.
Szalay S. ATOMKI Közl., 8, 101-114 (1966) megjelent még AERE Harwell
kiadványként 1967. June.

Az 1967-es bibliográfia 2. tételeként már szereplő publikáció megjelent még:

- Богданов, Д.Д. Идентификация Te^{111} по дочерным продуктам протонного распада.
Вачо Й., Bacsó J. Ядерная Физ. 6, 1113-1116 (1967).
Карнауков, Е.А.
Петров, Л.А.

Az 1967-es bibliográfia 50. tételeként már szereplő cikk megjelent még:

- Колпаков, И.Ф. Способы задания рабочей точки, малочувствительные к разбросу э-
Тэрек И., Török I. лементов триггера на туннельных диодах в двоичной пересчетной
схеме на 100 мГц. Материалы симпозиума по наносекундной элект-
ронике, Дубна 13-17 июня 1967 г. стр. 286-306. Препринт ОИЯИ
13-3700, 1968. Дубна.

Tudományos előadások

- Вачо Й., Bacsó J. Исследование излучателей запаздывающих протонов тяжелее олова.
Богданов, Д.Д. Международная Конференция по физике Тяжелых ионов. Дубна, 13-19.
Дароци Ш., Daróczy S. Октября 1966.
Карнауков, В.А.
Петров, Л.А.
Тер-Акопян, Г.М.
- Bacsó J. Measurement of β^+ -p Coincidences for ^{111}Te -delayed Proton
Bogdanov, D. D. Emitter. Proc. Conf. on the Electron Capture and Higher Order
Daróczy S. Processes in Nuclear Decays. Debrecen, Hungary, July 15-18.
Karnaukhov, V. A. 1968.
Petrov, L. A.

- Берени Д., Berényi D. Исследование внутреннего тормозного излучения в позитронном рас-
Шарберт Т., Scharbert T. паде ^{11}C . Программе и тезисы докладов 18. Ежегодного Совещания
Ватаи Е., Vatai E. по Ядерной Спектроскопии и Структуре Атомного Ядра. Рига, 25.
января. 2. - февр. 1968.
- Berényi D. Internal Bremsstrahlung in the Superalloyed Decay of the Clear
Scharbert T. Positron Emitter ^{11}C .
Vatai E. Proc. Conf. on the Electron Capture and Higher Order Processes
in Nuclear Decays, Debrecen, Hungary, July 15-18. 1968.
- Berényi D. Differential Internal Bremsstrahlung Spectrum from the Non-Unique
Vatai E. First Forbidden Beta-Decay of ^{143}Pr . Proc. Conf. on the Electron
Scharbert T. Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays, Debrecen,
Brücher E. Hungary, July 15-18. 1968.
- Berényi D. A Study of the Internal Bremsstrahlung from ^{32}P by Magnetio
Varga D. Deflection of the Direct Electrons.
Proc. Conf. on the Electron Capture and Higher Order Processes
in Nuclear Decays, Debrecen, Hungary, July 15-18. 1968.
- Scharbert T. Differential Internal Bremsstrahlung Spectrum from the Unique
Berényi D. First Forbidden Beta-Decay of ^{204}Tl ,
Vatai E. Proc. Conf. on the Electron Capture and Higher Order Processes
in Nuclear Decays, Debrecen, Hungary. July 15-18. 1968.
- Gyarmati B. Az izobár analóg állapotok mikroszkopikus modelljei., 5. Magfiz.
Nyári Iskola. Tihany, 1968. jun.
- Zimányi J. Charge-Exchange in (d,p) Stripping Reaction.
Gyarmati B. Международный Симпозиум по Структуре Ядра. Дубна, 4-11 июля 1968.
- Gyarmati B. On the Shape of the Symmetry Potential.
Zimányi J. Международный Симпозиум по Структуре Ядра. Дубна, 4-11 июля 1968.
- Koltay E. Recent results in the ATOMKI connected with the electron optics
of inclined field acceleration tubes. Szemináriumi előadás a Szov-
jetunió Tudományos Akadémiája A. I. Ioffe Fizikai-Technikai In-
tézetének "Töltött részecskék optikája" csoportjában, Leningrád,
1968. máj. 24.
- Koltay E. Recent results in the ATOMKI connected with field distribution in
asymmetric quadrupole lenses.
Szemináriumi előadás a Szovjetunió Tudományos Akadémiája A. I.
Ioffe Fizikai-Technikai Intézetének "Töltött részecskék optikája"
csoportjában, Leningrád, 1968. máj. 27.
- Ковач А., Kovách A. Изотопы стронция в некоторых средних вулканических породах Бельг-
рии. 2-й Симпозиум по применению стабильных изотопов в геохимии.
Москва, 1968. окт. 10.
- Kovách Á. Beszámoló a moszkvai 2. Geokémiai Stabilizotóp szimpóziumról.
MTA Izotópegokémiai Albizottságának ülésén. Bp. 1968. dec. 9.
- Kovách Á. Bestimmung von Isotopenhäufigkeiten an festen Substanzen mittels
Oberflächen Ionisation. M. Kém. E. Tömegspektroszkópiai Szak-
csoport és az NDK-beli Arbeitsgruppe für Massenspektrometric
közös munkaértekezletén. Veszprém. 1968. aug. 17.
- Лакатощ Т. Молодущий предусилитель на полевых транзисторах для Ge и Si де-
текторов.
Nukleáris elektronikai konferencia, Alusta, 1968. máj. 21. OIJaI
rendezésében.

- Lakatos T. Лине́йный усилитель с активными фильтрами. Nukleáris elektronikai konferencia. Alusta, 1968. máj. 21. OIJA rendezésében.
- Máthé Gy. Some results of pulse-shape-discrimination in the case of semiconductor detectors. Nukleáris elektronikai Konferencia. Alusta, 1968. máj. 21. OIJA rendezésében.
- Máthé Gy. Untersuchung des Teilchendiskriminierungsvermögens der Austiegszeit der Impulse von Halbleiterzählern. Rossendorf, ZfK, 1968. jan.
- Medveczky L. Somogyi Gy. Die Anwendung der Kernplatten und der Festkörperspurendetektoren in der Kernphysik. Szemináriumi előadás a Karl Marx Universität Fizikai Szekciójában. Lpz. 1968. dec. 11.
- Szabó Gy. Ionoptika fázis-tér reprezentációban Van de Graaff generátor ionoptikai rendszerének tervezése. Szemináriumi előadás. Fiziko-Tech-nikai Intézet, Leningrád. 1968. okt.
- Szalay A. (S.) Accumulation of Uranium and other Micrometals in Coal and Organic Shales and the Role of Humic Acids in these Geochemical Enrichments. Vendégelőadás a Svéd Kir. Tud. Akad. 1968. okt. 23-i közgyűlésén.
- Szalay A. (S.) Szilágyi M. Accumulation of Microelements in Peat Humic Acids and Coal. 4th International Meeting on Organic Geochemistry, Sept. 16-18. 1968.
- Евпра Д., Varga D. Берени Д., Berényi D. Ухрин Й., Uchrin J. Салаи Ш., Szalay S. Молнар Ф., Molnar F. Исследование распада ^{145}Sm . Программе и тезисы докладов 18. Ежегодного Совещания по Ядерной Спектроскопии и Структуре Атомного Ядра. Рига, 25 январь 2. фебр. 1968.
- Juhász S. Ujhelyi Cs. Berényi D. Illés F. Internal Conversion Ratios for the Higher Shells at the 364 keV Transition in the Decay of ^{131}I . Proc. Conf. on the Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays, Debrecen, Hungary, July 15-18. 1968.
- Колпаков, И.Ф. Тэрек И., Török I. Способы задания рабочей точки малочувствительные к разбросу элементов триггера на туннельных диодах в двоичной пересчетной схеме на 100 мГц. Материалы симпозиума по наносекундной ядерной электронике, Дубна, 13-17 июня 1967 г. (Megtartotta: Kolpakov.)
- Vatai E. Recent Works in nuclear spectroscopy in ATOMKI, Debrecen. A Krakkó - Rossendorfi szemináriumi előadás. University of Glasgow, Dept. Nat. Philosophy. 1968. nov. 27.
- Vatai E. On the Electron Exchange Correction in Electron Capture. Proc. Conf. on the Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays, Debrecen, Hungary, July 15-18. 1968.
- Vatai E. Calculation of K-X Ray Balance of the Multi-Wire Proportional Counter. Prof. Conf. on the Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays, Debrecen, Hungary, July 15-18. 1968.
- Vatai E. Varga D. Uchrin J. Measurement of the ϵ / β^+ Ratio of the $2^- \rightarrow 2^+$ Transition of ^{74}As . Proc. Conf. on the Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays, Debrecen, Hungary, July 15-18. 1968.

Vatai E.
Hohmuth K.

Total Absorption Method for the Investigation of Electron Capture Probability of ^{139}Ce .
Proc. Conf. on the Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays. Debrecen, Hungary, July 15-18. 1968.

Népszerű cikkek és egyéb népszerű közlemények

- Berényi D. Folyamatban levő kísérletek a nap neutrínó-sugárzásának vizsgálatára. Fizikai Szemle, 18, 193-194 (1968).
- Berényi D. Magspektroszkópai konferencia Debrecenben. Műszaki Élet, 23, 19 (1968) 13. sz.
- Berényi D. Konferencia az elektron befogás jelenségéről és a magasabb rendű effektusokról az atommagok bomlásában. Fizikai Szemle, 18, 353 (1968).
- Berényi D. Bizonyíték a gyenge kölcsönhatási tér kvantuma, az un. közben-ső vektor bozon létezésére? Fizikai Szemle, 18, 225-227 (1968).
- Somogyi Gy. Gravitációs hullámok detektálása. Fizikai Szemle, 18, 353 (1968).

Népszerű előadások

- Berényi D. Az atommag-spektroszkópia problematikája és a debreceni magspektroszkópai kutatások. A középiskolai tanárok továbbképzésén. Debrecen, 1968. máj.
- Szalay S. A fizikusok helyzete az iparban. Vitavezető előadás. Debreceni Műszaki Napok keretében, 1968. szept. 10.

MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖNYVTÁRA

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek cserepéldányképpen vagy kérésükre díjtalanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére 1 - 1 számot vagy különlenyomatot szívesen küldünk. Ilyen irányú kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányítani. (ATOMKI, Debrecen 1. Pf. 51.)

Szerkesztő Bizottság: Szalay Sándor elnök, Gyarmati Borbála titkár, Berényi Dénes, Csikai Gyula, Medveczky László.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommag Kutató Intézete
Debrecen
A kiadásért és szerkesztésért felelős
Szalay Sándor az Intézet igazgatója.
Készítette a MTA Kutatási Ellátási Szolgálatának
Sokszorosító Üzeme, Budapest.

Példányszám: 400
1969/2.

АТОМ КІ

СООБЩЕНИЯ

ТОМ 11.

№ 2

СОДЕРЖАНИЕ

НАУЧНЫЕ СООБЩЕНИЯ	стр.
Й. Надь, К. Влшко: "In vivo" экспериментальное изучение ^{14}C - α -гуанидинометил-гептаметиленимин-сульфата	33
Ф. Петер, Ф. Дитрой, Г. Гастони-Кертес, М. Гаршани: Авторадиографический метод исследования емкости свороточного белка, связывающего гормон щитовидной железы	39
Ф. Петер, М. Опвай, Л. Кертес: Определение доз ^{131}I и ^{132}I в диагностике заболеваний щитовидной железы при помощи микротермолюминесцентного дозиметра	43
Д. Кишди: О квантуммеханической проблеме трех тел IV. (Обзорная статья)	47
ПО МАСТЕРСКИМ И ЛАБОРАТОРИЯМ	
И. Берец, В. Шленк, А. Валец: Печка для термический обработки клея стеклянно-металлических систем больших размеров	63
ИНСТИТУТСКИЕ ИЗВЕСТИЯ	66
БИБЛИОГРАФИЯ СООБЩЕНИЙ ИЗДАНИИ ИНСТИТУТОМ В 1969 ГОДУ	70

ATOMKI

BULLETIN

Volume 11 Number 2

CONTENTS

SCIENTIFIC PAPERS	Page
J. Nagy, K. Blaskó: In vivo Experimental Studies of ^{14}C -labelled α -guanidinomethyl-heptamethyl-enimin-sulphate	33
F. Péter, F. Ditrói, G. Gasztonyi-Kertész, M. Harsányi: Autoradiographic Method for Determining the Thyroid-hormone-binding Capacity of the Serum	39
F. Péter, M. Osvay, L. Kertész: Application of Microthermoluminescent Dosimeters to Determine the Radiation Dose from ^{131}I and ^{132}I in Thyroid-model	43
D. Kisdi: On the Quantummechanical Three-body Problem. (Review).	47
FROM OUR WORKSHOP AND LABORATORY	
I. Berecz, B. Schlenk, A. Valek: Heat-treating Furnace for Gluing of Glass System of Big Dimension	63
NEWS ITEMS ON THE INSTITUTE	66
BIBLIOGRAPHY OF REPORTS PUBLISHED BY THIS INSTITUTE IN 1968	70

ATOMKI

KÖZLEMÉNYEK

11. kötet

3. szám

MTA
ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE
DEBRECEN

1969. november

ATOMKI

KÖZLEMÉNYEK

11.kötet

3. szám

TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK

Oldal

Berényi D.: Vizsgálatok egyes magok bomlási
sémájára vonatkozólag

81

Hock G.: A belső fékezési sugárzás mint az
elektromágneses kölcsönhatás perturbá-
ló hatásának következménye a gyenge
kölcsönhatásokban és a magok bomlá-
sában. (Összefoglaló közlemény)

131

MŰHELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBÓL

Hunyadi I.: Vékony, öntartó nikkel fóliák
készítése vákuumpárologtatással

138

VIZSGÁLATOK EGYES MAGOK BOMLÁSI SÉMÁJÁRA VONATKOZÓLAG*

BERÉNYI DÉNES

1. BEVEZETÉS

a) A magspektroszkópia tárgyköre. A magspektroszkópia tárgya a legkülönbözőbb magfolyamatokból eredő sokféle sugárzás különböző módszerekkel történő vizsgálata. A magspektroszkópiában vizsgálják az egyes sugárzások energiaeloszlását, intenzitását, továbbá szög- és időkorrelációját, valamint polarizációs viszonyait.

A fentiek szerint a magspektroszkópiát feloszthatjuk a magfolyamatok szerint, ahonnan a vizsgált sugárzások erednek, így beszélhetünk magspektroszkópiáról a magreakcióknál, illetve aradioaktív átalakulásoknál, de feloszthatjuk a vizsgált sugárzások típusa szerint is, pl. gamma-spektroszkópia, nehéz részecske spektroszkópia (így alfa-, proton spektroszkópia, stb.).

Tekintve, hogy a sugárzások a magból emittálódnak, nyilvánvaló, hogy információkat hordoznak a mag belsejéről, így vizsgálatukból a magstruktúrára vonatkozólag kaphatunk adatokat. Ez az adatgyűjtő munka a magok gerjesztett állapotaira vonatkozólag igen nagy arányban folyik világszerte mind a magreakciós vizsgálatoknál, mind a radioaktív bomlásoknál. Magreakcióknál vizsgálják a közbelső magból kilépő nehéz részecskék spektrumát és a maradék mag gerjesztett állapotai-
ból eredő gamma-, illetve konverziós elektron spektrumot. Igen kiterjedten folyik a befogási reakciókból, főleg a neutron befogásból, valamin a Coulomb-gerjesztési reakciókból eredő gamma-sugárzás, spektroszkópiai vizsgálata. A radioaktív magoknál a bomlási sémák egyre sokoldalubb és pontosabb módszerekkel történő kutatásából határozhatjuk meg a magnívók paramétereit. Az ilyen irányu munka volumenét és fejlődését szemlélteti pl. a jól ismert Dzseleпов táblázat - amely az egyes magok bomlási sémáira vonatkozó adatokat foglalja össze - két egymást követő kiadása. Az 1958-ban még egy kötetes 786 lapos könyv [D1] 1963-66-ra két kötetre duzzadt, összesen 1810 lappal [D2, D3]. Igaz viszont, hogy az új kiadásban az egyes nivókra vonatkozó magreakcióból eredő adatokat is fokozottabban tekintetbe vették. Ugyanezt a tendenciát mutatja a Szovjetunióban évente megrendezett magspektroszkópiai konferencia fejlődése is. Az ezen elhangzott előadások kivonatait 1958-ban még egy 48 lapos füzet foglalta magában, míg 1968-ban már egy 270 lapos könyvecske, miközben a konferencia neve is módosult: atommag-spektroszkópiai és atommag-struktúra konferencia.

*A TMB-hez benyújtott doktori disszertáció egy része.

Kérdés, hogy miért van szükség ilyen nagy arányu, sőt egyre növekvő arányu adatgyűjtő munkára a magszerkezetre, ill. a magok gerjesztett nivóira vonatkozóan. Köztudomásu, hogy a magerőket, amelyek a mag összetartásáért felelősek, nem ismerjük teljesen, bár igen sok és lényeges tulajdonságukat sikerült már kideríteni. Másrészről viszont a mag belső szerkezetét, várható nivóit és azok tulajdonságait elvileg sem tudjuk az erőtvényből minden további nélkül deduktíve levezetni teljes általánosságban (sok részecske probléma!). Marad tehát az a lehetőség, amit a fizika az atom felépítésének vizsgálatánál is követett, amikor még sem az összetartó erőt (Coulomb-erő), sem az atomi rendszer természetét és az erőtvény ismeretében az egyes nivók levezetésének módját (kvantummechanika) nem ismerte: az adatgyűjtése, az adatok között szabályszerűségek és összefüggések keresése és ezekből részben modellek alkotása, részben az erőtvényre magára következtetések levonása.

Tény, hogy az előbbieken felvázolt úton elég messzire haladtunk már a mag megismerésében. Sikerült összefüggéseket és fenomenológikus modelleket találni, amelyek szinte bámulatos sikereket értek el bizonyos esetekben, bizonyos magtartományokban, bizonyos körülmények között, de itt a bizonyos jelzőt erősen hangsúlyozni kell. Ugyanakkor folyik a mikroszkópikus modellek kidolgozása, amelyekben a lehető legkevesebb klasszikus képet, analógiát használnak fel. A nukleonokból és feltételezett erőtvényből indulnak itt ki és bizonyos közelítéseket alkalmazva igyekeznek egyezést kapni a magnivókra vonatkozólag rendelkezésre álló kísérleti adatokkal.

A mag szerkezetére vonatkozó új ismeretek szerzésének tehát az a legkézenfekvőbb útja, hogy a különböző feltételezések, fenomenológikus vagy mikroszkópikus modellek alapján végzett számításokból a magnivókra és azok paramétereire kapott értékeket összehasonlítjuk a kísérleti adatokkal. Nyilvánvaló, hogy mind mennyiségben, mind minőségben minél több, illetve minél precízebb kísérleti adat áll rendelkezésre, annál széleskörűbb és megbízhatóbb a lehetőség az elméleti számításokkal való összehasonlításra és így a magszerkezet megismerésére.

A magból eredő sugárzások vizsgálatából azonban nemcsak a magstrukturáról, hanem az alapvető kölcsönhatásokról is kaphatunk adatokat. A mag ugyanis az egyetlen sok-részecske rendszer, amelyen belül valamennyi ismert kölcsönhatásnak szerepe van, így valóságos "mikroszkópikus laboratórium" az alapvető kölcsönhatások tulajdonságainak a vizsgálatára [B1], ami korunk fizikájának legmodernebb, legfundamentálisabb, a természet megismerése terén a legmélyebbre hatoló területét jelenti. A magspektroszkópia ilyen típusu eredményei tehát az alapvető kölcsönhatások fizikájához, az elemi részecske fizikához járulnak hozzá. A magspektroszkópiának ezen a területén a legutóbbi időben is jelentős eredmények születtek, mint pl. a nukleonok közötti nem leptonos gyenge kölcsönhatás kimutatása (paritás sértés gamma-átmenetekben), amely igen nagy jelentőségű a gyenge kölcsönhatások elméletének érvényessége szempontjából vagy a Fierz-tag zérustól különböző, véges voltával kapcsolatos legújabb észlelések [B2].

Nyilvánvaló ahhoz, hogy akár a magstruktúra, akár az alapvető kölcsönhatások egyes vonásairól szerezzünk információkat a magspektroszkópiai kutatásokban ismerni kell és ki kell deríteni maguknak a magfolyamatoknak, bomlásjelenségeknek a törvényszerűségeit. Sok esetben éppen egy-egy ilyen jelenség alapos, minden oldalú megismerése vezet alapvetően új felismeréshez vagy

annak igazolásához, mint pl. ez a paritás sértés kimutatásával történt a gyenge kölcsönhatásokban. Jelenleg a még ismeretlen vagy nem eléggé tisztázott magbomlási jelenségek, magasabb rendű effektusok a magok bomlásfolyamataiban éppen az alapvető kölcsönhatások problematikus kérdéseinek tisztázásához, az alapvető kölcsönhatások mélyebb megismeréséhez járulhatnak hozzá (CP sértés, közbenső bozon szerepe a gyenge kölcsönhatásokban, időfordító invarienciák az egyes kölcsönhatásokban és i.t.). Az alapvető kölcsönhatások bizonyos lényeges tulajdonságai ugyanis a magbomlás jelenségeinél, mint magasabb rendű effektusok vagy magasabb rendű bomlásfolyamatok jelentkezhettek.

b. A magspektroszkópiai kutatás perspektívái. Egy kutatás, egy eredmény értékét az mutatja meg, hogy az mennyire mély és mennyire általános. Mélységesen azt értjük itt, hogy mennyire járul hozzá a természeti jelenségek, a fundamentális kölcsönhatások megismeréséhez, jobb megértéséhez. Az általánosság pedig azt jelenti, hogy a kérdéses eredménynek milyen jelentősége van egy egész kérdéscsoport, tudományág, sőt esetleg más tudományágak vagy éppen a gyakorlati alkalmazások szempontjából [S1, W1].

Nyilvánvaló tehát, hogy egy olyan kutatás, amelyik egy konkrét bomlási sémáról állapít meg bizonyos adatot, amely önmagában még a mag szerkezetéről sem mélyíti el ismereteinket, (csak nagyon sok hasonló adattal együtt), sem más általános következtetésekkel nem jár, az általában kisebb értékű, mint amelyik akár a mag szerkezetéről, akár valamelyik magfolyamatról vagy éppen az alapvető kölcsönhatásokról ad új információt, tul a konkrét mag bomlási vagy nivó sémájának problematikáján. Az olyan magspektroszkópiai kutatásnak, amelyik mélyíti, közvetlenül előreviszi ismereteinket a természet jelenségeiről, kiugró példája legújabban a már említett nemleptonos, gyenge kölcsönhatás kimutatása nukleonok között, míg azt hogy egy magspektroszkópiai eredmény milyen általános jelentőségű lehet, a Mössbauer-effektus mutatja legjobban.

A magspektroszkópia egészét, de különösen a radioaktív magok spektroszkópiáját tekintve jelenleg a kutatást az adatgyűjtő munka jellemzi. Legalább is a kutatók és kutatócsoportok nagyobb része ilyen jellegű vizsgálatokat végez mind a magreakciókban, mind a radioaktív magoknál elsősorban a magállapotokra és azok különböző paramétereire vonatkozólag szereznek információkat. Viszonylag kisebb a volumene de - véleményünk szerint - nem kisebb a jelentősége és érdekessége azoknak a kutatásoknak, amelyek a reakciómechanizmus vagy a különböző főleg magasabbrendű bomlásjelenségek felderítésére irányulnak.

Főleg a radioaktív magok spektroszkópiáját tartva szem előtt azt kell azonban még megjegyeznünk, hogy az adatgyűjtő munka, a bomlási sémák vizsgálata (az un. "decay scheme work") sem azonos mélységű, azonos értékű információkat szolgáltat és megfelelő tájékozottságu megtervezése és kiértékelés mellett esetleg igen mély vagy általános érvényű következtetésekre is vezethet.

A bomlási sémák vizsgálatánál is arra törekszenek manapság, hogy lehetőleg ne csak az egy sugárzások energia eloszlását, intenzitás viszonyait szögkorrekcióját, stb. mérjék ki, ne is csak az ezek kiértékeléséből nyerhető magnívó paramétereket (a nivó energiája, spinje, paritása stb) hanem a különböző modellekkel történő összehasonlításból a nivók un. természetére is követ -

keztessenek, hogy tudniillik a nivó elhelyezkedése, paraméterei, valamint a hozzávezető és az elbomlásából keletkező sugárzások analízise szerint az adott nivó a mag milyen típusu gerjesztésével valósult meg (egyrészecske, kollektív stb.). Vannak mérések a magok bomlásának vizsgálatánál, amelyek egyenesen az átmeneti matrix elemek meghatározására törekszenek, vagy pl. a dinamikus magstruktúra effektusokat vizsgálják a belső konverziónál. Az ilyen típusu mérések kétségkívül mélyebb információkat szolgáltatnak a magszerkezetéről, sőt általában a magról.

Ugyancsak meg kell említeni itt azt a nagy vállalkozást, ami főleg Dubnában, és a CERN-ben folyik. Ezekben az intézetekben szinkrociklotronhoz csatlakozó "online" programok keretében az egész rövid életű izotópok (néhány sec-ig lefelé) előállításánál a jelenleg ismert és vizsgált izotópok számát meg akarják duplázni és ezzel a magra vonatkozó információk mennyiségét hatalmas mértékben megnövelni.

Összegezve az eddigieket a radioaktív magoknál folyó magspektroszkópai kutatások lényegében - ha nem is mereven, - két nagy csoportra oszthatók. A vizsgálatok egy része elsősorban a magnívók és paraméterei kimérésére, azaz a magstruktúrára, magára a mag megismerésére irányul. A vizsgálatok másik része a radioaktív bomlásfolyamatokat, napjainkban főleg a különböző magasabb rendű jelenségeket igyekszik tisztázni, illetve ezek révén a magspektroszkópai vizsgálatokból, a magban mint mikroszkópikus laboratóriumban ható alapvető kölcsönhatásokról információkat szerezni.

Bár az ATOMKI Magspektroszkópai Osztályának kutatási iránya elsősorban a még tisztázatlan, magasabb rendű magbomlásjelenségek vizsgálata azzal a törekvéssel, hogy ezen keresztül az alapvető kölcsönhatásokra szerezzünk információkat, mégis ezen vizsgálatok közben nem egyszer - mintegy mellékeredményként - az egyes magok bomlási sémájára vonatkozólag is sikerül fontos, új adatokat kimérni.

Ebben a cikkben azokról az eredményekről számolunk be, amelyeket az Osztályon az utóbbi években az atommag struktúrára, azaz egyes radioaktív magok bomlási sémájának tisztázására vonatkozólag elértünk.

2. FÉLVEZETŐ GAMMA-SPEKTROMETRIAI VIZSGÁLATOK BOMLÁSI SÉMÁK TISZTÁZÁSÁRA

A lítiummal driftelt germánium félvezető detektorok, Ge(Li), ma már nélkülözhetetlen, alapvető eszközei a magspektroszkópai kutató munkának. A félvezetős technika különösen nélkülözhetetlen a kis intenzitású gamma-átmenetek energiájának pontos meghatározásánál főleg ha kis Z jü magról és nagyobb energiájú sugárzásról van szó és más hasonló esetekben. Ilyenkor ugyanis éppen a külső és belső konverziós módszer, valamint a kristálydifrakciós módszer alkalmazhatatlansága miatt gyakorlatilag lehetetlen volt a Ge(Li) spektrométer megjelenéséig a sugárzások és átmenetek és ennek megfelelően egyes nivók energiájának pontos meghatározása.

Addig is, míg nem rendelkezünk saját detektorral nemzetközi és hazai együttműködés keretében végeztünk ilyen detektorokat felhasználó vizsgálatokat egyes magok bomlási sémájával, ni-

vó paramétereivel kapcsolatosan fennálló problémák tisztázására és ezeken keresztül a félvezető gamma-spektroszkópia mérési és kiértékelési technikájának elsajátítására.

a) A gamma-sugarak energiája és relatív intenzitása a ^{27}Mg (9,5 perc) bomlásában [B3]

Az ^{27}Al gerjesztett nivóinak a vizsgálata különösen érdekes, mivel ez a mag a könnyű deformált magok tartományába tartozik. Ezekre a gerjesztett állapotokra vonatkozólag szerezhethetünk információkat a 9,5 perces felezési idejű ^{27}Mg bomlásának tanulmányozásában. Konkrét vizsgálatainkban a ^{27}Mg bomlásából eredő gamma-sugárzás spektrumát vizsgáltuk meg Ge(Li) félvezető gamma-spektrométerrel.

Kísérleti részletek. A forrást az ATOMKI 300 kV-os neutron generátorában állítottuk elő $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ reakcióval. Kb. 6 gr. aluminium fémet bombáztunk trícium célanyagból eredő 14 MeV-os neutronokkal. A mérés folyamán több ilyen aktiválást hajtottunk végre.

A gamma-spektrumot 3 mm mély és 14 mm átmérőjű Ge(Li) detektorral tanulmányoztuk (készült az EFKI-ben, Budapest) amelyhez megfelelő előerősítő, főerősítő és tápfeszültség források valamint egy KFKI típusú 512 csatornás analízátor csatlakozott.

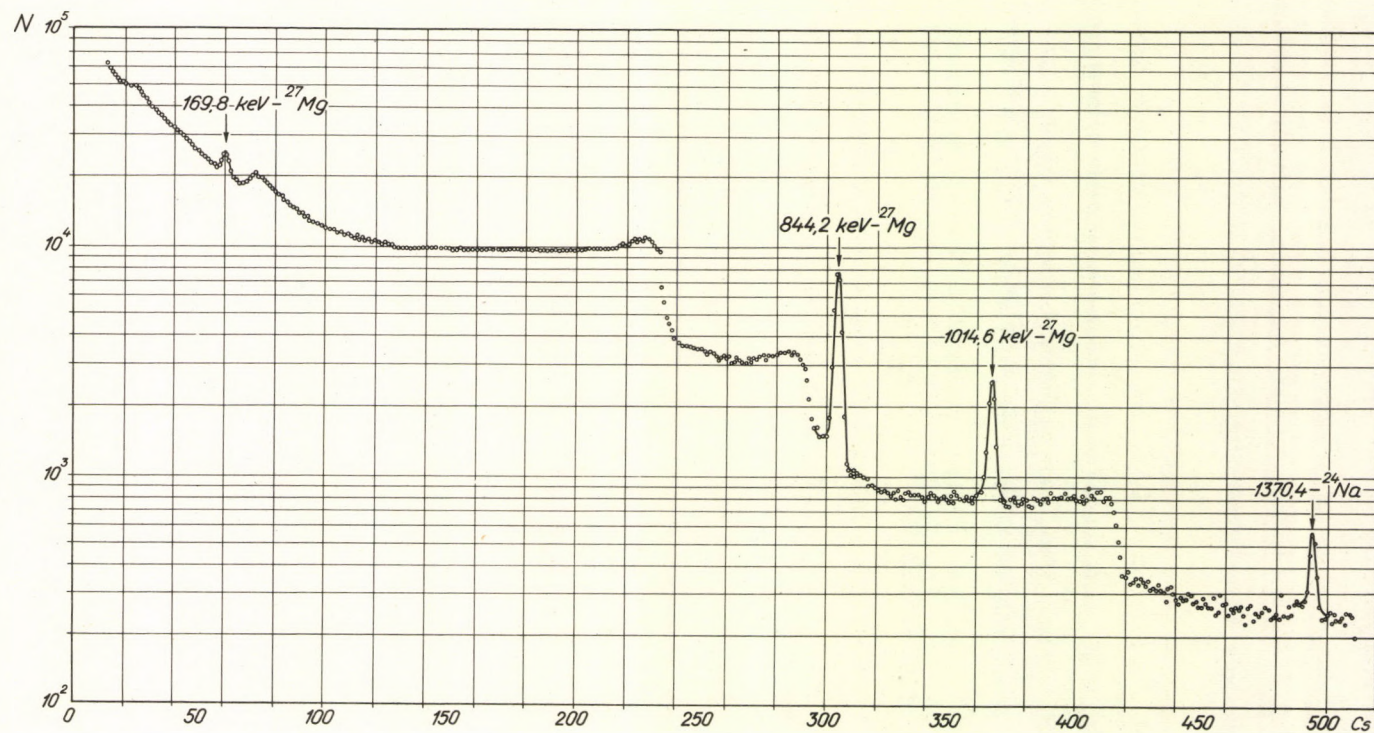
A következő gamma-vonalakat használtuk a berendezés energia hitelesítésére: 122,05 keV - ^{57}Co [C1], 364,467 keV - ^{131}I [H1], 510,976 keV [C2] és 1274,6 keV [R1] - ^{22}Na , 661,55 keV - ^{137}Cs [W2], 835,0 keV - ^{54}Mn [R1], 1173,23 és 1332,48 keV - ^{60}Co [M1]. A felsorolt sugárzások szolgálták a foto-csucs hatásfok görbe meghatározásához is, részben az 1-3 % pontossággal bemért intenzitás, a bécsi Atomenergia Ügynökség által kibocsátott standard forrásokat alkalmazva, részben kihasználva a ^{131}I bomlásából eredő gamma-sugárzásoknak az irodalomból pontosan ismert relatív intenzitását [M2]

Eredmények és diszkusszió. A fenti körülmények között besugárzott mintának a leírt Ge(Li) gammaspektrométerrel felvett spektruma az 1. ábrán látható. Merve a csucskok intenzitás viszonyának változását az idő függvényében a 189,8; 844,2 és 1014,6 keV energiájú hármas csucs volt a 9,5 perc felezési idejű ^{27}Mg -hoz rendelhető, míg az 1370,4 keV-os csucs a $^{24}\text{Na}(15,05)$ -hez tartozik, amelyik szintén létrejön a célanyagban. Az 1. táblázat a gamma-vonalak energiájára, a 2. táblázat pedig a relatív intenzitásukra vonatkozó adatokat foglalja össze, belefoglalva a korábban közölteket is.

1. Táblázat

A ^{27}Mg bomlásából eredő gamma-sugarak energiája keV-ben

Ref. D4 1954	Ref. L1 1956	Ref. L2 1961	Ref. M3 1961	Ref. C3 1962	Jelen m. 1967
	175 ± 15			175	$169,8 \pm 0,8$
834 ± 8	834	840	834	842	$844,2 \pm 0,9$
1015 ± 7	1015	1000	1015	1013	$1014,6 \pm 1,1$



1. ábra. A $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ reakcióval előállított ^{27}Mg (9,5 perc) preparátumból eredő gamma-sugárzás spektruma Ge(Li) detektorral ($\emptyset 14 \times 3 \text{ mm}^3$) felvéve.

Fig. 1. Gamma-ray spectrum of ^{27}Mg (9,5 min) produced in a reaction $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ taken by a Ge(Li) detector ($\emptyset 14 \times 3 \text{ mm}^3$).

Рис. 1. γ -спектр ^{27}Mg (9,5 мин) из реакции $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ полученный на Ge(Li)-детекторе ($\emptyset 14 \times 3 \text{ мм}^3$).

A gamma-vonalak általunk megadott hibájába bele van foglalva a csucs helyzetének megállapításából, a hitelesítésből és az erősítés instabilitásából eredő hiba [H2]. A relatív intenzitás adatainak hibájánál viszont a foto-csucs határfok görbe hibája (max. 6 %) és a statisztikus hiba a csucs impulzusszámban lett figyelembe véve. Megemlítjük, hogy az 1014 keV-os csucs energiájára vonatkozó adatunk ($1014,6 \pm 1,1$ keV) jó egyezésben van a Marlow [M4] által kapott $1013,1 \pm 1,1$ keV értékkel, aki speciális eljárást alkalmazott a szcintillációs gamma-spektroszkópiában a vonalak energiájának pontos meghatározására.

2. Táblázat

A ^{27}Mg bomlásából eredő gamma-sugarak relatív intenzitása

Energia keV-ben (jelen munka)	Ref. L1 1956	Ref. M3 1961	Jelen m. 1967
169,8	0,9		$1,2 \pm 0,2$
844,2	100,0	100	100,0
1014,6	43 ± 4	42 ± 2	$42,5 \pm 4,7$

Az első két gerjesztett állapot energiája tehát méréseink szerint $844,2 \pm 0,9$ és $1014,6 \pm 1,1$. A 844,2 és a 169,8 keV összege $1014,0 \pm 1,2$ igen jó egyezésben az $1014,6 \pm 1,1$ gamma vonal energiájával.

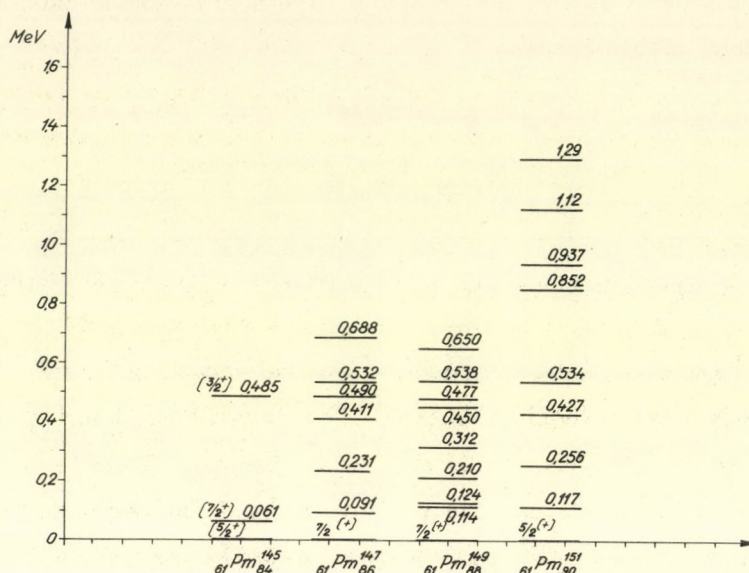
Méréseink semmiféle bizonyítékot nem szolgáltatnak a [C3] munkában talált 808, 817 és 988 keV energiájú gamma-sugárzások jelenlétére a ^{27}Mg bomlásában és így az 1650 és 1830 keV-os nívókra se az ^{27}Al magban. Ez egyezésben van [01, A1, H3] szintén negatív eredményével a szóban forgó vonalak jelenlétére vonatkozólag.

Az ^{27}Al két legalacsonyabb nívója $1/2^+$, illetve $3/2^+$ spinnel [D2] mindenesetre egy $K = 1/2$ rotációs sáv legalacsonyabban fekvő nívóinak tekinthető a kollektív rotációs modell szerint.

Méréseink befejezése és B3 cikkünk beküldése után jelent meg egy munka [S2], amelyben Ge(Li) detektorokkal vizsgálták meg a ^{27}Mg izotópból eredő gamma-sugárzás spektrumát is számos (n, γ) reakcióból eredő gamma-sugárzás mellett. Itt a 844,2 és az 1014,6 keV-os vonalra a mi eredményeinkkel kitűnő egyezésben $844,1 \pm 0,3$ és $1014,3 \pm 0,5$ keV-ot kaptak. Ugyanakkor meg kell jegyezni, hogy $^{26}\text{Mg}(p, \gamma)^{27}\text{Al}$ magreakciókból eredő gamma-sugárzás vizsgálatából ugyancsak Ge(Li) detektor alkalmazásával nyert igen kis hibával megadott adatok a hibahatáron kívül jelentős eltérést mutatnak ezektől az értékektől, és pedig $842,9 \pm 0,3$ és $1013 \pm 0,3$ keV [V2]. A 169,8 keV-os sugárzás energiája az utóbbi két cikk egyikében sincs meghatározva.

b. Mérések a ^{145}Sm bomlási sémáján. Az utóbbi években egyre jobban előtérbe került az ún. átmeneti magtartományok vizsgálata, vagyis azoké a magoké, amelyek a deformált magtartomá-

nyok határán fekszenek. Ide tartoznak pl. azok a magok, amelyeknek a tömegszáma 140 és 150 közé esik. A világszerte intenzíven folyó vizsgálatok ellenére pl. az ebben a tartományban eső ^{145}Pm magnak csak két gerjesztett állapota ismeretes [D2, C4] 61,4 és 495 keV-nál. Ugyanakkor az ugyancsak 61 rendszámú, de két, négy, hat neutronnal többet tartalmazó magok mindegyikénél az ismeretes nivók száma jóval nagyobb (2. ábra).



2. ábra. Páratlan tömegszámú Pm magok gerjesztett állapotai (W3).

Fig. 2. Excited levels in the odd Pm nuclei (W3).

Рис. 2. Возбуждённые уровни нечётных ядер Pm-я (W3).

A ^{145}Sm (340 nap) bomlásában a ^{145}Pm nivói jönnek létre. Tekintettel a már említett hiányos ismereteinkre a ^{145}Pm nivó sémájára vonatkozólag, valamint arra, hogy a ^{145}Sm bomlásából eredő gamma-sugárzás spektruma Ge(Li) félvezető gamma-spektrométerrel még nem lett megvizsgálva, elhatároztuk, hogy ennek a technikának az alkalmazásával végzünk vizsgálatokat a ^{145}Sm bomlási sémáján. Mivel az esetleges új vonalak várhatóan igen kis intenzitásúak, a mérések nagyobb részét egy mészkőből készült alacsony háttérű kamrában végeztük.

Kísérleti részletek. Az alacsony háttérű kamra mészkő tömbökből – mindennemű kötőanyag nélkül – épült. A kamra külső alakja 2,40 m élhosszúságú kocka, belsejében egy 80 cm élhosszúságú kocka alakú üreggel. A kamra falvastagsága tehát minden irányban legalább 80 cm.

A mérések a dubnai Egyesített Atommag Kutató Intézetrel és a KFKI Magkémiai Főosztályával együttműködésben történtek. A dubnai szinkrociklotronban 660–680 keV-os protonokkal különböző tantál és ritka föld célanyagokat sugároztak be és a targetek feldolgozásánál a Sm-frakciót különválasztották és összegyűjtötték. A frakciót, amely néhány hónap elteltével már csak ^{145}Sm radioaktív izotópot tartalmazza (eltekintve a negatív béta-sugárzó ^{151}Sm -től, amely azonban jelen méréseinket nem zavarja, teljes bomlási energiája csak $75,9 \pm 0,6$ keV), a KFKI Magkémiai Osztályán kromatográfiás módszerrel tovább tisztították.

A méréseket egy előzetes mérés után három méréssorozatban végeztük. Az egyes sorozatokat legalább egy-két hónapos időközök választották el egymástól. Az előzetes méréseknél és az első és utolsó sorozatnál egy 14×3 mm méretű Ge(Li) detektort használtunk, a középsőnél ezen kívül még egy $23 \text{ mm } \varnothing$ -ű és $3,5$ mm vastagságút is. Ez utóbbi sorozatban röntgen-gamma koinciden-
ciát is mértünk egy szcintillációs röntgen detektorból érkező jelekkel kapuzva a sokcsatornás analizá-
tort. Mindkét félvezető gamma-detektor az Elektronikai és Finommechanikai Kutató Intézetben ké-
szült. A detektorhoz megfelelő elektronika és egy KFKI-ben készült 512 csatornás analizátor csat-
lakozott.

A rendszer energia-hitelesítése és fothatásfokának mérése az a) pontban ismertetett mó-
don történt.

Eredmények és diszkusszió. Az utolsó, harmadik mérés sorozatban felvett gamma-spektrumot
a 3. ábra mutatja. A gamma-vonalakra kapott energia és intenzitás adatainkat (VI) a 3. és 4. táb-
lázatban foglaltuk össze összehasonlítva más szerzők korábbi adataival.

