

1

1962 FEB - 9

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK
KÖZLEMÉNYEI

9. KÖTET

4. SZÁM

1961

BUDAPEST



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

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

9. kötet

1961

4. szám

T A R T A L O M J E G Y Z É K

	Oldal
1. Jánossy Lajos és Nárayné Ziegler Mária: Táblázatok a kvadratikus átlagok hibájának számítására gamma-eloszlás esetén.....	183
2. Siklós Tivadar és Sz.V.Tyablikov: Egytengelyű anizotrop ferromágneses anyagok rezonancia-képletei.....	193
3. Jánossy Lajos, Náray Zsolt és Varga Péter: Koherens fénynyalábok korrelációjának kísérleti vizsgálata....	197
4. Bakos József, Kántor Károly és Varga Péter: Az interferencia a Michelson interferométerben kiterjedt fényforrás esetén.....	207
5. Kroó Norbert: A vas teljes hatáskeresztmetszete hőmérsékletfüggésének mérése.....	227
6. Imre Lajos, Fábry Gyula és Dézsi István: RaD standard-készítmények előállításának új módszere.....	233
7. Békés Mártonné és Makra Zsigmond: Személyi sugárvédelmi ellenőrzés filmdoziméterrel.....	251

KISÉRLETI TECHNIKA

8. Schiller Róbert: Gázkromatográf építése és hitelesítése szerves vegyületek sugárbojlásának tanulmányozásához.....	263
9. Bakos József és Erdőkürti Zoltán: Állítható tengely.....	273

- . -

Technikai szerkesztő: Stancsich Györgyné

Kiadásért felelős: Dr. Jánossy Lajos

Megrendelve: 1961.nov.10.

Példányszám: 450

Készült Rotaprint eljárással

1026. KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZET, KIADÓI CSOPORT

TÁBLÁZATOK A KVADRATIKUS ÁTLAGOK HIBÁJÁNAK
SZÁMITÁSÁRA GAMMA-ELOSZLÁS ESETÉN

Írta: Jánossy Lajos és Nárayné Ziegler Mária

Összefoglalás

A megadott numerikus táblázatok segítségével független mérési sorozatok átlagos szórásnégyzeteinek hibahatárai megbecsülhetők. Nem független mérési sorozatok esetén a táblázatok alkalmazására a dolgozat röviden utal.

1.§.

Tekintsünk s mennyiséget

$$x_1, x_2, \dots, x_s \quad /1/$$

melyek egy s -dimenzionális Gauss-eloszlásnak tesznek eleget, azaz annak valószínűségi sűrűsége, hogy a végzett mérések eredménye az /1/ alatt megadott értéket szolgáltatja,

$$P(x) = C \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2} \sum_{\sigma, \tau=1}^s A_{\sigma\tau} (x_\sigma - a_\sigma)(x_\tau - a_\tau) \right\} \quad /2/$$

Mint ismeretes, /2/-ben

$$a_\sigma = \langle x_\sigma \rangle, \quad \sigma = 1, 2, \dots, s \quad /3/$$

a várható értékek, az $A_{\sigma\tau}$ -k pedig azon \mathcal{U} matrixnak az elemei, mely a másodrendű centrális momentumokból képezhető

$$\langle \delta x_\sigma \delta x_\tau \rangle = M_{\sigma\tau}, \quad \sigma, \tau = 1, 2, \dots \quad /4/$$

elemekből álló \mathcal{M} mátrixnak a reciproka ($\mathcal{M} = \mathcal{U}^{-1}$).

2.§.

Vezessük be ezek után a négyzetes átlagot, azaz a

$$\Theta = \frac{1}{s} \sum_{\sigma, \tau} A_{\sigma\tau} (x_\sigma - a_\sigma)(x_\tau - a_\tau) \quad /5/$$

mennyiséget. Amennyiben az $A_{\sigma\tau}$ koeficiensek és az a_{σ} paraméterek értékei ismertek, úgy egy mérés eredményeiből (/1/) Θ numerikusan kiértékelhető.

Θ várható értéke /3/, /4/ és /5/ alapján

$$\langle \Theta \rangle = \frac{1}{s} \sum_{\sigma, \tau=1}^s A_{\sigma\tau} M_{\sigma\tau} = \frac{1}{s} \text{spur } \mathcal{M} \mathcal{M}^T = 1 ,$$

Θ szórására pedig egyszerű számítások eredményeként kapjuk:

$$\langle (\delta\Theta)^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = \sqrt{\frac{2}{s}} .$$

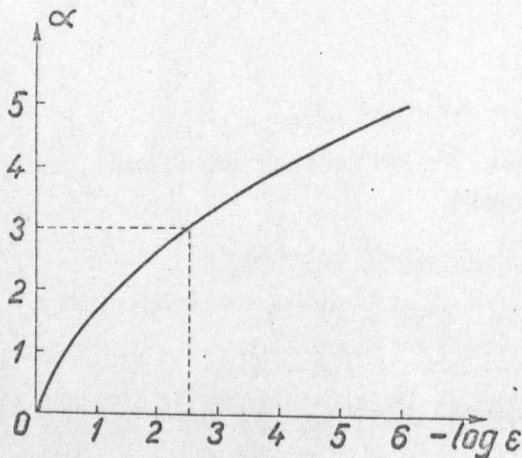
Az s nagy értékei esetén Θ eloszlása Gauss-eloszláshoz lesz hasonló és ezért, mint ismeretes, az egy mérési sorozatból nyert Θ értékek $(1-\varepsilon)$ valószínűséggel az

$$1 - \sqrt{\frac{2}{s}} \alpha(\varepsilon) < \Theta < 1 + \sqrt{\frac{2}{s}} \alpha(\varepsilon) \quad /6/$$

intervallumba esnek, ahol $\alpha(\varepsilon)$ az $E(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy$ hibaintegrállal definiált

$$E\left(\frac{\alpha(\varepsilon)}{\sqrt{2}}\right) = 1 - \varepsilon$$

egyenletnek a megoldása.



1. ábra

Az 1. ábrán ezen α mennyiség értékeit rajzoltuk fel, mint az ε -nak /illetve az egyszerűség kedvéért, mint a $(-\log_{10} \varepsilon)$ -nak/ a függvényét. Az ábrából közvetlenül leolvasható, hogy például 99,7 % a valószínűsége annak, hogy Θ -t az

$$1 - 3\sqrt{\frac{2}{s}} < \Theta < 1 + 3\sqrt{\frac{2}{s}}$$

intervallumban találjuk, s nagy értékei esetén.

Amennyiben Θ -nak csak egy egyoldalas megbecslése érdekel bennünket, úgy

(1-ε) valószínűséggel adódik Θ értékének felső határa:

$$\Theta < 1 + \sqrt{\frac{2}{s}} \alpha(2\varepsilon) , \quad s \gg 1 ; \quad /7/$$

azaz, az előbbi példát tekintve, ebben az esetben 99,7 % a valószínűsége annak, hogy

$$\Theta < 1 + 2,75 \sqrt{\frac{2}{s}} .$$

3.§.

A négyzetes átlagra vonatkozó eddigi becsléseink (/6/ és /7/) mind abban az esetben voltak érvényesek, midőn s nagy érték, azaz Θ Gauss-eloszlást követ. Egyszerű számítással megmutatható azonban, hogy Θ tényleges eloszlása Gamma-eloszlás, azaz annak a valószínűségi sűrűsége, hogy egy mérésorozat eredményeiből a négyzetes átlagra a Θ értéket kapjuk:

$$p(\Theta) = C \Theta^{\frac{s}{2}-1} \cdot e^{-\frac{s\Theta}{2}} , \quad /8/$$

ahol

$$C = \frac{\left(\frac{s}{2}\right)^{\frac{s}{2}}}{\left(\frac{s}{2} - 1\right)!} .$$

A /6/ egyenlőtlenséghez hasonlóan, most már felírhatjuk azt a - bármely s értékhez tartozó - intervallumot, melybe az egy mérési sorozatból nyert Θ értékek (1-ε) valószínűséggel esnek, mégpedig:

$$\Theta_s^{(1)}\left(\frac{1}{2}\varepsilon\right) < \Theta < \Theta_s^{(2)}\left(\frac{1}{2}\varepsilon\right) , \quad /9/$$

ahol $\Theta_s^{(1)}\left(\frac{1}{2}\varepsilon\right)$ és $\Theta_s^{(2)}\left(\frac{1}{2}\varepsilon\right)$ definíciója a következő:

$$\int_{\Theta_s^{(1)}\left(\frac{1}{2}\varepsilon\right)}^{\infty} p(\Theta) d\Theta = 1 - \frac{1}{2}\varepsilon \quad \text{és} \quad \int_{\Theta_s^{(2)}\left(\frac{1}{2}\varepsilon\right)}^{\infty} p(\Theta) d\Theta = \frac{1}{2}\varepsilon .$$

Az így meghatározott $\Theta_s^{(1)}$ és $\Theta_s^{(2)}$ függvényeket, ε -nak különböző értékeket adva, nagy s értékekig számítottuk ki /1.táblázat/. A számításokat a nem teljes Γ-függvény sorfejtéses alakjának felhasználásával végeztük el, tekintve, hogy a Γ-függvényekre eddig készült táblázatok a jelen megfontolásainak szempontjából érdekes tartományra nem terjednek ki.