3. Táblázat

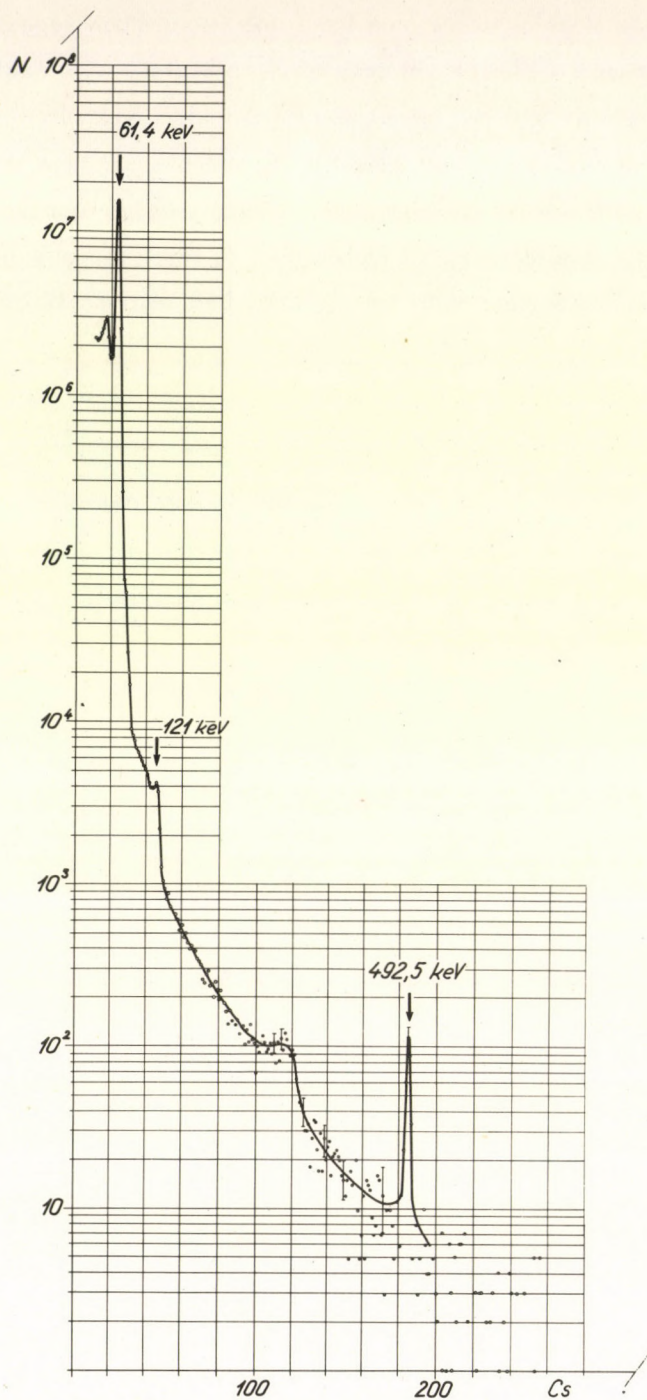
A gamma-sugarak energiája (keV) a
 ^{146}Sm bomlásában

R2 1952	C5 1958	B4 1959	D5 1959	Jelen m. 1967
61,3	$61,0 \pm 0,5$	61	$61,3 \pm 0,5$	$61,4 \pm 0,5$
				$120,8 \pm 2,0$
		435		$492,5 \pm 1,5$

4. Táblázat

A gamma-sugarak relatív intenzitása a
 ^{146}Sm bomlásában

Energia (keV) (jelen munka)	B4 1959	Jelen m. 1967
61,4	100	100
120,8		$1,1 \cdot 10^{-2}$
492,5	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$2,5 \cdot 10^{-2}$



3. ábra. A ^{145}Sm bomlásából eredő gamma-sugárzás spektruma $\emptyset 14 \times 3 \text{ mm}^3$ -es méretű Ge(Li) detektorral felvéve.

Fig. 3. Gamma-ray spectrum of ^{145}Sm taken by a Ge(Li) detector ($\emptyset 14 \times 3 \text{ mm}^3$).

Рис. 3. γ -спектр ^{145}Sm полученный на Ge(Li) детекторе $\emptyset 14 \times 3 \text{ мм}^3$.

Látható, tehát, hogy méréseink a 61 keV-os vonal energiáját a korábbi legpontosabb adatokkal igen jó egyezésben és hasonló pontossággal állapították meg. Ugyanakkor megerősítették a 419 keV-os vonal jelenlétét a bomlásban, amelyre eddig csak egy irodalmi adat volt, és e sugár-

zás energia értékét a korábbinál lényegesen pontosabban sikerült megállapítani. A $120,8 \pm 2,0$ keV-os vonalat eddig még nem észlelték a vizsgált bomlásban. Kimutatása azért nehéz, mert nemcsak egy négy nagyságrenddel intenzívebb vonal (61 keV-os) viszonylagos közelségében fekszik és egy hozzá hasonló intenzitású (492 keV-os) Compton-eloszlásán ül, hanem egy viszonylag intenzív folytonos belső fékezési sugárzási spektrumon is.

A 120,8 keV-os vonalnak az adott bomláshoz tartozását több különböző tény együttesen erősen valószínűvé teszi. Az egyik, hogy a kérdéses vonal intenzitásviszonya a 61 keV-os vonaléhoz képest a hibahatáron belül állandó volt a mérések folyamán az idő függvényében. A másik, hogy a 120,8 keV-os vonal megjelent a Pm röntgen sugárzásával koincidenciában is. Végül igen fontos tény, hogy az első mérés sorozat után a forrást újabb kémiai tisztításnak vetettük alá és míg több más, az első mérésben 120,8 keV-oshoz hasonló, sőt nagyobb intenzitással jelentkező vonalat (lásd előzetes közleményünket az első mérés után, U1) nem tudtunk többet kimutatni, a 120,8 keV-os vonal intenzitása a 61 keV-oshoz képest a hibahatáron belül állandó maradt.

Az elektron befogást kísérő belső fékezési sugárzásra, amely szintén jelentkezett gamma-spektrumunkban, a Jauch-diagrammot megkonstruálva a $^{145}\text{Sm} - ^{145}\text{Pm}$ átmenet teljes energiájára 660 ± 36 keV adódott egyezésben az 1967-es tömeg adatokkal [C4], amely szerint az átmenet energiája 630 ± 13 keV. A belső fékezési sugárzást különben ebben a bomlásban már Brosi és munkatársai is megvizsgálták szcintillációs technikával és az átmeneti energiára 646 ± 15 [B6], illetve 621 ± 50 [B4] keV-ot kaptak.

Méréseink befejezése óta több új mérést közöltek a ^{145}Sm bomlási sémájára vonatkozólag, ezeknek azonban egyike sem történt Ge(Li) félvezető technikával. Backlin a konverziós elektronok kettős fókuszálású bétaspektrométerben történt vizsgálatával nagy pontossággal meghatározta a 61keV-os vonal energiáját [B5]. Az általa kapott $61,40 \pm 0,01$ keV érték igen jól egyezik a mi értékünkkel (3. táblázat). Sujkowski és munkatársai [M5] szcintillációs technikával a 492,5 keV-os vonalat 495 ± 5 keV-nak mérték, ami - bár kevésbé pontos mint a mi értékünk, de azzal jó egyezésben van. E szerzők intenzitás adatot nem adtak meg. Ugyancsak ez utóbbi szerzők a belső fékezési sugárzás vizsgálatából a teljes bomlási energiára 617 ± 10 keV-ot [M5], illetve 607 ± 10 keV-ot [S3] kaptak. Ezek az adatok nemcsak a mi, de a már ismertetett más adatoknál is kisebbek.

c) Gamma-spektroszkópiai vizsgálatok a ^{144}Pm bomlási sémáján. Hosszu időn keresztül úgy volt ismeretes, hogy a ^{144}Nd legmagasabb nivója, amely a ^{144}Pm (450 nap) bomlásában létrejön, az 1780 keV-os [D2]. Ugyanakkor, mint sok más csak elektron befogással bomló mag esetében, a $^{144}\text{Pm} - ^{144}\text{Nd}$ átmenet teljes bomlási energiájára kísérleti adat nem állt rendelkezésre. Cameron félempirikus formula alapján az átmenet energiáját még 1957-ben 1,9 MeV-re becsülte [D3]. Az 1964-es atomi tömeg táblázat viszont $2,3 \pm 1,0$ MeV-ot ad meg erre az átmenetre [M6].

Igy az volt eredeti elhatározásunk, hogy az előző mérések szerint [02, T1, F1, P1] kaskádokban lévő 695, 610 és 475 keV-os gamma-sugárzások szumsucsára állunk differenciál diszkriminátorral - a forrást egy lyukas kristályba helyezve - és ezzel koincidenciában egy másik kristályban megvizsgáljuk az elektron befogást követő belső fékezési sugárzás spektrumát. Ebből egyrészt

kétségkívül pontosabb információt lehet kapni a $^{144}\text{Pm} - ^{144}\text{Nd}$ átmeneti energiáról az eddigi becsléseknél, másrészt a ^{144}Pm alapállapot spinjének bizonytalansága (5^- vagy 6^-) ellenére biztosnak látszott, hogy itt egy első rendben tiltott átmenetről van szó és egy ilyen belső fékezési sugárzási spektrumvizsgálata maga a folyamat, illetve esetleg az átmeneti mátrix elemek vizsgálata szempontjából is érdekes lehet [B7, B8, Z1]. Azonban már az előzetes mérések határozottan arra utaltak, hogy az 1780 keV-os nívón felüli nívóknak is részt kell venniük a bomlásban. Ezért határoztuk el a gamma-spektrum szisztematikus vizsgálatát szcintillációs koincidencia technikával, majd ezt kiegészítve Ge(Li) spektrométerrel [E1, E2].

Forrás preparálás és más kísérleti részletek. A mérésekben használt forrás kromatográfiás elválasztás útján készült Ta, Gd és Er célanyagokból, amelyeket a dubnai szinkrociklotronban 660–680 MeV-os protonokkal sugároztak be. A benne levő más Pm izotópok (143, 146) a jelen mérések szempontjából nem voltak zavaróak.

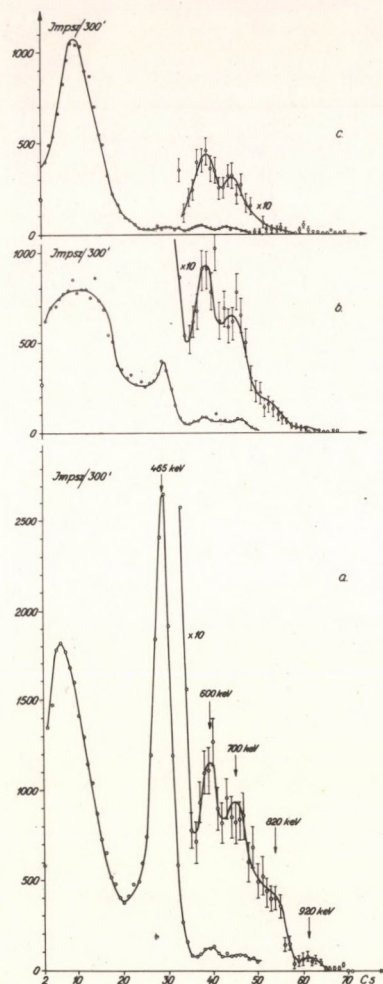
A NaJ(Tl) kristályok mérete $7,6 \times 7,6$, illetve $3,8 \times 3,8$ cm volt. Az előbbiben egy $4,1$ cm mély és $1,2$ cm $\varnothing$ -jú lyuk is volt. A koincidencia kör feloldóképessége $2\tau = 50$ nsec volt és 100 keV felett a koincidencia határfok 100 % volt. A mérések folyamán egy impulzus szuperpozíció elimináló berendezést [M7, M8] és egy szmkoincidencia kört [H4] is használtunk.

A félvezető detektoros méréseket a Csehszlovák Tudományos Akadémia Rez-i Atommag Kutató Intézetében végeztük, de a kiértékelés az ATOMKI-ban történt. A Ge(Li) detektor koaxiális típusú volt, kb. 6 cm^3 ($18 \varnothing \times 30 \text{ mm}^2$) aktív térfogattal. A spektrumot egy 1500 csatornás analizátorral regisztráltuk.

Mérések és eredmények. A következő szcintillációs spektroszkópiai méréseket végeztünk: egyszerű ("singles") szcintillációs spektrumok felvétele a forrással a lyukban, illetve különböző távolságra a kristály felső lapjától; normális és szum-koincidencia spektrumok felvétele különböző beállításokkal a "trigger" csatornában. A mérésekben alkalmaztuk az impulzus szuperpozíció redukáló berendezést, mivel az alacsony energiájú tartományban nagy volt az impulzusszám és ez az impulzusok szuperpozíciója révén meghamisíthatja a spektrumot a nagyobb energiáknál.

A mérések mindenek előtt bizonyították a korábban közölt bomlási sémák helyességét [0 2, T1, F1, P1] a három (695, 610 és 475 keV) régebben ismeretes legnagyobb intenzitású vonalra vonatkozólag. Azonban – amint a 4. ábra mutatja – új vonalak kimutatásához is vezettek (820 és 920 keV).

Ugyanezek jelenlétére mutattak a szum-koincidencia mérések is. Az új vonalak közül a 820 keV-os energiáját Ge(Li) mérésekkel sikerült pontosabban megállapítani. Ugyancsak a korábbiaknál pontosabban sikerült a már ismeretes gamma vonalak energiáját meghatározni. A félvezető gamma spektrumot az 5. ábra mutatja. A 920 keV-os vonalat a félvezetős mérésekben nem sikerült kimutatni háttér problémák miatt. Azonban az ezekből a mérésekből adódó felső határ a 920 keV-os vonal intenzitására vonatkozólag nincs ellentétben azzal az adattal, amit



4. ábra. Spektrum koincidienciában az 1340 keV-os szumcsúccsal (a) és kissé felette (b és c), a ^{144}Pm bomlásában.

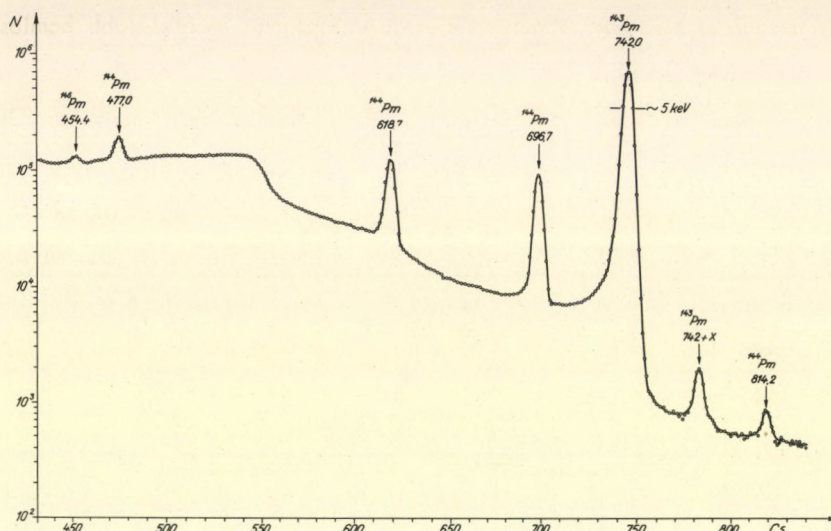
Fig. 4. Gamma spectra in coincidence with the sum-peak at 1340 keV (a) and setting above the 1340 keV sum-peak (b and c) at the decay of ^{144}Pm .

Рис. 4. γ -спектр ^{144}Pm в совпадении с сум-пиком с энергией 1340 кев (а) и с энергией выше 1340 кев в сум-спектре (b и c).

a szcintillációs mérésekből kaptunk. Energiájának meghatározása azonban – éppen, mert az a szcintillációs mérésekből adódott – meglehetősen pontatlan (a vonalak energiájára és relatív intenzitására nézve lásd az 5. táblázatot).

Az új vonalaknak a ^{144}Pm bomlásához tartozását a következő érvek együttesen bizonyítják:

- 1) Az új vonalaktól eredő szumcsúcsok (amelyek akkor keletkeznek, ha a forrás a kristály felületéhez közel vagy a lyukban van) a Pm röntgensugárzással koincidienciában is megjelennek, tehát az új vonalaknak Pm-hoz vagy közvetlenül környező izotóphoz kell tartozniuk,



5. ábra. 6 cm^3 -es Ge(Li) detektorral felvett spektrum a ^{144}Pm vizsgálatánál.

Fig. 5. Gamma-spectrum in the decay of ^{144}Pm taken by a Ge(Li) detector (6 cm^3).

Рис. 5. γ -спектр изотопов Рм полученный на Ge(Li) детекторе с размером 6 см^3 .

5. Táblázat

Gamma-sugarak energiája és intenzitása
a ^{144}Pm bomlásában a jelenlegi mérések
alapján

Energia (keV)	Intenzitás (%)
$477,0 \pm 1,0$	40 ± 4
$618,7 \pm 1,0$	$97 \pm 10^*$
$696,7 \pm 1,0$	$103 \pm 10^*$
$814,2 \pm 2,0$	0,6
920 ± 20	0,08

* A két intenzitás átlaga lett 100 %-nak tekintve és ehhez képest a két tényleges intenzitás bizonyos eltérést mutat.

- 2) A több hónapos mérés alatt a csúcsok csökkenést nem mutattak, így azok az előbbi izotópok közül csak hosszabb felezési idejűhöz tartozhatnak.
- 3) Ugyanakkor a kérdéses csúcsok koincidenciában vannak a ^{144}Pm bomlásában ismeretes vonalakkal és ilyen viszonylag nagy energiájú (814 és 920 keV) koincidenciában lévő vonalak elhelyezését a bomlási sémában a környező izotópok teljes bomlási energiája nem engedi meg.

Ezek alapján nagy valószínűséggel állítható, hogy az új vonalak a ^{144}Pm bomlásához tartoznak.

Újabb közlemények. Vizsgálatainkról az előzetes közlemény 1966 szeptemberében [E1], a végleges pedig 1967. júliusában jelent meg [E2], és már 1966. júniusában elő lett adva Dubnában a magspektroszkópai munkakonferencián. Azóta több munka jelent meg, amelyek a ^{144}Pm bomlásából eredő gamma-sugárzás vizsgálatáról számol be. Ezek a két új vonal felléptét megerősítik, sőt

a bomlási sémában tovább is mennek, tökéletesebb, a valóságnak megfelelőbb bomlási sémát is javasolnak, mint mi eredetileg tettük.

1967. szeptemberében jelent meg Grigorjev és munkatársainak munkája. Ők kettős fókuszálású béta-spektrométerrel és 5, valamint 12 cm³-es Ge(Li) detektorral ("singles" mérések) vizsgálták meg a Pm-frakció izotópjainak bomlását [A2]. A ¹⁴⁴Pm bomlásában az ismert három nagy intenzitású átmeneten kívül több általuk nem azonosított vonalnak nevezett gamma-sugárzást is találtak és közülük csak egyet, 813 ± 1 keV energiájút, (relatív intenzitása $0,6 \pm 0,2$) helyezték el a bomlási sémában és pedig úgy, mint mi is tettük, hogy egy feltételezett új 2128 keV-os nívóról kiindulva az 1314,9 keV-os nívóra jön.

Santhanam egy 1967-es preprintjében NaI(Tl)-NaI(Tl) és NaI(Tl) - Ge(Li) koincidencia és szum-koincidencia, valamint singles mérésekről számol be [S4], Ezekben a vizsgálatokban nagyobb intenzitású vonalakon kívül 780 (1,5 %), 304 (0,1 %) és 813 (0,5 %) keV-os vonalakat is talált.

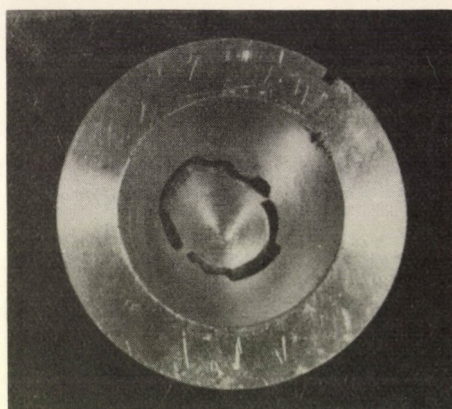
1968. áprilisában egy intézeti kiadványban közzétették újabb eredményeiket a ¹⁴⁴Pm gamma-spektrumára vonatkozóan Barrette, Monara, Santhanam és Markiza [B9].

Ezekben a vizsgálatokban 30 cm³-es Ge(Li) kristályt használtak. Igen precíz, megbízható méréseikben több új vonal között megtalálták a $814,28 \pm 0,17$ ($0,5 \pm 0,05$ %) és $890,30 \pm 0,68$ ($0,05 \pm 0,01$ %) keV-os vonalakat, amelyeket az általunk talált vonalakkal lehet azonosítani (lásd az 5. táblázatot az intenzitás adatok jó egyezésére vonatkozólag). Így tesz legújabb cikkében Raman [R3], aki $813,6 \pm 0,4$ ($0,5 \pm 0,1$ %) vonalával a mi $814,2$ keV-os vonalunkat, 889 ± 1 ($0,05 \pm 0,01$ %) keV-os vonalával pedig 920 ± 20 keV-os vonalunkat azonosította. Mind intenzitás, mind koincidencia okokból valóban ez látszik valószínűnek. A $814,2$ keV-os vonal elhelyezése helyesen az, hogy egy 1510 keV-os nívóról indul ki és a 696 keV-os nívóra vezet, nem ahogy mi és Avotina és munkatársai feltételeztük (lásd előbb). A ¹⁴⁴Pm bombázásában ugyanis van egy 778 keV-os vonal is, amit mi a szcintillációs spektrumban nem tudtunk a 814 keV-os csucstól elválasztani, A Ge(Li) spektrumban viszont elfedte a ¹⁴³Pm 742 keV-os csúcsa és a Pm röntgen sugárzásából adódó szum-csúcs.

3. BELSŐ KONVERZIOS MÉRÉSEK A 742 keV-OS ÁTMENET MULTIPOLARITÁSÁNAK MEGHATÁROZÁSÁRA A ¹⁴³Pm BOMLÁSÁBAN

Intézetünk toroid-szektor típusú beta-spektrométerét [H5, S5, S6] az utóbbi években jelentősen tökéletesítettük [B10], a detektor előtti sík diafragma helyett, amelyen egy kör alakú nyílás volt, egy kupfelületet használva az egyes szektorok fókuszhelyének megfelelő nyílásokkal (6. ábra).

Igy a korábbi optimális paraméterek helyett (3 % feloldás, 3 % fényerő mellett) a következő újakat kaptuk: 1,5 % feloldás 2,1 % fényerő mellett, ill. 2,3 % feloldás 3,9 % fényerő mellett, ha a forrás átmérője kb. 2 mm. Ezzel a javított paraméterekkel rendelkező berendezéssel vizsgáltuk meg a ¹⁴³Pm konverziós vonalait.



6. ábra. Kup-felületű detektor-diafragma a toroid-szektor beta-spektrométerben az egyes szektorok fókuszhe-
lyének megfelelő nyílással.

Fig. 6. A conical detector-baffle with a slit corresponding to the photograph of the focus spots of the indi-
vidual gaps.

Рис. 6. Диафрагма детектора конической формы с вырезом, соответствующим фокальным точкам отдельных
секторов торроидально-секторного спектрометра.

A ^{143}Pm bomlási sémája elég egyszerű [D3]. A bomláshoz csak egy $741,8 \pm 1,5$ keV e-
nergiajú gamma-sugárzás tartozik [F1], amely a ^{143}Nd első gerjesztett állapotából az alapállá-
potba történő átmenetnek felel meg. Ennek ellenére eddig csak egy adatot közöltek az átmenet
 α_K belső konverziós koeficiensére [02], míg a K/L+M belső konverziós koeficiensek viszonyára
kísérleti adat egyáltalán nem áll rendelkezésre.

A forrást a Pm frakció rádiokémiai szeparálásával nyertük Ta, Er és Gd céltárgyakból, ame-
lyeket a dubnai szinkrociklotronban 660–680 MeV energiajú protonokkal sugároztak be. Méréseink
idején a forrás ^{143}Pm -en kívül csak ^{144}Pm -et tartalmazott számottevő mértékben.

Az α_K koeficiens meghatározásában felhasználtuk egy korábbi munkánk [E2] adatait is. Ez
utóbbiban Ge(Li) spektrométerrel meghatároztuk ugyanabból a forrásanyagból eredő gamma-sugárzá-

6. Táblázat

Kísérleti és elméleti (R4) értékek a ^{143}Nd 742 keV-os átmenete
K konverziós koeficiensére

Multi- polaritás	F1	F2	F3	M1	M2	M3	Kísérleti értékek	
							Ofer (02)	Jelenlegi
α_K	$1,45 \cdot 10^{-3}$	$3,74 \cdot 10^{-3}$	$8,49 \cdot 10^{-3}$	$6,07 \cdot 10^{-3}$	$1,63 \cdot 10^{-3}$	$3,72 \cdot 10^{-3}$	$(6,5 \pm 1,0) \cdot 10^{-3}$	$(3,7 \pm 1,3) \cdot 10^{-3}$

7. Táblázat

K/L+M konverziós koeficiensek viszonya 742 keV-os
átmenetre a ^{143}Pm bomlásában

Multi- polaritás	E1	E2	F3	M1	M2	M3	Jelen kísérleti é.
$\alpha_K/\alpha_L+\alpha_M$	5,9	5,1	3,9	5,9	5,0	4,4	$4,5 \pm 0,7$

sok relatív intenzitását, amelyből a forrást jelen vizsgálatainkhoz is készítettük. Így a szóbanforgó munkából ismeretes a ^{143}Pm gamma vonalának a ^{144}Pm gamma vonalaihoz viszonyított intenzitása.

A toroid-szektor béta-spektrométerben mértük a ^{143}Pm bomlásában a 742 keV-os átmenet K konverziós vonalának intenzitását a ^{144}Pm bomlásában lévő 695 keV-os átmenet K- vonalához képest. Ez utóbbi átmenet multipolaritása jól ismert: tiszta E2 (D3, D2).

A relatív intenzitás adatokból a gamma és konverziós vonalakra, kihasználva a 695 keV-os vonal tiszta E2 multipolaritását, meghatároztuk az α_K -t a ^{143}Pm 742 keV-os átmenetére. Az α_K/α_{L+M} viszont a konverziós spektrumból volt kianalizálható. A 6. és 7. táblázatban adjuk az eredményeket a Rose táblázatból [R4] számított elméleti adatokkal összehasonlítva.

A táblázatokból látható, hogy a ^{143}Nd első gerjesztett állapotából az alapállapotába vezető 742 keV-os átmenet méréseink szerint inkább E2, mint M1 jellegű, ellentétben Ofer adatával és következtetésével [O2].

Miután a fenti eredményeinket közlésre beküldtük [B11], megjelent Avotina és munkatársainak preprintje [A2], amelyben közlik kettős fókuszálású béta-spektrométerrel kapott eredményüket a 742 keV-os átmenet α_K -jára. Ez jó egyezésben az általunk kapott eredménnyel $(3,5 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$. Így ők is arra a következtetésre jutnak, hogy az átmenet tulnyomóan E2 multipolaritású, ami jobban összeegyeztethető a legújabb magreakciós eredményekkel és magszisztematikából levonható következtetésekkel is.

4. GAMMA-GAMMA SZÖGKORRELÁCIÓS MÉRÉS A 0,337-1,10 MeV-OS

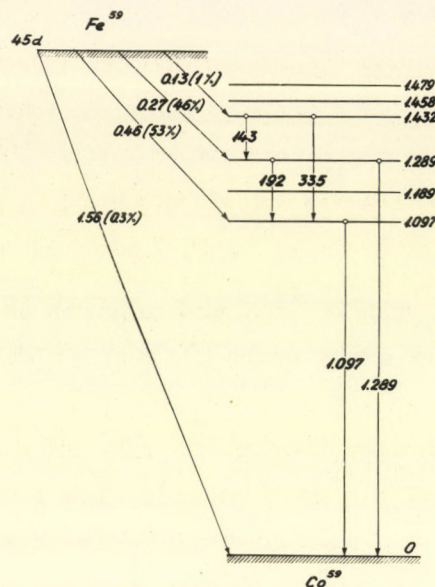
KASZKÁDON A ^{59}Fe BOMLÁSÁBAN

A szögkorreláció és szögeloszlás mérése a magból eredő sugárzásoknál, egyike a magspektroszkópiai mérések alaptípusainak. A szögkorrelációs mérési és kiértékelési technika elsajátítása igen fontos akár a magstruktúra, akár az alapvető kölcsönhatásokra vonatkozólag akarunk információkat szerezni a magsugárzások vizsgálatából. Az utóbbira jó példa, hogy nem régiben a béta-gamma cirkuláris polarizációs szögkorrelációs mérések analiziséből - amelyből általában az átmeneti mag matrix elemekre vonatkozólag kapunk információkat - arra következtettek, hogy a béta-bomlásban nagy mértékű T-sértés lép fel, azaz a béta-bomlás kifejezései nem invariánsak a T előjelének megfordításával szemben [J1]. Megjegyzendő azonban, hogy ez az állítás további megerősítésre szorul, a szerző maga is ellenőrző méréseket javasol.

A szögkorrelációs mérésekből leggyakrabban a magnívók spinjére és paritására (a gamma-gamma szögkorrelációs mérésekből csak a spinjére) kaphatunk adatokat. Ilyen jellegű mérés a ^{59}Fe -re vonatkozó gamma-gamma szögkorrelációs vizsgálatunk is.

A ^{59}Fe bomlásában, amelynek a bomlási sémáját a 7. ábra mutatja, három kettős gamma kaszkád ismeretes [F2, H6, S7, K1, V3]. Ezek közül a legintenzívebb a 0,192 - 1,10 MeV -os,

azonban ennek is csak 2,5 % a relatív intenzitása a ^{59}Fe bomlásainak számához viszonyítva, míg a 0,145 - 1,29 MeV-s és a 0,337 - 1,10 MeV-os kaszkádoké még kisebb: 0,8 , illetve 0,3 % [H6].



7. ábra. A ^{59}Fe bomlási sémája (F2).

Fig. 7. The decay scheme of ^{59}Fe (F2).

Рис. 7. Схема распада ^{59}Fe (F2).

Gamma-gamma szöghorrelációs mérésről a ^{59}Fe bomlásában három cikk is beszámol az irodalomban. Ezek közül az első kettőt [M9, S8] még akkor mérték, amikor csak a legintenzívebb 0,195 - 1,10 MeV kaszkád volt ismert, míg Heath és munkatársai [H6] már a 0,145 - 1,39 MeV-os kaszkádra is mérték a szöghorrelációt. Jelen mérésünkben [B12] elsősorban a legkisebb intenzitású 0,337 - 1,10 MeV-os kaszkádra szándékoztunk szöghorrelációs méréseket végezni, megmérve a - mintegy ellenőrzésképpen - 0,145 - 1,29 MeV gamma-sugarak szöghorrelációját is. A 0,192 - 1,10 MeV-os kaszkádra már korábban végeztünk méréseket [S7].

Kísérleti részletek. A mérésekben a szum-koincidenencia technikát alkalmaztuk [H4] kissé módosított formában [M10]. A NaI(Tl) kristályok mérete kb. 3,5 $\varnothing$ x 3,5 cm volt, a koincidenencia kör feloldóideje pedig 10^{-7} sec nagyságrendű. A véletlen koincidenencia számot nagy gonddal mértük. A beállításokat változtatlanul hagyva, a két számlálót egymástól teljesen leárnyékkoltuk (hogy az igazi koincidenencia ne jöhessen létre) és a két csatornában független ^{59}Fe forrásokkal beállítottuk külön-külön az eredeti (a szöghorrelációs mérések alatti) impulzusszámot. Az így kapott koincidenencia-spektrum a véletlen koincidenencia-spektrum, amelyet a szöghorrelációban mért impulzusszámok korrigálásra fel lehet használni.

A ferriklorid vegyületben lévő forrás egy 1,5 mm külső átmérőjű és 0,5 mm falvastagságú üvegcsőben volt elhelyezve. A forrás-detektor távolság 5-5 cm volt. A forrás centrozást 1 %-nál nagyobb pontossággal végeztük el, azaz az impulzusszám a mozgó detektor csatornájában 1 %-

on belül konstans volt a detektor különböző helyzeteiben. A berendezést a ^{60}Co gamma kaszkádján végzett szögkorrelációs méréssel ellenőriztük.

A 0,337 - 1,1 MeV-os kaszkádon végzett szögkorrelációs mérésnél az álló számláló két oldalról 1-1 cm-es ólom lemezzel volt védve, hogy 90 és 120°-nál mérve a két számláló ne lássa egymást és így Compton szórás ne történhessen egyik számlálóból a másikba, amely itt főleg a véletlen koincidenciókat növelhetné.

Eredmények és diszkusszió. A mérési adatokat "maximum likelihood" módszerrel [R5] értékeltük ki a Központi Fizikai Kutató Intézet elektronikus számítógépét felhasználva Zámori Zoltán szíves segítségével. A következő szögkorrelációs függvények illeszkedtek legjobban a kísérleti adatokhoz: $W(\theta) = 1 - 0,063 \pm 0,027 P_2(\cos \theta)$ a 0,145 - 1,29 MeV-os kaszkádra és $W(\theta) = 1 - 0,451 \pm 0,156 P_2(\cos \theta)$ a 0,337 - 1,10 MeV-os kaszkádra. Az $A_4 = 0$ mindkét esetben, a hibahatáron belül. Az A_2 szögkorrelációs együtthatókat korrigáltuk a detektorok véges méretére [R6, B13]. A 0,143 - 1,3 MeV-os kaszkádnál az A_2 szögkorrelációs koefficiensre kapott érték jó egyezésben van Heath és munkatársai [H6] megfelelő adataival.

Méréseinkből a következőket állapíthatjuk meg a ^{59}Co alacsonyan fekvő nivóira, illetve a köztük végbemenő átmenetekre vonatkozólag. A ^{59}Co alapállapotának a spinje hiperfinom struktúra és paramágneses rezonancia mérésekből 7/2 [L3]. Az 1,10, 1,29 és 1,43 MeV-os nivók spinje amelyek közötti átmenetekre a szögkorrelációs vizsgálatokat végeztük, a héj-modell szerint 1/2, 3/2 és 5/2 lehet a spin értéke [H6]. A 0,145 - 1,29 kaszkádra vonatkozó eredményünk igen jól összeegyeztethető a legújabban javasolt [V3] spinhozzárendelésekkel az 1,43 és 1,29 MeV-os nivókhoz (1/2, 3/2), mert az ezeknek megfelelő elméleti szögkorrelációs koefficiens $A_2 = -0,0715$, míg határozottan ellenkezik az ugyancsak nemrégiben javasolt 3/2, 3/2 spinhozzárendelésekkel [D2]. A 0,33 - 1,10 MeV-os kaszkádra vonatkozó eredményünk nem kedvez jobban az 1/2, 3/2, mint az 1/2, 5/2 hozzárendelésnek az 1,43 és 1,10 MeV-os nivóknál, még akkor se, ha multipolaritás hozzákeveredéseket veszünk figyelembe. Határozottan kizárja azonban a (3/2, 5/2), (5/2, 3/2), (3/2, 1/2) és (5/2, 1/2) kombinációkat.

Legújabban Agarval és munkatársai [A3] újramegmérték a szögkorrelációt a 0,143 - 1,290 keV kaszkádban és a mi adatunkkal jó egyezésben $-0,075 \pm 0,006$ értéket kaptak az A_2 koefficiensre, az A_4 -re pedig zérust.

5. KUTATÁS ALACSONY INTENZITÁSÚ POZITIV BÉTA-BOMLÁSI

ELÁGAZÁS UTÁN EGYES MAGOK BOMLÁSÁBAN

Több olyan szempont is van amely indokolttá teszi a kis relatív intenzitású pozitron sugárzás vizsgálatát, a kutatást ilyen sugárzások után egyes magok bomlásában. Ilyen jellegű mérésekkel lehet olyan magasabb rendű effektusokat tanulmányozni, mint pl. pozitron kibocsátása tiszta negatív béta bomló magoknál [G1, H7] vagy pl. a belső párképződés [W4] és a monoenergeti-

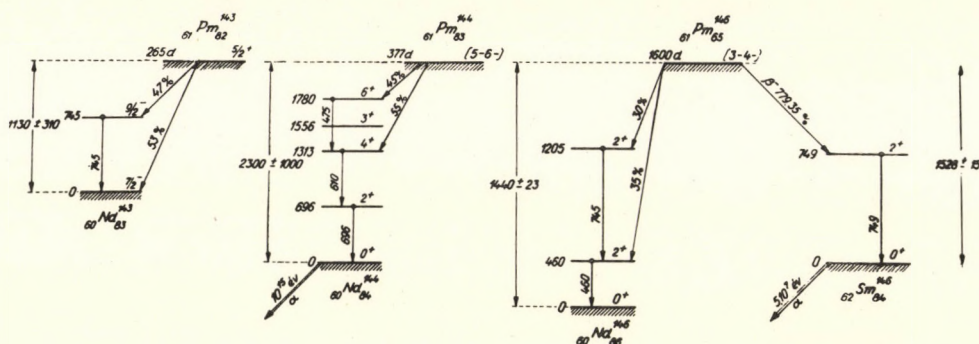
kus pozitron emisszió [S9, P2, S10]. Ezeken túlmenően az alacsony elágazási viszony, tiltott pozitív béta-bomlásoknál az ft érték meghatározása információkat szolgáltat az átmeneti matrixele-
mekről, lehetővé teszi olyan előrejelzések ellenőrzését, mint pl., hogy a 140 és 150 közötti un.
átmeneti tartományban a log ft értékeknek egy-két nagyságrenddel nagyobbaknak kell lenniük, mint
mint más magtartományokban [B14]. Ugyanakkor az alacsony intenzitású pozitronsugárzások kimuta-
tása vizsgálata jelenti az első lépést az elektron befogás - pozitron emittálás közti elágazási
viszony meghatározásához tiltott átmenetekben, amely egyike volt az érdeklődésünk előterében ál-
ló kérdéseknek az utóbbi években [B15, B8, B16].

a) Kutatás pozitronok után a ^{143}Pm , ^{144}Pm és ^{146}Pm bomlásában [V4]. A legújabb ato-
mi tömegtáblázat szerint [M6] energetikailag lehetséges pozitív béta-bomlás a ^{143}Pm , ^{144}Pm és
 ^{146}Pm izotópoknál (lásd a 8. táblázatot és a 8. ábrát). A felezési idő, valamint spin és paritás
értékeket az ábrán és a táblázatban a D3, P1 és B17-ből vettük.

8. Táblázat

Átmenetek hosszabb felezési idejű Pm izotópoknál, amelyekben
pozitív béta-bomlás energetikailag lehetséges

Izotóp (felezési idő)	Átmenet	$\Delta I, \Delta \pi$	Teljes bomlási energia (M6) keV
^{143}Pm (265 nap)	$(\frac{5}{2}^+) - (\frac{7}{2}^-)$	1, igen	-1130 ± 310
^{144}Pm (377 nap)	$(5^-, 0^-) - 0^+$ $(5^-, 0^-) - 2^+$ $(5^-, 6^-) - 4^+$	5;6, igen 3;4, igen 1;2, igen	-2300 ± 1000
^{146}Pm (1600 nap)	$(3^-, 4^-) - 0^+$ $(3^-, 4^-) - 2^+$	3;4, igen	-1440 ± 23



8. ábra. A ^{143}Pm , ^{144}Pm és ^{146}Pm bomlási sémája D3 alapján.

Fig. 8. The decay scheme of ^{143}Pm , ^{144}Pm and ^{146}Pm on the basis of ref. D3.

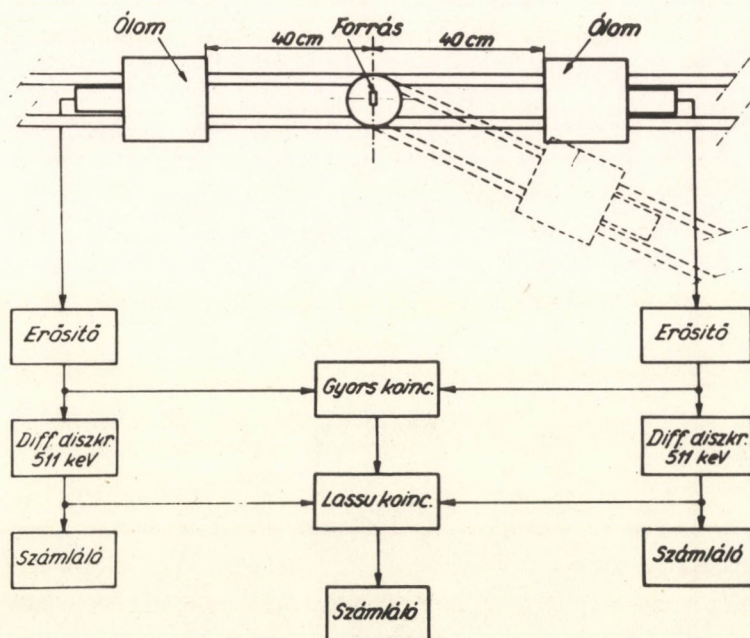
Рис. 8. Схема распада ^{143}Pm , ^{144}Pm и ^{146}Pm по реф. D3.

Eddig csak egy mérés történt a pozitronok jelenlétének kimutatására a hosszabb felezési idejű Pm izotópok bomlásában, konkrétan a ^{143}Pm és ^{144}Pm esetében (02), azonban semmiféle 511-511 koincidenciát nem észleltek ezekben a vizsgálatokban. Mi elhatároztuk, hogy részletes vizsgálatokat végzünk erre a problémára vonatkozóan, annál is inkább, mivel pozitív béta-bomlás előfordulása itt első és másodrendben tiltott esetekben várható (lásd a 8. ábrát és a 8. táblázatot) és ezeknél az elektron befogás és a pozitív béta-bomlás közötti elágazási viszony mérése különösen érdekes lenne [B8, B15, B18].

Kísérleti részletek. A ^{143}Pm , ^{144}Pm és ^{146}Pm izotópokat tartalmazó forrást Dubnából kaptuk. Itt Ta, Er, Gd célananyagokat sugároztak be 660-680 MeV-os protonokkal szinkrociklotronban és a promécium frakciót kromatográfiás szétválasztással kapták. A 0,3 M ammónium - α -hidroxiizobutirátos oldatot, amelyik az aktív anyagot tartalmazta, hosztafán fólián párolták be a forrás végső preparálásánál. A méréseket néhány hónappal a kromatográfiás szétválasztás után végeztük.

A gamma spektrum analiziséből, alkalmazva a Bécsi Atom Energia Ügynökség bemért intenzitású standardsorozatát, megállapítottuk, hogy forrásunk milyen aktivitásban tartalmazza a ^{143}Pm , a ^{144}Pm és a ^{146}Pm izotópokat. A ^{143}Pm -re 39,7, a ^{144}Pm -re 2,1 és a ^{146}Pm -re 0,6 μC adódott. A hibákat rendre 10, 15 és 50 %-ra becsültük.

A pozitronok kimutatására a szétsugárzási kvantumok erős szögkorrelációját használtuk fel. Két 65 x 65 mm-es 6363 DuMont multiplierhez kapcsolt NaI(Tl) kristály a forrástól viszonylag nagyobb távolságra volt elhelyezve (30 - 50 cm) és koincidenciába kapcsolva. A kaszkádban lévő gamma-sugaraktól eredő koincidencia impulzusszám ugyanis a távolság negyedik hatványával csökken,



9. ábra. Mérési elrendezés és blokk-séma.

Fig. 9. Measuring arrangement and block-scheme.

Рис.9. Геометрия опыта и блок-схема установки.

viszont az annihilációs kvantumok között csak a távolság négyzetével 180° -nál. A méréseknél felváltva mértünk 180° és 155° -nál, hogy a gamma-kaskádoktól eredő háttér meg tudjuk állapítani. A mérési elrendezés vázlatát a 9. ábra mutatja. Hasonló módszert használtak alacsony elágazási viszonyu pozitronok kimutatására Mims és munkatársai, valamint Spring is [M11, S11].

A kristályok a háttér csökkentésére 5 cm-es ólom védelemmel voltak körülvéve, az alkalmazott gyors-lassu koincidenca feloldóképessége pedig kb. 25 nsec volt.

Eredmények és diszkusszió. Három méréssorozatot hajtottunk végre kissé különböző mérési feltételek között. Az első 12, a második 21 és a harmadik 25 mérésből állt. A mérésekben a források a pozitronok szétsugárzásának biztosítására plexi absorbensekkel voltak körülvéve.

Az első sorozatban az egyes mérések a következőket foglalták magukba. 1.) Direkt és a koincidenca mérés a bécsi standard sorozat ^{22}Na forrásával 1-1 percig 180° és 155° -nál. 2.) Ugyanaz, mint előbb, de a Pm-forrással és 1-1 óra mérési időtartammal. Ennél a méréssorozatnál mindkét csatornában a differenciál diszkriminátorok 10 V-os csatornaszélességgel az annihilációs csúcra voltak állítva. A forrás detektor távolság 30-30 cm volt.

A második sorozatban az alábbi méréseken kívül még 1-1 óráig mértünk ^{60}Co forrással (bécsi standard) is, továbbá forrás nélkül a háttér megállapítására. A forrás-detektor távolságot itt 50-50 cm-re növeltük.

A ^{60}Co mérést azért iktattuk a méréssorozatba, mivel ennek bomlásában a publikált adatok szerint $(3,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-5}$ belső párképződésből eredő pozitron emittálódik bomlásonként [S11, L4] és ennek az adatnak az újramérésével ellenőriztetjük metodikánk megbízhatóságát.

A harmadik sorozatban ugyanugy mértünk, mint a másodikban, kivéve, hogy a csatornaszélességet 6V-ra csökkentettük mindkét csatornában, az annihilációs csúc nagyobb energiájú részére állva. Itt a forrás-detektor távolságot 40-40 cm-re állítottuk be.

A három sorozat mérési adatait a 9. táblázatban foglaltuk össze.

9. Táblázat

Mérési eredmények a pozitron elágazás kutatásánál a ^{143}Pm , ^{144}Pm és ^{146}Pm bomlásában (koincidenca impulzusszámok)

		1. sorozat	2. sorozat	3. sorozat
Forrás-detektor távolság (cm)		30	50	40
Csatornaszélesség (V)		10	10	6
^{22}Na	180°	129879/12'	86271/21'	44475/25'
	155°	123/12'	37/21'	18/25'
Pm	180°	375/12 h	192/21 h	53/25 h
	155°	363/12 h	183/21 h	61/25 h
^{60}Co	180°		813/21 h	464/25 h
	155°		142/21 h	80/25 h
Háttér	180°		26/21 h	9/25 h
	155°		22/21 h	10/25 h

A táblázat adataiból a következő képlet alapján kaphatjuk meg a Pm forrásból eredő annihilációs sugárzás által kiváltott N_{Pm}^{+-} koincidencia impulzusszámot.

$$N_{Pm}^{+-} = N_{Pm}^{180^\circ} - N_{Pm}^{155^\circ} - (N_o^{180^\circ} - N_o^{155^\circ})$$

Itt $N_{Pm}^{180^\circ}$ és $N_{Pm}^{155^\circ}$ a Pm forrással 180, illetve 155°-nál mért koincidencia-szám, $N_o^{180^\circ}$ és $N_o^{155^\circ}$ pedig a megfelelő forrás nélkül mért értékek.