1. táblázat

ε	$2 \cdot 10^{-4}$		$6 \cdot 10^{-3}$		$2 \cdot 10^{-2}$		$2 \cdot 10^{-1}$	
	$\Theta^{(1)}$	$\Theta^{(2)}$	$\Theta^{(1)}$	$\Theta^{(2)}$	$\Theta^{(1)}$	$\Theta^{(2)}$	$\Theta^{(1)}$	$\Theta^{(2)}$
1	0,000	15,23	0,000	8,81	0,000	6,64	0,016	2,70
2	0,000	9,21	0,003	5,81	0,010	4,61	0,105	2,30
4	0,007	5,88	0,040	4,00	0,074	3,32	0,266	1,94
6	0,029	4,64	0,094	3,30	0,145	2,80	0,367	1,77
8	0,058	3,98	0,145	2,91	0,206	2,51	0,436	1,67
10	0,089	3,56	0,191	2,66	0,256	2,32	0,487	1,60
20	0,220	2,62	0,345	2,09	0,413	1,88	0,622	1,42
30	0,309	2,26	0,434	1,86	0,499	1,70	0,687	1,34
50	0,420	1,92	0,537	1,64	0,594	1,52	0,754	1,26
70	0,489	1,75	0,597	1,53	0,649	1,44	0,790	1,22

4. §.

A következő feladatunk lenne ezek után, a Gauss- és Γ -eloszlások esetére felírt egyenlőtlenségek összehasonlítása. Mint az a /6/ ill. /9/ összevetéséből azonnal kitűnik, fixen tartott ε érték mellett, s értékét növelve, azt kapjuk, hogy

$$\sqrt{\frac{s}{2}} \Theta_s^{(1)} \rightarrow 1 \quad \text{és} \quad \sqrt{\frac{s}{2}} \Theta_s^{(2)} \rightarrow 1, \quad \text{ha} \quad s \rightarrow \infty.$$

Még szemléletesebbé tehetjük a /6/ és /9/ egyenlőtlenségek összehasonlítását s egyszermind jobban megvilágíthatjuk a Gauss- és Γ -eloszlások közti különbséget, ha az

$$\alpha_s^{(1)}(\varepsilon) = \sqrt{\frac{s}{2}} \left[1 - \Theta_s^{(1)}\left(\frac{1}{2}\varepsilon\right) \right]$$

és

$$\alpha_s^{(2)}(\varepsilon) = \sqrt{\frac{s}{2}} \left[\Theta_s^{(2)}\left(\frac{1}{2}\varepsilon\right) - 1 \right]$$

új mennyiségek bevezetésével a /9/ egyenlőtlenséget a /6/-hoz formailag hasonló

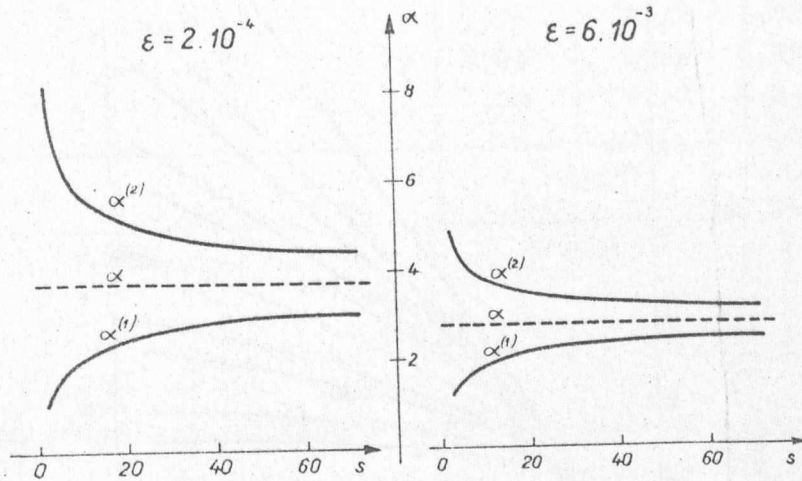
$$1 - \alpha_s^{(1)}(\varepsilon) \sqrt{\frac{2}{s}} < \Theta < 1 + \alpha_s^{(2)}(\varepsilon) \sqrt{\frac{2}{s}}$$

/10/

alakra hozzuk.

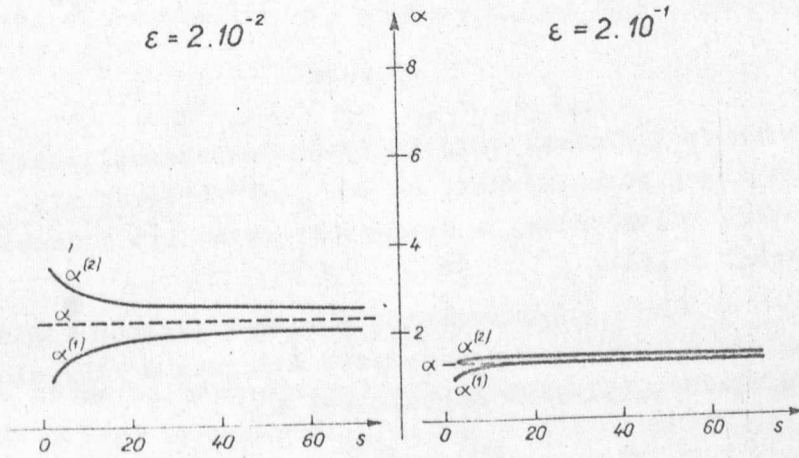
/10/-nek /6/-tal való összehasonlításából egyszerűen adódik, hogy ε értékét fixen tartva, az s -et pedig végtelen felé növelve, mind az $\alpha_s^{(1)}$, mind az $\alpha_s^{(2)}$ függvény a Θ Gauss eloszlása esetén adódó α értékhez kell hogy tartson, azaz ha

$$s \rightarrow \infty \quad \alpha_s^{(1)}, \alpha_s^{(2)} \rightarrow \alpha$$



2.a.

2.b.

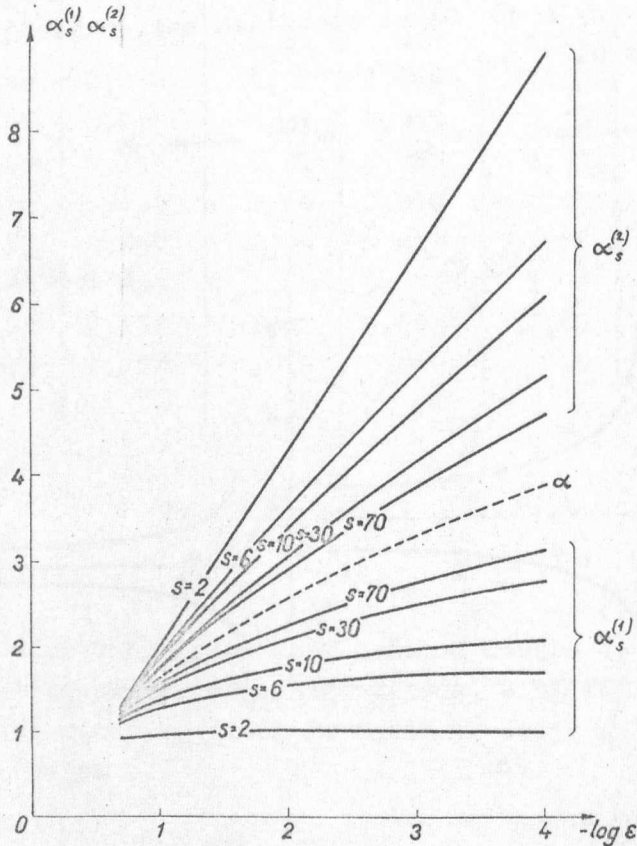


2.c.

2.d.

2. ábra

A Gauss- és Γ -eloszlások közti különbség szemléletesebbé tételére a 2.a., 2.b., 2.c. és 2.d. ábrákon különböző ξ értékek mellett felrajzoltuk az $\alpha^{(1)}$ és $\alpha^{(2)}$ görbéket, mint az S -nek függvényeit, feltüntetve mellettük mindig a Gauss-eloszlásból adódó megfelelő α értékeket is.



3. ábra

A 3. ábrán az 1. ábrával való könnyebb összehasonlíthatóság kedvéért, az s -et tartva meg paraméternek, az $\alpha^{(1)}$, $\alpha^{(2)}$ értékek mint a $(-\log_{10} \epsilon)$ függvényei lettek felrajzolva; a szaggatott görbe itt a Gauss-eloszláshoz tartozó értékeket jelöli.

A két ábra közös értékkészletét a 2. táblázatban foglaltuk össze.

Megjegyezzük még, hogy a négyzetes átlagnak a $/10/$ alatti egyenlőt-lenségnek megfelelő egyoldalas megbecslése a

$$\Theta < 1 + \alpha_s^{(2)}(2\epsilon) \sqrt{\frac{2}{s}}$$

alakban írható az új jelölésekkel.

2. táblázat

s \ ε	2.10 ⁻⁴		6.10 ⁻³		2.10 ⁻²		2.10 ⁻¹	
	α ⁽¹⁾	α ⁽²⁾	α ⁽¹⁾	α ⁽²⁾	α ⁽¹⁾	α ⁽²⁾	α ⁽¹⁾	α ⁽²⁾
1	0,707	10,1	0,707	5,52	0,707	3,99	0,696	1,21
2	1,00	8,21	1,00	4,81	0,99	3,61	0,895	1,30
4	1,40	6,90	1,36	4,25	1,31	3,28	1,04	1,34
6	1,68	6,31	1,57	3,99	1,48	3,12	1,10	1,34
8	1,88	5,96	1,71	3,83	1,59	3,02	1,13	1,34
10	2,04	5,72	1,81	3,71	1,66	2,95	1,15	1,34
20	2,47	5,12	2,07	3,44	1,86	2,78	1,20	1,33
30	2,68	4,86	2,19	3,31	1,94	2,70	1,21	1,32
50	2,90	4,60	2,32	3,19	2,03	2,62	1,23	1,32
70	3,02	4,46	2,38	3,12	2,08	2,57	1,24	1,31
∞	3,72		2,75		2,33		1,28	

5.§.

Mindezen megfontolások többek között s független mennyiség

$$x_1, x_2, \dots, x_s$$

szórásainak a megbecslésére is felhasználhatók.