N_{Pm}^{+-} ismeretében, a ^{22}Na pozitron elágazására az irodalmi értéket felhasználva ($k_{Na} = 0,905$ Williams pontos mérése szerint, W5, megerősítve V5 és L5-ben) a k_{Pm} (a Pm preparátumból eredő bomlásonkénti pozitronok száma) a következő összefüggésből adódik:

$$k_{Pm} = \frac{N_{Pm}^{+-}}{N_{Na}^{+-}} \cdot \frac{N_{Na}}{N_{Pm}} \cdot k_{Na}$$

N_{Na}^{+-} -t a megfelelő mérési adatokból hasonlóan kapjuk, mint N_{Pm}^{+-} -et. N_{Na} a ^{22}Na forrás abszolút aktivitása, ami ismeretes, mivel bemért intenzitású bécsi standard-et használtunk forrásként (a lebomlásra kellett csak korrekciót venni). N_{Pm} helyére az egyes Pm izotópok (^{143}Pm , ^{144}Pm , ^{146}Pm) az előbbieken már meghatározott abszolút aktivitását helyettesítve, az egyes izotópokra kaphatjuk meg az elágazási értékeket, illetve a megfelelő felső határokat.

A számítások alapján nyert felső határokat a pozitron elágazására a 10. táblázatban foglaltuk össze, összehasonlítva az egyetlen ilyen vonatkozású mérés (02) megfelelő adataival. Amint látható az új felső határok a ^{143}Pm és ^{144}Pm esetében három, illetve két nagyságrenddel pontosabbak a korábbi irodalmi értéknél, míg a ^{146}Pm -nél a pozitron elágazásra vonatkozólag eddig egyáltalán nem volt adat az irodalomban.

10. Táblázat

A bomlásonkénti pozitronok száma

Nuklid	A pozitronok száma bomlásonként	
	Ofer (02)	Jelen mérés
^{143}Pm	$< 2 \cdot 10^{-5}$	$< 1,0 \cdot 10^{-6}$
^{144}Pm	$< 2 \cdot 10^{-5}$	$< 2,0 \cdot 10^{-6}$
^{146}Pm		$< 1,2 \cdot 10^{-4}$

Meggondolásokat végeztünk a U2 és F1-ben közölt mérések alapján arra vonatkozólag is, hogy a gamma-kaszkádok szögkorrelációja mennyiben befolyásolja a koincidencia impulzusszámot 180 és 155°-nál. Az adódott, hogy ennek hatása kisebb, mint 5 %, azaz méréseink hibáján belül van.

A ^{60}Co belső párkonverziós együtthatójára a megfelelő kiegészítő mérések és korrekciók elvégzése után [V6] az említett S11 és L4 irodalmi adatokkal jó egyezésben $(3,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-5}$ pozitron/bomlás érték adódott.

Felhasználva nyert adatainkat (10. táblázat) és az egyes nivókra vezető elektron befogásos bomlások irodalomban közölt (lásd D3) elágazási arányát, határokat adhatunk meg az ε/β^+ viszony értékére a vizsgált Pm izotópok legintenzívebb elektron befogásos átmeneteire vonatkozólag (11. táblázat). A szóbanforgó átmenetek mind első rendben tiltottak.

11. Táblázat
Határok az ε/β^+ viszonyra

Átmenet	$\Delta T, \Delta \pi$	Ofer (02)	Jelen mérések szerint
$^{143}\text{Pm}(0 \text{ keV}, \frac{5}{2}^+) - ^{143}\text{Nd}(0 \text{ keV}, \frac{7}{2}^-)$	1, igen	$> 2,7 \cdot 10^2$	$> 5,3 \cdot 10^5$
$^{144}\text{Pm}(0 \text{ keV}, 5^- \text{v. } 6^-) - ^{144}\text{Nd}(1313 \text{ keV}, 4^+)$	1 vagy 2, igen	$> 2,8 \cdot 10^2$	$> 2,8 \cdot 10^4$
$^{146}\text{Pm}(0 \text{ keV}, 3^- \text{v. } 4^-) - ^{146}\text{Nd}(460 \text{ keV}, 2^+)$	1 vagy 2, igen		$> 2,9 \cdot 10^9$

A 11. táblázat adataiból és Zyryanova számításai alapján a ε/β^+ viszonyra Z2 felső határokat kaphatunk az itt vizsgált Pm izotópok teljes bomlási energiájára (12. táblázat). A ^{146}Pm esete, ahol a teljes bomlási energia elég pontosan ismert egész eljárásunk kontrolljául szolgálhat (lásd a táblázatot):

12. Táblázat
Felső határok a teljes bomlási energiára

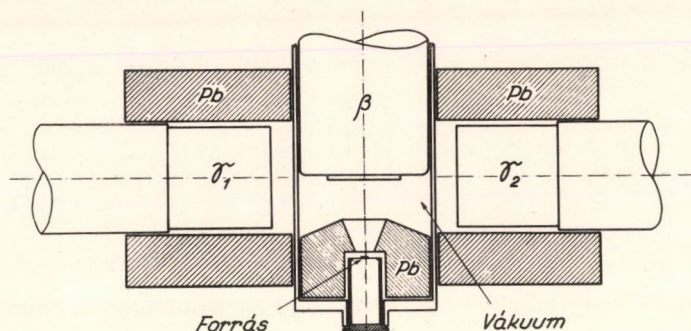
Bomlás	Mattauch és mtsi. M6 (keV)	Jelen mérések szerint (keV)
$^{143}\text{Pm} - ^{143}\text{Nd}$	1130 ± 310	< 1122
$^{144}\text{Pm} - ^{144}\text{Nd}$	2300 ± 1000	< 2635
$^{146}\text{Pm} - ^{146}\text{Nd}$	1440 ± 23	< 1952

Hogy a becslés biztonságát emeljük a ^{144}Pm és ^{146}Pm megfelelő átmeneteire (11. táblázat), amelyek a spin bizonytalansága miatt, egyértelműen és nem egyértelműen tiltottak is lehetnek, az egyértelműen tiltott elméleti ε/β^+ értékeket használtuk, mert így magasabb felső határt kaptunk a teljes bomlási energiára vonatkozólag.

b. Felső határ pozitronok jelenlétére a ^{54}Mn bomlásában B19. A $^{54}\text{Mn} - ^{54}\text{Cr}$ átmenetben energetikailag megengedett pozitív béta-bomlás jelenléte, mivel a teljes bomlási energia $1378,8 \pm 4,4 \text{ keV}$ [M6]. Ugyanakkor ez egy másodrendben egyértelműen tiltott $3^+ - 0^+$ átmenet lenne [D2]. Ilyen esetre nincs még kísérleti adat a ε/β^+ viszonyra vonatkozólag sem bár pontosan elméleti előrejelzés rendelkezésre áll [B15]. Az irodalomban mindaddig csak kvalitatív jellegű negatív megállapítások vannak pozitív béta-bomlás jelenlétére vonatkozólag a ^{54}Mn bomlásában [L6, D6, E3].

Pozitronok kimutatására irányuló vizsgálatainkban a ^{54}Mn -nál a 10. ábrán vázolt hármas koincidencia berendezést használtuk. Az annihilációs sugárzásból származó és más eredetű koinci-

denciák megkülönböztetésére felváltva mértük 180 és 90°-nál (180° és 90°-on a két gamma detektor által bezárt szöget értve).



10. ábra. Hármaskoincidencia elrendezés vázlata kis intenzitású pozitronok kimutatására.

Fig. 10. The sketch of the triple coincidence set-up to search for positrons of low intensity.

Рис. 10. Установки измерения тройных совпадений при поиске позитронов малой интенсивности.

A 40 μC -s forrást az Amersham-i "Radiochemical Centre"-ből (Anglia) szereztük be és az esetleges radioaktív szennyezésektől kation és anion kicserélő oszlopon tisztítottuk. Tisztítás előtt és után is nagyszámu mérést végeztünk. (A mérések össz-száma több mint 100, de a végső kiértékelésben nem használtuk fel valamennyit.)

Az egyes mérésekben általában 1-1 óráig mértünk a ^{54}Mn forrással a két gamma-számláló által bezárt szöget 180 és 90°-ra állítva. Ugyanigy 1-1 órát mértünk forrás nélkül is. Ezt egészítette ki egy-egy rövid mérés a ^{22}Na -vel.

A mérések eredményeképpen $8 \cdot 10^{-7}$ pozitron/bomlás felső határt állapítottunk meg a pozitronok jelenlétére, azaz jelen esetben a pozitív béta-bomlás elágazási arányára a ^{54}Mn bomlásában. Ez $\log ft > 12$ alsó határnak felel meg az összehasonlító felezési időre vonatkozólag. Ez olyan érték, amit egy másodrendben egyértelműen tiltott átmenetre várhatunk [W2].

A pozitív béta-bomlás valószínűségére kapott felső határból, bizonyos információt kaphatunk ennek a másodrendben egyértelműen tiltott átmenetnek a matrix elemére vonatkozólag.

A komparatív felezési idő az adott esetben a következő összefüggésben van a matrix elemmel [B20, B21]

$$ft = \frac{6222}{M^2} \text{ (t sec-ban) ,}$$

ahol

$$f = \int_0^p \frac{p^2 q^2}{p^2 q^2} F(p, Z) \frac{C(p, Z)}{M^2} dp .$$

A $C(p, Z)$ alakfaktort és az $F(p, Z)$ Fermi függvényt ki lehet fejezni a pozitronok relativisztikus hullámfüggvényének nagy és kis komponenseivel (a részleteket és jelöléseket lásd B20 és B21-ben)

$$f(p, Z) = F_o L_o = \frac{g_{-1}^2 + f_{+1}^2}{2p^2},$$

$$C(p, Z) = \frac{S}{L_o} = \frac{\rho^4}{15^2} M^2 [q^4 + \frac{10}{3} \lambda_2 q^2 p^2 + \lambda_3 p^4].$$

A λ_2 és λ_3 a pozitron hullámfüggvény komponenseinek a függvényei (táblázatosan adva B22-ben). Felhasználva az utóbbi összefüggéseket és a B22 táblázatot megfelelő elhanyagolásokkal, az f értéke numerikusan kiszámítható és így

$$t = \frac{0,470 \cdot 10^{-13}}{M^2} \text{ sec.}$$

A bomlási valószínűsége általunk kísérletileg nyert felső határ így lehetőséget ad arra, hogy felső határt adjunk meg ezen másodrendben egyértelműen tiltott pozitív béta-bomlás átmeneti matrix elemére vonatkozólag:

$$M = M_{321}^A = [\rho - C_A \sqrt{\frac{4n}{2J_i + 1}} \frac{r^2}{\rho^2} \langle J_f || \gamma_5 T_{321} || J_i \rangle] < 0,37.$$

IRODALOM

- [A1] B.H.ARMITAGE, J.H.MONTAGUE, A.K.M. SIDDING and R.E. MEADS: Physics Letters 7 (1963) 274.
- [A2] M.P. AVOTINA, E.P. GRIGORJEV, A.V. ZOLOTAVIN, V.O.SZERGEJEV, M.I.SZOVCOV, JA. VRZAL, N.A. LEBEGYEV, JA. LIPTAK i JA. URBANEC, P6-3471, Dubna, 1967. szeptember.
- [A3] Y.K. AGARWAL, C.V.K. BABA and S.K. BHATTACHERJEE, Nuclear Physics A99 (1967) 457.
- [B1] D.A. BROMLEY, Phys. Today, 21 (1968) No.5. p. 29.
- [B2] BERÉNYI D., Magyar Fiz. Foly., 15 (1967) 173.
- [B3] D. BERÉNYI, D. VARGA and J. UCHRIN, Acta Phys. Hung. 24 (1968) 237.

- [B4] A.R. BROSI, B.H. KETTELE, H.C. THOMAS, R.J. KERR, Phys. Rev. 113 (1959) 239.
- [B5] A. BACKLIN, magánközlemény C4-ben.
- [B6] A.R. BROSI, B.H. KETTELE, H.C. THOMAS, R.J. Kerr, magán közlés C4-ben.
- [B7] BERÉNYI DÉNES, Magyar Fizikai Folyóirat 11 (1963) 295.
- [B8] D. BERÉNYI, Atomki Közlemények 7 (1965) 179.
- [B9] J. BARRETTE, S. MONARO, S. SANTHANAM and S. MARKIZA, Université de Montréal, Dept. De Physique, LPN-UM-22, Avril 1968.
- [B10] D. BERÉNYI, D. VARGA, I. BUDAY, L. VARGA and A. SZALAY, Journ. Sci. Instr. Series 2, 1 (1968) 364.
- [B11] D. BERÉNYI and L. VARGA, Acta Phys. Hung. 24 (1968) 431.
- [B12] D. BERÉNYI, Gy. MÁTHÉ and T. SCHARBERT, Acta Physica Hung. 16 (1963) 117.
- [B13] D. BERÉNYI and T. BALOGH, Acta Phys. Hung. 16 (1963) 195.
- [B14] E.JE. BERLOVICS, Előadás a XVIII. évi konferencián a magspektroszkópiára és a magstruktúrára vonatkozólag. Riga, 1968. február.
- [B15] D. BERÉNYI, Nuclear Physics 48 (1963) 121.
- [B16] BERÉNYI D., Fizikai Szemle 16 (1966) 21.
- [B17] L.R. BUNNEY and E.M. SCADDEN, J. Inorg. Nucl. Chem. 26 (1964) 1794.
- [B18] D. BERÉNYI, Revs. Mod. Phys. 40 (1968) 390.
- [B19] D. BERÉNYI, D. VARGA and B. VASVÁRI, Nuclear Physics A106 (1968) 248.
- [B20] W. BÜHRING, Nuclear Physics 40 (1963) 472.
- [B21] W. BÜHRING, Nuclear Physics 49 (1963) 190.
- [B22] C.P. BHALLA and M.E. ROSE, ORNL Report, No. 3207.
- [C1] E.L. CHUPP, J.W.M. DuMOND, F.J. GORDON, R.C. JAPSON and H. MARK, Phys. Rev. 109 (1958) 2036.
- [C2] E.R. COHEN, J.W.M. DuMOND, T.W. LAYTON and J.S. ROLETT, Revs. Mod. Phys. 27 (1955) 363.
- [C3] L. CIUFFOLOTI and F. DEMICHELIS, Nuclear Physics 39 (1962) 252.
- [C4] L.W. CHIAO and M.J. MARTIN, Nuclear Data, B2 (1967) No. 1. p. 81.
- [D1] B.SZ. DZSELEPOV i L.K. PEKER, Szchemü raspada radioaktivnüh jader. Ind. AN SzSzSzR. Moszkva-Leningrad, 1958.
- [D2] B.SZ. DZSELEPOV i L.K. PEKER, Szchemü raspada radioaktivnüh jader. A < 100. Izd. "Nauka", Moszkva-Leningrad, 1966.
- [D3] B.SZ. DZSELEPOV, L.K. PEKER i V.O. SZERGEEV, Szchemü raspada radioaktivnüh jader A > 100. Izd. AN SzSzSzR, Moszkva-Leningrad, 1963.
- [D4] H. DANIEL und W. BOTHE, Z. Naturforsch. 9a (1954) 402.
- [D5] B.SZ. DZSELEPOV, I.M. ROGACSEV, OIJAI-P-483, 1959, 190.
- [D6] M. DEUTSCH and L.G. ELLIOTT, Phys. Rev. 65 (1944) 211.

- [E1] N.A. EISSA, D. BERENYI i GY. MATHE , Atomki Közlemények 8 (1966) 204 (oroszul).
- [E2] N.A. EISSA, D. BERÉNYI, GY. MÁTHÉ, D. VARGA, J. REZANKA and L. MALÝ , Nuclear Physics A100 (1967) 438.
- [E3] W.S. EMMERICH, L.H. BALLWEG and J.D. KURBATOV, Phys. Rev. 76 (1949) 1891.
- [F1] E.G. FUNK, J.W. MICHELICH and C.F. SCHWERDTFEGGER, Phys. Rev. 120 (1960) 1781.
- [F2] J.M. FERGUSON, Nuclear Physics 12 (1959) 579.
- [G1] J. GREENBERG and M. DEUTSCH, Phys. Rev. 102 (1956) 415.
- [H1] H. HOYT and J. DuMOND, Phys. Rev. 91 (1953) 1027.
- [H2] J.M. HOLLANDER, Nuclear Instr. 43 (1966) 65.
- [H3] W. HOUP, Zeits. f. Phys. 180 (1964) 369.
- [H4] A.M. HOOGENBOOM, Nucl. Instr. 3 (1958) 57.
- [H5] I. HORVÁTH, Experientia 5 (1949) 112.
- [H6] R.L. HEATH, C.W. REICH and D.G. PROCTOR, Phys. Rev. 118 (1960) 1082.
- [H7] K. HUANG, Phys. Rev. 102 (1956) 422.
- [J1] F. JANOUGH, Report IC/66/117, International Centre for Theoretical Physics, Trieste, 1966
- [K1] M. KANTOLA and V. SUTEBA, Ann. Acad. Sci Fennicae, Ser. A. 6 (1962) No. 107.
- [L1] W.S. LYON and N.H. LAZAR , Phys. Rev. 101 (1956) 1524.
- [L2] I.M. LADENBAUER, I.L. PREISS and C.E. ANDERSON, Phys. Rev. 123 (1961) 1368.
- [L3] Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen. Neue Serie. Gruppe I. Bd. I. Springer Vlg. Berlin, G.H., 1961.
- [L4] H. LANGHOFF, P. KILIAN and A. FLAMMERSFELD, Zeits. Phys. 165 (1961) 387.
- [L5] H. LEUTZ and H. WENINGER, Nucl. Phys. A99 (1967) 55.
- [L6] J.J. LIVINGOOD and G.T. SEABORG, Phys. Rev. 54 (1938) 391.
- [M1] G. MURRAY, R.L. GRAHAM and J.S. GEIGER, Nuclear Physics 63 (1965) 353.
- [M2] G.A. MOSS, D.O. WELLS and D.I. McDANIELS, Nuclear Physics 82 (1966) 289.
- [M3] S. MONARO, G.B. VINGIANI and R. van LIESHOUT, Physica 27 (1961) 985.
- [M4] K.W. MARLOW, Nuclear Physics 61 (1965) 13.
- [M5] B. BYSLEK, Z. SUJKOWSKI, A. ZGLINSKI, magánközlemény C4-ben.
- [M6] J.H.E. MATTAUCH, W. THIELE and A.H. WAPSTRA , Nuclear Physics 67 (1965) 1.
- [M7] MÁTHÉ GYÖRGY, Magyar Fizikai Folyóirat 4 (1965) 337.
- [M8] Gy. MÁTHÉ, Nucl. Instr. 23 (1963) 261.
- [M9] F.R. METZGER, Phys. Rev. 88 (1952) 1360.
- [M10] Gy. MÁTHÉ, Nuclear Physics 46 (1963) 236.
- [M11] W. MIMS, H. HALBAN and R. WILSON, Nature 166 (1950) 1027.
- [O1] T.R. OPHEL and B.T. LAVERGREN, Physics Letters 6 (1963) 230.

- [O2] S. OFER, Phys. Rev. 113 (1958) 895.
- [P1] M.H. PAGDEN, R. JAKEWAYS and F.C. FLACK, Nuclear Physics 48 (1963) 555.
- [P2] C.F. PERDRISAT, J.H. BRUNNER et H.J. LEISI, Helv. Acta Phys. 35 (1962) 175.
- [R1] R.L. ROBINSON, P.H. STELSON, F.K. MCGOWAN, J.L.C. FORD, Jr. and W.T. MILNER, Nuclear Physics 74 (1964) 281.
- [R2] W.C. RUTLEDGE, J.M. CORK, S.B. BURSON, Phys. Rev. 86 (1952) 775.
- [R3] S. RAMAN, Nuclear Physics A117 (1968).
- [R4] M.E. ROSE, Internal Conversion Coefficients. North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1958.
- [R5] Rupp E., Tóth I. és Zámori Z., KFKI Közlemények 10 (1962) 219.
- [R6] M.E. ROSE, Phys. Rev. 91 (1953) 610.
- [S1] H.F. SCHOPPER, Conference Summary. In the Proceedings of the Conference on the Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays. Debrecen, July 15-18, 1968. Eöt - vös Lóránd Physical Society, Budapest, 1968.
- [S2] P. SPILLING, H. GRUPPELAAR and A.M.F. Op den Camp, Nuclear Physics A102 (1967) 209.
- [S3] Z. SUJKOWSKI, B. MYSLEK, A. ZGLINSKI and B. ADAMOVICZ, Abstracts at the Conference on the Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays, Debrecen, Hungary, July 15 - 18, 1968.
- [S4] S. SANTHANAM, Preprint, Loyala College, Montreal, Quebec, To be published in Can. Journ. of Phys.
- [S5] A. SZALAY and D. BERÉNYI, Izv. Akad. Nauk SzSzSzR Fiz. Szer. 22 (1958) 877.
- [S6] A. SZALAY and D. BERÉNYI, Acta Phys. Hung. 10 (1959) 57.
- [S7] T. SCHARBERT, D. BERÉNYI, and Gy. MÁTHÉ, Acta Phys. Hung. 12 (1960) 305.
- [S8] D. SCHIFF and F.R. METZGER, Phys. Rev. 90 (1953) 849.
- [S9] L.A. SLIV, ZSETF 25 (1953) 7.
- [S10] S. SHIMIZU, Y. NAKAYAMA, H. HIRATA and H. MAZAKI, Nuclear Physics 54 (1964) 265.
- [S11] E. SPRING, Phys. Letters 18 (1965) 132.
- [T1] K.S. TOTH and O.B. NIELSEN, Phys. Rev. 115 (1959) 1004.
- [U1] UCHRIN J., VARGA D., SZALAY S., BERÉNYI D., MOLNÁR F., ATOMKI Közlemények 9 (1967) 261.
- [V1] D. VARGA, D. BERÉNYI, JA. UCHRIN, S. SZALAY i F. MOLNÁR, Izv. AN SSSR, Ser. fiz. megjelenés alatt.
- [V2] C. VAN DER LEUN, D.M. SCHEPPARD and P.M. ENDT, Nuclear Physics A100 (1967) 316.
- [V3] J. VEVERIER Nuclear Data, Section B, 2 (1968) B2-5-1.
- [V4] D. VARGA, D. BERÉNYI, Cs. UJHELYI and F. MOLNÁR, Nuclear Physics A91 (1967) 157.

- [V5] E. VATAI, D. VARGA and J. UCHRIN, Nuclear Physics, A116 (1968) 637.
- [V6] VARGA D., ATOMKI Közlemények 8 (1966) 87.
- [W1] V.F. WEISSKOPF, Physics Today 20 (1967) No. 5. p. 23.
- [W2] A.H. WAPSTRA, G.J. NIJGH and R. VAN LIESHOUT, Nuclear Spectroscopy Tables, North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1959.
- [W3] K. WAY, Comparative Level Schemes. National Academy of Sciences and National Research Council, Washington, 1963.
- [W4] R. WILSON, in book "Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy" edited by K. Siegbahn. North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1965. Vol. 2 p. 1557.
- [W5] A. WILLIAMS, Nuclear Physics 52 (1964) 324.
- [Z1] J. ZYLICZ, Proc. Conf. on the Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays, Debrecen Hungary, July 15- 18, 1968. Eötvös L. Physical Society, Budapest, p. 123.
- [Z2] L.N. ZYRYANOVA, Unikal'nye beta perehodü. AN SZSZSZR, Moskva-Leningrad, 1960.

A BELSŐ FÉKEZÉSI SUGÁRZÁS MINT AZ ELEKTROMÁGNESES KÖLCSÖNHATÁS PERTURBÁLÓ HATÁSÁNAK KÖVETKEZMÉNYE A GYENGE KÖLCSÖNHATÁSOKBAN ÉS A MAGOK β -BOMLÁSÁBAN

HOCK GÁBOR

BEVEZETÉS

Az elemirész fizikában a gyenge folyamatok sugárzási korrekciói néven ismeretes témakör körülbelül az 1950-es évektől mind a mai napig aktív kutatási terület. Hasonlóképpen széles érdeklődésre tart számot a radioaktív magok β -bomlásait kísérő belső fékezési sugárzás is. Az előbbiben a jelenlegi egyik fő probléma az ún. virtuális radiatív korrekciók (l. l. ábra) divergens voltának kiküszöbölése, amelyet különböző közelítések és módszerek - renormálások, erős kölcsönhatás szerepe, formafaktorok, áramalgebra - alkalmazásával próbálnak megoldani [1, 2, 3]. A virtuális radiatív gyenge bomlások mellett valódi radiatív bomlások is fellépnek. (l. l. ábra), amelyekben - ellentétben az előzőkkel - γ -sugárzás, a belső fékezési sugárzás figyelhető meg az egyéb bomlási termékek mellett, és ezek a sugárzási korrekciók véges hozzájárulásra vezetnek. A radioaktív magok β -bomlásaiban kutatott belső fékezési sugárzás (BFS) problematikája tehát erről az oldalról kapcsolódik a gyenge folyamatok általában vett sugárzási korrekcióinak kérdéséhez. Speciális körülményként jelentkezik azonban, hogy magok esetén - eltérően az elemirészekről - sok nukleon van jelen a bomlási folyamat során.

A BFS jelensége mind az elemirészfizikában, mind pedig a radioaktív β -bomlásokban - ez utóbbi esetén a sok nukleon, tehát a mag jelenlétének körülményét pótlólagosan figyelembe véve - egységes szempont szerint írható le alapjaiban a térelmélet segítségével. A jelen közlemény a gyenge folyamatokban keletkező megfigyelhető elektromágneses sugárzások általános tárgyalásmódját írja le összefoglalóan, rámutatva a sugárzás keletkezési mechanizmusára. Az általánosítás alapjául a gyenge kölcsönhatások áram-áram elmélete szolgál, amelynek segítségével egységesen magyarázható a radioaktív magok és elemirészek β -bomlásában jelentkező belső fékezési sugárzás, a "magsugárzás", a tiszta leptonos és nem-leptonos gyenge folyamatokban, ritka részecskék gyenge bomlásában fellépő elektromágneses sugárzás. Emellett kitűnik, hogy analóg jelenség létezik az erős kölcsönhatásokban is lehetséges.

A BELSŐ FÉKEZÉSI SUGÁRZÁS

A radiatív gyenge folyamat másodrendű lévén (az elsőrendű sugárzás nélküli gyenge folyamathoz képest) átmeneti amplitúdója a másodrendű S -matrixszal fejezhető ki:

$$S_2 = - \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(H^W(x_1)H^R(x_2)) d^4x_1 d^4x_2, \quad /1/$$

ahol P a Dyson-féle időrendező operátor, $H^W(x)$ és $H^R(x)$ a gyenge és elektromágneses kölcsönhatási Hamilton operátorok ($\hbar = c = 1$)

/1/-ben a P -szorzatot antikommutátor és kommutátor tagokra bontva [5]:

$$P(H^W(x_1)H^R(x_2)) = \frac{1}{2}\{H^W(x_1), H^R(x_2)\} + \frac{1}{2}[H^W(x_1), H^R(x_2)]\epsilon(t_1-t_2), \quad /2/$$

ahol $\epsilon(t) = t/|t|$, lehetővé válik a másodrendű folyamatok szeparálása valódi közbenső állapotokon, valamint virtuális közbenső állapotokon keresztül megvalósuló másodrendű sugárzásos folyamatokra.

Az antikommutátor tag valódi közbenső állapotokon keresztül végbemenő, egymástól független, egymást követő gyenge és elektromágneses részfolyamatokból összetett másodrendű folyamatokra vezet, amelyeknek gyenge és elektromágneses sugárzási részfolyamataiban az energia- és impulzusmegmaradás külön-külön teljesül - ilyen jelenség pl. amikor héjelektronbefogás történik, és ezután a héjon keletkezett vakancia másik héjelektron révén betöltődik X -sugárzás kibocsátása mellett, vagy pl. a β -bomlás a leánymag gerjesztett nivójára történik, ahonnan az γ -sugárzással kerül alacsonyabb energiájú állapotba.

A kommutátor tag virtuális közbenső állapotokon keresztül megvalósuló másodrendű sugárzásos folyamatokat ír le, amelyeknek a két részfolyamatában az energiamegmaradás nem érvényesül, hanem az csak a teljes folyamatra áll fenn (a t_1 és t_2 szerinti integrálás már nem független egymástól) - ilyen jelenség a BFS az elemirészek gyenge bomlásaiban (példaként 1.1. ábra), vagy a radioaktív magok β -bomlásaiban, ahol a virtuális β - γ -átmenetek magtól eredő γ -sugárzását [6] külön névvel ("magsugárzás") illeték (példaként 1. 2. és 3. ábra). Ezekben a folyamatokban a foton tehát egyidejűleg keletkezik a többi végtermékrészecske mellett egyaránt osztozva velük a rendelkezésre álló bomlási energián.

Tekintsük mármint /1/-hez a $H^W(x)$ és $H^R(x)$ kölcsönhatási Hamilton operátorokat. A gyenge kölcsönhatás Hamilton operátorát a legáltalánosabban az áram-áram elmélet alapján írhatjuk fel,

mely szerint

$$H^W(x) = g j_{\alpha}^{W+}(x) j_{\alpha}^W(x) \quad /3/$$

formájú ahol g a csatolási állandó, a $i_\alpha^W(x)$ gyenge áram pedig

$$i_\alpha^W(x) = \bar{\psi}_e(x) O_\alpha^W \psi_e(x) + \bar{\psi}_\mu(x) O_\alpha^W \psi_\mu(x) + \bar{\psi}_n(x) O_\alpha^W \psi_p(x) + \dots$$

Itt a ψ téroperátorok alsó indexei jelölik a szóbanforgó részecskéket, O_α^W a kölcsönhatás megfelelő operátora. A téroperátorok sorfejtése az illető részecskékre vonatkozó Dirac-hullámfüggvények szerint történik, ha a magok β -bomlásaiban az elektronok és a mag között működő Coulomb-kölcsönhatást figyelembe vesszük, akkor a ψ_e mennyiségek sorfejtése a Dirac-egyenlet Coulomb-térmegoldásai szerint végzendő [5].

Az elektromágneses kölcsönhatás $H^R(x)$ Hamilton operátora a nukleonokat nem Dirac-részecskéknak (azaz anomális mágneses momentumok révén számukra a Pauli-kölcsönhatást) feltételezve

$$H^R(x) = e i_\alpha^R(x) A_\alpha^{(+)}(x) \quad /4/$$

alakú, ahol e az elektromágneses csatolási állandó, $A_\alpha^{(+)}(x)$ az elektromágneses téroperátor fotont keltő része, $i_\alpha^R(x)$ az elektromágneses áram, amelyre

$$\begin{aligned} i_\alpha^R(x) &= -\bar{\psi}_e(x) \gamma_\alpha \psi_e(x) - \bar{\psi}_\mu(x) \gamma_\alpha \psi_\mu(x) \\ &+ \bar{\psi}_N(x) \left[\frac{1+\tau_3}{2} \gamma_\alpha + \frac{1}{2M} \sigma_{\alpha\beta} q_\beta \left(\frac{\mu_p^a + \mu_n}{2} + \tau_3 \frac{\mu_p^a - \mu_n}{2} \right) \right] \psi_N(x) \\ &\equiv -\bar{\psi}_e(x) O_\alpha^R \psi_e(x) - \bar{\psi}_\mu(x) O_\alpha^R \psi_\mu(x) \\ &+ \bar{\psi}_N(x) O_\alpha^{R'} \psi_N(x), \end{aligned}$$

ahol ψ_N a nukleon téroperátora, $\sigma_{\alpha\beta} = (1/2)(\gamma_\alpha \gamma_\beta - \gamma_\beta \gamma_\alpha)$ a relativisztikus spinoperátor, q_β az elektromágneses térre átvitt 4-impulzus, M a nukleon tömege, μ_p^a és μ_n a proton anomális és a neutron teljes mágneses momentuma μ_{Bohr} -ban, τ_3 az izospinoperátor 3. komponense.

Az itt leírt kölcsönhatásokat lokálisnak tételeztük fel. Írjuk fel most a könnyebb áttekinthetőség céljából /3/-mat és /4/-et tömörebb formában:

$$\begin{aligned} H^W &= g [(\bar{\nu}_e e)(\bar{e} \nu_e) + (\bar{\nu}_e e)(\bar{\mu} \nu_\mu) + (\bar{\nu}_e e)(\bar{n} p) \\ &+ (\bar{\nu}_\mu \mu)(\bar{e} \nu_e) + (\bar{\nu}_\mu \mu)(\bar{\mu} \nu_\mu) + (\bar{\nu}_\mu \mu)(\bar{n} p) \\ &+ (\bar{p} n)(\bar{e} \nu_e) + (\bar{p} n)(\bar{\mu} \nu_\mu) + (\bar{p} n)(\bar{n} p) + \dots] \quad /3a/ \end{aligned}$$

$$H^R = e[-(\bar{e}e) - (\bar{\mu}\mu) + (\bar{N}N)]$$

/4a/

$$= e[-(\bar{e}e) - (\bar{\mu}\mu) + (\bar{p}p) + (\bar{n}n)] ,$$

ahol a /3a/-ban szereplő $(\bar{a}b)$ mennyiségek $\bar{\psi}_a 0_\alpha^W b$ -t jelölik, /4a/-ban

$$(\bar{e}e) = \bar{\psi}_e \gamma_\alpha A_\alpha^{(+)} \psi_e; (\bar{\mu}\mu) = \bar{\psi}_\mu \gamma_\alpha A_\alpha^{(+)} \psi_\mu;$$

$$(\bar{N}N) = \bar{\psi}_N 0_\alpha^{R'} A_\alpha^{(+)} \psi_N = (\bar{p}p) + (\bar{n}n) .$$

Ha mármost /1/-ben a P-szorzatot /2/ szerint kifejtjük /3a/ és /4a/ alapján a $H^W H^R$ és $H^R H^W$ kifejezésekben minden kombináció fellep, szem előtt tartandó azonban, hogy a tényleges gyenge folyamatot leíró H^W -ben megjelenő részecskék terménnyiségei mellé a H^R -nek csak azon tagjait írhatjuk, amelyek ezeket tartalmazzák. A neutron β^- -bomlásának esetén tehát írhatjuk:

$$H^W H^R = eg(\bar{e}^v_e)(\bar{p}n)(\bar{n}n)$$

$$H^R H^W = eg[-(\bar{e}e)(\bar{e}^v_e)(\bar{p}n) + (\bar{p}p)(\bar{p}n)(\bar{e}^v_e)]$$

(I. 1. ábra). Eszerint az 1. ábrát még egy olyan esettel is ki kell egészíteniünk, amikor a neutron emittál fotont a mágneses momentuma révén bekövetkező elektromágneses kölcsönhatás következtében.

Ezek után az átmeneti amplitudó és valószínűség kiszámítása a szokásos módon történik. Szabad részecskéket feltételezve ezek terménnyiségei

$$\psi(x) = \sum_i a_i \psi_i(\vec{r}) \exp[-iE_i t]$$

$$\bar{\psi}(x) = \sum_i a_i^+ \bar{\psi}_i(\vec{r}) \exp[iE_i t]$$

módon állíthatók elő, ahol $\psi_i(\vec{r})$ -k a Dirac-egyenlet különböző stacionárius hullámfüggvénymegoldásai. /1/ kommutátor tagját idő szerint integrálva a

$$(S_2^K)'_{fi} = -2\pi i M_{fi}^\delta (E_f - E_i) \quad /5/$$

kifejezést nyerjük, ahol E_i és E_f a rendszer kezdeti és végállapotának energiája az M_{fi} átmeneti matrix-elem pedig szimbolikusan:

$$M_{fi} = \sum_m \frac{\langle f | H^W | m \rangle \langle m | H^R | i \rangle + \langle f | H^R | m \rangle \langle m | H^W | i \rangle}{E_i - E_m} \quad /6/$$

ahol $|i\rangle$, $|m\rangle$, $|f\rangle$ a rendszer kezdeti, közbenső és végállapotait jelöli, E_m a rendszer közbenső állapotának energiája. Végül a sugárzásos átmenet valószínűsége $/5/$, $/6/-$ ből.

$$W_{fi} = 2\pi |M_{fi}|^2 \delta(E_f - E_i) \quad /7/$$

amely attól függően, hogy mire nem összegeztünk vagy integráltunk, a γ -sugárzás megfelelő spektrumát szolgáltatja.

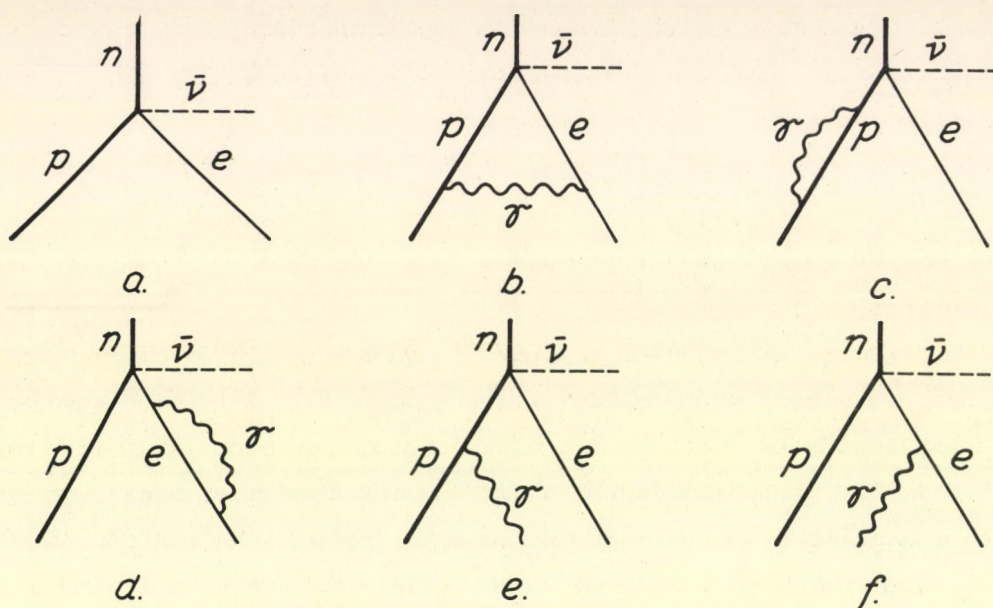
Radioaktív magok β -bomlásában keletkező BFS spektrumának kiszámításában tekintettel kell lenni arra, hogy a nukleonok kötött rendszert alkotnak, így a M_{fi} kifejezés magstruktúrafüggő.

A jelen tárgyalásmód természetesen a különböző sugárzásos gyenge folyamatok számításának csak a közös, elvi vázlatát szemlélteti. Mindez végigvihető abban az általánosabb esetben is, amelyben a kölcsönhatásokat nem-lokálisnak teszik fel, amikor is fenomenológikus formfaktorok bevezetésével veszik figyelembe a nukleonok között működő erős kölcsönhatás szerepét a gyenge és elektromágneses kölcsönhatásokban. Lényegében ugyenerről van szó magok esetén, ahol a magstruktúrafüggés jelenti az erős kölcsönhatás jelenlétét.

A sugárzásos gyenge folyamatok lényegét tekintve azonnal látszik, hogy az elektromágneses kölcsönhatás ilyen perturbáló szerepe nemcsak kizárólag a gyenge folyamatokban nyilvánul meg, hanem mindenütt másutt, ahol töltéssel, vagy mágneses momentummal rendelkező részecskék vannak jelen, így az erős kölcsönhatásban is. A $/7/$ kifejezést tekintve kitűnik, hogy a sugárzásos másodrendű folyamat valószínűsége $e^2 \sim \alpha \sim 0.1\%$ nagyságrendű az elsőrendű folyamat valószínűségéhez képest (magok esetén ez inkább $\sim 1\%$ -osnak adódik). Jelenleg azonban akár az elemirészfizikában, akár a magfizikában elért maximális kísérleti pontosság csak nagyon kevés esetben esik ebbe a tartományba. Ilyen módon tehát általában véve kevés olyan lehetőség nyílik a sugárzásos folyamatok tanulmányozására, amelynél a jelenség szignifikánsan jelentkezne.

IRODALOM

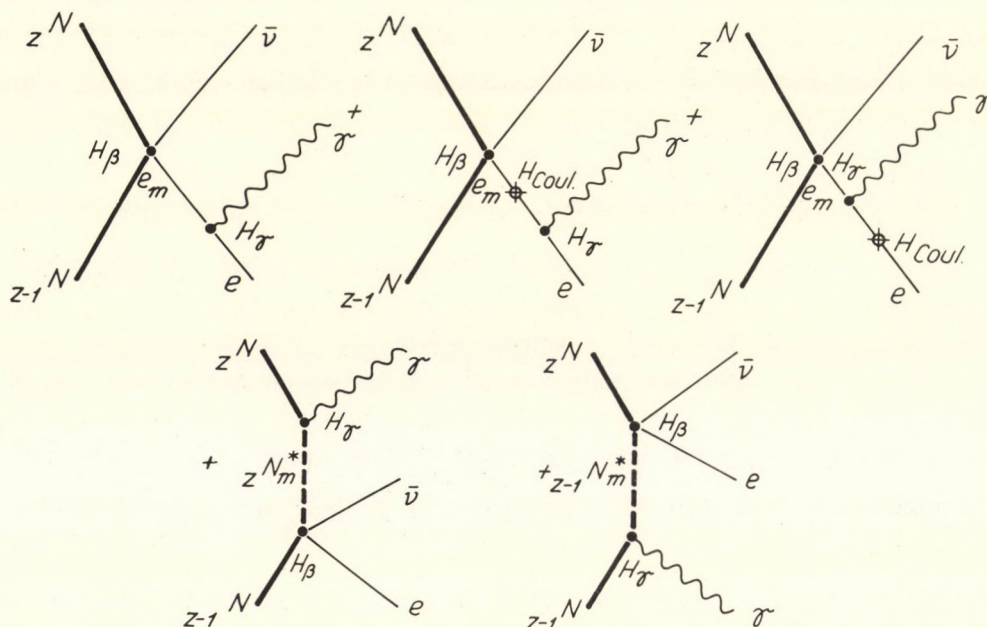
- [1] T. KINOSHITA, A. SIRLIN, Phys. Rev. 113, 1652 (1959).
- [2] A.S. ABERS, R. E. NORTON, D.A. DICUS, Phys. Rev. Lett. 18, 676 (1967)
- [3] G. KÄLLÉN, Nucl. Phys. B1, 225 (1967)
- [4] G. KÄLLÉN, Proc. Symposium on Nuclear Beta Decay and Weak Interactions, Zagreb, 25-28 September 1967
- [5] R.J. GLAUBER P.C. MARTIN, Phys. Rev. 104, 158 (1956).
- [6] B.I. PERSSON, Proc. Conf. on the Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays, Debrecen, July 15-18 1968. Eötvös Loránd Physical Society, Budapest, 1968. Vol. 2. p.142.



1. ábra. Sugárzási korrekciók a neutron β -bomlásában. a) sugárzás nélküli elsőrendű gyenge folyamat, b) c) és d) a virtuális sugárzás esete, e) és f) a belső fékezési sugárzás keletkezése.

Fig. 1. Radiative corrections to the neutron β -decay. a) non-radiative first order weak process, b) c) and d) virtual radiation, e) and f) appearance of the internal bremsstrahlung.

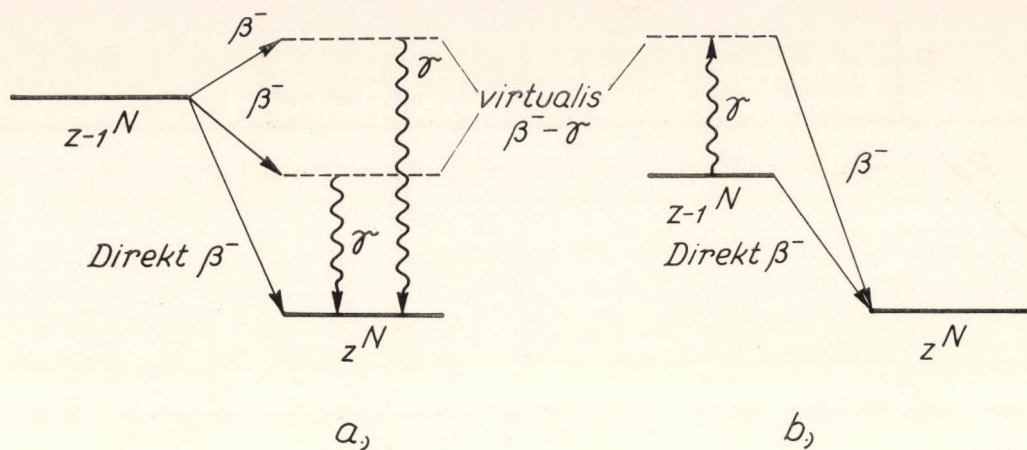
Рис. 1. Радиационные коррекции при β -распаде нейтрона. а) процесс слабого взаимодействия первого порядка без гамма излучения, б), в) и d) виртуальное γ -излучение, е) и f) возникновение внутреннего тормозного излучения.