Tekintsük azt az esetet, midőn egy α mennyiség ismételt méréseinek eredményei által szolgáltatott x_σ értékek Gauss-eloszlást követnek. Akkor a

$$\chi^2 = \frac{1}{s} \sum_{\sigma} (x_{\sigma} - \alpha)^2 = \chi^2_{\oplus} \quad /11/$$

kifejezés várható értéke

$$\langle \chi^2 \rangle = \chi^2,$$

ahol

$$\chi^2 = \langle (\delta x_{\sigma})^2 \rangle, \quad \sigma = 1, 2, \dots, s.$$

a közös értéke az egyes mért értékek szórásának.

Mármost χ²-et az eddigiek értelmében a következőképpen becsülhetjük meg:

$$\chi^2(1 - \alpha_s^{(1)}(\varepsilon)\sqrt{\frac{2}{s}}) < \chi^2 < \chi^2(1 + \alpha_s^{(2)}(\varepsilon)\sqrt{\frac{2}{s}}),$$

ahol χ^2 a mért x_σ értékekből numerikusan számítható a /11/ kifejezés alapján; de természetesen csak abban az esetben, ha az a értéke ismert.

Ha a értékét nem ismerjük, akkor /11/ helyett χ^2 kiszámítására a

$$\overline{\chi^2} = \frac{1}{s-1} \sum_{\sigma} (x_{\sigma} - \bar{a})^2$$

kifejezést kell használnunk, ahol

$$\bar{a} = \frac{1}{s} \sum x_{\sigma}$$

a mért x_{σ} értékek átlagértéke.

Egyszerű számítással kimutatható, hogy ebben az esetben a χ^2 megbecslésére a

$$\overline{\chi^2} \left(1 - \sqrt{\frac{2}{s-1}} \alpha_{s-1}^{(1)}(\varepsilon)\right) < \chi^2 < \overline{\chi^2} \left(1 + \sqrt{\frac{2}{s-1}} \alpha_{s-1}^{(2)}(\varepsilon)\right) \quad /12/$$

egyenlőtlenség adódik, vagyis az s darab $\chi_{\sigma} = x_{\sigma} - \bar{a}$ mennyiség olymódon viselkedik, mint $(s-1)$ független mennyiség.

6.§.

Tekintsük ezek után azt az esetet, midőn az s független mennyiség $(x_{\sigma}, \sigma = 1, 2, \dots, s)$ mindegyikének ugyanaz a várható értéke

$$\langle x_{\sigma} \rangle = a, \quad \sigma = 1, 2, \dots, s,$$

de az egyes mennyiségek szórásának a szórása különbözik egymástól, azaz

$$\langle (\delta x_{\sigma})^2 \rangle = \chi_{\sigma}^2.$$

Ekkor a

$$\Theta = \frac{1}{s} \sum_{\sigma=1}^s \frac{(x_{\sigma} - a)^2}{\chi_{\sigma}^2}$$

mennyiség Γ -eloszlást követ /lásd /8/ képlet/, Θ megbecslése a 4.§-ban megadott módon történhet.

Midőn az a értéke nem ismert, a súlyozott átlag a

$$\Theta = \frac{1}{s-1} \sum \frac{(x_{\sigma} - \bar{a})^2}{\chi_{\sigma}^2}$$

képlet alapján számolható, ahol

$$\bar{a} = \frac{\sum \frac{x_{\sigma}}{x_{\sigma}^2}}{\sum \frac{1}{x_{\sigma}^2}}$$

⊙ megbecslésére ebben az esetben, hasonlóan az előző §-ban tárgyal-
takhoz a /12/ alatti egyenlőtlenség használható.

Végezetül köszönetet szeretnénk mondani Sebestyén Klárának a numeri-
kus számítások elvégzéséért.

Érkezett 1961. szeptember 22.

KFKI Közlemények, 9.évf. 4.sz. 1961.

EGYTENGELYÜ ANIZOTRÓP FERROMÁGNESES ANYAGOK
REZONANCIA-KÉPLETEI

Irta: Siklós Tivadar és Sz.V.Tyablikov[✉]

Összefoglalás

Dolgozatunkban az egytengelyű ferromágneses anyagok ferromágneses rezonancia-képleteinek levezetését adjuk meg, a kétidős hőmérsékleti Green-függvénymódszer alapján.

Egy korábbi dolgozatunkban [1] megkaptuk az egytengelyű anizotrop ferromágneses anyagok feladatában alkalmazott Green-függvények kifejezéseit. Felhasználva az ott kapott képleteket, kiszámoljuk ezen anyagok szuszceptibilitását és a ferromágneses rezonancia frekvenciát síkpolarizált rádiófrekvenciás tér esetében. Számításainkban nem vesszük figyelembe a csillapodást és a lemágnesező faktorokat.

Ferromágneses rezonancia esetében a szuszceptibilitás kifejezését a [2] dolgozat alapján a következő alakban írhatjuk fel:

$$\chi_{\alpha_1\alpha_2} = \nu \langle\langle S^{\alpha_1} | S^{\alpha_2} \rangle\rangle_{E=\Omega} ; \quad (\nu = 2\pi i \mu^2) \quad / 1 /$$

ahol $S^\alpha = \sum_{(f)} S_f^\alpha$ az elektron teljes spinje α -komponense; $\langle\langle \dots | \dots \rangle\rangle$ a megfelelő Green-függvény; μ -Bohr-magneton.