2. ábra. Radioaktív mag β^- -bomlását kísérő belső fékezési sugárzás. A 2. és 3. tag a Coulomb-kölcsönhatás következménye. Az utolsó két tag a "magsugárzás"-t ábrázolja.

Fig. 2. Internal bremsstrahlung in radioactive nuclear β^- -decay. The 2nd and 3rd term appear due to the Coulomb interaction. The two last terms represent the "nuclear radiation".

Рис. 2. Внутреннее тормозное излучение в β^- -распаде радиоактивного ядра. 2. и 3. член как следствие кулоновского взаимодействия. Последние два члена изображают "ядерное излучение".



3. ábra. A "magsugárzás" keletkezése virtuális β - γ -átmenetben. 3a) a 2. ábra 4., 3b) a 2. ábra 5. tagjához felel meg.

Fig. 3. Creation of the "nuclear radiation" in virtual β - γ transition. 3a) and 3b) correspond to the 4th and 5th term of Fig. 2, respectively.

Рис. 3. Возникновение "ядерного излучения" в виртуальном β - γ переходе. 3a) и 3b) соответствуют 4-ому и 5-ому члену Рисунка 2.

VÉKONY, ÖNTARTÓ NIKKEL FÓLIÁK KÉSZÍTÉSE VÁKUUMPÁROLOGTATÁSSAL

Hunyadi Ilona

Az alábbi közlemény vékony, $40 - 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ vastagságu, öntartó nikkelfóliák vákuumpárologtatással történő készítésének egy módszerét írja le. A $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ -es fóliák $0,5 \mu\text{A}$, a $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ vastagságúak pedig $1,2 \mu\text{A}$ targetáramu, 500 KeV energiájú deutron nyalábbal több órán át történő bombázást károsodás nélkül elviseltek.

PREPARATION OF THIN, SELF-SUPPORTING NICKEL FOILS BY VACUUM-EVAPORATION

A method is described for the preparation of $40 - 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ thick, self-supporting nickel foils by vacuum-evaporation. The foils of $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ and $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ thicknesses were exposed to 500 KeV , $0,5 \mu\text{A}$ and 500 KeV , $1,2 \mu\text{A}$ deutron beams respectively, for a few hours without noticeable deterioration.

ИЗГОТОВЛЕНИЕ ТОНКИХ САМОПОДДЕРЖИВАЮЩИХСЯ НИККЕЛЕВЫХ ФОЛЬГ МЕТОДОМ ВАКУУМНОГО ИСПАРЕНИЯ. В статье описывается метод изготовления тонких самоподдерживающихся никкелевых фольг $40 - 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ вакуумным испарением. Фольги 40 и $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ выдерживали в течение нескольких часов бомбардировку дейтронами 500 KeV без заметного повреждения при значениях тока мишени $0,5$ и $1,2 \mu\text{A}$ соответственно.

Alacsonyenergiájú magreakció vizsgálatokban a bombázó és a keletkező töltött részecskéknek a target anyagában elszorított energiavesztesége az egyik legfontosabb tényező, amely a kísérlet energiafelbontását meghatározza. Ezért jó energiafelbontású kísérletekben olyan lehető legvékonyabb targetfóliákat célszerű alkalmazni, amelyek az adott kísérleti feltételek mellett (hatáskeresztmetszet, mérésidő, geometria) a kívánt bombázó áramot még károsodás nélkül elviselik. Bizonyos targetanyagok esetén, amelyek nem állíthatók elő vékony, öntartó film formájában, olyan targetet hordozó hátlapfóliákat (backing) szoktak alkalmazni, amelyek megfelelően erősek és rugalmasak ahhoz, hogy nagyobb bombázó áramot bírjanak el mint az alkalmazott target réteg. Olyan jó energiafelbontású kísérletekben pedig, amelyekben a reakciókban szereplő töltött részecskéknek még a targettartó fólián is át kell haladniuk (pl. szögeloszlás mérések) a lehető legvékonyabb targetfóliát célszerű alkalmazni.

Könnyű magok vizsgálatánál legelterjedtebb a nagyobb rendszámú fémekből (Ni, Cu, Ag Au) készült hátlap fóliák használata, mert ezeknél a magasabb Coulomb gát miatt a háttérreakciók aránya elhanyagolhatóan kicsi. A kísérletek során a nikkelfóliát bizonyult a legalkalmasabb anyagnak, mert a belőle készíthető nagyon vékony fóliák is erősebbek és hajlékonyabbak a többi fémfóliánál.

A nikkel fólia alkalmazásának hátránya előállításának körülményességében van, mert amíg a Cu, Ag, Au könnyen és gyorsan párologtatható, a nikkel ötvöződik a vákuumpárologtatásnál használatos izzító-csónak anyagokkal. Az ötvöződést úgy lehet a legegyszerűbben elkerülni, ha a nikkel párologtatása kerámia tégelyből történik [1], bár a szokásos vákuumpárologtatási módszerrel is tudtak speciális körülmények között néhány cm^2 területű nikkel fóliát készíteni [2]. Ezenkívül ismeretes még a galvanizálással történő előállítás [3].

A jelen közlemény arról a módszerről számol be, amelyet a Kaszkád-generátoron folyó magreakció vizsgálatoknál felhasználásra kerülő targettartó nikkel hátlapfóliák készítésére dolgoztunk ki. A módszer kidolgozásánál figyelembe vett legfontosabb szempont az volt, hogy lehetőleg egyszerű legyen és egyidejűleg több (15 - 20/db) target hátlapra elegendő azonos vastagságú fóliát kapjunk.

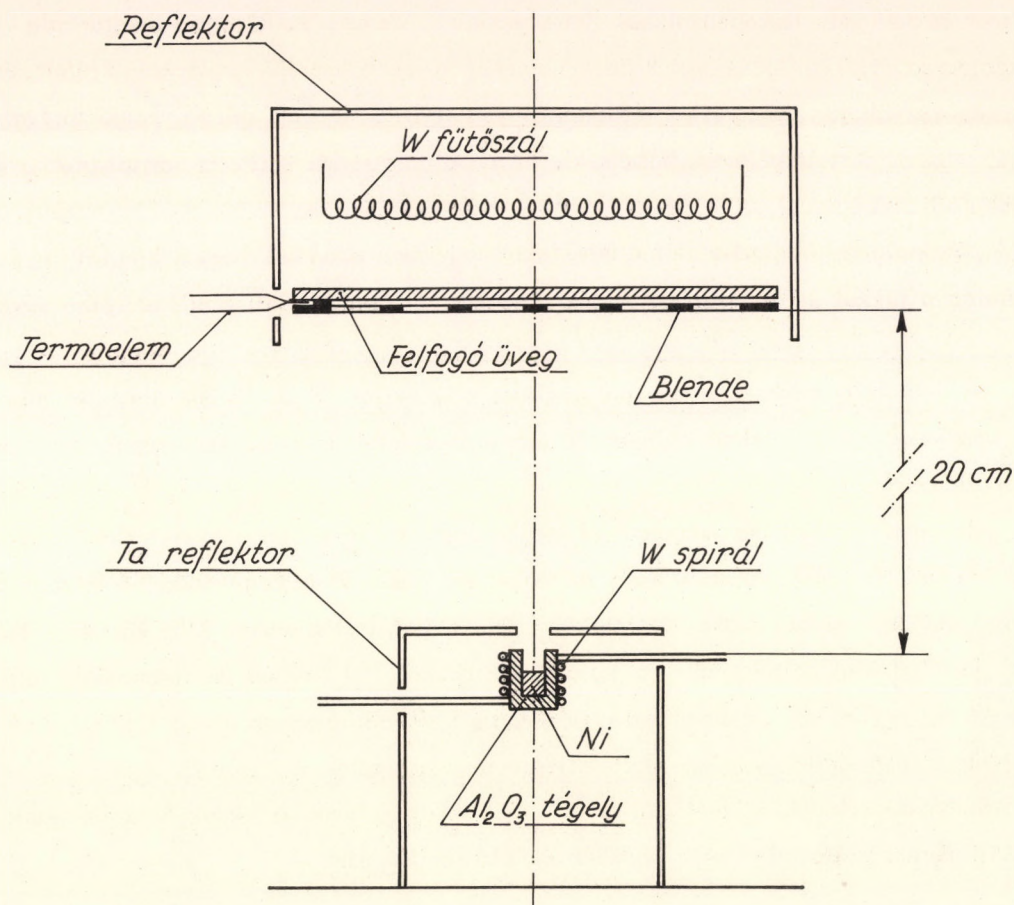
Vékony, öntartó fóliák vákuumpárologtatással történő készítésénél három feladatot kell megoldani:

- 1) Az anyag elpárologtatása.
- 2) Az elpárolgott gőzök felfogása.
- 3) A kész film leosztatása a felfogó lemezről.

Ezek közül a nikkel fólia készítésénél az első két feladat megoldása jelentett problémát.

A NIKKEL ELPÁROLOGTATÁSA

Az ötvöződés elkerülése céljából az izzító wolfram spirál és a nikkel közé alumínium-oxidból készült tégelyt iktattunk. A 6,2 mm külső, 3,2 mm belső átmérőjű és 10 mm hosszú nyers tégelyeket kemencében 5 - 6 óráig 1200°C -on, majd egy kvarc csőben oxigénes lángban 10 - 15 percig $1600 - 1700^\circ\text{C}$ -on izzítottuk. Ezen a hőmérsékleten a kötőanyagok kiégnek az alumínium-oxidból, és miközben nyers térfogatának mintegy $3/4$ részére zsugorodik, nagyon keménnyé, kerámiaszerűvé válik. A kiizzított tégelyt sűrűn tekert és a tégelyre szorosan illeszkedő wolfram spirálba helyeztük. A wolfram spirál fokozatosan növekvő mértékű izzításával az alumíniumoxid tégely belső felületén a nikkel párolgási hőmérséklete (1500°C) 8 - 10 percen belül elérhető volt. A sugárzásos hővesztés csökkentése céljából a tégelyt és a spirált 0,127 mm-es Ta reflektáló hengerrel vettük körül. A párologtatásnál alkalmazott elrendezés az 1. ábrán bemutatott vázlatos rajzon látható. A párologtatásnál vigyázni kell, hogy a tégelynek a wolfram spirállal érintkező része se érje el a 2000°C -ot, amely az alumíniumoxid olvadáspontja. Gondos kezelés esetén egy tégelyt négy-öt alkalommal is lehet használni.



1. ábra. A nikkelfóliák készítésénél alkalmazott párologtató elrendezés vázlatos rajza.

Fig. 1. The schematic drawing of the setting up used for producing nickel films by vacuum-evaporation.

Рис. 1. Схематическое изображение установки для изготовления никелевых фольг вакуумным испарением.

AZ ELPÁROLGOTT GŐZÖK FELFOGÁSA ÉS A FÓLIA LEUSZTATÁSA

Az elpárolgott gőzök lecsapódásának körülményei szabják meg a képződött réteg fizikai tulajdonságait. Ez azt jelenti, hogy megfelelő hőmérsékletű felfogó lapot kell alkalmazni, hogy homogén, hajlékony filmet kapjunk. Alacsonyabb hőmérsékletű felfogó lemezen a nikkelfűtőszálakban csapódnak le, és leusztatásnál a film széttöredezik. Ha a lecsapódás magasabb hőmérsékleten történik, ezek a szigetek összefolynak és homogén nikkelfilmet kapunk.

Ebben az esetben kritikus, hogy a leusztatást lehetővé tevő, vízben jól oldódó, közbenső réteg milyen anyagból van. A magas olvadáspontú alkálisok a legalkalmasabbak, de ezeket vékony rétegben csak a nikkelfűtőszálak megelőző párologtatással lehet felvinni a felfogó lemezre. Ezt az eljárást lassító és komplikáló lépést sikerült kihagynunk.

ULTRA mosogatópor vizesoldatába (1,8g/50ml víz) mártott és levegőn leszártított mikroszkóp tárgylemezeket alkalmaztunk felfogólemezként. Egy elég szűk hőmérséklettartományban (130 –

140 C°) már összefüggő, homogén nikkel filmet kaptunk, és az ULTRA még megtartotta vízben jól oldódó tulajdonságát. Az ULTRÁ-val kezelt üvegeket 10 mm átmérőjű lyukakkal ellátott rézblendére tettük, és egy föléljük elhelyezett reflektorral védett izzó wolfram spirál hőszugárzásával fűtöttük (lásd az 1. ábrát). A felfogólemez hőmérsékletét a wolfram spirál izzító feszültségének a változtatásával lehetett szabályozni. A hőmérsékletet termoelemmel mértük.

A párologtatás befejezése után a lemezeket nagyvákuumban kell hagyni kihűlni, nehogy gyors lehűlés esetén a nikkel és az üveg különböző mértékű hőtágulása miatt a nikkel réteg megrepedezzen.

A fent leírt módszerrel egy párologtatás alkalmával 18 db 10 mm átmérőjű nikkel fóliát kaptunk, amelyeket meleg vízben könnyen le lehetett usztatni és a víz felületéről a targettartó keretekkel kiemelni.

Rezonancia eltolódás módszerével meghatároztuk a készített nikkel fóliák vastagságát. A vastagság értékek 40 - 100 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ tartományba estek. Ilyen vastagságú nikkel fóliákban az energiavesztés 600 keV-es protonokra 6-14 KeV, 600 KeV-es deutronokra 7,3-18 KeV. Különböző vastagság fóliákat kiprobáltunk mint targettartó hátlapokat 500 KeV-es deutronokkal való bombázás során. A 40 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ -es fóliák 0,5 μA , a 100 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ vastagságúak pedig 1,0 - 1,2 μA targetárammal több órán át tartó gyorsítás alatt teljesen épen maradtak.

Köszönetet mondok Schlenk Bálint és Valek Aladár munkatársaknak hasznos észrevételeikért és Gáll Ferencnek a preparatív munkákban való segítségéért.

IRODALOM

- [1] S.H. MAXMAN, Nucl. Instr. and Meth., 50 (1967) 53.
- [2] P. PRUGNE, P. GARIN et G. LECHAUGUETTE, Rapport CEA 1209 (1959).
- [3] G.T.J. ARNISON, Nucl. Instr. and Meth., 53 (1967) 357.

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek cserepéldányképpen vagy kérésükre díjtalanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére 1 - 1 számot vagy különlenyomatot szívesen küldünk. Ilyen irányú kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányítani. (ATOMKI, Debrecen 1. Pf. 51.)

Szerkesztő Bizottság: Szalay Sándor elnök, Gyarmati Borbála titkár, Berényi Dénes, Csikai Gyula, Medveczky László.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommag Kutató Intézete
Debrecen

A kiadásért és szerkesztésért felelős
Szalay Sándor az Intézet igazgatója.
Készítette a MTA Kutatási Ellátási Szolgálatának
Sokszorosító Üzeme, Budapest.

Példányszám: 400

MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖNYVTÁRA

АТОМ КІ

СООБЩЕНИЯ

ТОМ 11.

№ 3

СОДЕРЖАНИЕ

НАУЧНЫЕ СООБЩЕНИЯ

стр.

Д. Верени: Исследования по схемам распада
некоторых ядер 81

Г. Хок: Енутреннее тормозное излучение как
результат возмущающего фактора элек-
тромагнитного взаимодействия в слабых
взаимодействиях и бета-распаде ядер
(Обзор) 131

ПО МАСТЕРСКИМ И ЛАБОРАТОРИЯМ

И. Хунади: Изготовление тонких самоподдержки -
вающихся никелевых фольг методом вакуум-
ного испарения. 138

ATOMKI

BULLETIN

Volume 11 Number 3

CONTENTS

SCIENTIFIC PAPERS

Page

- D. Berényi: Decay scheme investigations on
certain nuclei 81

- G. Hock: The Internal Bremsstrahlung as the
Result of Perturbation Effect of the
Electromagnetic Interaction on Weak
Interactions and Beta Decays of Nuclei
(Review) 131

FROM OUR WORKSHOP AND LABORATORY

- I. Hunyadi: Preparation of thin, self-supporting
nickel foils by vacuum-evaporation 138

✓310.565

ATOMKI

KÖZLEMÉNYEK

11. kötet

4. szám

MTA
ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE
DEBRECEN

1969. december

ATOMKI

KÖZLEMÉNYEK

11.kötet

4. szám

TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK

Oldal

Bácskay Gy., Berecz I., Bódizs D., Kiss Á., Koltay E., Papp I., Schadek J., Somorjai E., Szabó Gy., Szalay S.: Az ATOMKI 1 Milli ó Volt os Van de Graff nyomás- generátora:	125
Bodnár L., Koltay E., Szabó Gy.: Aszimmetrizált kvad- rupollencsék terének vizsgálata:	137
Paál A.: Van de Graaff Generátorok energiaszabályozó rendszerei (összefoglaló közlemény):	151
Károlyi Gy.: Elektronikus késleltető egység egalizált im- pulzusok késleltetésére:	163
Károlyi Gy.: DC csatolt univerzális koincidencia egység:	169
Spak E.V.: Kvadrupol és kvadrupol - oktupol lencsék (összefoglaló közlemény):	175
Nagy J., Novák D.: Vákuum-szivácsszabályzó kriosztátok hőmérséklet szabályozásához:	187

AZ ATOMKI 1 MILLIÓ VOLTOS VAN DE GRAAFF NYOMÁSGENERÁTORA

BÁCSKAY GY., BEREZ I., BÓDIZS D., KISS Á., KOLTAY E.,
PAPP I., SCHADEK J., SOMORJAI E., SZABÓ GY., SZALAY S.

A következőkben egy 1 Milliő Voltos Van de Graaff generátor rövid leírását adjuk. A generátort gyorsítófejlesztési elképzeléseink kísérleti ellenőrzésére és magreakció vizsgálatokban való felhasználás céljára terveztük, illetve építettük.

THE 1 MILLION VOLT VAN DE GRAAFF GENERATOR OF THE ATOMKI. The brief description of a 1 Million Volt Van de Graaff generator is given in this paper. The machine was planned and built for the purpose of test experiments connected with accelerator development here and of actual nuclear reaction measurements.

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР ВАН ДЕ ГРААФА С НАПРЯЖЕНИЕМ 1 МИЛЛИОН БОЛЬТ В ИНСТИТУТЕ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ЕНЕРГЕТИЧЕСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК. В следующем кратко описывается электростатический генератор Ван де Граафа. Генератор строился с целью экспериментального контроля наших представлений о развитии ускорителя, и для того, чтобы его употреблять в исследованиях ядерных реакций.

BEVEZETÉS

1. ÁLTALÁNOS TERVEZÉSI ELVEK

Korábbi közleményünkben [1] bemutattuk azokat a tervezési célkitűzéseket és általános alapelveket, amelyek az ATOMKI-ban jelenleg folyó gyorsítófejlesztési munka alapjául szolgálnak. A munka célja egy öt milliő Volt névleges feszültségű Van de Graaff generátor felépítése. A berendezés tervezése során felmerülő fizikai, műszaki üzemeltetési elképzelések előzetes gyakorlati kipróbálására célszerűnek látszott egy kisméretű kísérleti berendezés felépítése. Az építendő gyorsítóval szemben a következő általános követelményeket támasztottuk:

- legyen az öt milliő Voltos berendezés modellje olyan értelemben, hogy lehetőséget nyújtson a gyorsító felépítésénél használt anyagok, alkatrészek, szerkezeti elemek, viselkedésének, működésének a tényleges üzemi viszonyok közötti tanulmányozására, az öt milliő Volt-os generátor tervezett nyomásáig,

- legyen alkalmas a feszültségstabilizáló elektronikus rendszerrel kapcsolatos előzetes vizsgálatokra,
- teljes értékű magfizikai gyorsítóként alkalmazható legyen reakcióvizsgálatokra az öt millió Voltos berendezés alsó feszültséghatára alatt,
- megvizsgálendő a berendezés elektrongyorsítóként való alkalmazásának lehetősége igen kemény röntgen sugárzás előállítására.

E követelményeknek megfelelően az [1]-ben leírt alapelveket az 1 Millió Voltos berendezés építésénél is szem előtt tartottuk.

A következőkben rövid leírását adjuk az ATOMKI-ban felépített 1 Millió Voltos Van de Graaff generátornak.

2. A GENERÁTOR FELÉPÍTÉSE

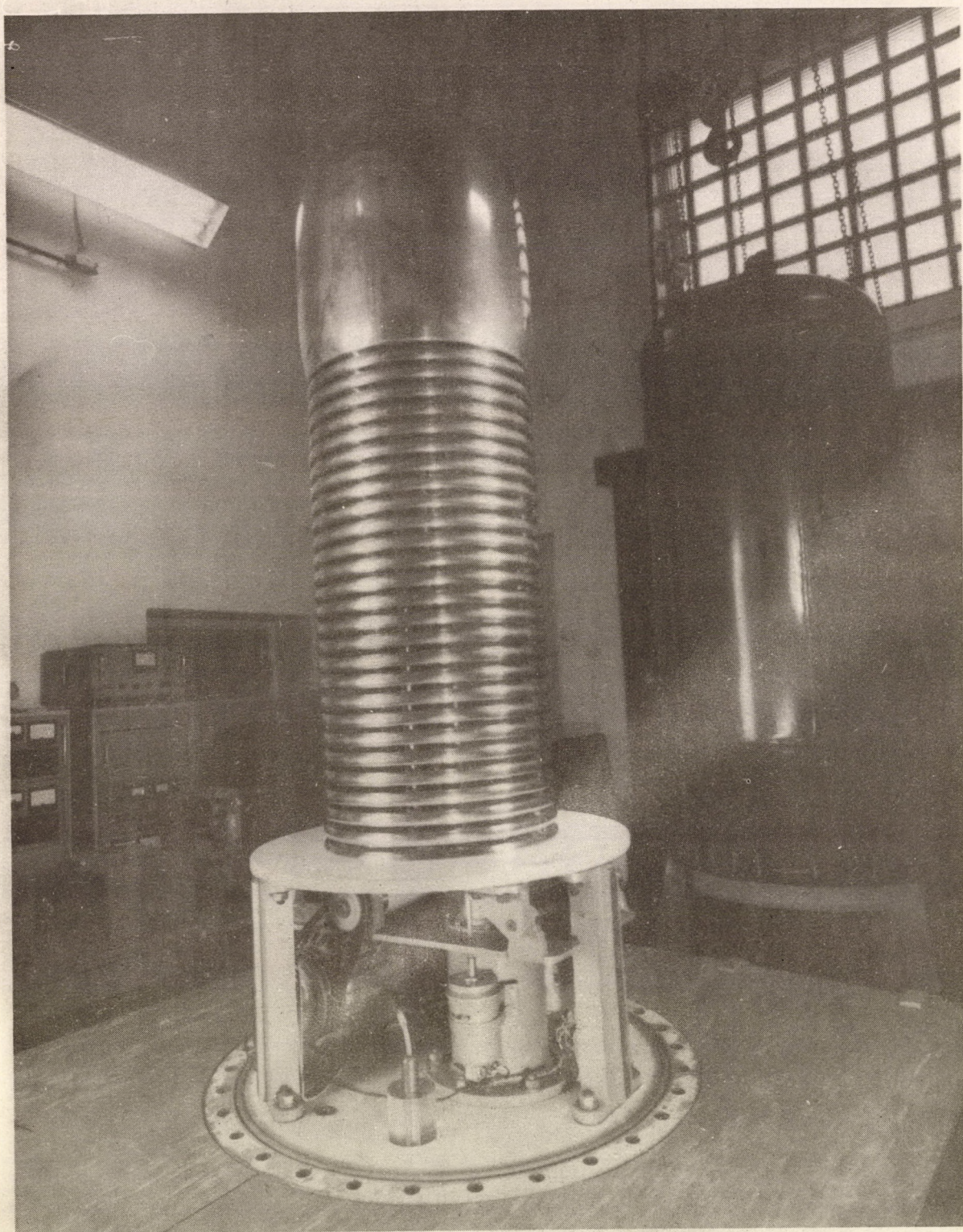
A generátor fényképét az 1. ábrán, általános összeállítási rajzát a 2. ábrán mutatjuk be. A főbb méretek közül itt megemlítjük, hogy a nagynyomású tartály átmérője 800 mm, a tartály magassága 2000 mm, s az ábrán bemutatott jelenlegi felállításban a tartályfenék által képviselt generátoralap a padló fölött 1000 mm magasságban helyezkedik el. Ez a felállítás besugárzási célokra és direkt nyalábon végzett kísérletekre megfelelő; analizált nyalábon végzendő magfizikai vizsgálatokra végleges felállításában, a most épülő új gyorsítólaboratóriumban válik teljesen alkalmassá. Az ábrán látható 120°-os eltérítő mágnes jelenleg elsősorban a stabilizáló elektronikus rendszerrel kapcsolatos vizsgálatokban játszik szerepet.

2. a. Elektródelrendezés, szigetelők

A gyorsító elektrosztatikus szempontból való tervezése azon vizsgálatok alapján történt, melyeket az ideálist megközelítő elektródrendszer kialakítása érdekében korábban végeztünk [2,3]. E vizsgálatok eredményei alapján harmadrendű forgási paraboloid alaku nagyfeszültségű elektródából és ovális keresztmetszetű ekvipotenciális gyűrűkből [4] álló elektródrendszert választottunk. Ilyen esetben ugyanis az elektromos igénybevétel közel egyenletes a vezető felületén, s nem haladja meg az ekvipotenciális gyűrűkön lineárisan növekvő télerősségnek a nagyfeszültségű elektróda alsó pereméig extrapolált értékét.

Az elektród profilgörbáját [2,3] szerint az

$$r_o = \frac{l_s^2}{6r_o} \left(1 - \frac{l_s^2}{56r_s} \right) + r_s \cos \frac{l_s}{2r_s}$$



1. ábra. Az ATOMKI 1 millió-Volt névleges feszültségű Van de Graaff generátora.

Fig. 1. The 1 Million Volt Van de Graaff generator of the ATOMKI.

Рис. 1. Электростатический генератор Ван де Граафа с номинальным напряжением 1 миллион Вольт в Институте Ядерных Исследований Бонгеровской Академии Наук.

egyenlet adja meg a $0 \leq l \leq l_s$ tartományba eső ívhosszakra (klotoid-görbe). Adott l -hez tartozó z és x koordinátákat (3. ábra) a

$$z = l \left(1 - \frac{l^4}{40a} \right)$$

és

$$x = r_0 - \frac{l^3}{6a} \left(1 - \frac{l^4}{56a^2} \right)$$

kifejezések adják meg, ahol

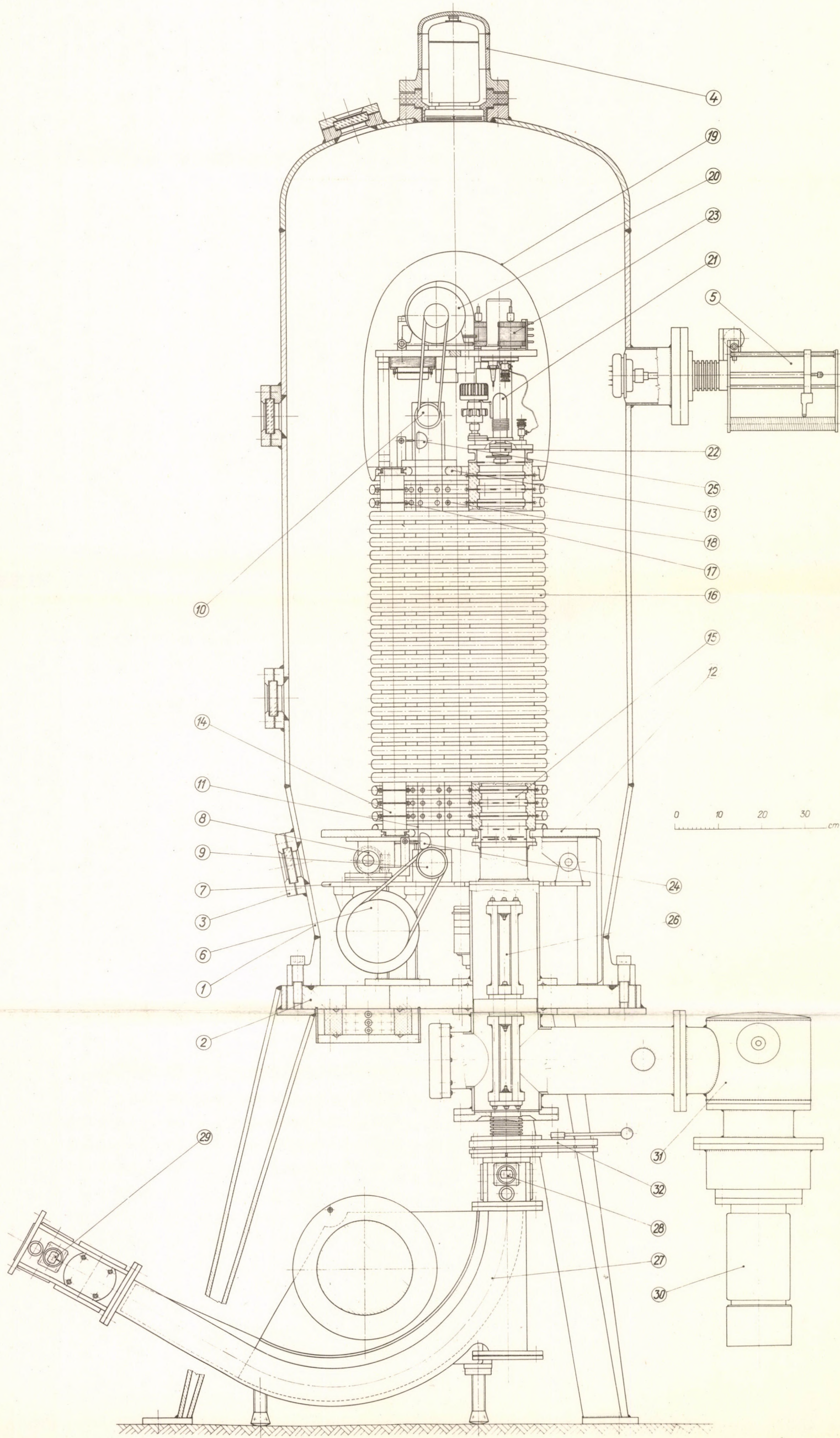
$$a = r_s l_s$$

Az $l > l_s$ tartományra ($\phi \leq 42^\circ$) a profilgörbe r_s sugarú körív, a kör középpontja a tengelyen helyezkedik el. Az $r_0 = 213,5$ mm. $r_s = 200$ mm. $r_{gy} = 192,15$ mm értékek mellett z és x összetartozó értékeit az 1. táblázat tartalmazza.

2. ábra. Az ATOMKI 1 millió Volt névleges feszültségű Van de Graaff generátorának összeállítási rajza: 1. tartály, 2. tartályfenék, 3. nézőablakok, 4. rotációs voltmérő, 5. korona trióda. Szalaghajtó mŰ: 6. szalaghajtó motor, 7. lengő alap, 8. excenteres feszítőmŰ, 9. alsó szalaghenger, 10. felső szalaghenger, 11. szalag. Szigetelő oszlop: 12. alsó bázislap, 13. felső bázislap, 14. szigetelő láb, 15. gyorsítócső, 16. ekvipotenciális gyűrűk, 17. kőrgyűrűk, 18. térkiegyenlítő rudak. Nagyfeszültségű rész: 19. nagyfeszültségű elektróda, 20. váltóáramú generátor, 21. ionforrás, 22. előfókuszáló lencse, 23. szabályzó toroidok. Töltő rendszer: 24. töltőtűsor és ellenelektrod, 25. leszedő tűsor és ellenelektrod. Ionoptikai rendszer: 26. kvadrupoldublett, 27. eltérítő mágnes, 28. eltérítő mágnes belépő rése, 29. eltérítő mágnes kilépő rése. Vákuum rendszer: 30. ATOMKI-ODF 400 típusú diffúziós szivattyú, 31. nagyvákuumszelep. 32. nagyvákuumszilip.

Fig. 2. General arrangement of the 1 Million Volt Van de Graaff generator. 1. pressure tank, 2. vessel lower cover, 3. windows, 4. generating voltmeter, 5. corona triode. Belt driving unit: 6. belt motor, 7. swing base plate, 8. eccentric adjustment of belt tension, 9. lower belt pulley, 10. upper belt pulley, 11. belt, Insulating stack: 12. lower base plate, 13. upper base plate, 14. insulator column, 15. acceleration tube, 16. equipotential rings, 17. rings, 18. field control rods. High voltage unit: 19. high voltage terminal, 20. alternator, 21. ion source, 22. focusing lens, 23. variacs, Charging system: 24. spray comb and counter-electrode, 25. charge collecting comb and counterelectrode. Ion-optical system: 26. quadrupole dublet, 27. deflecting magnet, 28. entrance slit of the deflecting magnet, 29. exit slit of the deflecting magnet. Vacuum system: 30. diffusion pump type ATOMKI-ODF 400, 31. electro-magnetic valve, 32. gate valve.

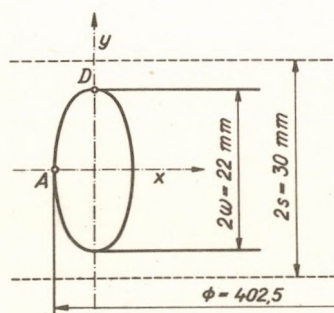
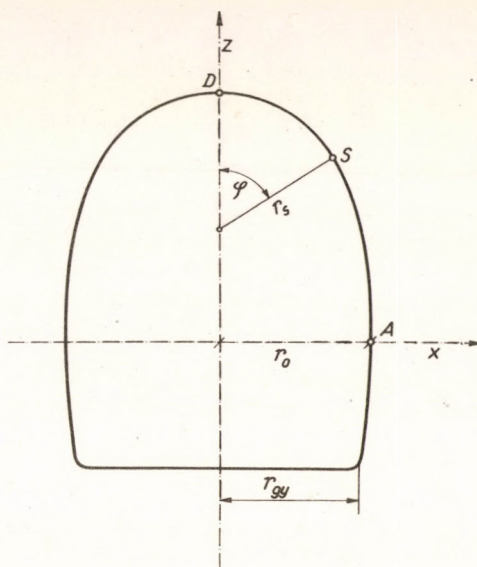
Рис. 2. Чертеж составления электростатического генератора с номинальным напряжением 1 миллион Вольт в Институте Ядерных Исследований Бенгурской Академии Наук. 1. котел, 2. плита котла, 3. смотровые окна, 4. роторный вольтметр, 5. коронирующая стрела. Ленточный транспортер: 6. электродвигатель для привода ленты, 7. качающаяся база, 8. эксцентриковое натяжное устройство, 9. нижний валик, 10. верхний валик, 11. лента. Изолирующая колонна: 12. нижнее основание, 13. верхнее основание, 14. изолирующая стойка, 15. ускорительная трубка, 16. эквипотенциальные кольца, 17. торы, 18. эквипотенциальные стержни. Биеоковольтная часть: 19. висковольтный электрод, 20. генератор переменного тока, 21. ионный источник, 22. фокусирующие электроды, 23. регулирующий торояд. Система зарядки: 24. зарядный ионизатор, 25. съемный ионизатор. Ионно-оптическая система: 26. квадрупольный дублет, 27. отклоняющий магнит, 28. входная щель отклоняющего магнита, 29. выходная щель отклоняющего магнита. Вакуумная система: 30. диффузионный насос типа ATOMKI-ODF 400, 31. высоковакуумный вентиль, 32. высоковакуумный затвор.



3. ábra. Nagyfeszültségű elektróda vázlatos rajza.

Fig. 3. Schematic diagram of the high voltage terminal.

Рис. 3. Схематический чертеж высоковольтного электрода.



4. ábra. Az ekvipotenciális gyűrűk profiljának vázlatos rajza.

Fig. 4. Schematic diagram of the profile of equipotential rings.

Рис. 4. Схематический чертеж профиля эквипотенциальных колец.

1. táblázat

$Z_{(mm)}$	0,00	56,88	85,31	113,75	127,84	141,91	155,94	169,78	183,55
$X_{(mm)}$	213,00	212,99	211,82	209,32	204,81	205,69	203,11	200,03	196,41

$Z_{(mm)}$	197,27	223,63	249,03	260,97	272,43	283,36	293,40	298,15
$X_{(mm)}$	192,19	181,86	168,78	161,18	152,87	143,87	133,98	128,85

A nagyfeszültségű elektróda 2 mm vastagságú aluminium lemezből fémmomással készült⁺. Az ekvipotenciális gyűrűk szokásos körkeresztmetszetű csőből készültek annak érdekében, hogy a nagyfeszültségű szigetelőoszlop külső felületén fellépő maximális térerőt a szomszédos gyűrűk között fellépő axiális irányú térerő rovására csökkentsük [4]. Boag idézett közleményének /69/, /70/ és 71/ egyenletei alapján határoztuk meg a csőprofil pontos alakját⁺⁺, vázlatos rajzát a 4. ábrán, a kontur néhány pontjának koordinátáit a 2. táblázatban közöljük.

⁺ Készült a MÁV Járműjavító Vállalatnál, Debrecen.

⁺⁺ Az ekvipotenciális gyűrűk gyártásához szükséges oválprofilu aluminiumcsövet a Kecskeméti Fém- és Vasipari KTSZ készítette.

A generátor földpotenciálu elektródját képező tartály belső átmérője 776 mm, a nagyfeszültségű elektród csucspontjának függőleges távolsága a tartály tetőpontjától 310 mm, a szigetelőoszlop teljes magassága 810 mm. Ezekből az adatokból az 1. és 2. táblázat adatainak és az [1] - [4] közlemények összefüggéseinek figyelembevételével 1 Milliő Volt névleges elektródfeszültség mellett a 1. táblázatban leírt térerősségértékek lépnek fel az elektródák között.

A nagyfeszültségű elektródát tartó oszlop három, plexiből készült szigetelő lábra épül, s magában foglalja a hosszirányú tér homogenizálására szolgáló ekvipotenciális gyűrűket, a szalag mentén elhelyezett térkiegyenlítő rudakat, a gyűrűk rögzítésére szolgáló körgyűrűket, a lineáris feszültségesezt beállító ellenállásláncot és a gyorsítócsövet. Az oszlop néhány osztását az 5. ábrán mutatjuk be. A lépésköz 30 mm, a szigetelőláb átmérője 55 mm. Az osztásonként elhelyezett körgyűrűket a szigetelőláb 2,5 mm mély hornyaiba helyezett két fél gyűrűre ültettük, rögzítésüket a körgyűrűben elhelyezett csavar biztosítja. Ezek a csavarok tartják egyuttal a külső ekvipotenciális gyűrűket is. A rajzon látható alsó bázislapot a sík tartályfenék fölött három darab 340 mm hosszú fémláb tartja, a felső bázislapra csatlakozik a nagyfeszültségű elektróda ültetőgyűrűje:

2. b. Töltőszalag

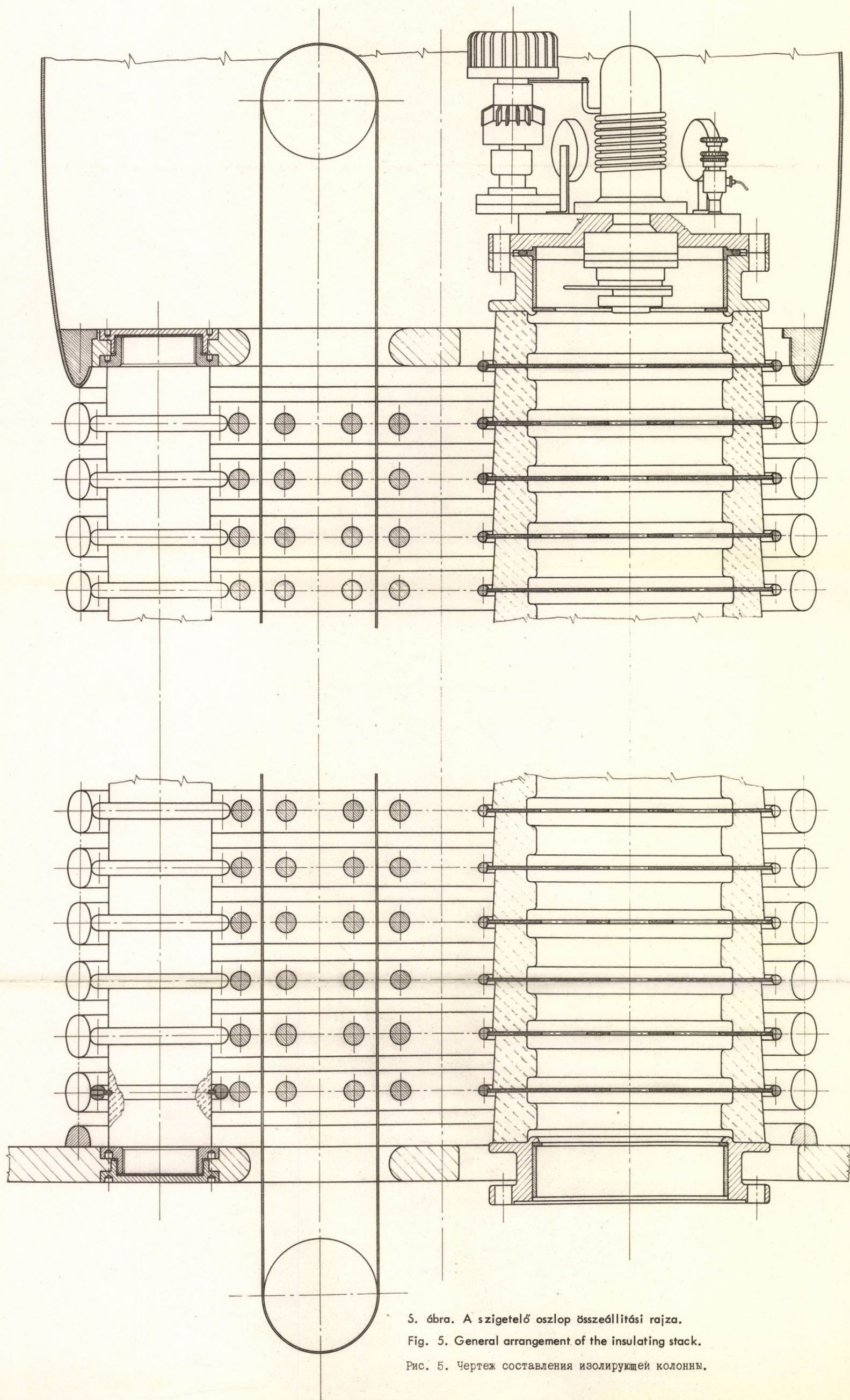
A generátor töltőáramát egy gumirozással végtelenített⁺⁺⁺ négyrétegű selyemszalag szállítja a nagyfeszültségű elektródára; szélessége 200 mm, teljes kerületi hossza kb. 2240 mm. A szalag

2. táblázat

X _(mm)	0,00	0,77	2,44	3,09	3,50	3,79	4,03	4,22	4,65	4,87	5,21	5,52	5,81
Y _(mm)	11,00	10,93	10,49	10,18	9,93	9,72	9,52	9,34	8,87	8,59	8,08	7,52	6,89
X _(mm)	6,01	6,20	6,37	6,51	6,62	6,72	6,81	6,89	6,94	6,97	6,99	7,00	
Y _(mm)	6,40	5,82	5,24	4,65	4,14	3,59	2,97	2,23	1,67	1,16	0,79	0,00	

két 60 mm átmérőjű henger között fut 20 m/sec kerületi sebességgel. Az alsó szalaghengert egy 2,2 kW teljesítményű 1440 ford/perc fordulatszámú motor ékszíjhajtás áttételen keresztül hajtja. Mind az alsó szalaghenger, mind a hajtómotor egy lengőalapon helyezkedik el. A csuszásmentes szalaghajtáshoz és a keresztirányú lengések korlátozásához szükséges feszítőerőt (esetünkben kb. 100 kp) részben a motorral és szerelvényekkel összeépített lengőalap önsulya biztosítja. További feszítőerőt az excenteres feszítőmű közvetít rugókon át a lengőalapra. A rugó deformációja közvetlenül méri az utóbbi, üzem közben is állítható erőkomponenst. A szalag keresztirányú stabilitását a hengerek végén lévő 70° félkúpsögű felületek adják, a szalaghelyzet beállítását, illetve futás közbeni korrigálását az egyik alsó csapágyház függőleges elmozdításával végezzük.

⁺⁺⁺ A végtelenítést az Országos Gumiipari Vállalat, Emergé Gumigyár, Szeged végezte.



Az állandó helyzetű felső szalaghenger egyuttal ékszíjhajtáson át forgatja az ionforrást tápláló váltóáramu generátort. A szalaghajtó motor teljesítményét Buechner és munkatársai tapasztalati formulája [5] alapján számítottuk.

Az ekvipotenciális gyűrűkre a szalag fel- és lefutó ágának mindkét oldalán térkiegyenlítő rudakat helyeztünk el 7 mm távolságban. Annak érdekében, hogy a szalagról a térkiegyenlítő rudak felé töltésleáramlás ne léphessen fel, az oszlop bizonyos osztásaiban a rudakat szalagvezető szigetelő réteggel vettük körül kvarcliszt töltőanyagú Elastrol ES öntőgyanta felöntésével. Az öntött felületek méretre köszörülésével a lehetséges szalagrezgések amplitudóját 4 mm-re korlátoztuk. Ilyen kis amplitudót csak a szalagfeszítő erő lényeges növelésével érhattünk volna el.