Hogy a \mathcal{H} felmágnesező külső tér orientációja az anizotropia tengelyhez viszonyítva tetszés szerinti lehessen, áttérünk a spin operátorokról a Pauli operátorokra [3] ; [1] :

$$S^\alpha = \gamma_\alpha (1 - 2N) + A^\alpha B + \tilde{A}^{\alpha*} B^+ \quad / 2 /$$

ahol $B = \sum_{(f)} b_f$; $N = \sum_{(f)} n_f$

[✉] Sz.U.T.A. Sztjeklov Matematikai Intézete, Moszkva.

b_f -Pauli operátor, mely az f -rácspontban lévő elektronra hat; γ_α - iránycosinus, az A és \tilde{A} koeficiensek pedig

$$A^x = -\frac{\gamma_x \gamma_z}{\eta_z} - i \frac{\gamma_y}{\eta_z} ; \quad A^y = -\frac{\gamma_y \gamma_z}{\eta_z} + i \frac{\gamma_x}{\eta_z} ; \quad A^z = \eta_z \quad / 3 /$$

$$\eta_z = \{ \gamma_x^2 + \gamma_y^2 \}^{\frac{1}{2}}$$

Mint láttuk az [1] dolgozatban, a b_f operátorokat célszerű az alábbi alakban előállítani:

$$b_f = \beta + \lambda_f ; \quad \langle \lambda_f \rangle = 0 \quad / 4 /$$

β -c-szám.

Ekkor az n_f operátorokra

$$n_f = \bar{n} + \tilde{\beta} \lambda_f + \beta \lambda_f^* + \Omega_{ff} ; \quad \langle n_f \rangle = \bar{n} \quad / 5 /$$

kifejezést kapjuk.

Ekkor

$$B = N\beta + \Lambda ; \quad N = \sum_{(f)} 1 ; \quad \Lambda = \sum_{(f)} \lambda_f$$

$$N = N\bar{n} + \tilde{\beta} \Lambda + \beta \Lambda^* + \sum_{(f)} \Omega_{ff} \quad / 6 /$$

Hasonlóan, mint az [1] dolgozatban, elhanyagolva azokat a Green-függvényeket, amelyek Ω_{ff} operátorokat tartalmazzák, a szuszceptibilitás kifejezését a következő alakban írhatjuk fel:

$$\nu^{-1} \chi_{\alpha_1 \alpha_2} = C_1^{\alpha_1 \alpha_2} \langle \Lambda | \Lambda^+ \rangle + \tilde{C}_1^{\alpha_1 \alpha_2} \langle \Lambda^* | \Lambda \rangle +$$

$$+ \tilde{C}_2^{\alpha_1 \alpha_2} \langle \Lambda | \Lambda \rangle + C_2^{\alpha_1 \alpha_2} \langle \Lambda^* | \Lambda^* \rangle \quad / 7 /$$

ahol

$$C_1^{\alpha_1 \alpha_2} = 4 \gamma_{\alpha_1} \gamma_{\alpha_2} |\beta|^2 - 2 \gamma_{\alpha_1} \tilde{A}^{\alpha_2} \tilde{\beta} - 2 A^{\alpha_1} \gamma_{\alpha_2} \beta + A^{\alpha_1} \tilde{A}^{\alpha_2}$$

$$C_2^{\alpha_1 \alpha_2} = 4 \gamma_{\alpha_1} \gamma_{\alpha_2} |\beta|^2 - 2 \gamma_{\alpha_1} \tilde{A}^{\alpha_2} \beta - 2 \tilde{A}^{\alpha_1} \gamma_{\alpha_2} \beta + \tilde{A}^{\alpha_1} \tilde{A}^{\alpha_2} \quad / 8 /$$

Felhasználva a fenti Green-függvényekre az [1] dolgozatban nyert kifejezéseket, a /7/-t az alábbi alakban írhatjuk:

$$\chi_{\alpha_1 \alpha_2} = \frac{C_-^{\alpha_1 \alpha_2}}{\Omega - E_0} - \frac{C_+^{\alpha_1 \alpha_2}}{\Omega + E_0} \quad / 9 /$$

$$E_0 = E_{k=0} = \left\{ A_0^2 - B_0^{(1)} B_0^{(2)} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

$$C_-^{\alpha_1 \alpha_2} = \frac{\mu^2 \sigma}{2} \left\{ -C_1^{\alpha_1 \alpha_2} \left(1 + \frac{A_0^{(2)} + \omega_0}{E_0} \right) + \tilde{C}_1^{* \alpha_1 \alpha_2} \left(1 - \frac{A_0^{(1)} - \omega_0}{E_0} \right) + \right. \\ \left. + \tilde{C}_2^{* \alpha_1 \alpha_2} \frac{B_0^{(1)}}{E_0} + C_2^{\alpha_1 \alpha_2} \frac{B_0^{(2)}}{E_0} \right\}$$

$$C_+^{\alpha_1 \alpha_2} = \frac{\mu^2 \sigma}{2} \left\{ -C_1^{\alpha_1 \alpha_2} \left(1 - \frac{A_0^{(2)} + \omega_0}{E_0} \right) + \tilde{C}_1^{* \alpha_1 \alpha_2} \left(1 + \frac{A_0^{(1)} - \omega_0}{E_0} \right) - \right. \\ \left. - \tilde{C}_2^{* \alpha_1 \alpha_2} \frac{B_0^{(1)}}{E_0} - C_2^{\alpha_1 \alpha_2} \frac{B_0^{(2)}}{E_0} \right\}$$