2. c. Nagynyomású rendszer

A 3. táblázatban bemutatott térerősségeknek megfelelő elektromos szilárdságu szigetelő közegként nagynyomású nitrogéngázt használunk; a földpotenciálu elektródát képező földelt tartály a használt nyomásnak megfelelően van méretezve. A nyomástartó edény $0,84 \text{ m}^3$ térfogatú hengeres köpennyel, mélydomborítású felső és sík alsó edényfenékkal készült álló elrendezésű hegesztett acéltartály⁺. Maximális üzemi nyomása 20 at, falvastagsága 12 mm, a síkfenék vastagsága a nagyméretű áttörések figyelembevételével 60 mm-nek adódott. A tartály figyelőablakkal, a koronatriódának, a kapacitív mérőlapnak és a rotációs voltmérőnek megfelelő csatlakozásokkal, manométerrel és biztonsági szeleppel van ellátva.

A tartály felnyitásakor a töltőgázt egy tárolótartályba⁺ nyomjuk át.

Az alkalmazott gáztöltéssel szemben igen magas követelményeket kell támasztani tisztaság és nedvességtartalom szempontjából. Meg kell tisztítani a vizgőztől, mechanikus szennyeződéstől,

3. táblázat

TÉRERŐSSÉG VÁLTOZÁSA A GENERÁTOR TERÉBEN 1 MV NÉVLEGES FESZÜLTSGNÉL

Pont megnevezése	Pont jelölése	Térerőérték
Nagyfeszültségű elektróda		
csúcspontja	3. ábra D pont	86 kV/cm
szimmetriasík	3. ábra A pont	79 kV/cm
gömbüveg-illesztés	3. ábra S pont	84 kV/cm
Oválprofilu gyűrű (legfelső)		
csúcspontja	4. ábra D pont	63 kV/cm
külső átmérő	4. ábra A pont	80 kV/cm
Tankfal		
tartály csúcspontja		14 kV/cm
elektród szimmetriasíkkal szemben		44 kV/cm
Gyorsítósó		
átlagos térerősség		12,4 kV/cm
külső árnyékológyűrűk között		30 kV/cm

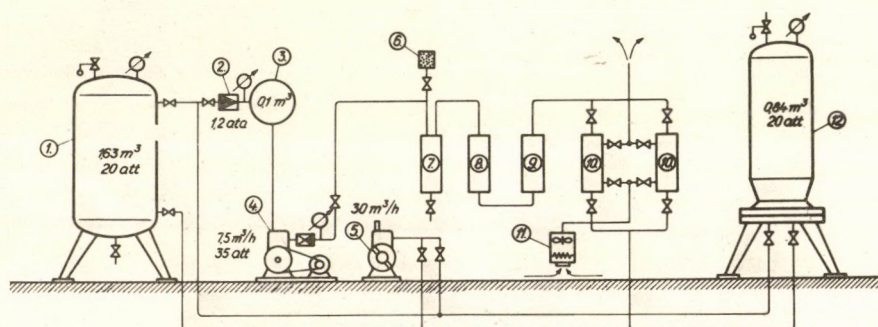
⁺ Készült: a Láng Gépgyár, Budapest

olajcseppektől, portól, rozsdaszemcséktől, valamint szálas és nedvszívó jellegű egyéb részecskéktől. A gáz tisztítása és szárítása egy hűtő- és olajlecsapó edényből, mechanikus szűrőből, aktív szén szűrőből és alternatív regenerálható kettős szilikagél szárítóoszlopból felépített körben történik. A gáz mozgatására, illetve komprimálására egy kompresszor szerepel a körben. A gázzal való feltöltés előtt a megfelelő tartályt vákuumra lehet leszívni egy nagy szívóteljesítményű elővákuumszivattyúval. A gáztisztító rendszer vázlatát és főbb adatait a 6. ábrán mutatjuk be.

2. d. Gyorsítórendszer

A gyorsítandó ionokat egy, a nagyfeszültségű elektróda belsejében elhelyezett ionforrás szolgáltatja. A forrásból kilépő ionnyaláb egy homogénterű gyorsító belsejében futja át a gyorsító potenciálkülönbséget. A gyorsítócsőben és az ionforrásban szükséges vákuumot egy, a cső földpotenciálu végéhez csatlakozó vákuumrendszer biztosítja.

A gyorsítóba az ATOMKI-ban korábban kifejlesztett, Harrison-féle kivonórendszerrel rendelkező kisfogyasztású rádiófrekvenciás ionforrást [6] építettük be, amely protonok, deuteronok és hélium ionok gyorsítását teszi lehetővé.



6. ábra. Az ATOMKI 1 millió Volt névleges feszültségű Van de Graaff generátorának gázkezelő rendszere. 1. tároló tartály, 2. nyomáscsökkentő szelep, 3. kiegyenlítő tartály, 4. kompresszor, 5. rotációs vákuumszivattyú, 6. fellevegőző szelep, 7. hűtő és olajkicsapó, 8. aktív szén szűrő, 9. mechanikus szűrő, 10. szilikagél szűrők, 11. meleglevegő befúvó, 12. gyorsító tartály.

Fig. 6. The gas handling system of the 1 Million Volt Van de Graaff generator. 1. storage vessel, 2. pressure reducer, 3. buffer vessel, 4. compressor, 5. rotary vacuum pump, 6. air admittance valve, 7. gas cooling and oil expeller, 8. active carbon filter, 9. mechanical filter, 10. gas drying cylinders containing silica gel, 11. hot air blast, 12. generator pressure tank.

Рис. 6. Система газового хозяйства электростатического генератора Ван де Граафа с номинальным напряжением 1 миллион Вольт в Институте Ядерных Исследований Енгерской Академии Наук: 1. баллон для хранения газа, 2. редукторный вентиль, 3. уравнивательный котел, 4. компрессор, 5. вращательный насос, 6. напускной вентиль, 7. водомаслоотделитель, 8. фильтр с активным углем, 9. механический фильтр, 10. фильтр с силикагелем, 11. вход теплого воздуха, 12. ускорительный котел.

Az ionforrás részletes leírását [6] -ban megadtuk. Itt csak azt említjük meg, hogy maximális fókuszált ionárama kb. $70 \mu A$, 60 % maximális protonarány mellett. Élettartama mind atmoszférán, mind nyomás alatt 500 üzemóra fölött van.

Az ionforrás távműködtetése a vezérlő állványon elhelyezett adó- és az alsó bázislap alatt elhelyezett vevő szinkrók közötti elektromos tengelyek, illetve az ekvipotenciális gyűrűkön belül futó plexi tengelyek közvetítésével történik. A plexi tengelyekkel a nagyfeszültségű elektródában lévő kisméretű toroid transzformátorokat lehet beállítani. Ilyen úton az ionforrás kivonófeszültsége, az előfókuszáló lencse feszültsége és az ionforrás gázadagolása szabályozható, utóbbi egy hőtágulós tűszelep fűtőáramának változtatásával.

Az ionforrás tápegységeinek energiaellátását egy 400 Hz, 200 VA, 150 V elektromos adatokkal jellemzett generátor szolgáltatja, amelynek hajtása a felső szalaghengerről ékszíjjal történik.

A gyorsítócső, mint az 5. ábrán látható, 30 mm-es hosszúságu egységekből felépített fém-üveg rendszer. 28 darab, 145 mm külső és 100 mm belső átmérőjű, 28 mm magas C-9 típusjelzésű üvegből préselt⁺, majd 0,05 mm pontossággal méretre köszörült üveggyűrűből és közéjük ragasztott 2 mm vastagságú sík alaku alumínium gyorsító elektródából áll. A gyorsító elektródák külső peremé árnyékoló körgyűrűkkel van ellátva. A töltött részecske nyaláb gyorsítása 20 mm átmérőjű központi furaton át történik, míg a megfelelő leszívást a csőben elektródaként 4 db 26 mm átmérőjű környílás teszi lehetővé. A gyorsítócső összeragasztása polivinil acetát típusú ragasztóval történt, amely mechanikai, vákuum és elektromos szempontból egyaránt megfelelő kötést biztosít.

A gyorsítócső elektródái és az ekvipotenciális gyűrűk közötti elektromos kapcsolatot rugós betétellátott alumínium csatlóelemek hozzák létre. Így csatlakoznak az elektródák a már említett ellenálláslánc osztáspontjaihoz. Az ellenálláslánc KÖB5 típusú szovjet gyártmányú ellenállásból van felépítve.

A gyorsítócsővel kapcsolatos vákuumtechnikai, mechanikus és elektromos szilárdsági, technológiai vizsgálatokról másutt számolunk be részletesen.

A gyorsított nyaláb formálása és helyzetkorrigálása érdekében egy aszimmetrizált kvadrupoldoublettből álló korrektort építettünk be a gyorsítócső földpotenciálu vége közelébe [7, 8].

A gyorsítócső 10^{-6} Hgmm rendű vákuumát egy ATOMKI-ODF 400 típusú, vízhűtéses olajdiffúziós szivattyú biztosítja. Az elővákuumot egy $10\text{ m}^3/\text{óra}$ szívósebességű forgószivattyú vagy egy szorpciós szivattyú adja.

A vákuumrendszer ezenkívül a következő fontosabb alkatrészeket tartalmazza: cseppfolyós nitrogénnel töltött kifagyasztó csapda, elektromágneses működtetésű nagyvákuumszelep, a gyorsítóteret a nagyvákuumtértől leválasztó nagyvákuumzilip, ionizációs- és Pirani típusú vákuummérők, és a gyorsítócső vagy az ionforrás felőli esetleges nitrogénbetörés esetén nyíló biztosító szelep. A vákuummérő által vezérelt automatika a mágneses szelepet a szivattyú fölött lezárja, ha a rendszerben a nyomás az előírt szint fölé növekszik.

A vákuumrendszerben elérhető nyomás lezárt ionforrásnál $1 \cdot 10^{-6}$ Hgmm, az ionforrás működése okozta néhány $\text{cm}^3/\text{óra}$ gázbeömlés hatására sem romlik $2\text{--}3 \cdot 10^{-6}$ Hgmm fölé.

⁺ Készült az Üvegipari Művek Karcagi Üveggyárában.

3. EREDMÉNYEK, FOLYAMATBAN LÉVŐ VIZSGÁLATOK

A generátor névleges feszültségét már 7 att nitrogéngáz nyomás mellett elértük. A gyorsított ionnyaláb intenzitása a mágneses analizátor előtt $30 \mu\text{A}$ -ig változtatható. Kezdeti eredményeket értünk el elektrongyorsító üzemben is.

Jelenleg az 1 MV-os generátor teljesértékű magfizikai kísérleti berendezéssé való kiépítése, illetve az 5 MV-os generátor tervezéséhez szükséges előzetes vizsgálatok lebonyolítása érdekében a következő munkák folynak a generátornál:

- a beépített anyagok tulajdonságainak, az egyes egységek élettartamának vizsgálata a generátor üzemi viszonyai között,
- kísérletek optimális töltőrendszer kialakítására,
- a nyomás alatti működéssel kapcsolatos hűtési kérdések vizsgálata,
- méréseket végzünk a gázkezelő rendszer működésével és a gáz állapotának a generátor működésére gyakorolt hatásával kapcsolatban,
- nyalábstabilitási és elektronoptikai kérdések vizsgálata,
- a generátor ionnyalábjának energiaszabályozására folynak kísérletek. Az elektronikus szabályozó rendszer hibajelét a 2. ábrán látható referenciatéres rotációs voltmérő [9, 10], egy kapacitív mérőlap és a mágneses analizátor kimenő rései szolgáltatják, a beavatkozás a töltőáramszabályozáson [10], illetve a 2. ábrán látható koronatriódán keresztül történik,
- kísérletek folynak az elektrongyorsító üzemben elérhető maximális elektronintenzitás és fékezési röntgensugárzás meghatározására.

4. KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

A berendezés egyes egységeinek tervezésében Csuka Imre, Dr. Nagy János, Puskás Emil és Szakácsi János volt segítségünkre.

Köszönettel tartozunk az Intézet Műszaki Osztálya dolgozóinak a gondos kivitelezésért és a beszámolóban említett Vállalatoknak szíves közreműködésükért.

IRODALOM

- [1] SZALAY S., KOLTAY E. ATOMKI Közlemények, 6, 3 (1964).
- [2] KISS Á., KOLTAY E., SZALAY S. ATOMKI Közlemények, 8, 101 (1966).
- [3] A. KISS, E. KOLTAY, A. SZALAY, Nucl. Instr. and Meth. 46, 130 (1967).
- [4] J.W. BOAG, Proc. Inst. Electr. Engrs., 100, IV, No. 51, 63 (1953).

- [5] W.W. BUECHNER, R.J. VAN DE GRAAFF, A. SPERDUTO, L.R. McINTOSH, E.A. BURILL, Rev. Sci. Instr. 18, 754 (1947).
- [6] NAGY J. ATOMKI Közlemények, 7, 209 (1965).
- [7] E. KOLTAY, GY. SZABÓ, Nucl. Instr. and Meth. 35, 88 (1965).
- [8] А.Е.АНДРОСОВ, Э.КОЛТАЙ, Г.М.ОСЕТИНСКИЙ, Д.САВО, И.А.ЧЕПУРЧЕНКО.ОИЯИ 9-2922 Дубна /1966/.
- [9] KOLTAY E. Magyar Fiz. Folyóirat, 10, 145 (1962).
- [10] KÁDÁR I., KOLTAY E., SOMORJAI E., SZEGEDI S., ATOMKI Közlemények, 9 99 (1967).

ASZIMETRIZÁLT KVADRUPOLENCSEK TERÉNEK VIZSGÁLATA

BODNÁR LÁSZLÓ⁺, KOLTAY EDE, SZABÓ GYULA

Jelen közleményben az aszimmetrizált elektrostatikus és mágneses kvadrupólok terének kísérleti vizsgálatából kapott eredményeket irtuk le, és a [8] és [13] közleményekben szereplő harmadrendű potenciálfüggvény következményeivel hasonlítottuk össze. A kísérleti és elméleti eredmények hibahatáron belül megegyeznek.

INVESTIGATIONS ON THE FIELD OF ASYMMETRIZED QUADRUPOLE LENSES. The results of experimental investigations on the field of asymmetrized electrostatic and magnetic quadrupole lenses are presented and compared with the consequences of third order potential functions introduced in papers [8] and [13]. The measured and calculated data agree within the experimental errors.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯ КВАДРУПОЛЬНЫХ ЛИНЗ С НЕСИММЕТРИЧНЫМ ПИТАНИЕМ. В статье описываются результаты экспериментальных исследований в связи с полями электростатических и магнитных квадрупольных линз с несимметричным питанием, и они сравниваются с последствиями потенциальной функции третьего порядка в статьях [8] и [13]. Экспериментальные и теоретические результаты в пределах ошибок совпадают.

1. BEVEZETÉS

Egy kvadrupóllencse négy elektródáját a $(-V, +V, -V, +V)$ szimmetrikus feszültségelrendezés helyett két irányban aszimmetrizált $(-V+\Delta V_1, +V+\Delta V_2, -V-\Delta V_1, +V-\Delta V_2)$ elrendezésű feszültségekkel táplálva olyan elektronoptikai elemet kapunk, amely a szokásos fókuszálási tulajdonságok mellett nyalábtérítési hatást is mutat. Korábbi közleményeinkben, egy a koppenhágai Niels Bohr Intézetben felépített iontranszport rendszer [1] alapötletére építve az aszimmetrizált kvadrupóllencsék elektronoptikáját tárgyaltuk elsőrendű közelítésben [2], [3], illetve számot adtunk egy ilyen elven épített nyalábhelyzet-korrektorról [4]. A leképezési formulák kísérleti ellenőrzését Keck és munkatársai végezték el [5], [6], továbbfejlesztésükben Draper [7], illetve Ovszjanikova és Javor [8] érték el eredményeket. A "shuntolt kvadrupólnak" nevezett $\Delta V_1 = \Delta V_2$ speciális eset tárgyalása és alkalmazása DeStaebler [9], Cramer és Schmidt [10], illetve Banford [11] nevéhez fűződik. Minthogy a kétirányban aszimmetrizált lencséből álló dublett négy szabadon választható aszimmetria-paraméterével szemben a "shuntolt" lencséből álló dublett csak két szabad paraméterrel rendelkezik, az előb-

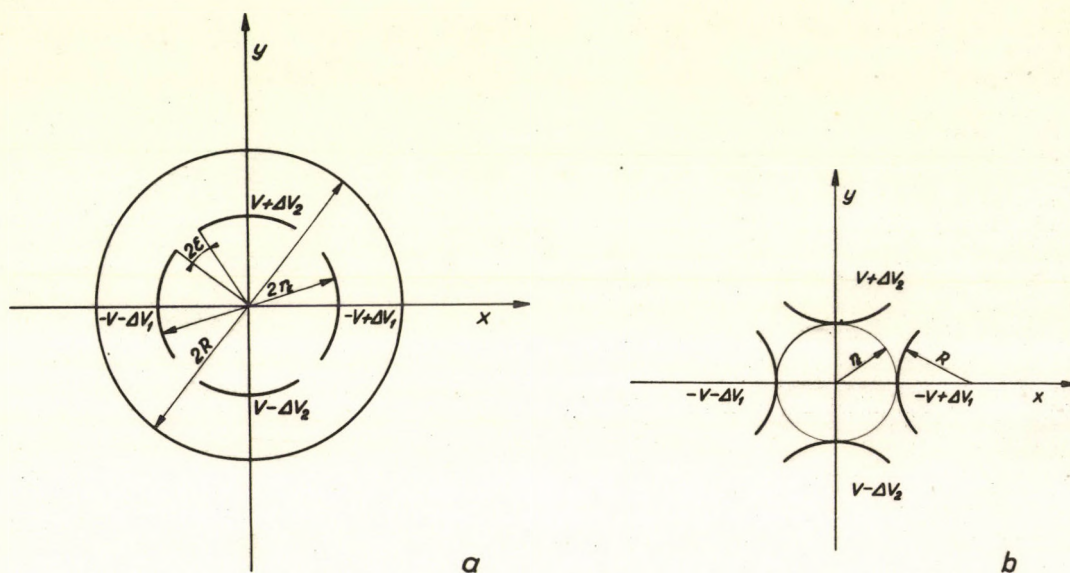
⁺ Jelenlegi cím: EIVRT Félvezető és Gépgyár, Gyöngyös.

bieknél elérhető független nyalábhelyzet- és nyalábirány-szabályzás helyett itt a helyzet és az irány csak együtt változtatható.

Korábbi közleményünkben [12] az aszimmetrizált kvadrupóllencsék tulajdonságait harmadrendű közelítésben tárgyaltuk; jelen közleményben az elektrosztatikus és mágneses kvadrupóllencsék kísérletileg meghatározott téreloszlását hasonlítjuk össze a harmadrendű elmélettel.

2. ELEKTROSZTATIKUS KVADRUPÓLLENCSEK TERÉNEK LEÍRÁSA ASZIMMETRIZÁLT ESETBEN

Korábbi vizsgálatokból [8], [12] ismeretes, hogy egy aszimmetrizáltterű elektrosztatikus kvadrupóllencse terét (1. ábra) harmadrendű közelítésben a következő potenciálfüggvénnyel jellemezhetjük,



1. ábra. Aszimmetrizált kvadrupóllencsék potenciál elrendezése a.) konkáv hengeres, b.) konvex hengeres elektródák esetén.

Fig. 1. The potential arrangement of asymmetrized quadrupole lenses for concave cylindrical (a) and konvex cylindrical (b) electrode configurations.

Рис. 1. Потенциальное расположение для квадрупольных линз с несимметричным питанием при электродах а.) выпуклых цилиндрических б.) вогнутых цилиндрических.

$$\phi = -2Vk \left\{ \frac{1}{2r^2} (x^2 - y^2) + \frac{1}{r} (p_1 x - q_1 y) + \frac{1}{3r^3} [p_3 x (x^2 - 3y^2) - q_3 y (3x^2 - y^2)] \right\},$$

ahol V az elektródok középfeszültsége, k az elektródok alakjától függő állandó, r az apertúra sugara, p_i és q_i az aszimmetrizálás mértékére jellemző mennyiségek. Az utóbbiak értéke szintén függ az elekt-

ródok kiképzésétől, pld. konkáv hengeres elektródák esetén (1. a. ábra).

$$\begin{aligned} p_1 = p_3 &= -\frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{\Delta V_1}{V} \\ q_1 = -q_3 &= \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{\Delta V_2}{V} \end{aligned} \quad /2/$$

konvex hengeres elektródák esetén pedig (1.b. ábra)

$$\begin{aligned} p_1 = p_3 &= -\frac{1}{2\sqrt{2} \cos \varepsilon} \frac{\Delta V_1}{V} \\ q_1 = -q_3 &= \frac{1}{2\sqrt{2} \cos \varepsilon} \frac{\Delta V_2}{V} \end{aligned} \quad /3/$$

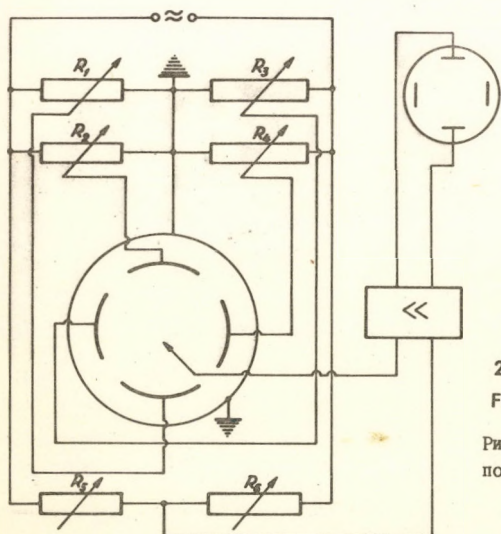
Az aszimmetrizáltterű kvadrupóllencsék leglényegesebb sajátása az optikai középpont tranzverzális eltolódása a geometriai középpontból [2], [3]; ez az eltolódás - ha optikai középpontként a potenciál-szélsőérték helyét fogadjuk el - a következő egyenletrendszer megoldásából adódik.

$$\frac{x_o}{r} + p_1 + \frac{1}{r^2} [p_1 (x_o^2 - y_o^2) + 2q_1 x_o y_o] = 0 \quad /4/$$

ahol x_o, y_o az optikai középpont koordinátái. A középpont potenciáljának értékét nyilvánvalóan x_o, y_o értékének az /1/ kifejezésbe történő visszahelyettesítésével kaphatjuk.

3. AZ ELEKTROSZTATIKUS POTENCIÁLELOSZLÁS MÉRÉSE ELEKTROLIT-TANKBAN

Az /1/ potenciálfüggvény alkalmazhatóságának bizonyítására elektrolit-tank segítségével meghatározott potenciáeloszlásokat használtunk. Berendezésünk elvi kapcsolási rajzát a 2. ábrán láthatjuk. Az elektródák tápfeszültségét hanggenerátor szolgáltatta, a szondaként használt vékony



2. ábra. A méréseknél használt elektrolittank elvi kapcsolási rajza.

Fig. 2. Schematic circuit of the electrolytic trough used in the measurements.

Рис. 2. Принципиальная электрическая схема электролитической ванны, используемой при измерениях.

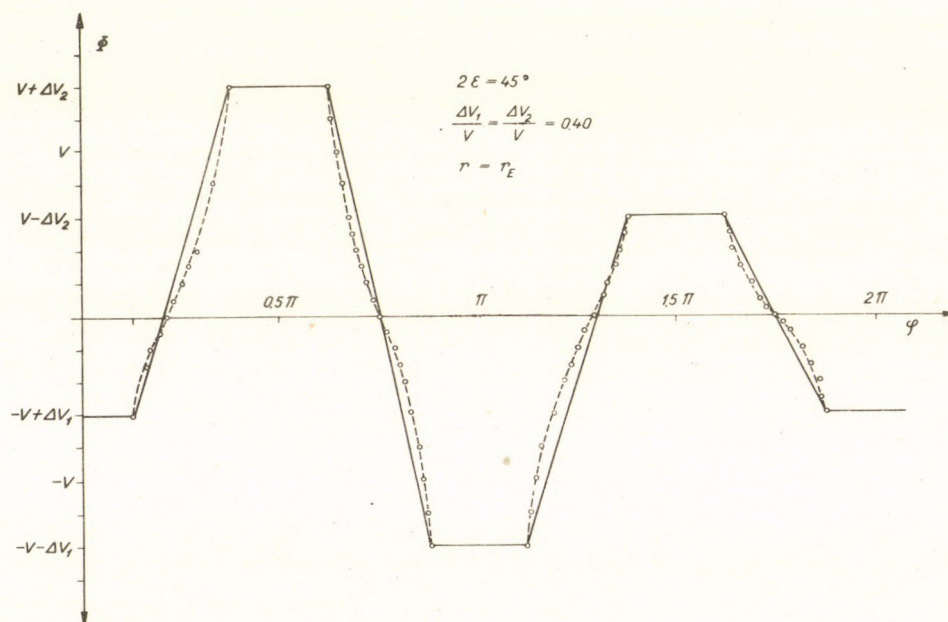
wolfram tőről kapott váltófeszültséget egy erősítőn keresztül vezettük a nullműszerként szereplő oscilloszkóp függőleges eltérítő lemezeire. Az elektródok feszültségének beállítására az R_1 , R_2 , R_3 , R_4 huzalpotenciométerek szolgáltak. A mérőhidban lévő R_5 és R_6 ellenállások pedig 0.2 % pontos-ságú dekadikus ellenállásszekrények voltak.

Az ekvipotenciálisok meghatározásánál a nullhelyzet leolvasási pontosság kb. 0.5 mm volt, ami az általunk használt viszonylag nagyméretű modellek esetén és az elektrolit-tankban fel-lépő más eredetű hibák miatt elegendő.

a. Konkáv hengeres elektródájú kvadrupóllencsék

Az 1.b. ábrán látható elektródaelrendezés mellett nagymennyiségű potenciáeloszlás mérést végeztünk. A modell méretei a következők voltak: a külső árnyékoló henger sugara $R = 225$ mm az elektródok sugara pedig $r = 150$ mm, az elektródok közötti nyílásszög $2\varepsilon = 45^\circ$. Ez utóbbi választása azért célszerű, mert ebben az esetben a szimmetrikus kvadrupól potenciáeloszlásában a hatod-rendű tagok járuléka a legkisebb [13].

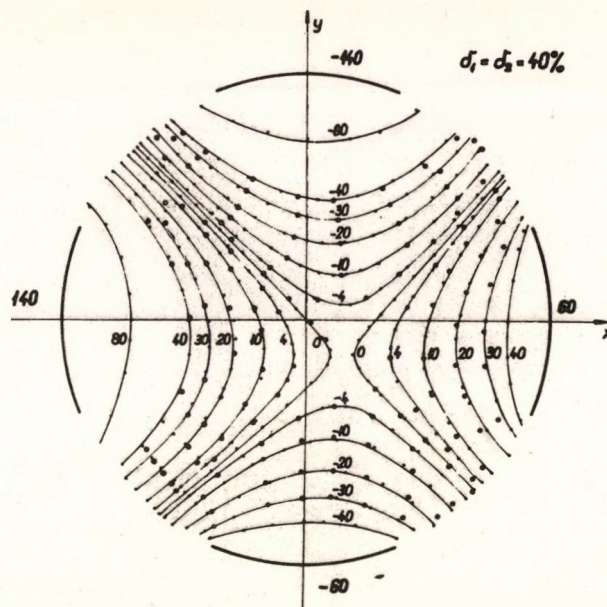
Az /1/ potenciálformula és a p_i , q_i együtthatók /3/ kifejezéseinek levezetésénél fel kell tételezni, hogy az r sugárnál az elektródok között a tér φ -vel lineárisan változik. Ennek az alap-feltetésnek az ellenőrzésére elvégzett mérések eredményei a 3. ábrán láthatók. A folytonos vonal a feltételezett linearitást mutatja, a körök a mérési eredményeket szemléltetik.



3. ábra. Konkáv hengeres elektrosztatikus lencse terének határfeltételei. A folytonos vonal az elméletileg fel-tételezett linearitást, a körök a kísérleti értékeket jelentik.

Fig. 3. Boundary conditions for a concave cylindrical electrostatic lens. Full line: linear distribution supposed theoretically, circles: measured data.

Рис. 3. Граничные условия поля электростатической линзы с вогнутыми электродами. Теоретически предположенная линейность показывается непрерывной линией, а экспериментальные данные-кругами.



4. ábra. A $2\varepsilon = 45^\circ$ -os esetnek megfelelő mindkét irányban 40 %-ra aszimmetrizált konkáv hengeres elektródájú lencse tere. A folytonos vonalak a mérési adatokat, a körök az elméleti értékeket mutatják.

Fig. 4. The field of a concave cylindrical electrostatic lens asymmetrized in both directions to 40 % ($2\varepsilon = 45^\circ$). Full lines: measured distribution, circles: calculated data.

Рис. 4. Поле линзы с вогнутыми электродами с несимметричным питанием в оба направления на 40 % в случае $2\varepsilon = 45^\circ$. Непрерывные линии показывают экспериментальные данные, а круги — теоретические данные.

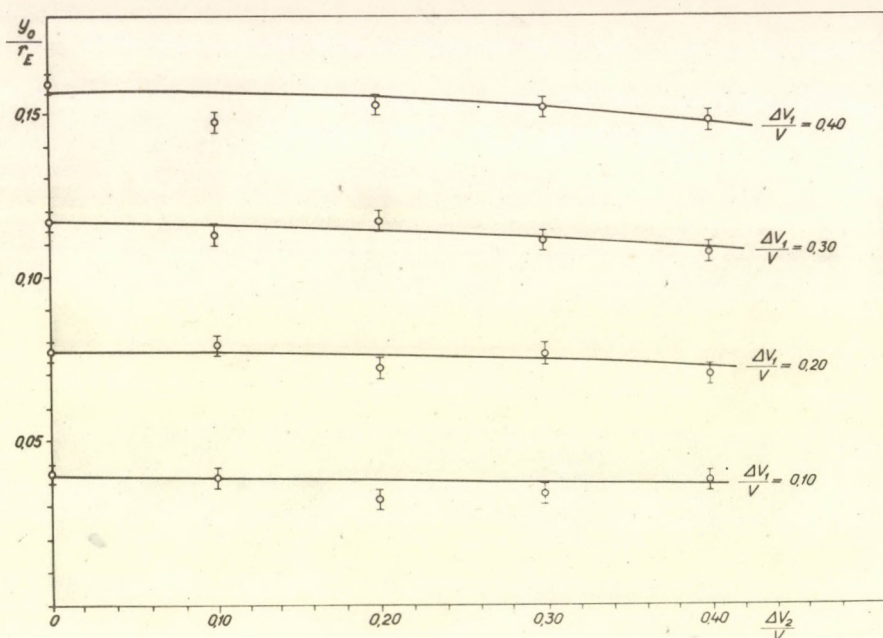
Az /1/ elméleti formulából adódó, az ODRA 1013 számológéppel kiszámolt, potenciál eloszlásokat összehasonlítottuk a mérési eredményekkel. A 4. ábrán a két irányban

$$\delta_1 = \frac{\Delta V_1}{V} \cdot 100 = \delta_2 = \frac{\Delta V_2}{V} \cdot 100 = 40 \%$$

-ra aszimmetrizált esetet mutatjuk be illusztrációképpen. A folytonos vonal a kísérletileg meghatározott ekvipotenciálisokat mutatja, a körök az elméletileg számolt adatok. Az ábra alapján azt mondhatjuk, hogy az egyezés kielégítő. Természetesen az ilyen jellegű összehasonlítás csak kvalitatív képet szolgáltat.

Az /1/ potenciál formula helyességének ellenőrzésére alkalmasabb a középpont eltolódások vizsgálata. Ezért az 5. ábrán a δ_1 és δ_2 aszimmetrizálás függvényében a /4/ egyenletek alapján kapott középpont eltolódást a mérési eredmények alapján adódó középpont eltolódással hasonlítottuk össze. Az ábrából kitűnik, hogy az elméleti és kísérleti adatok jól egyeznek.

Az /1/ potenciálfüggvényből az is látszik, hogy az optikai középpontban - a szimmetrikus esettel ellentétben - a potenciál értéke zérustól különböző. A 6. ábrán az elméleti központi poten-



5. ábra. A $2\varepsilon = 45^\circ$ -os esetnek megfelelő konkáv hengeres elektrosztatikus lencse terének középpont eltolódása az aszimmetrizálás függvényében. A folytonos vonal az elméleti adatokat, a körök a mérési eredményeket jelentik.

Fig. 5. Field center shift of a concave cylindrical electrostatic lens ($2\varepsilon = 45^\circ$) vs. asymmetrization. Full line: theoretical data, circles: measured data.

Рис. 5. Смещение центра поля электростатической линзы с вогнутыми электродами в случае $2\varepsilon = 45^\circ$ в функции асимметризаци. Теоретические данные показываются непрерывной линией, а экспериментальные данные — кругами.

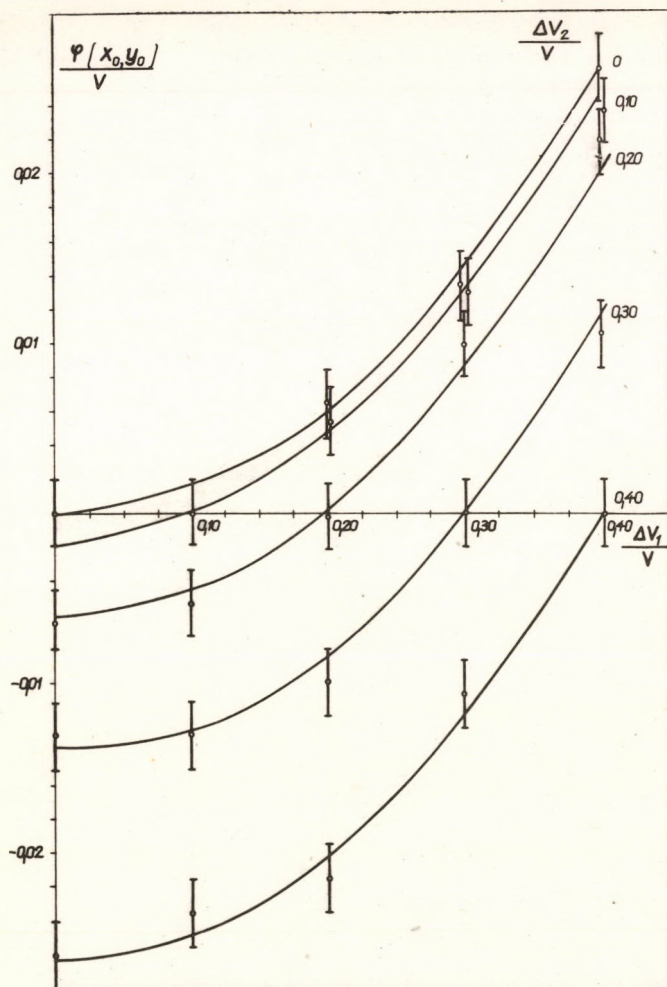
ciálokat a folytonos vonal mutatja a mért potenciál eloszlásból interpolációval meghatározott értékeket a körök szemléltetik.

b. Konvex hengeres elektródájú kvadrupóllencsék

Az $R/r = 1.15$ esetnek megfelelő konvex elektródákkal keltett kvadrupóltrekeknél egy irányban aszimmetrizált eseteknek megfelelő potenciál eloszlásokat mértük ki ($R = 50$ mm) [2, 3]. Erre az esetre a középpont eltolódásokat hasonlítottuk össze. A 7. ábrán a folytonos vonal az elméleti érték a körök a mérési pontok; az egyezés ebben az esetben is kielégítő.

4. MÁGNESES KVADRUPOLLENCSÉK TERÉNEK LEIRÁSA ASZIMMETRIZÁLT ESETBEN

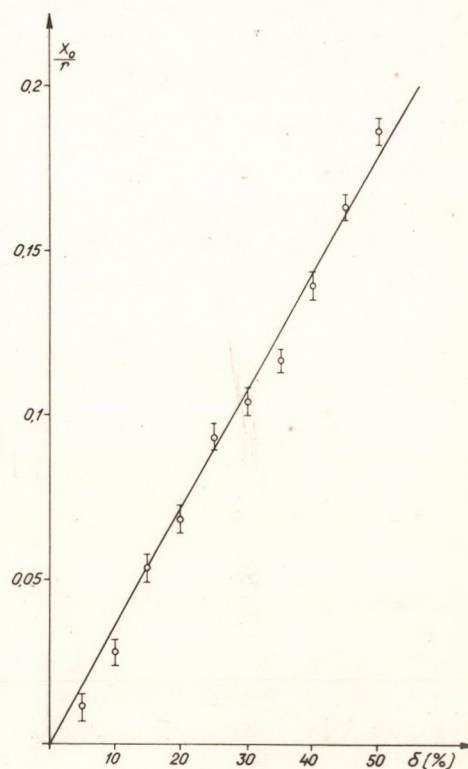
Az 1. a. és 1. b. ábrákon látható elektróda elrendezéssel analóg mágneses pólusok terének skaláris potenciálja szerkezetére nézve megegyezik az elektrosztatikus esetnek megfelelő potenciál-függvénnyel. Az ionoptikai tárgyalás megkönnyítése érdekében azonban szokásosabb az elektroszta-



6. ábra.

6. ábra. A $2\varepsilon = 45^\circ$ -os esetnek megfelelő konkáv hengeres elektrosztatikus lencse középponti potenciálja az aszimmetrizálás függvényében. A folytonos vonal az elméleti adatokat, a körök a mérési eredményeket jelentik.
Fig. 6. Field center potential of a concave cylindrical electrostatic lens ($2\varepsilon = 45^\circ$) vs. asymmetrization. Full line: theoretical data, circles: measured data.

Рис. 6. Центральный потенциал электростатической линзы с вогнутыми электродами в случае $2\varepsilon = 45^\circ$. Теоретические данные показываются непрерывной линией, а экспериментальные данные — кругами.



7. ábra. Az $R/a = 1.15$ esetnek megfelelő konvex hengeres elektródájú lencse középpontjának eltolódása az aszimmetrizálás függvényében. A folytonos vonal az elméleti értékeket, a körök a kísérleti eredményeket mutatják.

Fig. 7. Field center shift of a convex cylindrical electrostatic lens with $R/a = 1.15$ vs. asymmetrization. Full line: theoretical data, circles: measured data.

Рис. 7. Смещение центра линзы с выпуклыми электродами в случае $R/a = 1.15$ в функции асимметризаци. Теоретические данные показываются непрерывной линией, а экспериментальные данные — кругами.

kus eset koordináta-rendszeréhez képest 45° -kal elforgatott rendszer használata. Ilyen rendszerben a mágneses skalár-potenciál

$$\psi = 2WN \left\{ \frac{1}{r^2} xy + \frac{p_1}{r} x + \frac{t_1}{r} y + \frac{1}{3r^3} [\rho_3 y(3x^2 - y^2) + t_3 x(3y^2 - x^2)] \right\}, \quad /5/$$

ahol W a mágneses póluserősség, N a pólusok formájától függő állandó, δ_i és t_i a korábban definiált p_i és q_i értékkel

$$\begin{aligned} p_1 &= \frac{p_1 + q_1}{\sqrt{2}} & t_1 &= \frac{p_1 - q_1}{\sqrt{2}} \\ p_3 &= \frac{p_3 + q_3}{\sqrt{2}} & t_3 &= \frac{p_3 - q_3}{\sqrt{2}} \end{aligned} \quad /6/$$

kapcsolatban van. Természetesen a /2/ és /3/ kifejezésekben szereplő $\Delta V_i/V$ tényezőket $\Delta I_i/I$ -vel kell helyettesíteni. (I a tekercsben átfolyó középáram).

Mivel a mágneses skalárpotenciál közvetlenül nem mérhető a kísérleti adatokkal való összehasonlítás szempontjából a térerősség a lényegesebb.

$$\begin{aligned} B_x &= -\frac{\partial \psi}{\partial x} = -2WN \left\{ \frac{y}{r^2} + \frac{p_1}{r} + \frac{1}{r^3} [2\rho_2 xy - t_3(x^2 - y^2)] \right\} \\ B_y &= -\frac{\partial \psi}{\partial y} = -2WN \left\{ \frac{x}{r^2} + \frac{t_1}{r} + \frac{1}{r^3} [\rho_3(x^2 - y^2) + 2t_3 xy] \right\} \end{aligned} \quad /7/$$

Mint később látni fogjuk, vizsgálatainkban a radiális térerősség eloszlását mértük, ami nyilvánvalóan

$$B_r = \sqrt{B_x^2 + B_y^2} \quad /8/$$

alakban írható fel.

A középpont-eltolódást az elektrosztatikus esetnek megfelelően definiáljuk, azaz a kö-

zép pont helyzete az

$$y_0 + \rho_1 r + 2 \frac{\rho_3}{r} x_0 y_0 - \frac{t_3}{r} (x_0^2 - y_0^2) = 0$$

$$x_0 + t_1 r + 2 \frac{t_3}{r} x_0 y_0 - \frac{\rho_3}{r} (y_0^2 - x_0^2) = 0$$

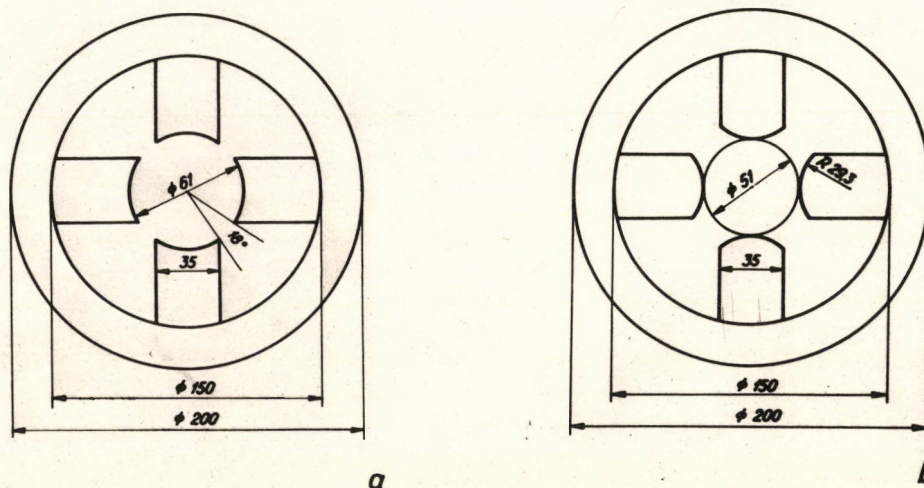
/9/

egyenletrendszer megoldásából adódik:

5. MÁGNESES KVADRUPOLENCSÉK RADIÁLIS TÉRERŐSSÉGÉNEK MÉRÉSE

Az Intézet gyorsítóberendezéseire készített konvex, illetve konkáv hengeres pólusokkal szerelhető kvadrupollencséken méréseket végeztünk a radiális térerősség eloszlásának meghatározására, szimmetrikus és aszimmetrizált táplálás mellett. A vaskör adatait a 8.a és 8.b. rajzok tartalmazzák. A lencsék táplálását az intézetben kifejlesztett speciális tápegységgel [14] oldottuk meg.

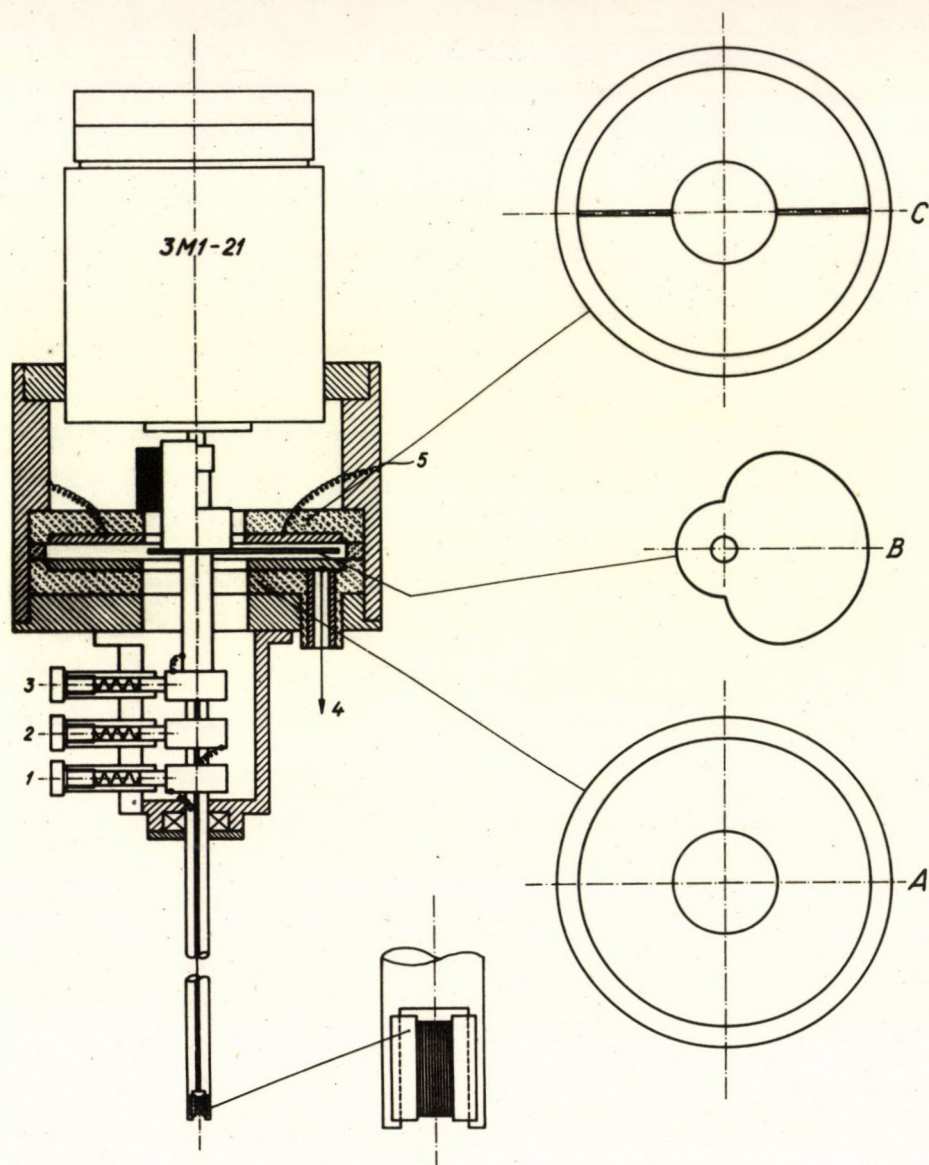
A radiális térerősség mérésére épített forgótékercses térmérő sematikus rajza a 9. ábrán látható. A tengely forgatására ORION-FMV-3M1-21 típusú 2700/perc fordulatszámú serleges motort alkalmaz-



8. ábra. Mágneses kvadrupollencsék vaskörének adatai: a.) konkáv hengeres, b.) konvex hengeres pólusok esetén.
Fig. 8. Dimensions of the iron yoke of magnetic quadrupole lenses used in the measurements with concave cylindrical (a) and convex cylindrical (b) pole pieces.