/10/

$$A_0^{(1)} = \tilde{A}_0^{*(2)} = 2 \left\{ \mu (\mathcal{H} \gamma) + \sigma \Delta(0) \left(\gamma_z^2 - \frac{1}{2} \eta_z^2 \right) \right\} - 4 |\beta|^2 \Delta(0) \left(\gamma_z^2 - \frac{1}{2} \eta_z^2 \right) + \\ + 4 \beta \gamma_z \eta_z \Delta(0) + 2 \tilde{\beta}^* \left\{ \mu (\mathcal{H} \tilde{A}) + \Delta(0) \left[\eta_z^2 \tilde{\beta}^* + \gamma_z \eta_z (2\sigma + 1) \right] \right\}$$

$$B_0^{(1)} = \tilde{B}_0^{*(2)} = -\eta_z^2 \Delta(0) \sigma + 2 \beta \left[\mu (\mathcal{H} \tilde{A}) - 2 \beta \Delta(0) \left(\gamma_z^2 - \frac{1}{2} \eta_z^2 \right) + \right. \\ \left. + \Delta(0) \left\{ \eta_z^2 \tilde{\beta}^* + \gamma_z \eta_z (2\sigma + 1) \right\} \right]$$

$$\omega_0 = \frac{A_0^{(1)} - A_0^{(2)}}{2}$$

$\sigma = 1 - 2\bar{n}$ - a viszonylagos mágnesezettség.

A /7/, ill. /9/ képlet adja meg a végtelen kiterjedésű, egytengelyű, anizotrop ferromágneses anyag szuszceptibilitás tenzora kifejezését ferromágneses rezonancia esetében.

Vizsgáljunk meg néhány speciális esetet:

1/ A felmágnesező tér vektora az anizotropia tengellyel párhuzamos, a rádiófrekvenciás tér mágneses vektora az anizotropia tengelyre merőleges síkban fekszik:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_x = \mathcal{H}_y = 0 & \quad ; \quad \mathcal{H}_z = \mathcal{H} \\ h_x ; h_y \neq 0 & \quad ; \quad h_z = 0 \end{aligned}$$

ez esetben

$$\chi_{xx}(\Omega) = \chi_{yy}(\Omega) = -\chi_0 \left(\frac{1}{\Omega - E_0} - \frac{1}{\Omega + E_0} \right) \quad /11/$$

$$\chi_{yx}(\Omega) = -\chi_{xy}(\Omega) = i\chi_0 \left(\frac{1}{\Omega - E_0} + \frac{1}{\Omega + E_0} \right) \quad /12/$$

$$\chi_0 = \mu^2 \sigma$$

könnyen látható, hogy a rezonancia frekvencia:

$$\Omega_R = E_0 = 2 \{ \mu \mathcal{H} + \sigma \Delta(0) \} \quad /13/$$

2/ A felmágnesező tér vektora merőleges irányu az anizotropia tengelyre, a rádiófrekvenciás tér mágneses vektora pedig a felmágnesező tér vektorára merőleges síkban fekszik:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_z = \mathcal{H}_y = 0 & \quad ; \quad \mathcal{H}_x = \mathcal{H} \\ h_z ; h_y \neq 0 & \quad ; \quad h_x = 0 \end{aligned}$$

A rövidség kedvéért erre az esetre csupán a rezonancia-frekvenciákra kapott képletet írjuk fel:

$$\Omega_R = 2\sigma\Delta(0) \left\{ 1 - \left(\frac{\mu \mathcal{H}}{\sigma\Delta(0)} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad \text{ha} \quad \mu \mathcal{H} \leq \sigma\Delta(0) \quad /14/$$

$$\Omega_R = 2\mu \mathcal{H} \left\{ 1 - \frac{\sigma\Delta(0)}{\mu \mathcal{H}} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad \text{ha} \quad \mu \mathcal{H} \geq \sigma\Delta(0) \quad /15/$$

Megjegyezzük, hogy a /11/ - /15/ képletek tetszés szerinti hőmérséklet esetében érvényesek.

A rezonancia frekvenciákra általunk kapott /13/ - /15/ képletek jól egyeznek a [4] dolgozat eredményeivel.

Irodalom

- [1] С.В.Тябликов, Т.Шиклош Acta Phys.Hung. 12, 35 /1960/
- [2] С.В.Тябликов, Ф.Т.Т. 2, 361 /1960/
- [3] С.В.Тябликов Ф.М.М. 2, 193 /1956/
- [4] М.Т.Weiss, P.W.Anderson Phys.Rev. 98, 925 /1955/

Érkezett 1961. okt. 13.