Рис. 8. Данные яма магнитной квадрупольной линзы при полусах а) вогнутых цилиндрических б) выпуклых цилиндрических.

tunk. Ha térmérő tengelye a lencse hossz tengelyével párhuzamosan forog a tekercsben indukálódott elektromotoros erő a tekercs felülete fölött változó radiális mágneses térerő középértékével lesz arányos. A mérés pontossága érdekében a tekercs átmérőjét minimumra kell csökkenteni. Esetünkben a tekercs külső átmérője 6 mm volt. Az 1 és 2 csuszógyűrűkön kivezetett indukált feszültséget ér-



9. ábra. Forgótekercses mágneses térmérő sematikus rajza.

Fig. 9. Schematic drawing of the rotating coil magnetic field meter.

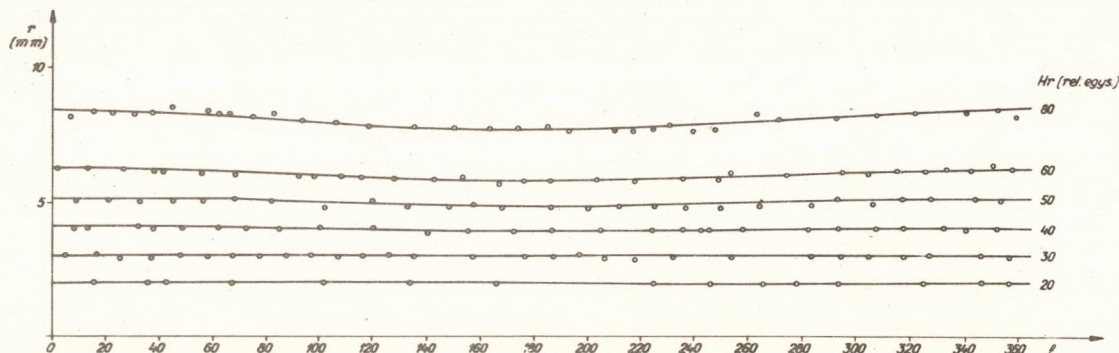
Рис. 9. Схема магнетометра с вращающейся обмоткой.

zékeny csővoltmérővel mértük. Mivel az indukált feszültség a tengely fordulatszámának is függvénye, lehetőséget teremtettünk a fordulatszám folyamatos mérésére is. A szigetelten felszerelt A fémlemez, B földelt forgó szektor és a két egymástól szigetelt C mérőlemez egy rotációs voltmérőt alkot [15], amelynek C lemezeiről (5 kivezetés) a fordulatszámmal arányos váltófeszültséget nyerhetünk abban az esetben, ha az A lemezt stabilizált egyenfeszültséggel látjuk el. (4. kivezetés). A forgórész alakját Burron et al. [16] cikke nyomán úgy választottuk meg, hogy az influált váltófeszültség szinuszos legyen.

A térerősség méréséhez szükséges pontos és reprodukálható koordináta-beállítást egy esztergaped függőleges és vízszintes szánjának felhasználásával végeztük; a lencsét a gép ágyába, a térmérőt a késtartóba rögzítettük. A szánok helyzetének pontos meghatározására mérőórák szolgáltak.

a. Konkáv hengeres pólusu lencse

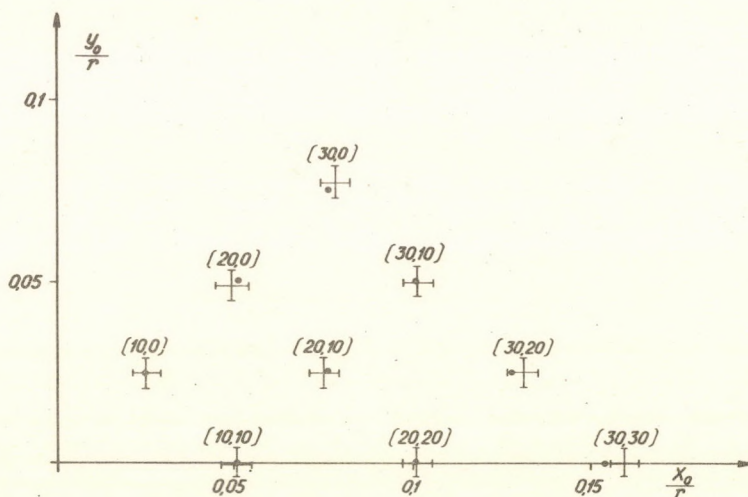
A 8. a. ábrán bemutatott lencsére a következő vizsgálatokat végeztük el:



10. ábra. A $2\epsilon = 18^\circ$ -os nyílásszögű mindkét irányban 30 %-ra aszimmetrizált konkáv hengeres pólusu mágneses kvadrupóllencse radiális mágneses térerősség eloszlása az eltolt középpont körül polár koordináta rendszerben. A folytonos vonal az elméleti adatokat, a körök a kísérleti eredményeket szemléltetik.

Fig. 10. Radial field strength of a concave cylindrical magnetic lens asymmetrized in both direction to 30 % ($2\epsilon = 18^\circ$) shown in polar coordinates measured from the shifted field center. Full line: theoretical data, circles: experimental results.

Рис. 10. Распределение в полярной системе координат вокруг смещенного центра радиального магнитного напряжения поля для квадрупольной линзы с вогнутыми полюсами с несимметричным питанием в оба направления на 30 % в случае $2\epsilon = 18^\circ$. Теоретические данные показываются непрерывной линией, а экспериментальные данные — кругами,



11. ábra. A $2\epsilon = 18^\circ$ -os nyílásszögű konkáv hengeres pólusu mágneses kvadrupóllencse középpontjának eltolódása. A pontok az elméleti adatok, a keresztek a kísérleti értékek.

Fig. 11. Field center shift of a concave cylindrical magnetic lens ($2\epsilon = 18^\circ$). Points: theoretical data, crosses: experimental results.

Рис. 11. Смещение центра магнитной квадрупольной линзы с вогнутыми полюсами в случае $2\epsilon = 18^\circ$. Теоретические данные показываются точками, а экспериментальные данные — крестами и описки — крестами.

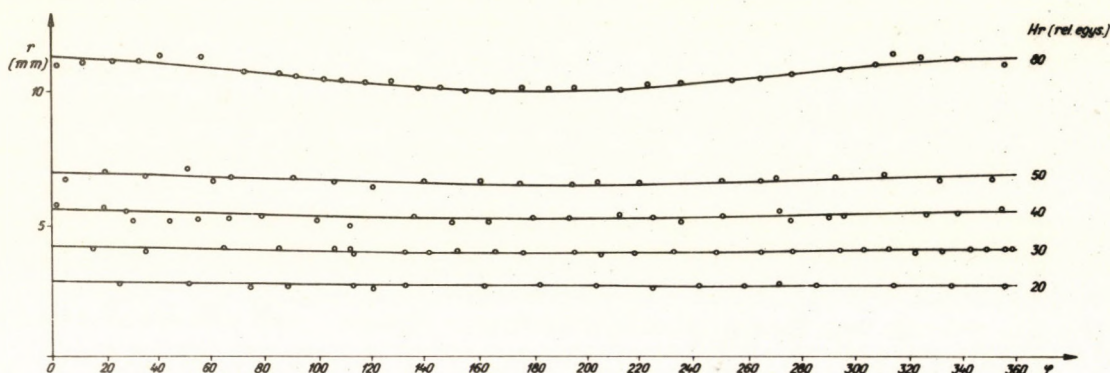
A /7/ és /8/ formulák alapján az ODRA 1013 számológép segítségével kiszámítottuk polárkoordináta rendszerben különböző B_r értékekhez tartozó azonos térerősségű helyek r, ϕ koordinátáit. A koordináta rendszer kezdő pontját az elméleti optikai középponthez transzformáltuk. Ezek az eredmények láthatók a 10. ábrán 30 %-os kétirányú aszimmetrizálás esetére a kvadrupól-lencse középső tartományában. A körök a kísérleti téreloszlásból grafikus úton meghatározott értékeket jelentik. A kísérleti és az elméleti adatok összenormálását szintén számológéppel, legkisebb-négyzetek módszerével végeztük. Erre azért volt szükség, mert az elméleti formulában szereplő W mágneses pólus-erősség nem számolható megfelelő pontossággal, s nem végeztük el a mágneses térmérő állandójának abszolút meghatározását sem.

A kísérleti adatokból meghatározott középponteltolódásokat a 11. ábra szemlélteti. Itt a /9/ egyenletből meghatározott értékeket a pontok jelzik. Az ábrán koordináta tengelyekként az x , illetve y irányban fellépő r egységekben kifejezett középponteltolódások szerepelnek.

A 10. és 11. ábrák a kísérleti és elméleti eredmények jó egyezését mutatják.

b. Konkáv hengeres pólusu lencse

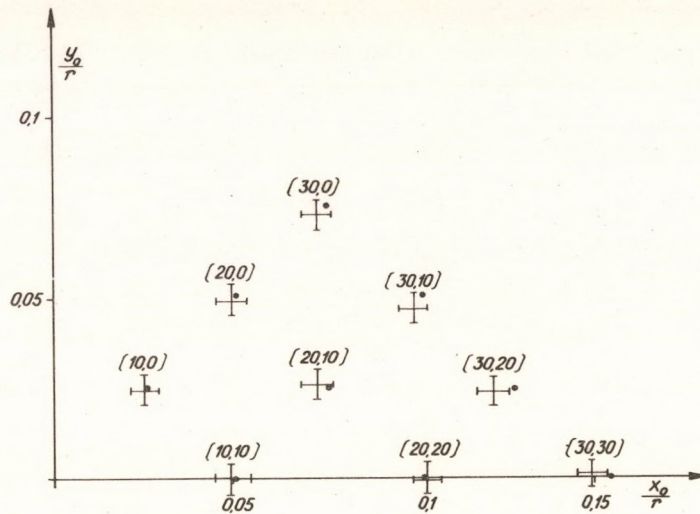
A 8.b. ábrán bemutatott lencsére ugyanazokat a vizsgálatokat végeztük el, mint konvex esetben. A 12. ábrán a kétirányban 30 %-ra aszimmetrizált esetre nyert kísérleti és elméleti adatokat mutatjuk be a radiális térerő eloszlására. A 13. ábra a középpont eltolódást szemlélteti a δ_i ($i = 1, 2$) aszimmetriaparaméterek függvényében.



12. ábra. Az $R/a = 1.15$ esetnek megfelelő mindkét irányban 30 %-ra aszimmetrizált konvex hengeres pólusu mágneses lencse radiális térerősség eloszlása az eltolt középpont körül polár koordináta rendszerben. A folytonos vonal az elméleti adatokat, a körök a kísérleti eredményeket szemléltetik.

Fig. 12. Radial field strength of a convex cylindrical magnetic lens asymmetrized in both direction to 30 % ($R/a = 1.15$) shown in polar coordinates measured from the shifted field center. Full line: theoretical data, circles: experimental results.

Рис. 12. Распределение полярной системе координат вокруг смещенного центра радиального магнитного напряжения поля для квадрупольной линзы с выпуклыми полюсами с несимметричным питанием в оба направления на 30 % в случае $R/a = 1.15$. Теоретические данные показываються непрерывной линией, а экспериментальные данные - кривыми.



13. ábra. Az $r/a = 1.15$ esetnek megfelelő konvex hengeres pólusú mágneses lencse középpontjának eltolódása. A pontok az elméleti adatok, a keresztek a kísérleti értékek.

Fig. 13. Field center shift of a convex cylindrical magnetic lens. ($R/a = 1.15$). Points: theoretical data, crosses: experimental results.

Рис. 13. Смещение центра магнитной квадрупольной линзы с выпуклыми полюсами в случае $R/a = 1.15$. Теоретические данные показывается точками, а экспериментальные данные - кругами и ошибки - крестами.

6. KONKLÚZIÓ

A bemutatott eredmények összefoglalásaként kijelenthetjük, hogy az $/1/$ potenciálfüggvény és a $/2/$, $/3/$ kifejezések jól leírják az aszimmetrizált kvadрупollencsék terének sajátságait és alkalmasak az ilyen ionoptikai elemek leképzési sajátságainak harmadrendű tárgyalására.

IRODALOM

- [1] T. HUUS, magánközlés /1963/.
- [2] KOLTAY E., SZABÓ GY., ATOMKI Közlemények 6, 105 /1964/.
- [3] E. KOLTAY, GY. SZABÓ, Nucl. Instr. and Methods 35, 88 /1965/.
- [4] А.Е. АНДРОСОВ, Э. КОЛТАЙ, Т.М. ОСЕТИНСКИЙ, Д. САВО, И.А. ЧЕПУРЧЕНКО, Дубна 9-2922 /1966/.
- [5] CH. KECK, W. LIEBICH, H. POSE, Kernenergie 10, 247 /1967/.
- [6] CH. KECK, W. LIEBICH, H. POSE, Kernenergie 10, 273 /1967/.
- [7] J.E. DRAPER, Rev. Sci. Instr. 37, 1990 /1966/.
- [8] Л.П. ОЕСЯНИКОБА, С.Я. ЯЕОР, Ж.Т.Ф. 38, 1810 /1968/.

- [9] H. DESTAEBLER, JR. STANFORD, Preprint SLAC-TN-65-14 /1965/.
- [10] J.G. CRAMER, F.H. SCHMIDT, Nucl. Instr. and Methods 45, 325 /1966/.
- [11] A.P. BANFORD, The Transport of Charged Particle Beams, London, 1966.
- [12] L.P. OVSYANNIKOVA, S.YA. YAVOR, E. KOLTAY, GY. SZABÓ Nucl. Instr. and Methods. 74, 185 /1969/.
- [13] М. СИЛАДИ, Э.Б. ШПАК, С.Я. ЯВОР, Радиотехника и электроника 13, 185 /1968/.
- [14] CSUKA I., ATOMKI Közlemények 10, No. 3. 37 /1968/.
- [15] KOLTAY E., Magyar Fizikai Folyóirat 10, 145 /1962/.
- [16] S.B. BURRON, D.W. MARTIN, L.C. SCHMID, Rev. Sci. Instr. 30, 513 /1959/.

VAN DE GRAAFF GENERÁTOROK ENERGIASZABÁLYZÓ RENDSZEREI

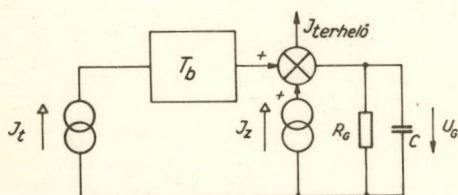
PAÁL ANDRÁS

1. BEVEZETÉS

Van de Graaff (VdG) típusú gyorsítókkal magreakciókban elérhető energiafelbontást több tényező befolyásolja. A gyorsítófeszültség ingadozásaiból fellépő energiafluktuáció általában nagyságrendekkel nagyobb effektust ad az energiafelbontás meghatározásánál, mint az ionforrásból kilépő ionok statisztikus jellegű energiafluktuációja, vagy a targeteken fellépő energiadiszperzió. Ugyanakkor ezen két utóbbi tényező lévén statisztikus folyamat következménye, lényegében nem befolyásolható, illetve az adott probléma által meghatározott minimális érték alá nem csökkenthető, így reális határt ad a generátor nagyfeszültség szabályozásával szemben támasztott követelményeknek. A gyorsítófeszültség ingadozásaiból származó energiafluktuáció alkalmasan megválasztott elektronikus rendszer segítségével jelentős mértékben csökkenthető. Figyelembe véve a fentiekből adódó racionális határt a gyakorlatban elegendő a gyorsítófeszültséget 0,01 %-ra stabilizálni a MV-os tartományban. Az alábbiakban a korszerű nyomásgenerátorok elektromos tulajdonságait vettük figyelembe.

2. VdG GENERÁTOR ELEKTROMOS HELYETTESÍTŐ KÉPE

A helyettesítő kép szempontjából a generátor lényeges elemei a következők: egy R_G feszültségosztón keresztül földelt nagyfeszültségű elektród, mely C kapacitással rendelkezik a földelt nyomástartályhoz. A szalagtöltés áramgenerátoros táplálást biztosít. A generátor I_t töltőárama T_b késleltetés után jut el a párhuzamos RC taghoz. Ha I_t állandó, a fellépő feszültségfluktuációk egy járulékos I_z áramu áramgenerátorral vehetők figyelembe. (1. ábra). Ha feltételezzük, hogy I_z frekven-

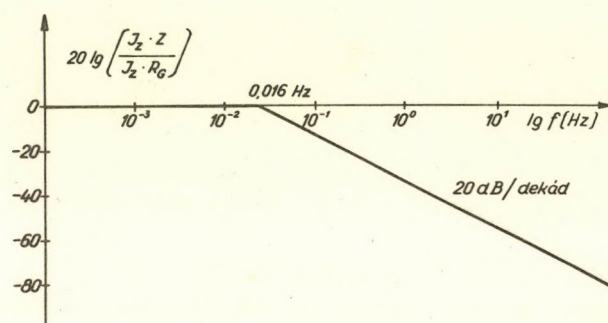


1. ábra. Van de Graaff generátor elektromos helyettesítő képe.
Fig. 1. Equivalent circuit of the Van de Graaff accelerator.
Рис. 1. Эквивалентная схема ускорителя типа Ван де Графа.

ciaspektruma folytonos és az egyes komponensek azonos amplitudóval lépnek fel, akkor f_t törésponti frekvenciánál nagyobb frekvenciás zavarok a növekvő frekvenciával arányos csillapítást szenvednek. $C = 100$ pF-os (nagyfeszültségű elektród-tank) kapacitás, $R_G = 10^{11} \Omega$ osztóellenállás feltételezésével

$$f_t = \frac{1}{2\pi R_G C} = \frac{1}{6,28 \cdot 10^{11} \cdot 10^{-10}} = 0,016 \text{ Hz}$$

Az f_t frekvenciánál nagyobb frekvenciás zavarok csillapítását a 2. ábra mutatja. A görbét $I_z \cdot R_G$ értékre normalizálva adjuk meg.



2. ábra. A generátor időállandójából származó csillapítás a frekvencia függvényében.

Fig. 2. Attenuation due to the accelerator time constant as a function of the frequency.

Рис. 2. Затухание причиненные постоянной времени ускорителя в зависимости от частоты.

A mérések alapján [1,2] a generátor méreteitől függően, normális működés esetén a feszültségfluktuációk frekvenciaspektruma 0 - 20 Hz-es tartományba esik csökkenő amplitudóval. Jelentős nagyságúak az igen lassu komponensek, a szalagsebességéből számítható f_b frekvenciájú zavarok és azok felharmónikusai. A stabilizálatlan generátor feszültség-ingadozásainak frekvenciaspektruma tényeges támpont a szabályzórendszer tervezésénél [1].

3. HIBAJELKÉPEZŐ ELEMEN

A hibajelképező elemek feladata az, hogy a névleges feszültség megváltozása esetén az eltéréssel arányos és fázishelyes hibajeleket hozzanak létre. A rádiófrekvenciás ionsebesség-mérés [3] módszerének segítségével nehezen származtathatunk hibajeleket, ezért e módszer nem használatos. Hibafeszültség létrehozására az alábbi eszközök alkalmazhatók.

3.1..Az ellenállásos feszültségosztó

A MV-os tartományban a nagyfeszültség mérés egyik lehetséges megoldása a nagyfeszültségű elektróda és a föld között elhelyezett ellenállásos feszültségosztó [4]. A hibafeszültséget ugy kap-

juk, hogy a leosztott feszültséget összehasonlítjuk egy nagy pontosságú referenciafeszültséggel. E módszer csak igen precíz válogatott ellenállások esetén alkalmazható abban az esetben, ha az osztón a feszültségosztást a töltőrendszer és a gyorsított nyaláb nem befolyásolja.

3.2. Mágneses analizátor

10^{-4} energiaszabályozó biztosító szabályozó kör hibajelképző eleme a mágneses analizátor, amely legalább 10^{-5} mágneses tér stabilitással rendelkezik. Adott mágneses térerősségnél csak egy meghatározott energiájú nyaláb haladhat át az analizátor kimenetén elhelyezett résrendszeren út nélkül. Egyébként a kilépő rések pofáihoz kapcsolt levezető ellenállások egyikén az eltérés előjelétől függően a nyalábáram egy része átfolyik. A keletkező ΔU_s hibafeszültség azonban nemcsak a nyaláb helyzetének, hanem intenzitásának is függvénye. Kizárólag a nyaláb helyzetére jellemző hibajel nyerhetünk, ha a kilépő rések pofáira felfutó I_1 , illetve I_2 áramok különbségének és összegének hányadosát képezzük. Az $\frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}$ hányados képzésére több módszer ismeretes [5, 6]. Ha a kilépő rések szórt kapacitása a földhöz C_s , a réserősítő bemenőellenállása R_{IN} , a résrendszer, mint hibajelképző elem átviteli függvénye a következő:

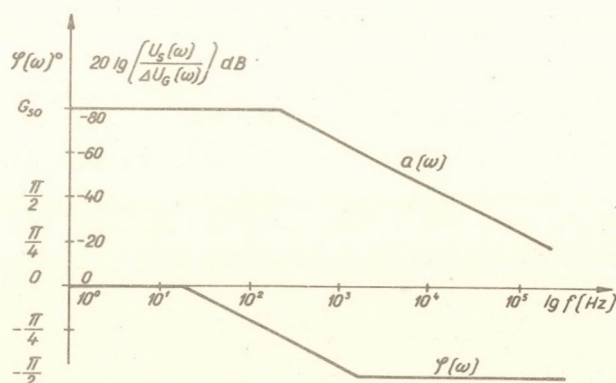
$$G_s(\omega) = G_{so} \frac{1}{1 + j \frac{\omega}{\omega_s}} \quad \text{ahol} \quad \omega_s = \frac{1}{R_{IN} C_s}$$

Esetünkben $C_s \sim 100 \text{ pF}$; $R_{IN} \sim 10 \text{ M}\Omega$. Így

$$\omega_s = \frac{1}{10^7 \cdot 10^{-10}} = 10^3 \text{ rad/sec}$$

$$f_s = \frac{\omega_s}{2\pi} = 160 \text{ Hz}$$

G_{so} -t a réserősítő és mágneses analizátor jellemzői határozzák meg: $G_{so} = 10^{-4}$ esetén a résrendszer $a(\omega)$ amplitúdó- és $\varphi(\omega)$ fáziskarakterisztikájának törtvonalas közelítése a 3. ábrán látható.



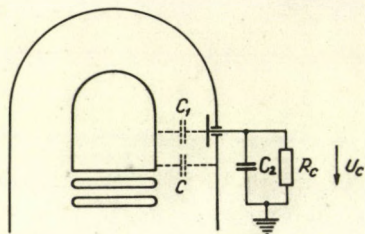
3. ábra. A mágneses analizátor és a réserősítő átviteli függvénye.

Fig. 3. Transfer function of the magnetic analyser and slit amplifier.

Рис. 3. Переходная характеристика магнитного анализатора и щелевого усилителя.

3.3. Kapacitív mérőlap

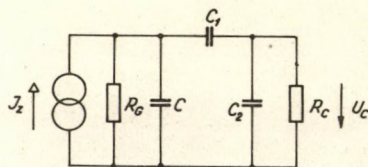
A réserősítő fáziskarakteristikáján látható, hogy 10 Hz-nél nagyobb frekvenciájú hibajelek esetén a ΔU_s -ben ΔU_G -hez viszonyítva fáziskésés lép fel. A gyorsabb feszültségváltozásokat kapacitív mérőlap segítségével lehet érzékelni [7]. Ez tulajdonképpen a tank belső falára szigetelten felerősített sík lap (4. ábra). Az elrendezés elektromos helyettesítő képét az 5. ábra mutatja.



4. ábra. A kapacitív mérőlap elrendezésének vázlata.

Fig. 4. Schematic diagram for capacitive pick-up.

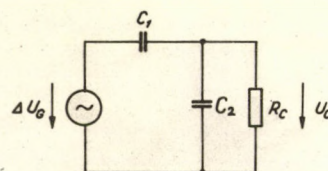
Рис. 4. Схема емкостного датчика.



5. ábra. A kapacitív mérőlap elektromos helyettesítő képe.

Fig. 5. Equivalent circuit of the capacitive pick-up.

Рис. 5. Эквивалентная схема емкостного датчика.



6. ábra. A kapacitív mérőlap egyszerűsített helyettesítő képe.

Fig. 6. Simplified equivalent circuit of the capacitive pick-up.

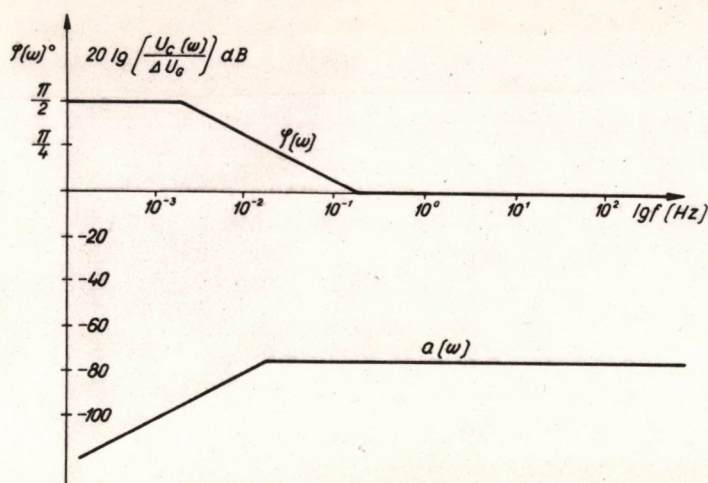
Рис. 6. Упрощенная эквивалентная схема емкостного датчика.

A gömb és mérőlap közötti kapacitás (C_1) $\varnothing 80$ mm-es lap esetén század pF nagyságrendű. Tekintettel arra, hogy a gömb földhöz viszonyított C kapacitása jóval nagyobb, mint C_1 a 6. ábrán látható egyszerűsített helyettesítő kép rajzolható. A kapacitív mérőlap átviteli függvénye a 6. ábra alapján:

$$\frac{U_C(\omega)}{\Delta U_G(\omega)} = \frac{i \frac{\omega}{\omega_1}}{1 + i \frac{\omega}{\omega_2}}$$

$$\text{ahol } \omega_1 = \frac{1}{R_c \cdot C_1} \text{ és } \omega_2 = \frac{1}{R_c (C + C_2)} \sim \frac{1}{R_c \cdot C_2}, \text{ mivel } C_1 \ll C_2.$$

$C_1 = 0,05$ pF, $C_2 = 3$ nF értékű segédkapacitás, $R_c = 3$ G Ω erősítő bemenőellenállás esetén a kapacitív mérőlap átviteli függvénye a 7. ábrán látható. A C_2 segédkapacitás értékét a hibaérzékelő elem alsó frekvenciahatárának ismeretében határozhatjuk meg, tekintettel a mérőlap erősítő bemenőellenállására (R_c).



7. ábra. A kapacitív mérőlap átviteli függvénye a frekvencia függvényében.

Fig. 7. Transfer function of the capacitive pick-up.

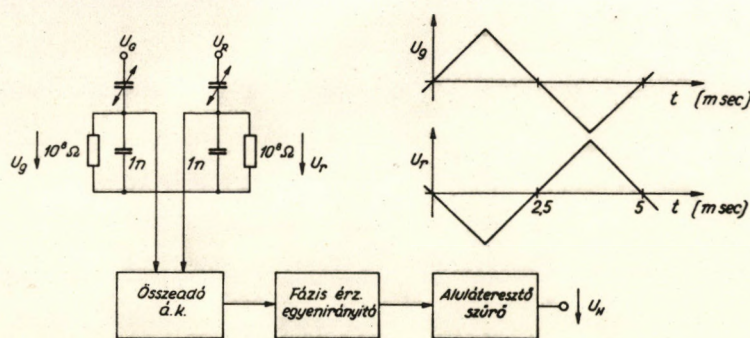
Рис. 7. Переходная характеристика емкостного датчика.

A kapacitív mérőlap igen egyszerű eszköz. Hátránya, hogy az igen kis frekvenciás hibajelek származtatására nem alkalmas, továbbá, hogy a nagyfeszültségű elektróda kényszerrezgése következtében fellépő kapacitásváltozást, mint a gyorsítófeszültségben bekövetkező változást érzékeli. E hatás két egymással szemben elhelyezett párhuzamosan kapcsolt lappal csökkenthető [8].

3.4. Rotációs voltmérő és elektronikája

A rotációs voltmérő tulajdonképpen egy modulált kapacitív osztó. A modulációt egy, a mérőlap előtt forgó földelt elektróda biztosítja. Az eszköz kimenetén váltófeszültség jelenik meg, amely amplitúdóban modulálva tartalmazza a hibajelét. A fordulatszámtól való függést un. referenciateres rotációs voltmérővel lehet kiküszöbölni [9, 5].

E hibajelképző rendszer egy lehetséges megoldásának helyettesítő képét a 8. ábra mutatja.



8. ábra. Rotációs voltmérő és a hozzá kapcsolódó elektronika egy lehetséges megoldásának helyettesítő képe.

Fig. 8. Equivalent circuit of a generating voltmeter and its block diagram.

Рис. 8. Эквивалентная схема включения одной возможной электроники роторного вольтметра.

A két csatornából kapott jelet összegezzük, majd fázisérzékeny demodulátorral egyenirányítjuk. 200 Hz-es vivőfrekvencia esetén a demodulátor körben elhelyezett 0,1 sec időállandójú RC tag megfelelő. Ez az időállandó határozza meg a rendszer átviteli függvényét. Az átviteli függvény a következő:

$$G_r(\omega) = \frac{G_{ro}}{1 + j\omega T_r} \quad \text{ahol } T_r = 0,1 \text{ sec.}$$

Mechanikai oszcillációk miatt az elérhető legnagyobb pontosság 0,1 %.

4. NAGYFESZÜLTÉG-SZABÁLYZÓ ELEMEEK

4.1. Töltőáram szabályzás

A VdG generátor tulajdonképpen egy áramgenerátor, melynek árama egy párhuzamos RC tagon folyik keresztül. A szabályozás kézenfekvő módja a töltőáram változtatása. Tekintettel az igen nagy késleltetési időre, amit a szalag futási ideje hoz be (T_b), csak egyenáramu és igen kis frekvenciájú változások csökkentésére alkalmas ez a beavatkozó szerv. Ha pl. 45°-os fázistolást engedünk meg, amely a T_b késleltetési idő miatt jöhet létre a töltőáramszabályzó körben, akkor ebből számítható a szabályzó elem felső határfrekvenciája $T_b = 0,25 \text{ sec}$ -t feltételezve

$$\omega T_b \leq \frac{\pi}{4} \quad f \leq \frac{\pi}{4} \frac{1}{T_b \cdot 2\pi} = 0,5 \text{ Hz.}$$

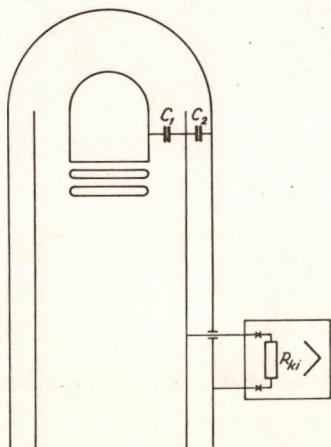
adódik. Ez a határfrekvencia kisebb, mint a szalagsebességből adódó zavarkomponens frekvenciája, így ezzel a szabályzó elemmel az nem csökkenthető.

4.2. Koronaterhelés

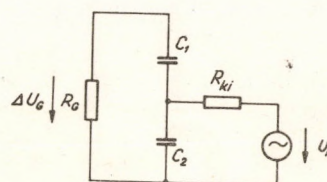
A nagyfeszültség szabályozásának egyik módja az, hogy a nagyfeszültségű elektróda és a földelt tank között egy szabályozható koronakisülést hozunk létre. Eszköze az Ashby és Hanson által kifejlesztett koronatrióda [10]. A koronatrióda tüin átfolyó koronaáram a tükre adott feszültséggel szabályozható. Jó geometriai elrendezésnél 1 kV-al változtatva a tük feszültségét 10 μA koronaáram-változás is elérhető. A szabályzórendszer szempontjából lényeges az az idő, amely alatt az ionok elérik a nagyfeszültségű elektródát. Allennek [11] a tényleges működés közben végzett vizsgálatai azt mutatják, hogy a koronatriódánál $T_i = 20 \text{ msec}$ késleltetési idővel kell számolni. A késleltetési idő miatt a geometriai méretektől és egyéb paraméterektől függően 10 - 20 Hz felső határfrekvenciáig lehet használni ezt az eszközt szabályozási célokra. Hátrányai közé tartozik, hogy helyzetét változtatni kell a gyorsítófeszültségtől függően, valamint jelentős munkaponti árammal rendelkezik.

4.3. Kapacitív bélés

A nagyfeszültségű elektróda és a földelt tank között elhelyezett koncentrikus hengerre adott feszültség segítségével bizonyos határok között változtatható a generátor feszültsége. Az elrendezés vázlata 9. ábrán az elektromos helyettesítő kép a 10. ábrán látható. A C_1 a bélés és nagyfeszültségű



9. ábra. A kapacitív bélés elrendezésének vázlata.
Fig. 9. Schematic diagram of the capacitive liner.
Рис. 9. Принциальная схема лайнера.

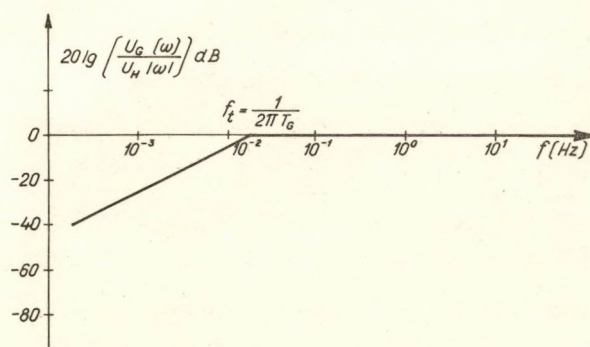


10. ábra. A kapacitív bélés elektromos helyettesítő képe.
Fig. 10. Equivalent circuit of the capacitive liner.
Рис. 10. Эквивалентная схема лайнера.

ségű elektróda, C_2 a bélés és a föld közötti kapacitás. Ha az $R_{KI} \ll R_G$ feltétel teljesül a rendszer átviteli függvénye a következő lesz:

$$\frac{\Delta U_G(\omega)}{U_H(\omega)} = \frac{j\omega T_G}{j\omega T_G + 1}$$

$C_1 = 200$ pF, $T_G = 10$ sec értékeket a fenti kifejezésbe helyettesítve a 11. ábrán látható átviteli függvényt kapjuk.

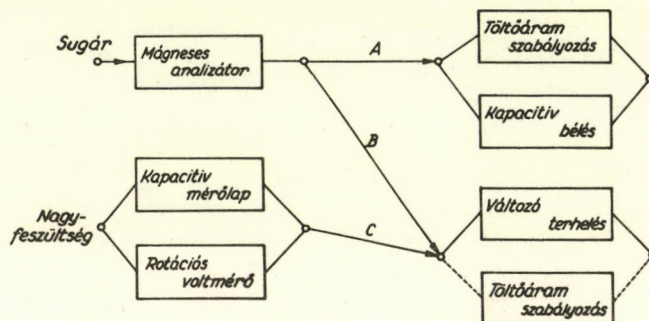


11. ábra. A kapacitív bélés átviteli függvényének képe a frekvencia függvényében.
Fig. 11. Transfer function of the capacitive liner.
Рис. 11. Переходная характеристика лайнера.

A kapacitív bélés szabályzási tartománya néhány század Hz-től néhányszor 10 Hz-ig terjed a geometriai méretektől, illetve a hozzákapcsolódó erősítő paramétereitől függően [1].

5. NAGYFESZÜLTÉG-SZABÁLYZÓ RENDSZEREK

Figyelembe véve a nagyfeszültségű elektródán megjelenő feszültség-ingadozások frekvenciaspektrumát, elegendő egy olyan szabályzókört tervezni, melynek sáv szélessége 15–20 Hz. A fenti hibajelképező és beavatkozó elemekből összeállítható különböző szabályzóhurkokat a 12. ábra sz-



12. ábra. A hibajelképező és beavatkozó elemekből felépíthető szabályzókörcik lehetséges megoldásai.

Fig. 12. Feasible combinations of error detectors and controllers.

Рис. 12. Возможные решения цепей регулирования, построенных датчиков и корректоров.

szegzi [5]. A szabályzórendszer megválasztása különböző tényezőktől függ. Abban az esetben, ha 10^{-3} stabilitás elegendő, használható a C stabilizáló rendszer. A B és C rendszer együttes használatával egy széles szabályzási tartomány, nagystabilitású szabályzó kör építhető fel [11, 5].

Az A rendszer igen nagy előnye, hogy nem a terhelő áram változtatásával szabályoz. E rendszer részletes analizisét A. Gabet és J. Taieb [1] végezték el.

6. STABILITÁS ANALIZIS

A szabályzórendszerekkel szemben támasztott két legfontosabb követelmény a pontosság és a stabilitás. Sajnos ezek egymással ellentétes követelmények [13]. A szabályzórendszerek viszonylag egyszerűen számíthatók Laplace transzformáció segítségével.

Egy $f(t)$ függvény Laplace transzformáltja a következőképpen írható fel:

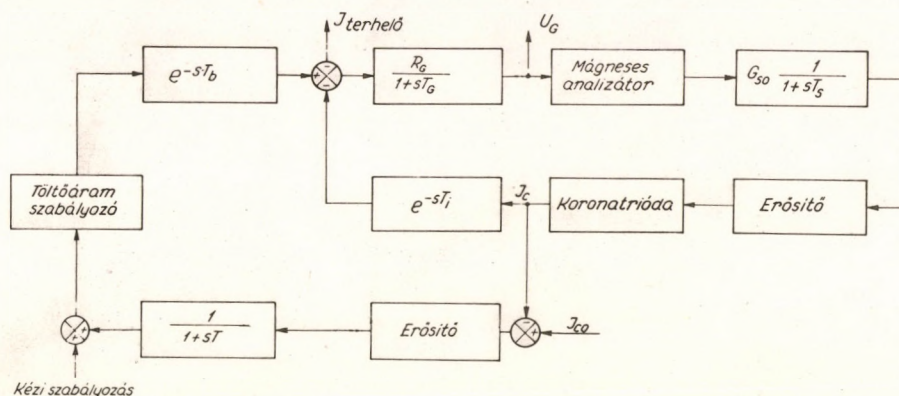
$$L\{f(t)\} = F(s) = \int_0^{\infty} f(t) \cdot e^{-st} dt, \quad \text{ahol } s = \delta + j\omega$$

A szabályzástechnikából ismeretes, hogy egy rendszer akkor stabil, ha a nyílt hurokerősítést adó karakterisztikus egyenlet gyökei s komplex sík bal felén találhatók. A karakterisztikus egyenletet nem szükséges megoldani, elegendő megmutatni, hogy az $A(s) \cdot \beta(s)$ kifejezésnek nincsenek zérus helyei az s komplex sík jobb felén. A Nyquist kritérium segítségével ez megmutatható.

7. MÁGNESES ANALIZÁTORBÓL, KORONATRIÓDÁVAL ÉS TÖLTŐÁRAMSZABÁLYZÓVAL

FELÉPÍTETT RENDSZER ANALIZISE

A szokásos szervo-mechanizmus analízis segítségével tárgyalható szabályzórendszer blokk-



13. ábra. A szokásos szervo-mechanizmus analízis segítségével tárgyalható szabályzórendszer blokkvázlata.

Fig. 13. Block diagram of a controlling system to be treated by the standard servo-mechanism analysis.

Рис. 13. Блок-схема системы регулирования, которую может быть рассчитана при помощи серво-механизма.

vázlatát a 13. ábra mutatja [14]. Mágneses analizátorból, mint hibadetektorból és koronatriódából álló rendszer nyílthurku átviteli függvénye a következő:

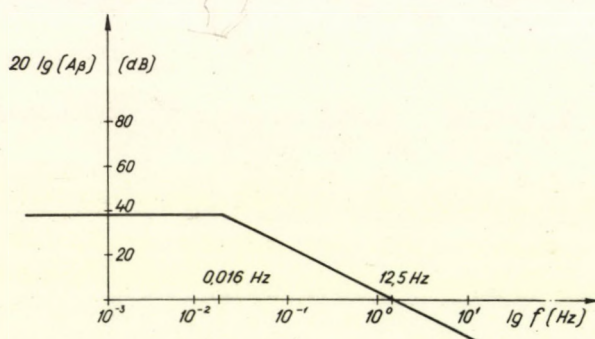
$$A(s) \beta(s) = \frac{G_0}{1+sT_G} e^{-sT_i} \frac{1}{1+sT_s}.$$

Ahol G_0 a nyitott hurok erősítése $\omega = 0$ frekvencián, T_i a koronatrióda késleltetési ideje (20 msec), T_s a réserősítő, és T_G pedig a generátor időállandója. A G_0 maximális értéke abból a feltételből számítható, hogy azon a frekvencián, ahol a nyílt hurok fáziskésleltetése eléri a 180° -ot, a hurokerősítésnek 1 alá kell csökkennie. A generátor 10 sec időállandója következtében $f_t = \frac{1}{6,28 \cdot 10} = 0,016$ Hz-től kezdve a hurokerősítés 20 dB/dekád értékkel csökken. A $T_G = 10$ sec időállandó létrehoz egy 90° -os fáziskésést már $10 f_t$ -nél nagyobb frekvencián. Ha további 90° -os fázistolást engedünk meg, amely a koronatrióda késleltetési ideje miatt lép fel a szabályzó kör felső határfrekvenciáján, akkor ebben az esetben ez a frekvencia: $f_{\max} = \frac{\pi}{2} \frac{1}{2\pi T_i} = 12,5$ Hz lesz. Látható, hogy ezen a frekvencián a réserősítő időállandója (T_s) által létrehozott fázistolás első közelítésben elhanyagolható a fenti értékek mellett.

A felső határfrekvencia és a törésponti frekvencia alapján már a G_0 elméleti maximális értéke meghatározható:

$$G_{0 \max} = \frac{f_{\max}}{f_t} = \frac{12,5}{0,016} = 780$$

illetve a 14. ábrán látható Bode-diagramból közvetlenül leolvasható. A diagram még azt is megmutatja, hogy egy f_z frekvenciájú zavarójelet a szabályzókör hányad részére csökkent a szabályzóhurok



14. ábra. Mágneses analizátorból, koronatriódából felépített szabályzó kör nyithurku átviteli függvényének frekvenciafüggése.

Fig. 14. Open loop transfer function of a controller composed of magnetic analyser and corona trioda.

Рис. 14. Передаточная функция разомкнутой цепи регулятора, построенного из магнитного анализатора и коронирующего триода.

zárása után. A szabályzórendszer hurokerősítését, illetve pontosságát növelni lehet a koronatrióda hurkával párhuzamosan kötött töltőáramstabilizátor beiktatásával. A töltőáramot szabályozó kör kézi vezérlésű vagy automatikus működésű lehet. Hibajelét a réserősítóből vagy közvetlenül a koronatrióda áramából származtathatjuk. Optimális beállítás esetén elméletileg $G_{o\max} = 1900$ engedhető meg. A rendszer stabil működése úgy biztosítható, hogy az legalább 30° fázistartalékkal rendelkezék, ez $G_{o\max}$ értékének csökkentésével, vagy kompenzáló áramkör beiktatásával érhető el [15]. A 13. ábrán látható rendszerek stabilitás analízise hasonló a fentihez. Némely esetben azonban célszerűbb egy rendszer stabilitás analízisének grafikus vizsgálata, melyet Wierds [5] ismertetett részletesen. Megfelelően megválasztott szabályzórendszer és jól beállított generátor esetén a millió voltos tartományban a következő üzemi paraméterek érhetőek el:

Hosszu idejű stabilitás:

Rés hibajelét felhasználva: $\pm 50 \text{ V}/10^6 \text{ V}$ nagyfeszültség

Rotációs voltmérőről: $\pm 500 \text{ V}/10^6 \text{ V}$ nagyfeszültség

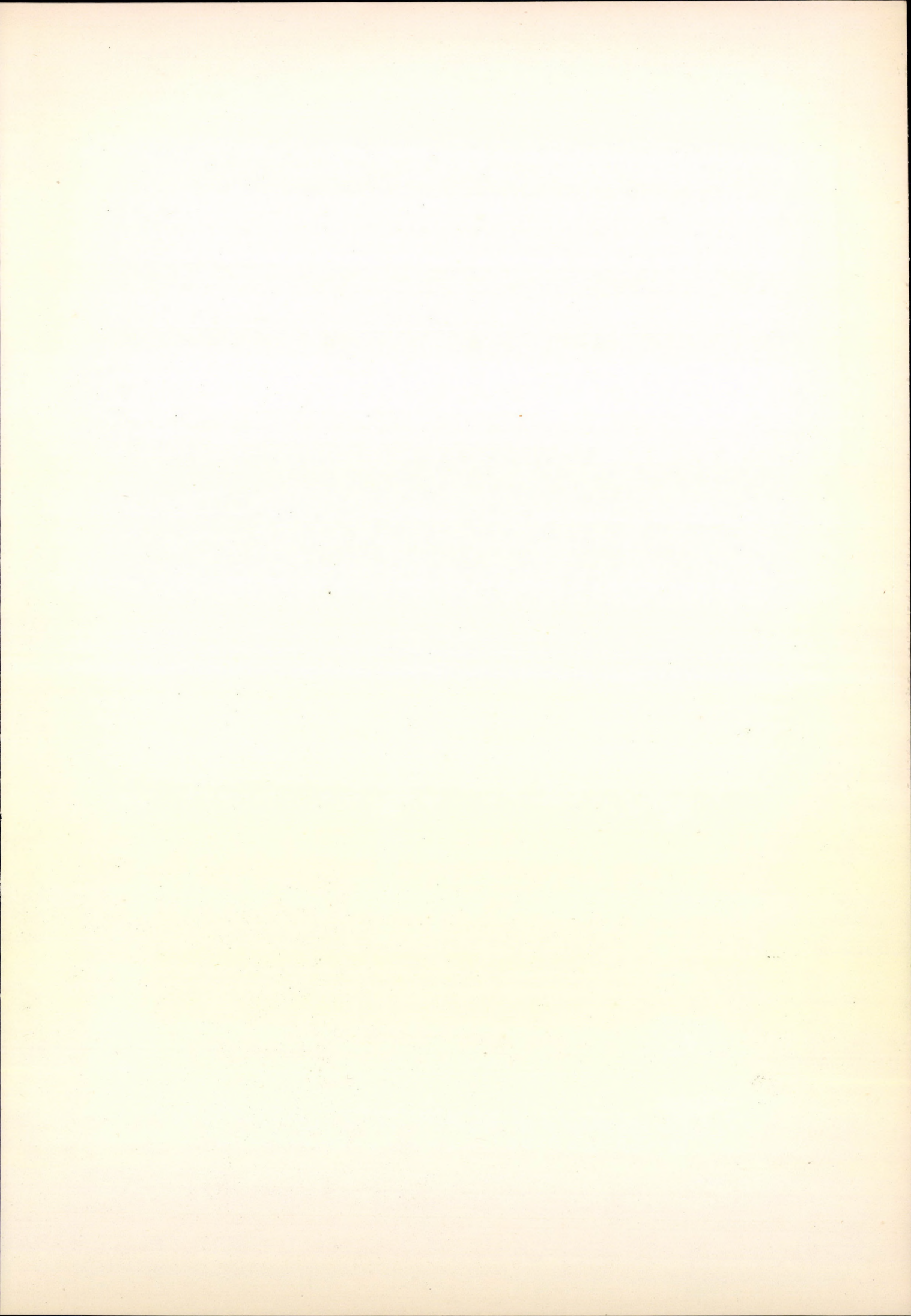
Szalagfrekvenciás zavarókomponens $150 \text{ V}_{pp}/10^6 \text{ V}$ nagyfeszültség

Minimális résáram 10^{-10} Amp.

IRODALOM

- [1] A. GABET, J. TAIEB, L' Onde Electrique 35./1955/ No. 344. 1033.
- [2] H. FAUSKA, J.S. HEAGNEY, T.J. MORGAN, F.H. SCHMIDT, IEEE. Trans. on Nucl. Sci., NS-14 /1967/ No. 3, 166.
- [3] W. ALTAR, M. GARBUNY, W. COLTMAN, Phys. Rev. 72 /1947/ 528. és 76. /1949/ 496.

- [4] T. BERNSTEIN, J.H. HUNTER, J.H. STICHMAN, IEEE Trans. on Nucl. Sci. NS-16/1969/ No. 2. 19.
- [5] D. WIERTS, Thesis, University of Groningen /1964/.
- [6] E.A. GERE, H.P. LIE, G.L. MILLER, IEEE Trans. on Nucl. Sci., NS-14 /1967/ No.3.161.
- [7] H.V. LARSON, I.T. MYERS, Rev. Sci. Instr. 30 /1959/ 1022.
- [8] J. GALE, Nucl. Instr. and Meth. 28 /1964/ 1.
- [9] KOLTY EDE, Magyar Fizikai Folyóirat 10 /1962/ 145.
- [10] R.M. ASHBY, A. HANSON, Rev. Sci. Instr. 13 /1942/ 128.
- [11] W.D. ALLEN, R.H. DAWTON, Rutherford High Energy Lab., Chilton, Berkshire. Progress Report, RHEL/R/120 /1966/.
- [12] H. BRAFMAN, G. GOLDRING, D. TAMARI, Nucl. Instr. and Meth. 48 /1966/ 306.
- [13] BOHUS MIKLÓS, Lineáris szabályzások elmélete: Egyetemi jegyzet. Tankönyvkiadó. 1965.
- [14] R.M. KIEHN, MIT. Lab. for Nucl. Sci. Techn. Rep. No. 64.
- [15] H. CHESNUT, R.W. MAYER; Szervomechanizmusok és szabályzórendszerek tervezése. Műszaki Könyvkiadó Budapest 1959.



ELEKTRONIKUS KÉSLELTETŐ EGYSÉG EGALIZÁLT IMPULZUSOK KÉSLELTETÉSÉRE

KÁROLYI GYULA

Az ismertetett késleltető egység equalizált impulzusok időbeni eltolására alkalmas. A késleltetés folyamatosan szabályozható $0,1 - 20 \mu\text{sec}$ között. A berendezés szerves részét képezi az ATOMKI-ban kifejlesztés alatt álló nukleáris műszercsaládnak.

ELECTRONIC DELAY UNIT FOR EGALIZED PULSES. The presented delay unit is suitable for delaying of equalized pulses. The delay is variable between $0,1 - 20 \mu\text{sec}$. This unit is an element of the nuclear modul series being under development in ATOMKI.

СХЕМА ЗАДЕРЖКИ ИМПУЛЬСОВ ПОСТОЯННОЙ АМПЛИТУДЫ. Написанная схема пригодна для эгализированных импульсов. Задержка регулируется в пределах $0,1-20 \mu\text{сек}$. Разработанная схема является элементом серии приборов для ядерной физики разработанной в АТОМКИ.

1. BEVEZETÉS

A magfizikában előforduló mérési problémák közt jelentős helyet foglalnak el a koincidencia mérések. Az ilyen jellegű mérési elrendezések széles skáláját áttekintve megállapítható, hogy az esetek nagy többségében, főként a lassu-gyors rendszerű elrendezések használata esetén, a természetben egyidejűleg lejátszódó események hatására az alkalmazott detektálási rendszerek eltérő tulajdonságai miatt különböző időpontban érkező jeleket észlelünk azok kimenetén. Ilyenkor szükséges a további lépések végrehajtása szempontjából a detektálási rendszerekben fellépő időkülönbség kompenzálása. Ez a kisebb késleltetéssel rendelkező ágakban, vagy ágakban alkalmazott plusz késleltetés beiktatásával történhet. A gyakorlatban előfordulhat olyan eset is, amikor a szükséges plusz késleltetés több mint $10 \mu\text{sec}$. Ugyanakkor az alkalmazott késleltető egységnek, ha azt általánosan is fel akarjuk használni, változtatható késleltetésűnek kell lennie, mégpedig folyamatosan, vagy legalább $0,5 \mu\text{sec}$ -nél kisebb lépésekben szabályozhatónak. Ezen követelmény kielégítése művonalas késleltetés esetén nagy nehézségekbe ütközik, mivel a nagyobb késleltetésű művonalak nagy csillapítása jelentős jelek torzulást okoz, továbbá változtatható kialakítás esetén ez a torzítás a

késleltetés függvénye is. Nem beszélve arról, hogy az elérhető művonalak általában nagy karakterisztikus impedanciája tranzisztorizált berendezések használata esetén komoly illesztési problémákat is okoz. Ezért esett a választásunk az elektronikus megoldásra.

Az alábbiakban az ATOMKI-ban kifejlesztés alatt álló nukleáris műszercsalád szerves tagjaként létrehozott DC-csatolt, 0,1- 20 μsec . között folyamatosan változtatható késleltetésű elektronikus késleltető egységet ismertetjük, mely egalizált impulzusok időbeli eltolására alkalmas.

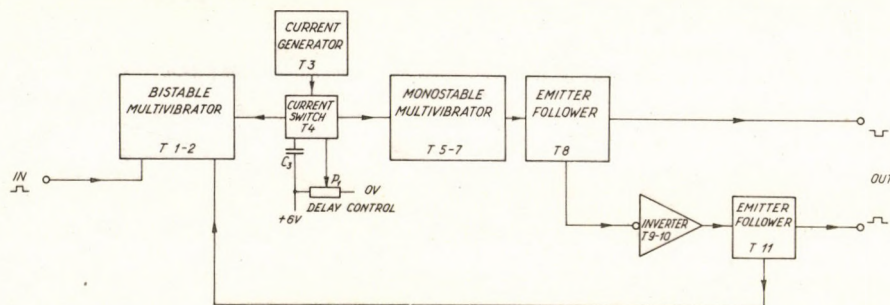
2. A KÉSLELTETŐ LEIRÁSA

2.1. Működési elv

A berendezés áramköri tömbvázlatát az 1. ábra mutatja. A bemenő fokozatot egy bistabil multivibrátor alkotja. Nyugalmi állapotban a C_3 kondenzátor töltésmentes. Bejövő jel hatására a bistabil kör átbillen és az áramgenerátor (current generator) elkezd a C_3 -at feltölteni. Amikor a C_3 -on lévő feszültség az áramkapcsoló (current switch) beállított küszöbfeszültségét eléri, az áramgenerátor árama az áramkapcsolón keresztül az ezt követő monostabil multivibrátor bemenő bázisosztójába folyik és a monostabil kört bebillenti. A fellépő késleltetés mértékét az áramkapcsoló küszöbfeszültségének változtatásával szabályozhatjuk. A monostabil multivibrátor jele egy emitter követőn keresztül jut a kimenetre, míg az ellenkező polaritású kimenőjelet egy további inverteren és emitter követőn keresztül nyerjük. A kimenőjelet a bistabil kör másik bemenetére visszacsatolva a kimenőjel megjelenésével egyidejűleg az áramkör alapállapotába tér vissza.

2.2. A kapcsolás részletes ismertetése

A T_1 és T_2 tranzisztorokból álló bistabil multivibrátor nyugalmi állapotában a T_2 tranzisztor vezet, a D_4 diódán keresztül a T_3 áramgenerátor áramát felveszi, valamint a C_3 konden-



1. ábra. A berendezés tömbvázlata.

Fig. 1. Block diagram of the unit.

Рис. 1. Блок-схема установки.

zátort töltésmentes állapotban tartja. Ha a D_1 diódán át a T_1 kollektorára pozitív indítójelet adunk, a bistabil kör átbillen, a D_4 dióda lezár és az áramgenerátor árama a C_3 -at tölti. A konstans töltőáram következtében a C_3 -on lineárisan növekvő feszültség jelenik meg. Amikor a C_3 feszültsége túllépi a T_4 áramkapcsoló bázisfeszültségét, a T_4 kinyit, a T_5 bázisának feszültségét megemeli, azaz a T_5 és T_6 tranzisztorokból álló monostabil kört a metastabil állapotába billenti át.

A D_5 diódán át a T_2 kollektorára pozitív jelet adva a bistabil kör visszatér eredeti állapotába és a D_4 diódán keresztül a C_3 kondenzátort kisüti. A kisütő áram nagyságát a T_2 bázisosztójának felső tagja határozza meg, így a kisülés gyorsítása érdekében a bistabil kör aszimmetrikus felépítésű, R_3 értéke R_6 -nál lényegesen kisebb.

A $T_5 - T_6$ tranzisztorból álló monostabil multivibrátor $-12\text{ V} - +12\text{ V}$ között működött emitter csatolt kapcsolás, melyben a T_6 bázisában a szokásostól eltérően osztót alkalmaztunk, mely megakadályozza a T_6 telítésbe kerülését, és így gyorsítja a kimenőjel felfutását. A monostabil kört a T_7 tranzisztorból és $D_6 - D_7$ diódákból álló szintmegfogó egészíti ki. A szintmegfogó szerepe kettős: egyrészt a kimenő jelalak további javulását eredményezi, másrészt tekintettel az áramkör DC csatolására, a kimenőjel egyenáramu szintjét és amplitudóját állítja be. A P_2 potenciométer az egyenáramu szint pontos beszabályozására alkalmas.

A monostabil kör negatív kimenőjele a T_8 emitterkövetőn át jut a kimenetre. A T_8 jelet ugyanakkor a D_8 Zener dióda egyenáramulag több mint $+12\text{ V}$ -al eltolva a T_9 inverter bázisára adja. A T_9 emitterében alkalmazott visszacsatolás megakadályozza a T_9 telítésbe jutását. Az R_{23} ellenállás változtathatóra van kiképezve a Zener diódák feszültségében mutatkozó szórás egyszerű korrigálása céljából. A T_{10} , $D_9 - D_{10}$ szintmegfogó rendszer azonosan működik, mint T_7 , $D_6 - D_7$. A pozitív kimenő jel a T_{11} emitter követőn át jut a kimenetre, valamint a T_{12} leválasztó emitter követőn át a D_5 diódára. Ez a megoldás egyben biztosítja, hogy a bistabil kör bekapcsoláskor mindig alapállapotba kerüljön.

3. A BERENDEZÉS JELLEMZŐI, MEGJEGYZÉSEK

A berendezés jellemző adatai a következők:

A bemenő jel: pozitív AC, DC

amplitudója: 6 V ($> 5\text{ V}$)

szélessége: $0,8\text{ }\mu\text{sec}$ ($> 0,3\text{ }\mu\text{sec}$)

Bemenő impedancia: 1 kohm

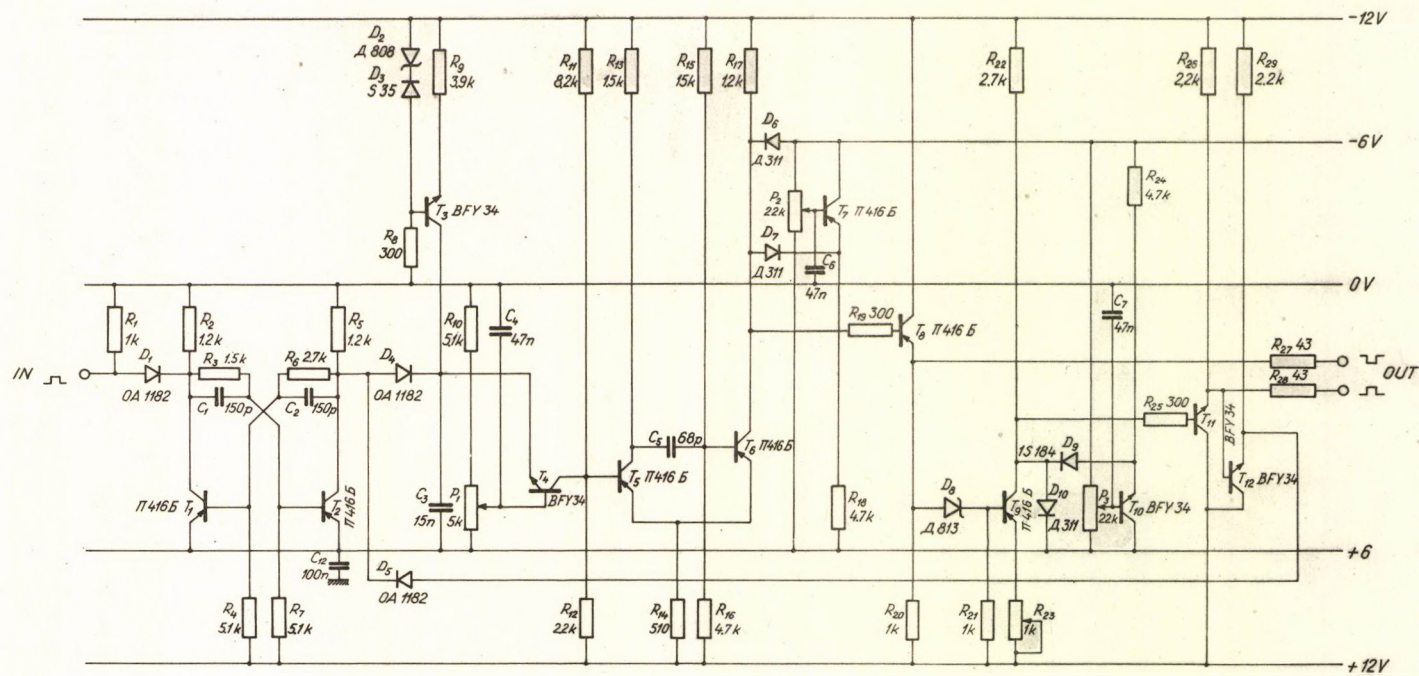
Késleltetés: folyamatosan változtatható, $0,1 - 20\text{ }\mu\text{sec}$

Holtidő: késleltetés + $1\text{ }\mu\text{sec}$

A kimenő jel: pozitív és negatív, DC

amplitudója: 6 V

szélessége: $0,8\text{ }\mu\text{sec}$



2. ábra. A késleltető egység kapcsolási rajza.

Fig. 2. Circuit diagram of the delay unit.

Рис.2. Принципиальная схема устройства задержки.

fel- és lefutása: $< 50 \text{ nsec}$

Kimenő impedancia: $< 100 \text{ ohm}$

Hőmérsékleti stabilitás: $< 10 \text{ nsec}/^\circ\text{C}$

Egy készülékben 5 azonos csatorna nyert elhelyezést. A beállított késleltetéstől függően esetenkénti nagy holtidő gyakorlatilag problémát nem jelent, mivel éppen az olyan esetekben, amikor nagy késleltetésre van szükség, a detektáló rendszer eleve limitálja a terhelhetőséget.

A készüléket 800 órás magfizikai mérés során kipróbáltuk és azzal üzem közben problémák nem adódtak.

DC CSATOLT UNIVERZÁLIS KOINCIDENCIA EGYSÉG

KÁROLYI GYULA

Az intézetben kifejlesztés alatt álló nukleáris műszeres család legújabb tagja az univerzális koincidencia egység. Feloldóképessége a bemenőjel függvénye. 5 bemenete tetszős szerint felhasználható koincidencia, vagy antikoincidencia bemenetként. Kimenő jele számlálók meghajtására és sokcsatornás analizátorok kapuzására egyaránt alkalmas.

DC COUPLED UNIVERSAL COINCIDENCE UNIT. The universal coincidence unit is a new element of the nuclear modul series being under development in our institute. The resolving time depends on the width of input pulses. The 5 input stages can be arbitrarily used as coincidence or anticoincidence inputs. The output pulses are suitable for controlling scalars as well as for gating multichannel analysers.

УНИВЕРСАЛЬНАЯ СХЕМА СОПАДЕНИЯ С ГАЛЬБАНИЧЕСКОЙ СВЯЗЬЮ. Универсальная схема совпадения является новым элементом серии приборов для ядерной физики, которая разрабатывается в нашем институте. Время разрешения зависит от длительности входного импульса. Прибор имеет 5 входов, которые могут быть включены на совпадения или антисовпадения произвольно. Выходные импульсы можно использовать для управления многоканальным анализатором или пересчетным прибором.

1. BEVEZETÉS

A magfizikában használt koincidencia körök közt jelentős szerep jut az ugynevezett lassu koincidencia körök számára. Ezek nagyszámu felhasználási területét itt felsorolni nem áll módunkban, csupán arra szorítkozunk, hogy ismertetjük egy általánosan felhasználható lassu koincidencia körrel szemben támasztott igényeket.

A lassu koincidencia körök feloldóképessége általában 10^{-7} - 10^{-6} sec között van. Az előforduló mérési feladatok szükségessé teszik a hármas, vagy esetenként még többszörös koincidencia mérését. Ugyanakkor felmerül a kör egyszeres, esetleg többszörös letiltásának szükségessége is. Nagy bemeneti terhelés esetén a szinteltolódás kiküszöbölése céljából javasolt a DC csatolás. A kimenő impulzusnak alkalmasnak kell lennie mind számlálók meghajtására, mind sokcsatornás analizátorok kapuzására.

Az egyszerűbb alkalmazhatóság érdekében tanácsos a koincidenciákra és antikoincidenciákra vonatkozó feloldóképességet azonosra választani. Ugyanakkor, ha a kör elemeinek hatása elhanyagolható, a feloldóképességet a bemenő impulzusok szélessége határozza meg. Egy koincidencia kör feloldási ideje $\tau_k = (t_{k1} + t_{k2})/2$, ahol t_{k1} és t_{k2} a bemenő impulzusok szélessége, míg egy antikoincidencia kör feloldási ideje $\tau_{ak} = (t_{ak} - t_k)/2$, ahol t_{ak} a tiltó, t_k a tiltandó impulzus szélessége. Ebből következik, hogy ha $\tau_k = \tau_{ak}$, akkor $t_{ak} = 3t_k$. Ha a koincidencia kör beme-

tein azonos logikai jeleket alkalmazunk, akkor a tiltó jel nyújtását a körön belül kell megoldani.

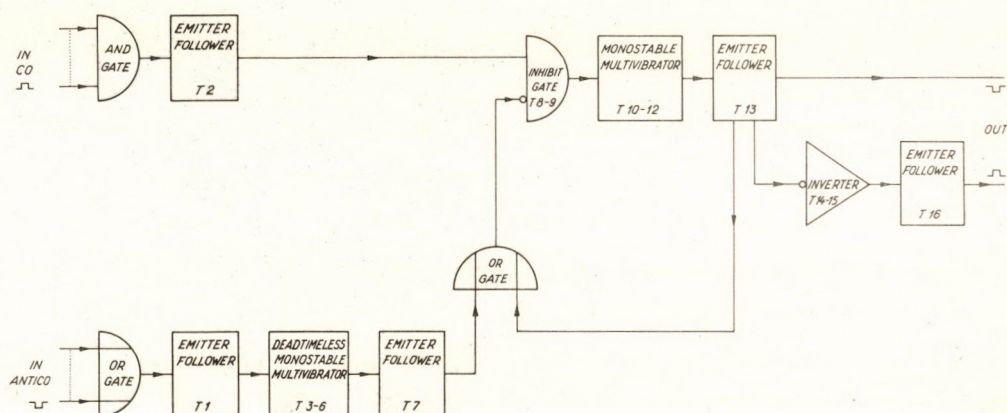
A továbbiakban a fenti szempontok figyelembevételével készült, az ATOMKI-ban kifejlesztés alatt álló nukleáris műszercsalád tagjaként létrehozott DC-csatolt univerzális koincidenca egységet ismertetjük.

2. A BERENDEZÉS LEÍRÁSA

2.1. Működési elv

A koincidenca egység áramköri tömbvázlatát az 1. ábra mutatja. A koincidenca bemenetet egy diódás ÉS kapu (AND gate) alkotja. A létrejövő koincidenca jel egy emitter követőn keresztül egy TILTÓ kapura (INHIBIT gate) jut. A TILTÓ kapura a tiltó jel vagy az antikoincidenca ágról, vagy a kimenetről visszacsatolva érkezik. Az antikoincidenca bemenet egy diódás VAGY kapu (OR gate), melyet egy emitter követő után egy jelformáló kör követ. A jelformáló kimenete egy emitter követőn és egy VAGY kapun keresztül csatlakozik a tiltó kapura. A jelformáló egy speciális holtidő nélküli monostabil multivibrátor (deadtimeless monostable multivibrator), melynek feladata kettős. Egyrészt a koincidenca bemenetre érkező impulzusokkal azonos szélességű antikoincidenca impulzusokat az egyenlő koincidenca- antikoincidenca feloldási idő beállítása céljából megnyújtja, másrészt, mivel a bemenő jelekre metastabil állapotában is érzékeny, többszörös antikoincidenca mérés esetén is 100 %-os tiltási hatásfokot biztosít.

A TILTÓ kapu kimenete egy monostabil multivibrátorra csatlakozik, mely egy emitter követőn keresztül a negatív, továbbá egy inverteren és emitter követőn keresztül a pozitív kimenőjelet szolgáltatja. A koincidenca bemenetet képező ÉS kapuról a TILTÓ kapura érkező jel szélessége a koincidenzában lévő jelek átfedésének függvénye. A monostabil kör kimenetéről a TILTÓ kapura visszacsatolt tiltójel a TILTÓ kapu kimenő jelét azt lerövidítve egalizálja, és így a monostabil kör működési stabilitását növeli.



1. ábra. A berendezés blokkvázlata.

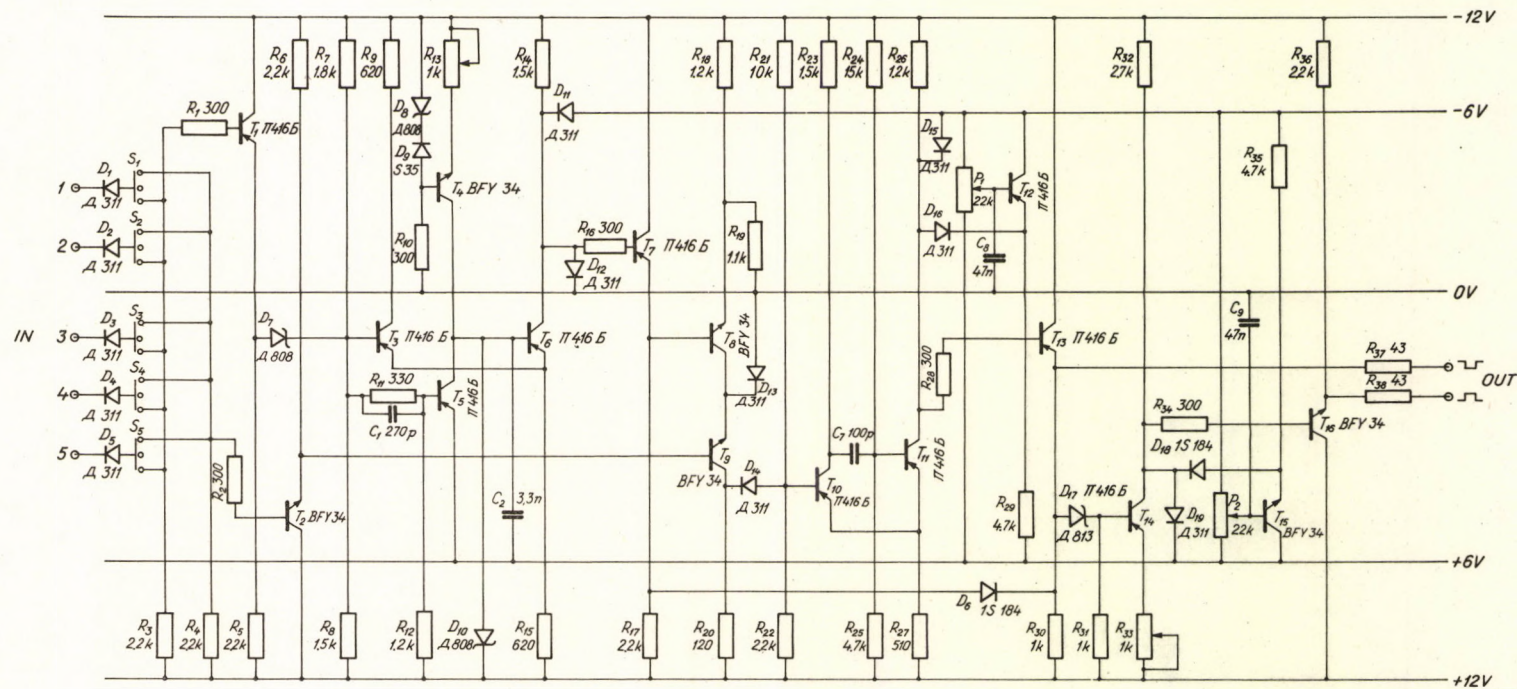
Fig. 1. Block diagram of the unit.

Рис. 1. Блок-схема установки.

2.2. A kapcsolás részletes ismertetése

A koincidencia kör kapcsolási rajza a 2. ábrán látható. Az adott konstrukciónál a bemenetek száma tetszés szerint választható meg. Jelen esetben 5 bemenetet alkalmaztunk. Az 5 bemenet a D_{1-5} diódák katódjára csatlakozik, melyek anódja az S_{1-5} kapcsolók segítségével tetszés szerint az R_3 , vagy R_4 ellenállásokra csatlakozhat, vagy leválasztható. Az R_3 ellenállás és a kapcsolt diódák a VAGY kaput, az R_4 és a hozzátartozó diódák az ÉS kaput képezik. Az ÉS kapu a T_2 emitterkövetőn keresztül a TILTÓ kapu T_8 tranzisztorának bázisára csatlakozik. A VAGY kapu a T_1 emitter követőn és a D_7 szinteltoló Zener diódán át csatlakozik a holtidő nélküli monostabil multivibrátor bemenetére. Az áramkör a T_{3-6} tranzisztorokból áll. Nyugalmi állapotban a T_6 vezet, a T_3 és T_5 lezárt állapotban van. A T_4 áramgenerátor árama a D_{10} szintmegfogó diódán át folyik, mely a T_6 bázisfeszültségét állítja be. Elegendő nagy negatív jelet adva a kör bemenetére az metastabil állapotába billen. A folyamat két hatás együttes eredménye. Egyrészt a T_3 bázisára adott jel T_2 -t kinyitja és így az R_{15} közös emitter ellenállás révén a T_6 emittere negatívabb lesz, másrészt az egyidejűleg a T_5 bázisára adott jel T_5 -öt telítésbe viszi, C_2 kisül, a T_4 áramgenerátor árama T_5 -ön folyik keresztül és így T_6 bázisa pozitívabb lesz. Amíg a bemenőjel tart ez az állapot változatlan. A bemenőjel végetérése után a T_5 -ön fellépő töltéstárolási effektus által meghatározott idő múlva az áramgenerátor C_2 -t lineárisan feltölti. Amikor a C_2 kondenzátor feszültsége a T_6 emitterfeszültségét tuilepi, az áramkör nyugalmi állapotába billen vissza. Könnyen belátható, hogy RC időzítő tag hiányában az áramkörnek holtideje nincs, másrészt az áramkör metastabil állapotában érkező újabb indítóimpulzus hatására a metastabil állapotban lejátszódó folyamatok ismét előlről kezdődnek, késleltetve a visszabillenést. A metastabil állapot időtartama három részből, az indító impulzus időtartamából, a T_5 feléledési idejéből és a C_2 feltöltődési idejéből tevődik össze. A D_{11} és D_{12} diódák a kimenőjel amplitudóját és egyenáramu szintjét állítják be. A monostabil kör kimenete a T_7 emitterkövetőn át csatlakozik a T_8 bázisára.

A T_7 tranzisztor és D_6 dióda az R_{17} ellenállással egy VAGY kaput alkot, melynek jele a T_8 bázisára kerül. A TILTÓ kapu a T_8 és T_9 tranzisztorokból áll. Nyugalmi állapotban T_8 telítésben van, T_9 lezár. Ha T_9 bázisára pozitív indítójelet adunk, kollektorán nagy negatív jel jelenik meg. Ha az indítójellel egyidejűleg T_8 bázisára negatív tiltójelet adunk, T_8 lezár és T_9 kollektorán kimenőjelet nem kapunk. T_8 lezárását az emitterében lévő R_{18} - R_{19} osztó biztosítja. A D_{13} dióda a tiltójel kimenetre való áthatását kűszöböli ki. A T_9 bázisára adott indítójelek szélessége a koincidenciában lévő bemenőjelek átfedésének függvénye. Ha viszont minden koincidencia jelhez egy késleltetett tiltó jelet alkalmazunk, elérhető, hogy a TILTÓ kapu kimenetén egalizált jeleket nyerjünk, ami a TILTÓ kaput követő monostabil multivibrátor működési stabilitását növeli. Ezt a célt szolgálja a D_6 diódán keresztül visszacsatolt kimenőjel. A tiltó kapu kimenete a D_{14} diódán át csatlakozik a T_{10-12} tranzisztorokból álló monostabil multivibrátorra. A monostabil kör és az ezt követő kimenő fokozat teljesen azonos a késleltető egység megfelelő részével [1].



2. ábra. A coincencia kör kapcsolási rajza.

Fig. 2. Circuit diagram of the coincidence unit.

Рис. 2. Принципиальная схема устройства совпадения.

3. MŰSZAKI JELLEMZŐK, MEGJEGYZÉSEK

A berendezés jellemző adatai a következők:

Bemenetek száma: 5 átkapcsolható koincidencia, vagy antikoincidencia működésbe.

Bemenő impedancia: 2 kohm

Koincidencia bemenet: pozitív DC

Bemenő jel amplitudója: 6V ($> 3V$)

szélessége: 0,8 μsec ($> 20 \text{ nsec}$)

Feloldó idő: bemenő jel szélességétől függő

Antikoincidencia bemenet: negatív DC

Bemenőjel amplitudója: 6V ($> 3V$)

szélessége: 0,8 μsec ($> 20 \text{ nsec}$)

Feloldó idő: 0,8 μsec (szabályozható 0,4 - 1,2 μsec)

Kimenet: pozitív és negatív DC

Kimenőjel amplitudója: 6V

szélessége: 1 μsec

fel- és lefutása: $< 50 \text{ nsec}$

Kimenő impedancia: $< 100 \text{ ohm}$

Hőmérsékleti tartomány: 15 - 55 $^{\circ}\text{C}$

A készüléket hosszabb magfizikai mérés során kipróbáltuk, problémák nem léptek fel.

IRODALOM

- [1] KÁROLYI GY., ATOMKI Közl., 11. No. 4. (1969).

КВАДРУПОЛЬНЫЕ И КВАДРУПОЛЬНО-ОКТУПОЛЬНЫЕ ЛИНЗЫ

ШПАК Е.В.

Квадрупольные линзы находят сейчас всё более широкое применение в приборах с электронными и ионными пучками. Помимо ставшего уже традиционным использования квадрупольных линз с ускорителями заряженных частиц, они применяются в бета- и масс-спектрометрах, в электронной микроскопии, в приборах с электронными и ионными зондами, в электронно-лучевых трубках. В последнее время имеется тенденция заменять квадрупольные линзы квадрупольно-октупольными для улучшения качества фокусировки за счёт коррекции сверической аберрации 3^{го} порядка.

Эта статья посвящена обзору работ, связанных с применением квадрупольных и квадрупольно-октупольных линз в указанных выше областях. Рассматриваются также некоторые возможности квадрупольных и квадрупольно-октупольных линз, выявленные в сравнительно недавнее время, и новые наиболее интересные конструкции этих линз.

Триплеты из магнитных квадрупольных линз были использованы для увеличения чувствительности отклонения осциллографических электронно-лучевых трубок по каналу исследуемого сигнала [1-2].

Увеличение абсолютной чувствительности отклонения может быть получено, если за сигнальными отклоняющими пластинами поместить рассеивающую линзу. Как известно, чисто рассеивающих электроннооптических линз не существует. Исключением являются линзы с сетчатыми электродами. Однако из-за больших потерь в интенсивности пучка и возникновения дополнительных искажений, связанных с провисанием поля в ячейки сетки, применение этих линз в данном случае нецелесообразно.

В работах [1-2] чувствительность отклонения трубки увеличивалась за счёт использования рассеивающей плоскости квадрупольной линзы. Третья линза триплета помещалась на выходе луча из отклоняющей системы таким образом, чтобы её рассеивающая плоскость совпадала с плоскостью, в которой пучок отклоняется под действием исследуемого сигнала. Начальный угол отклонения луча, полученный под воздействием сигнала, пропорционально увеличивается линзой. При этом возрастает абсолютная чувствительность отклонения трубки. По данным работы [2] при замене осесимметричной линзы триплетом из квадрупольных линз её абсолютная чувствительность возрасла примерно на порядок.

Кроме того, при замене осесимметричной линзы триплетом относительная чувствительность отклонения трубки может быть увеличена за счёт уменьшения размера пятна на экране. Относительная чувствительность определяется напряжением, которое необходимо подать на сигнальные отклоняющие пластины, чтобы сместить луч на расстояние, равное его диаметру.

Триплет из квадрупольных линз является гибкой фокусирующей системой с точки зрения его электронно-оптических свойств первого порядка. При заданных геометрических пара-

метрах системы меняя возбуждения линз, можно получать стигматичный или астигматичный пучок на выходе из триплета. Плоскость, в которой первая и третья линзы собирают заряженные частицы, а вторая линза рассеивает их, обычно называют плоскостью СДС. Перпендикулярную ей плоскость, в которой действие линз обратное — плоскостью ДСД (см. рис. 1.). Варьируя возбуждения линз при создании стигматичного изображения, можно получать различные увеличения, в том числе и равные увеличения в плоскостях СДС и ДСД.

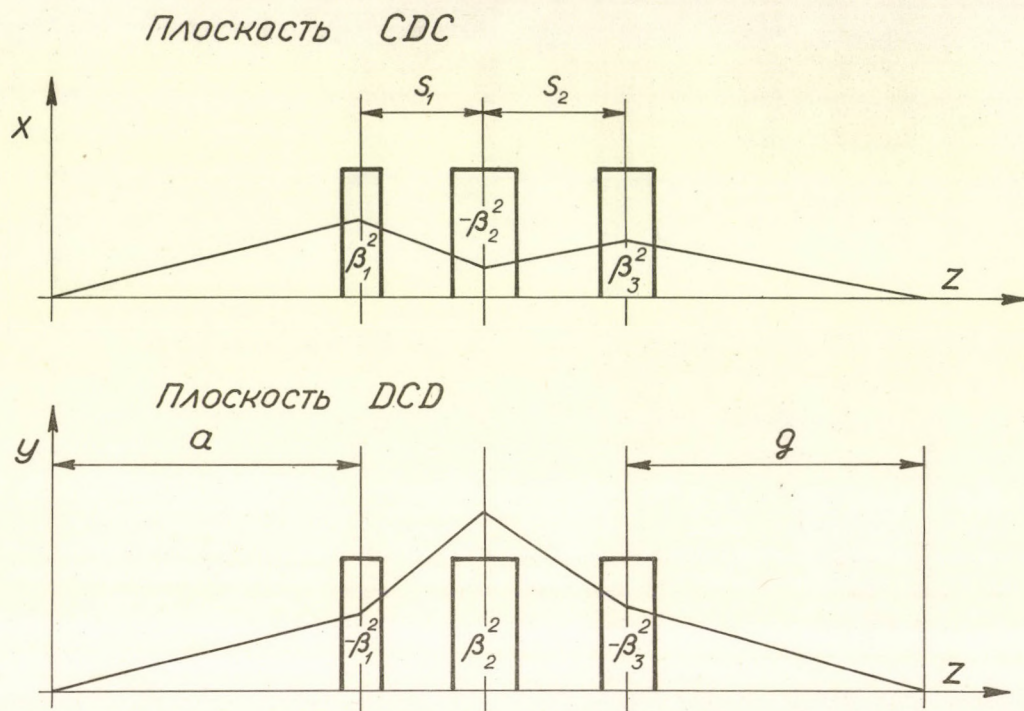


Рис. 1. Траектории в триплете из коротких квадрупольных линз.

В работе [2] исследовалась работа стигматичного триплета в нескольких режимах. При значительных возбуждениях линз, когда траектории частиц, выходящих из точечного источника на оси, пересекают ось внутри триплета, имеются режимы с большими уменьшениями изображения в обеих плоскостях СДС и ДСД. При уменьшении размера сфокусированного пучка на экране трубки увеличивается относительная чувствительность отклонения.

Однако при малых линейных увеличениях, то есть при значительных уменьшениях, возрастают углы наклона траекторий на выходе из триплета, т.к. угловое увеличение системы обратно линейному. Это может привести к увеличению aberrаций отклоняющих систем, расположенных за триплетом. Поэтому в экспериментах, описанных в работе [2], пучок на входе в триплет приходилось диафрагмировать. Некоторый суммарный положительный эффект, однако, был получен: при замене осесимметричной линзы триплетом относительная чувствительность трубки возрасла примерно в 4 раза.

Другим методом улучшения качества фокусировки является коррекция сферической aberrации триплета. Так как размер пятна в электронно-лучевых трубках обычно определяется обоими факторами: увеличением изображения и сферической aberrацией, можно уменьшить пятно, не уменьшая чрезмерно увеличение, скорректировав aberrацию системы. В этом случае затруднения, связанные с возрастанием aberrаций следующих за триплетом электронно-оптических систем, отсутствуют.

Поскольку вопрос о необходимости коррекции сферической аберрации встает при использовании квадрупольных линз не только в электронно-лучевых трубках, но и в других приборах, остановимся на нём несколько подробнее.

Сферическая аберрация $3^{го}$ порядка системы из квадрупольных линз обычно записывается следующим образом:

$$\Delta x = M_x x_0 (P_x x'^2 + S_x y_0'^2) \quad /1/$$

$$\Delta y = M_y y_0 (P_y y'^2 + S_y x_0'^2)$$

где

$$P_x = \sum_{i=1}^n C_{x,p,i} (M_{x,i-1} \cdot M_{x,i-2} \cdots M_{x,1})^{-4} \quad /2/$$

$$S_x = \sum_{i=1}^n C_{x,s,i} (M_{x,i-1} \cdot M_{y,i-1} \cdots M_{x,1} \cdot M_{y,1})^{-2}$$

$M_{x,i}$ — увеличение i -й линзы в направлении оси x , $C_{x,p,i}$ и $C_{x,s,i}$ — коэффициенты сферической аберрации i -й линзы, характеризующие абберационное расширение изображения в направлении оси x , M_x и M_y — увеличение системы линз в направлениях x и y , x_0' и y_0' — величины наклонов траекторий к оси z на входе в триплет. При $i = 1$ величины в скобках в выражениях [2] равны единице. Коэффициенты P_y и S_y получаются [2] заменой индексов x на y .

В общем случае сферическая аберрация системы квадрупольных линз характеризуется четырьмя коэффициентами (P_x , P_y , S_x и S_y). В стигматичном случае, то-есть когда система создаёт точечное изображение точечного предмета, её аберрация характеризуется тремя коэффициентами, т.к.

$$S_x = S_y = S \quad /3/$$

В приближении короткой линзы коэффициенты сферической аберрации квадрупольной линзы при падении на её астигматичного пучка равны [3]:

$$C_{x,p} = \frac{1}{6} (3n^2 - 2n + 2) H \frac{a_x^4}{f^2 L}$$

$$C_{x,s} = C_{y,s} = -\frac{1}{2} (n^2 - 2n - 2) H \frac{a_x^2 a_y^2}{f^2 L} \quad /4/$$

$$C_{y,p} = \frac{1}{6} (3n^2 - 2n + 2) H \frac{a_y^4}{f^2 L}$$

где f — фокусное расстояние линзы, L — её эффективная длина; $n = \frac{\beta_E^2}{\beta_M^2 - \beta_E^2}$ — коэффициент, за —

висящий от соотношения электрического и магнитного полей, образующих линзу (для электростатической линзы $n = 1$, для магнитной $n = 0$), β^2 -возбуждение линзы. Индекс E относится к электрическому полю, M - к магнитному; a_x - расстояние от предмета до центра линзы в плоскости xoz , a_y - в плоскости yoz ; H -коэффициент, зависящий от крутизны спада поля вдоль оси z .

Сферическая aberrация квадрупольных линз, также как и других электронно-оптических линз: осесимметричных и цилиндрических, не меняет знака и не может быть обращена в нуль никаким подбором распределения поля. Однако, преимуществом квадрупольных линз по сравнению с осесимметричными и цилиндрическими является то, что если использовать в качестве корректоров октупольные элементы и совместить их с квадрупольными линзами, то сферическая aberrация может быть скомпенсирована при небольшом усложнении системы.

Октуполь представляет собою электронно-оптический элемент, поле которого обладает четырьмя плоскостями симметрии и четырьмя-антисимметрии. На рис. 2 в качестве примера схематически изображён электростатический октуполь. Если на четыре электрода октуполя (через один) подать потенциалы $\pm V$, то образуется квадрупольно-октупольная линза (см., например, рис. 3).

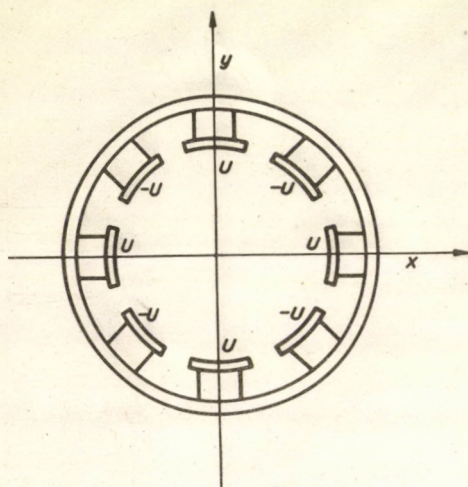


Рис. 2. Электростатический октуполь.

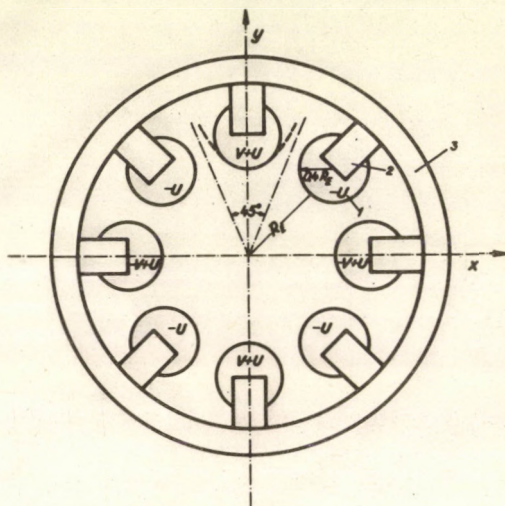


Рис. 3. Квадрупольно-октупольная электростатическая линза.

В электронно-лучевых трубках часто используются тороидальные псевдополюсные магнитные квадрупольные линзы, конструкция которых подробно описана в книге [4]. Линза такого типа схематически изображена на рис. 4, где стрелками указаны направления токов. Если катушка состоит из восьми секций, то при пропускании через них токов чередующегося направления получается октуполь. Если в четырёх обмотках (через одну) пропускать дополнительные токи, создающие квадрупольное поле, то образуется магнитная квадрупольно-октупольная линза.

Впервые квадрупольно-октупольные линзы были предложены Арчардом и использованы в системе, корректирующей сферическую aberrацию осесимметричной линзы [5]. Со стороны октуполя на заряженные частицы действуют силы, пропорциональные третьей степени координат, то есть влияющие на aberrации третьего порядка. Но если эти силы уменьшают фокусирующее действие корректируемой линзы и, следовательно, уменьшают её сферическую aberrацию в двух взаимно перпендикулярных плоскостях проходящих через ось системы, то в плоскостях расположенных под углом 45° к ним, они будут пропорционально увеличивать aberrацию линзы. Поэтому для коррекции сферической aberrации необходимы несколько октуполей и астигматичность пучка.

Если октуполи совмещены с квадрупольными линзами так, что в электростатическом случае совпадают плоскости симметрии их полей, а в магнитном — плоскости антисимметрии, то коэффициенты сферической aberrации такой системы определяются выражениями [2] при подстановке в них вместо коэффициентов C_p и C_s суммарных коэффициентов $C_p + C_p^*$ и $C_s + C_s^*$. Коэффициенты C_p^* и C_s^* , характеризующие вклад октуполей в сферическую aberrацию системы в приближении коротких линз определяются следующими выражениями [6]:

$$\begin{aligned} C_{x,p}^* &= -\gamma l a_x^4 & C_{y,p}^* &= -\gamma l a_y^4 \\ C_{x,s}^* &= C_{y,s}^* & &= 3\gamma l a_x^2 a_y^2 \end{aligned} \quad /5/$$

где l — эффективная длина октуполя, γ — его возбуждение, равное:

$$\gamma_M = \pm \frac{4QT_M}{R_M^4 c} \sqrt{-\frac{e}{2\pi\phi}}, \quad \gamma_E = -\frac{2VT_E}{R_E^4 \phi} \quad /6/$$

Знак (+) в γ_M относится к положительной частице, движущейся по направлению оси z , знак (−) — к отрицательной частице; $\pm Q$ — значения скалярных магнитных потенциалов на полюсах, $\pm V$ — потенциалы на электродах октуполя; R — радиус апертуры, e , m — заряд и масса частицы ϕ — ускоряющий потенциал, c — скорость света.

Сферическая aberrация ширины изображения, создаваемого системой квадрупольных линз, характеризуется двумя коэффициентами (см. выражения (1)). Для её коррекции необходимо, чтобы оба эти коэффициента были равны нулю. Поэтому в системе должно быть не меньше двух октуполей. Для полной коррекции сферической aberrации стигматичной системы квадрупольных линз нужно, чтобы были равны нулю три коэффициента, для чего достаточно трёх октуполей. В триплете из квадрупольно-октупольных линз сферическая aberrация может быть скомпенсирована полностью.

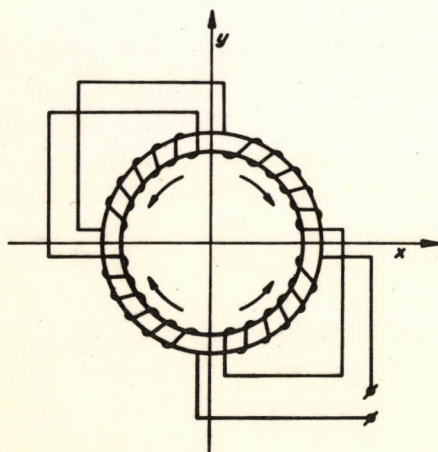


Рис. 4. Торoidalная магнитная квадрупольная линза.

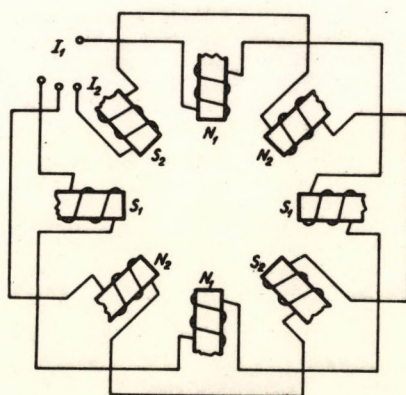


Рис. 5. Схема двоянной квадрупольной линзы.

Квадрупольные линзы применяются также в электроннолучевых трубках, используемых для автоматического анализа изображений. Для анализа некоторых простых конфигураций может использоваться штрих-фокус-линейное изображение, создаваемое квадрупольной линзой. При этом необходимо производить развёртку штрих-фокусом, ориентация которого должна меняться.

На рис. 5 изображена вдвоенная квадрупольная линза, позволяющая получить штрих-фокус, вращающийся вокруг своего центра [4]. Это устройство состоит из двух совмещённых линз, оси которых расположены под углом 45° . Если через линзу 1 пропускать ток синусоидальной формы, а через линзу 2 — ток такой же формы, сдвинутый на 90° , см. рис. 6, то штрих-фокус будет последовательно занимать различные положения. В момент времени t_1 ток в линзе 1 максимален и положителен, а в линзе 2 ток равен нулю. При этом штрих-фокус располагается вертикально. В момент времени t_2 ток в линзе 1 равен нулю, а в линзе 2 максимален и отрицателен. Штрих-фокус поворачивается против часовой стрелки на 45° . В момент времени t_3 он располагается горизонтально и т.д. В промежуточные моменты времени систему можно рассматривать, как эквивалентную квадрупольную линзу, полюса которой смещаются в угле 45° от полюсов линзы 1 к полюсам линзы 2.

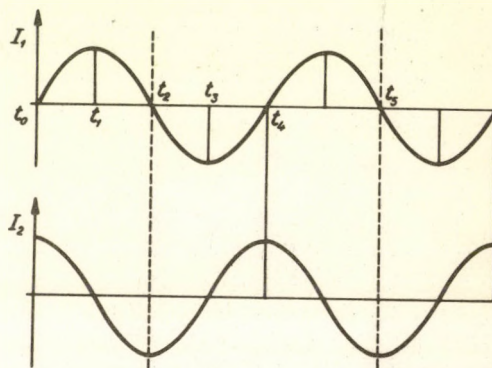


Рис. 6. Токи в катушках вдвоенной квадрупольной линзы.

Проблеме автоматизации обработки информации, содержащейся в изображении, сейчас уделяется большое внимание. Это в значительной степени связано с тем, что на действующих ускорителях получается чрезвычайно большое количество снимков со следами ядерных частиц. Отсутствие автоматизации обработки снимков приводит к большой затрате времени на их обработку, накоплению снимков и, в конечном итоге, к нерациональному использованию ускорителей. Проблема состоит в необходимости массовой и точной обработки информации, содержащейся в изображении, с её последующим вводом в вычислительную машину. Преимущество решения этой проблемы с помощью электронно-оптических систем состоит в их гибкости и более лёгкой связи с вычислительными машинами. Аналогичная задача стоит перед системами для анализа изображений в других областях, например, в медицине, геологии и т.д. Для достаточно чёткой передачи деталей изображения требуется электронно-лучевая трубка с малым диаметром пятна при достаточной интенсивности пучка. Существующие в настоящее время лучшие электронно-лучевые трубки не удовлетворяют предъявляемым к ним требованиям. Одним из существенных обстоятельств мешающих уменьшению размеров пятна является сферическая аберрация фокусирующих линз. Поэтому применение систем из квадрупольно-октупольных линз со скорректированной сферической аберрацией в электронно-лучевых трубках для анализа изображений является также весьма перспективным.

В общем случае системы квадрупольных линз астигматичны. Это их свойство используется в бета- и масс-спектрометрах. Для многих масс-спектрометров, например, с секторными магнитными, требуются ионные источники, дающие ленточные ионные пучки. Хорошее разрешение в таких масс-спектрометрах получается при достаточно малой ширине предмета, которым явля-

ется выходная щель источника. Это условие ограничивает ток ионного пучка. Если за источником поместить, например, дублет из квадрупольных линз, то можно превратить ионный пучок прямоугольного сечения в плоский, ленточный. Это позволяет увеличить светосилу установки без снижения её разрешающей способности.

Ионные источники с электростатическими квадрупольными линзами описаны, например, в работах [7, 8]. Дублет преобразует параллельный пучок с прямоугольным сечением в клинообразный. При этом проекции траекторий на одну плоскость, параллельную щели спектрометра, остаются параллельными, а в перпендикулярной ей плоскости собираются в точку. Получающееся линейное изображение служит предметом для масс-спектрометра.

Испытания ионных источников с квадрупольными линзами показали, что они работают удовлетворительно и дают большое увеличение тока в пучке. Конструкция таких источников проста, а потенциалы на электродах линз обычно невелики.

Квадрупольные линзы применяются в бета-спектрометрах, что позволяет увеличить их разрешающую способность и светосилу (см., например, [9]).

В спектрометрах с большой светосилой и высокой разрешающей способностью к качеству фокусировки на входе в анализатор предъявляются высокие требования, для выполнения которых, как правило, приходится ставить вопрос о коррекции сферической аберрации линз.

Например, в призмённых спектрометрах [10 - 12], в которых в качестве диспергирующих элементов используются двумерные электрические или магнитные поля, аберрации призмы в плоскости дисперсии в телескопическом режиме чрезвычайно малы. Для создания параллельного пучка, падающего на призму и фокусировки параллельного пучка за призмой необходимы дополнительные линзы: коллиматорная и фокусирующая. До сих пор в этих спектрометрах использовались осесимметричные линзы.

Линейная дисперсия прибора пропорциональна фокусному расстоянию фокусирующей линзы, и с этой точки зрения его следует увеличивать. Однако с увеличением фокусного расстояния резко возрастает сферическая аберрация линз. Сферическая аберрация осесимметричных линз растёт примерно пропорционально квадрату или кубу фокусного расстояния. В результате, увеличение сферической аберрации линз мешает использованию преимуществ двумерных призм и получению высоких разрешений. Одним из путей решения этой проблемы является использование в качестве коллиматорной и фокусирующей линз спектрометра системы из квадрупольных и квадрупольно-октупольных линз со скорректированной сферической аберрацией ширины изображения [13].

Сейчас в различных странах делаются попытки использовать квадрупольные линзы в электронной микроскопии. Электронный микроскоп с объективом, состоящим из пяти электростатических квадрупольных линз, описывается в работах [14 - 15].

Благодаря большой фокусирующей силе квадрупольных линз они обладают существенными преимуществами перед осесимметричными при их использовании в высоковольтной микроскопии.

Использование пучка электронов, ускоренного до 2 - 5 Мэв, позволяет увеличить разрешающую способность микроскопа за счёт уменьшения длины волны электронов. Ещё более существенно то, что электроны, ускоренные до нескольких Мэв, меньше взаимодействуют с веществом, чем обычно используемые в электронных микроскопах пучки, ускоренные до 50 - 100 кэв. Поэтому в высоковольтном микроскопе можно использовать объекты большей толщины. Это чрезвычайно важно, т.к. в обычных микроскопах толщина объекта составляет тысячные доли миллиметра. Свойства столь тонких плёнок обладают особенностями, в ряде случаев не позволяющими распространить полученные результаты на более толстые слои и затрудняющие изучение свойств твёрдого тела.

К линзам, используемым в высоковольтном микроскопе предъявляется несколько требований: во-первых, система должна создавать правильное электронно-оптическое изображение; во-вторых, линзы должны обладать большой оптической силой, чтобы фокусировать пучок столь большой энергии и в-третьих, их сферическая aberrация не должна быть слишком большой.

Отдельная квадрупольная линза астигматична. Для создания системы, аналогичной осесимметричной линзе по фокусирующим свойствам первого порядка, необходимо не менее четырех квадрупольных линз, расположенных последовательно.

Система из четырех квадрупольных линз, аналогичная осесимметричной линзе, была предложена и подробно исследована в работах [16, 17]. Такой квадруплет состоит из двух одинаковых дублетов, причём порядок чередования линз второго дублета обратен первому, а поля в одинаковых линзах обоих дублетов повернуть друг относительно друга на 90° .

На Конференции по высоковольтной микроскопии в США в 1966г. квадруплет, аналогичный осесимметричной линзе, довольно подробно рассматривался с точки зрения применения его, как объектива высоковольтного микроскопа. В докладе [18] были приведены данные по изучению сферической aberrации квадруплета в зависимости от геометрических параметров и режимов работы. Было показано, что сферическая aberrация квадруплета при оптимальном выборе геометрических и электрических параметров несколько больше сферической aberrации хорошей осесимметричной линзы. Однако это различие невелико, в то же время квадруплет обладает значительной большей фокусирующей силой.

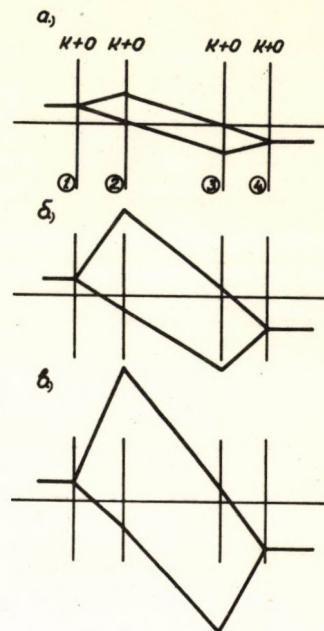


Рис. 7. Траектории в квадрупольно-октупольных корректирующих системах.

Если необходимо скорректировать сферическую aberrацию квадруплета, то он должен быть составлен из квадрупольно-октупольных линз. Для полной коррекции сферической aberrации достаточно трёх октуполей. Однако для идентичности конструкции разумно повидимому делать все линзы квадрупольно-октупольными.

Разработка систем со скорректированной сферической aberrацией в настоящее время развивается, главным образом, в двух направлениях. В одном—система создаётся только из квадруполей и октуполей, силы которых подобраны таким образом, чтобы обеспечить условия фокусировки и коррекции. Во втором—система из квадруполей и октуполей используется в качестве корректора сферической aberrации осесимметричных линз. Системы первого типа состоят из меньшего количества элементов. С системами второго типа обычно проще удовлетворять ус-

ловиями фокусировки, а допуска на изготовление корректоров в этом случае могут быть ниже, чем в первом. Сейчас ещё не ясно каким системам следует отдать предпочтение.

Следует отметить, что если необходимо сформировать астигматичный пучок с помощью системы, со скорректированной сферической aberrацией, то в этом случае системы первого типа имеют несомненные преимущества. Однако и в системах только из квадрупольных и октупольных могут возникнуть осесимметричные поля, например, связанные с некоторыми типами несимметрии питания или расположения электродов. В этом случае также встаёт вопрос о коррекции сферической aberrации не только квадрупольных, но и осесимметричных линз.

Квадрупольно-октупольные корректоры сферической aberrации осесимметричных линз рассматривались в ряде работ Шерцера, Зеелигера и Арчарда [19 - 21]. Системы такого типа, предназначенные для коррекции aberrации осесимметричной линзы которая является объективом высоковольтного микроскопа, были предложены в работе [22]. Они состоят каждая из четырёх восьмипольных магнитных квадрупольно-октупольных линз. Траектории в системах приведены на рис. 7.

Все три системы являются телескопическими. Первая не меняет фокусирующих свойств осесимметричной линзы, а лишь делает изображение зеркальным. Роль квадрупольных состоит в создании астигматичности пучка внутри системы, без которой коррекция сферической aberrации не может быть достигнута. Октупольные корректируют aberrацию квадрупольных и осесимметричной линзы. Параметры системы выбраны такими, чтобы траектории частей, которые входят в систему параллельно оси z , пересекали её в одной из координатных плоскостей в центре второй линзы и во второй координатной плоскости - в центре третьей линзы. Так как воздействие октупольных на траектории частиц пропорционально отклонению их от оси в рассматриваемом направлении, это позволяет уменьшить их взаимное влияние и несколько уменьшить величины их возбуждений.

Вообще говоря, взаимное влияние октупольных обычно невелико и требование прохождения траекторий через центр линз не является обязательным. Так как в высоковольтной микроскопии получение малых фокусных расстояний осесимметричных линз является сложной задачей, были предложены ещё две системы, уменьшающие эффективное фокусное расстояние осесимметричной линзы соответственно в два и три раза (им. рис. 7б и в).

При использовании квадрупольных линз в растровом микроскопе трудности, связанные с созданием правильного электроннооптического изображения, отсутствуют. Основное требование, которое предъявляется к электронному зонду, состоит в малости его размеров. При этом протяжённость его в различных направлениях может быть разной. В работах Крю в США в растровом микроскопе в качестве фокусирующей системы использовались дублеты из квадрупольных линз. Испытывались как электростатические, так и магнитные дублеты. В работе [23] говорится о переходе от квадрупольных систем к квадрупольно-октупольным, со скорректированной сферической aberrацией.

Тенденция заменять квадрупольные системы квадрупольно-октупольными наблюдается практически во всех описанных выше применениях квадрупольных линз. Причем чаще всего используются восьмизлектродные и восьмипольные квадрупольно-октупольные линзы.

Так как квадрупольно-октупольные системы довольно сложны, возможность их упрощения является весьма важным обстоятельством. В этом отношении большой интерес представляет предложенная в работе [24] электростатическая пятиэлектродная квадрупольно-октупольная линза (см. рис. 8). При $U = 0$ линза работает, как квадрупольная. Октупольная составляющая поля образуется за счёт провисания потенциала в зазоры между электродами. Она может быть образована при нескольких типах подачи на электроды потенциалов U :

1. На наружный электрод подаётся потенциал $-U$, на внутренние - к квадрупольным потенциалам $+V$ добавляется потенциал U (см. рис. 8).
2. Октупольный потенциал $-2U$ подаётся только на наружный электрод.

3. Наружный электрод заземлён, а на внутренние добавляется потенциал $+2U$.

Все эти три случая отличаются друг от друга лишь величиной потенциала на оси, то есть силой возникающих осесимметричных линз.

Мы исследовали экспериментально условия коррекции сферической aberrации в средней плоскости пятиэлектродной линзы и получили, что октупольные напряжения U , необходимые для коррекции, при различных типах питания отличаются незначительно (примерно на 20-30 %). Следует учесть, что октупольное напряжение, как правило, примерно на порядок меньше квадрупольного напряжения V . Измерения проводились с линзой, длина которой примерно равна $L \approx 2R$, расстояние от источника до линзы $-a \approx 3L$, от линзы до изображения $g \approx (5 - 6)L$.

С точки зрения конструирования систем из квадрупольно-октупольных линз удобнее всего заземлять наружный электрод, а октупольные потенциалы подавать на внутренние. При этом наружные электроды системы линз могут быть заменены единым заземлённым цилиндром, который может быть и вакуумной камерой.

Пятиэлектродные линзы обладают ещё тем преимуществом, что изменяя их геометрические параметры R_2/R_1 и 2ϵ , можно варьировать распределение поля в линзе в более широких пределах, чем это возможно в восьмиэлектродных линзах. При этом могут быть выполнены некоторые дополнительные требования, связанные, например, с уменьшением aberrаций высших порядков или с линейностью поля.

Интересная конструкция комбинированной квадрупольно-октупольной линзы предложена в работе [25]. На полюса магнитной квадрупольной линзы подаются дополнительные октупольные потенциалы (см. рис. 9). В результате, эта линза представляет собою суперпозицию полей магнитной и электростатической квадрупольных линз, а также электростатического октуполя. При определенном соотношении между электрическим и магнитным полями линза будет ахроматической.

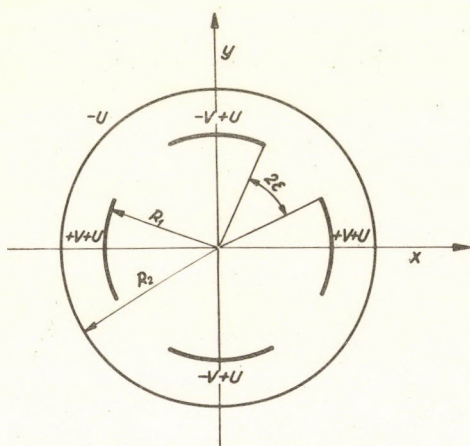


Рис. 8. Схема пятиэлектродной квадрупольно-октупольной электростатической линзы.

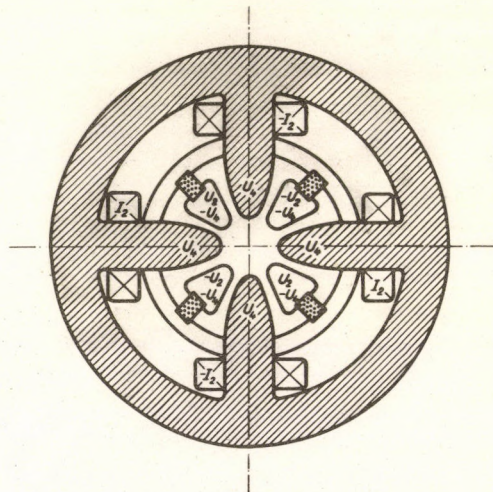


Рис. 9. Комбинированная квадрупольно-октупольная линза.

Достоинством линзы такой конструкции при работе ее в ахроматическом режиме является совпадение распределений электрического и магнитного квадрупольных полей вдоль оси z .

Возможно пространственное совмещение квадрупольной линзы и отклоняющего поля [27, 28]. Для этого в случае электростатической линзы на два противоположных электрода подаётся дополнительная разность потенциалов. В случае магнитной линзы разность скалярных

потенциалов между противоположными полюсами создается изменением токов в их обмотках: уменьшением в одной и увеличением во второй. Такая несимметрия питания приводит в первом приближении к дополнительному смещению пучка в целом относительно геометрической оси линзы. Этот эффект полезен, если наряду с фокусировкой необходимо небольшое управляемое отклонение пучка. Дублеты из несимметричных линз использовались для фокусировки и корректирующего отклонения пучка заряженных частиц на выходе из ускорителя [28].

Таким образом, квадрупольные линзы обладают рядом достоинств, позволяющих говорить о их преимуществах перед осесимметричными линзами. К этим достоинствам относятся прежде всего большая оптическая сила и гибкость фокусирующих свойств. С помощью систем из квадрупольных линз, не меняя геометрических параметров, а варьируя лишь возбуждения линз, можно получать как стигматичный, так и астигматичный пучок, а также изменять его форму в широких пределах. Подавая дополнительные потенциалы на противоположные электроды или полюса можно отклонять пучок от оси. Совмещая две квадрупольные линзы, посёрнутые на 45° , и питая их синусоидальными напряжениями, можно поворачивать линейное изображение—вращать штрих — фокус. Существенным преимуществом является возможность создания ахроматической квадрупольной линзы. Не менее важной является возможность коррекции сферической аберрации при совмещении квадрупольных линз с октуполями без существенного усложнения системы.

Основным недостатком систем из квадрупольных линз по сравнению со осесимметричными является их большая сложность. Однако развитие систем из квадрупольных и квадрупольно-октупольных линз идёт в большинстве случаев как по пути уменьшения количества элементов таких систем, так и по пути упрощения конструкций отдельных линз. И на этом пути также достигнуты значительные успехи.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] JOHNSON K.E., REE, 28, N°2, 115 (1964).
- [2] КАРТАШЕВ В.П., КОТОВ В.И., УТОЧКИН В.А., Радиотехника и электроника 13, N° 106, 1854 (1968).
- [3] ЯВОР С.Я. "Фокусировка заряженных частиц квадрупольными линзами", Атомиздат, Москва, 1968.
- [4] ВОНШТЕДТ В.Э., МАРКОВИЧ М.Г. "Фокусировка и отклонение пучков в электронно-лучевых приборах", Советское радио, Москва, 1967.
- [5] ARCHARD G.D., Proc. of the Internat. Conference on Electr. Microscopy, London 97 Roy. Microscopy, Soc., London, 1954.
- [6] ФИШКОВА Т.Я., ЯВОР С.Я., ЖТФ, 38, 686 (1968).
- [7] LU CHUN SHUN, CARR H.E., Rev. Sci. Instr., 33, N°8, 823 (1962).
- [8] ГАЛЛЬ Л.Н., ГАЛЛЬ Р.Н., ДЕМИДОВА В.А., СТЕПАНОВА М.С., ЖТФ, 38, N°6, 1048 (1968).
- [9] ТУЧКЕВИЧ В.Е., РОМАНОВ В.А., ТОТУВАЛИНА М.Г., Изв. АН СССР, сер. физическая, 27, 246 (1963).
- [10] КЕЛЬМАН В.М., КАМИНСКИЙ Д.Л., ЖЭТФ, 21, 555 (1951).
- [11] КЕЛЬМАН В.М., ГАЛЛЬ Л.Н., ЖТФ, 31, 1083 (1961).
- [12] КЕЛЬМАН В.М., РОДНИКОВА И.Б., ЖТФ, 32, 269 279 (1962).
- [13] SHPAK E.V., YAVOR I.YA., LYUBCHIK YA.G., Nucl. Instrum. Meth., 64, 97 (1968).
- [14] BAUER H.D., Optik, 23, 596 (1965-1966).
- [15] BAUER H.D., IV. CESKOSLOV. Konf. o Elektronice a Vakuove Fysice, Praha 1968, p. 490-493.

- [16] ДЫМИНКОЕ А.Д., ЯБОР С.Я., ЖТФ, 33, N° 7, 851 (1963).
- [17] ДЫМИНКОЕ А.Д., ФИШКОВА Т.Я., ЯБОР С.Я., Изв. АН СССР, сер. физ., 27, N°9, 1131 (1963).
- [18] HAWKES P.W., Proc. AMV-ANL Workshop. on High-volt. Electr. Microscopy, p. 32, 163 (1966).
- [19] SHERZER O., Optik, 2, 114 (1947)
- [20] SEELIGER R., Optik, 8, 331 (1951) 10, 29 (1953).
- [21] ARCHARD G D., Brit. J. Appl. Phys., 5, 294 (1954).
- [22] DELTRAP J.H.M., Proc. AMV-ANL Workshop. High-volt. El Microscopy, p. 165 (1966).
- [23] CREWE A.W., Journ of Appl. Phys., 38, N° 11, 4257 (1967).
- [24] БАРАНОБА Л.А., ФИШКОВА Т.Я., ЯБОР С.Я., Радиотехника и электроника, 13, N°11, 2108 (1968).
- [25] ROSE H., Optik, 25, 587 (1967).
- [26] КЕЛЬМАН В.М., ЯБОР С.Я., ЖТФ, 31, N°12, 1439 (1961).
- [27] KOLTAY E., SZABÓ GY., Nucl. Instr. Meth. 35, 88 (1965).
- [28] АНДРОСОВЕ .А.Е., КОЛТАИ Э., ОСЕТИНСКИЙ Г.М., САВО Д., ЧЕПУРЧЕНКО И.А., Препринт ОИЯИ-Э-2922, Дубна, 1966 г.

VÁKUUM-SZIVÁSSZABÁLYZÓ KRIOSZTÁTOK HŐMÉRSÉKLET-SZABÁLYOZÁSÁHOZ

NAGY J., NOVÁK D.

A műanyag membrános vákuum-szivácsszabályzó a kriosztát hőmérsékletének stabilitását $\pm 5 \cdot 10^{-3}$ fokra biztosítja a folyékony nitrogén forráspontja és $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ fokra a folyékony neon forráspontja körül.

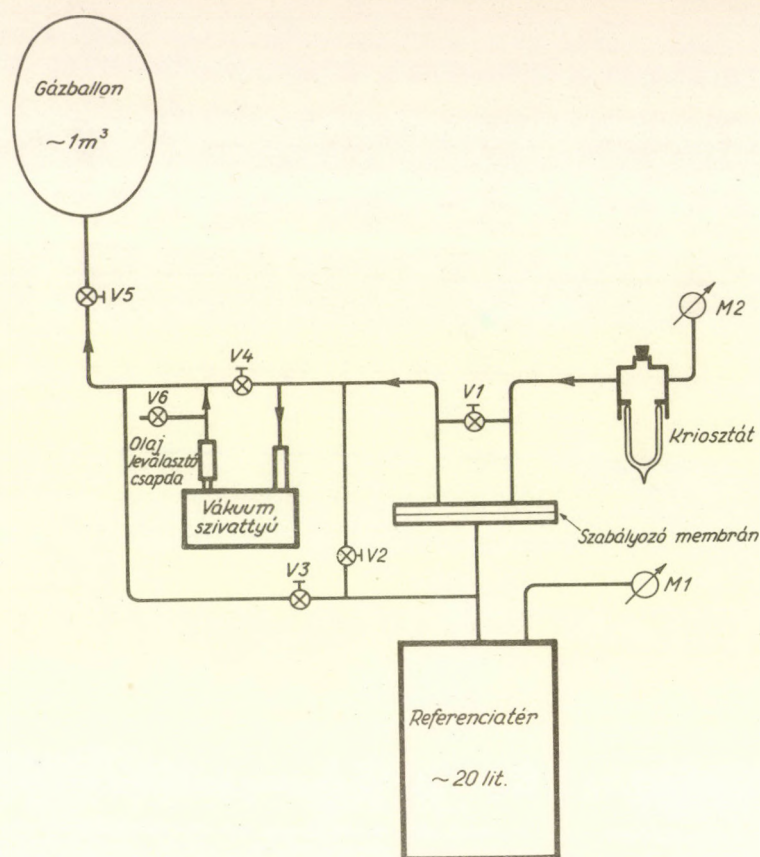
MANOSTAT FOR TEMPERATURE REGULATION OF CRYOSTATS. The manostat, made of a 0,2 mm thick synthetic material membrane, is capable of ensuring in the cryostat a temperature stability of $\pm 5 \cdot 10^{-3}$ grad and $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ grad at the boiling point of liquid N_2 and neon, respectively.

СТАБИЛИЗАТОР ДАВЛЕНИЯ ДЛЯ РЕГУЛИРОВАНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ КРИОСТАТОВ. Регулятор давления, изготовлен из пластмассовой мембраны толщиной 0,2 мм, способен стабилизировать температуру криостата точностью $\pm 5 \cdot 10^{-3}$ град. около точки кипения азота и $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ град. около точки кипения неона.

Az alacsony hőmérsékleti technikában bizonyos hőmérséklet-tartományok előállítása olymódon történik, hogy az alacsony forráspontú folyadékok felett vákuumozással csökkentik a gőznyomást. Ekkor a folyadékfürdő felveszi a csökkent gőznyomáshoz tartozó egyensúlyi hőmérsékletet. Ilyen módon cseppfolyós nitrogénnel a $77,36^{\circ}-63,15^{\circ}\text{K}$, cseppfolyós neonnal a $27,07^{\circ}-24,56^{\circ}\text{K}$, héliummal pedig a $4,2\text{ K}$ és kb. 1°K közötti hőmérsékletek állíthatók elő. A hőmérséklet állandó értéke a gőznyomás állandóságán múlik. Emiatt a vákuumozást a szivócsőbe iktatott szivácsszabályzón keresztül célszerű végezni, hogy kiküszöböljük a gőznyomás időbeli ingadozását vagy eltolódását.

Az irodalomból többféle szivácsszabályzó ismeretes [1, 2]: a higanyuszós Cartesius buvár vagy különféle gumimembrános, illetve tombakcsöves megoldások. Mindezekben a szabályzóknak az elérni kívánt nyomást egy referenciatérben állítjuk be. A vákuumozó vezeték egyik szakaszát membránszerűen képezzük ki. A membrán másik oldalára a referencia-tér nyomása hat. Ha a vákuumnyomás a referenciatér alá csökken, akkor a membrán benyomódik, csökkenti a vákuumvezeték keresztmetszetét és ezáltal a szivósebességet.

Jelen cikk keretében egy műanyag-sikmembrános szivácsszabályzót ismertetünk. A szabályzó kapcsolási rajza az 1. ábrán, rajza a 2. ábrán látható. A 85 mm hasznos átmérőjű és 0,2 mm vastagságú sikmembrán anyaga szövettel erősített műanyag. Ülékében a maximális elmozdulása: 2 mm. A referenciatér 20 liter térfogatú.



1. ábra. A vákuumszisztéma és a gázvisszanyerő rendszer kapcsolási rajza.

Fig. 1. Scheme of the vacuum-system and gas recuperation system.

Рис. 1. Схема вакуумной системы и рекуперации газа.

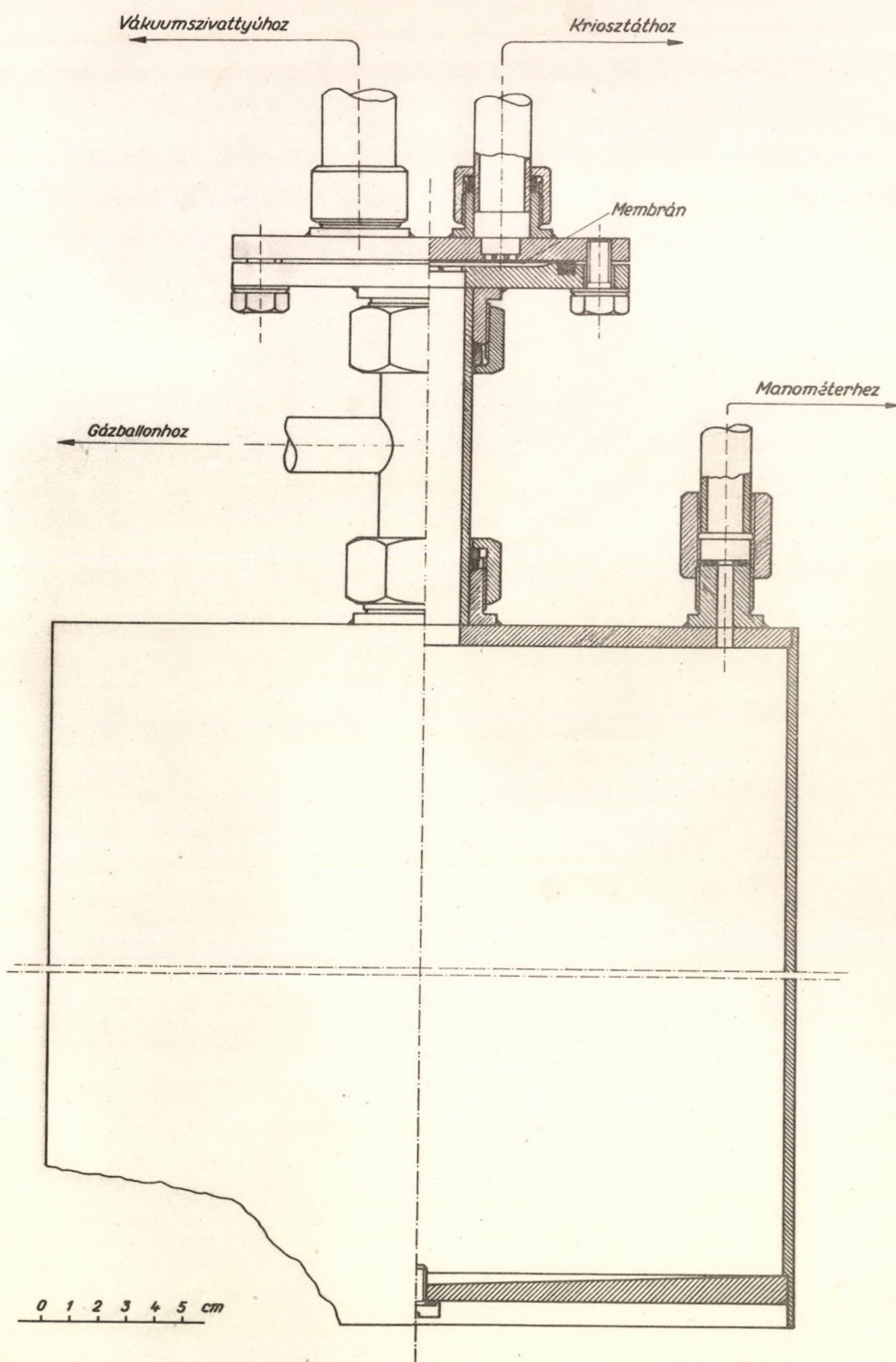
A rendszer működtetése folyamán a következő műveletek fordulnak elő:

- kriosztát és a vezetékek légtelenítése,
- kriosztát feltöltése kriogén folyadékkal,
- vákuumnyomás beállítása és fenntartása.

A kriosztát légtelenítése csak folyékony neon, illetve folyékony hélium használatakor szükséges. Ennél a műveletnél nyitva vannak a V1 és V6, illetve V2 szelepek, zárva pedig V3, V4, V5. Ha a vákuumpumpa nyomó oldala és a V5 szelep közti vezetékekből is el kívánjuk távolítani a levegőt, akkor V6-hoz egy második pumpával csatlakozunk. A légtelenítés befejezése után V6-ot lezárjuk és a V5 és V4 szelepeken át az egész rendszert neon, illetve héliumgázzal töltjük fel.

A kriosztát cseppfolyós nitrogénnel, neonnal, illetve héliummal való feltöltése közben V1, V4 és V5 nyitva vannak, V6 pedig zárva.

A vákuumnyomás beállítása oly módon történik, hogy a V4 szelep lezárása után a referencia teret a V2, a kriosztátot pedig a V1 szelepen át egyszerre szívjuk a kívánt nyomásig. Ezután V1 és



2. ábra. A szabályzómembrán rajza.

Fig. 2. The vacuum pressure regulator.

Рис. 2. Стабилизатор давления.

V2 szelepeket lezárjuk. Így a kriosztátban fejlődő gőzök a membrán mellett elhaladva jutnak a vákuum szivattyuba. A szívósebességet és vele a gőznyomást a membrán a fentebb leírt módon szabályozza.

A referenciatér nyomását emelni a V3 szelep nyitásával lehet. Leállításakor a pumpa fellevegőzése V4 nyitásával történik.

A szívásszabályzót az eddigiekben egy 0,6 liter és egy 0,3 liter térfogatú üvegkriosztát vákuumozásánál alkalmaztuk. A gőznyomás mérése a kriosztátfejhez csatlakoztatott M2 higanyos manométeren történt, a nyomásingadozást az ugyanide csatlakoztatott, szilikonolaj töltésű differenciálmánométer mutatta. Folyékony nitrogénnel és folyékony neonnal végzett mérésekben egyaránt általában az atmoszférától a folyadék hármaspontjáig terjedő nyomástartományban dolgoztunk (760 - 95 Torr között). Bár a szabályzóval jóval alacsonyabb nyomást is be tudtunk állítani, de a gőznyomás szabályozásának nincs gyakorlati jelentősége a szilárd fázisok felett.

A nyomásingadozások következtében fellépő hőmérsékletingadozás a cseppfolyós nitrogén forráspontja körül $\pm 5 \cdot 10^{-3}$ fokot, hármaspontja körül $\pm 2 \cdot 10^{-2}$ fokot tett ki, a cseppfolyós neon esetében pedig a forráspont körül $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ fokot, hármaspontja körül $\pm 10^{-3}$ foknál kisebb értéket. Folyékony nitrogén esetében a nyomás és hőmérsékletingadozás kb. egy nagyságrenddel kisebb volt, ha egy-két wattos elektromos fűtéssel a folyadék állandó keveréséről gondoskodtunk. (A mérések miatti hőfejlődés és a külső hőbeáramlás a kriosztátba együttesen 1 watt körüli teljesítményt jelentett). Neon esetében az amugy is kisebb nyomásingadozás és az egyenletesebb forrás miatt ez a jelenség nem volt észrevehető.

A szabályzó az áramló gőzök számára áramlási ellenállást jelent. Ezért az áramlás mennyiségének változása kismértékben megváltoztatja a szabályzó által tartott nyomásértéket is. Ha a kriosztátba betáplált hőteljesítményt 2,5 wattal növeltük, akkor az - a gőznyomás növekedése miatt - a cseppfolyós nitrogén hármaspontja körül kb. 10^{-2} fok, cseppfolyós nitrogén forráspontja körül, illetve cseppfolyós neon esetében $5 \cdot 10^{-3}$ foknál kisebb hőmérséklet-eltolódást okozott.

A szabályzott hőmérséklet érték változtatásakor célszerű inkább a csökkenő nyomások felé haladni, mert egyébként a kis hőbetáplálás miatt a gőznyomás emelkedése lassu lesz vagy pedig erős belső fűtést kell alkalmaznunk.

Befejezésül köszönetet mondunk Balla János főmérnöknek (KFKI) és Pintér Attila technikusnak (KFKI) hasznos tanácsaikért és Dzsula József technikusnak (ATOMKI) az eszköz elkészítésében kifejtett tevékenységükért.

IRODALOM

- [1] G.K. WHITE, Experimental techniques in low temperature Physics (Oxford University Press, Oxford, 1968) pp. 244 - 247.
- [2] J. BALLA, Magyar Fizikai Folyóirat 15, 327 (1967).

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek cserepéldányképpen vagy kérésükre díjtalanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére 1 - 1 számot vagy különlenyomatot szívesen küldünk. Ilyen irányú kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányítani. (ATOMKI, Debrecen 1. Pf. 51.)

Szerkesztő Bizottság: Szalay Sándor elnök, Gyarmati Borbála titkár, Berényi Dénes, Csikai Gyula, Medveczky László.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommag Kutató Intézete
Debrecen
A kiadásért és szerkesztésért felelős
Szalay Sándor az Intézet igazgatója.
Készült az MTA Atommag Kutató Intézetében

Példányszám: 450
1969/2.

— MAGYAR —
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖNYVTÁRA —

АТОМ КИ

СООБЩЕНИЯ

ТОМ 11.

№ 4

СОДЕРЖАНИЕ

НАУЧНЫЕ СООБЩЕНИЯ

стр.

- Дь. Вачкаи, И. Верец, Д. Водиж, А. Кишш, Э. Колтаи, И. Папп, Й. Шадек, Э. Шоморяи, Дь. Сабо, Ш. Салаи: Электростатический генератор Ван де Граафа с напряжением 1 миллион вольт в Институте Ядерных Исследований Венгерской Академии Наук: 125
- Л. Боднар, Э. Колтаи, Дь. Сабо: Исследование поля квадрупольных линз с несимметричным питанием: 137
- А. Пал: Системы стабилизации энергии для генераторов Ван де Граафа. (Обзорная статья): 151
- Дь. Карои: Схема задержки импульсов постоянной амплитуды: 163
- Дь. Карои: Универсальная схема совпадения с гальванической связью: 175
- Е.В. Шпак: Квадрупольные и квадрупольно-октупольные линзы. (Обзорная статья): 187

ATOMKI

BULLETIN

Volume 11 Number 4

CONTENTS

SCIENTIFIC PAPERS

Page

- Gy. Bácskay, I. Berecz, D. Bódizs, Á. Kiss, E. Koltay,
I. Papp, J. Schadek, E. Somorjai, Gy. Szabó, S. Szalay:
The 1 Million Volt Van de Graaff Generator of the
ATOMKI: 125
- L. Bodnár, E. Koltay, Gy. Szabó: Investigations on the
field of asymmetrized quadrupole lenses: 137
- A. Paál: Energy stabilization systems for Van de Graaff
generators, (Review): 151
- Gy. Károlyi: Electronic delay unit for egalized pulses: 163
- Gy. Károlyi: DC coupled universal coincidence unit: 169
- E.V. Shpak: Quadrupole and quadrupole-octupole lenses.
(Review): 175
- J. Nagy, D. Novák: Manostat for temperature regulation
of cryostats: 187