KFKI Közlemények, 9. évf. 4.sz. 1961.

KOHERENS FÉNYNYALÁBOK KORRELÁCIÓJÁNAK
KISÉRLETI VIZSGÁLATA

Irta: Járossy Lajos, Náray Zsolt és Varga Péter

Összefoglalás

Egy fénynyalábot féligáteresztő tükör segítségével két koherens nyalábra bontottunk. A két nyaláb különböző hullámvonulatai között interferencia következtében létrejött korrelációt koincidencia módszerrel mértük. Azt találtuk, hogy a korrelációt a fényforrás tulajdonságai, az optikai rendszer paraméterei és a koincidenciaberendezés felbontóképessége befolyásolja. A mért és a számított korreláció értékei között a mérés hibáját meghaladó eltérés van.

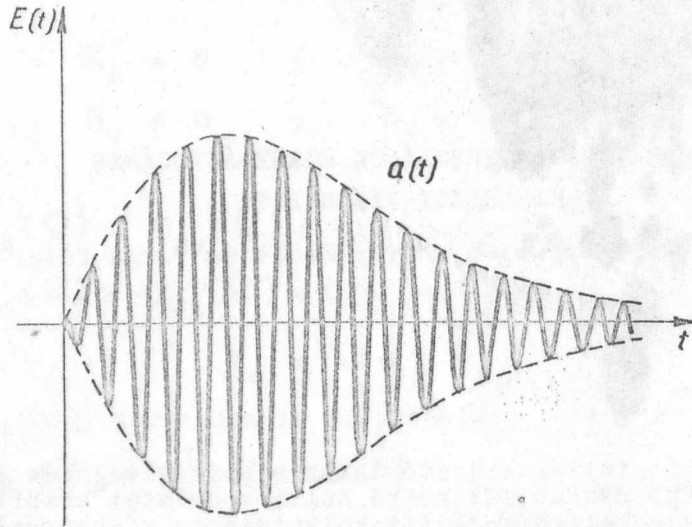
1.§.

Ismeretes, hogy R.Q.Twiss és R.Hanbury Brown [1] két koherens fénysugár között intenzitáskorrelációt talált. Mérési eredményeiket megerősítették E.Brammen, H.T.S.Ferguson és W.Wehlau [2], G.A.Rebka és R.V.Pound [3] és R.Q.Twiss és A.C.Little [4] vizsgálatai is. Az ilyen módon kísérletileg kimutatott effektusnak többen is kidolgozták az elméletét, a jelenségnek mind kvantummechanikai, mind klasszikus magyarázatát adva [5 - 8].

Időközben klasszikus megfontolásokból kiindulva a fény fluktuációs jelenségeinek tárgyalására átfogó elmélet került kidolgozásra [9], [10], mely többek között koherens nyalábok intenzitáskorrelációjának magyarázatára is alkalmazható. Ezen elmélet alapja az a feltevés, hogy egy makroszkopikus fényforrásban /pl. gázkisülési csőben/ az egyes atomok emissziója egymástól teljesen függetlenül, statisztikus törvények szerint jön létre. Az egyes emissziós folyamatokban

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 a(t) \cdot \cos(\omega t + \varphi) \quad / 1 /$$

alaku hullámvonulatok emittálódnak, ahol $a(t)$ az \mathbf{E} térerősség amplitudójának időbeli lefolyását megadó függvény /lásd 1.ábra/. Mivel az egyes - /1/ szerinti időben és térben véges - hullámvonulatok száma és ezek polarizációja, frekvenciája és fázisa is statisztikusan változik, az ezekből felépülő

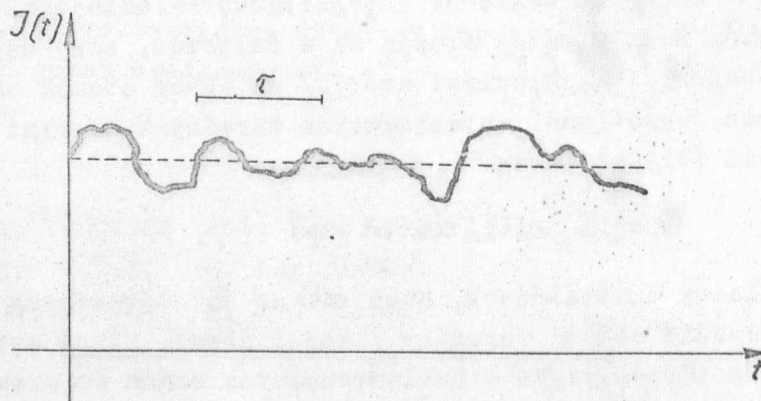


1. ábra
Egy hullámvonulat alakja

fénynyaláb intenzitása fluktuál. Pontosabban megvizsgálva a fluktuáció okát, két jelenség különböztethető meg:

- a/ az emisszióban résztvevő atomok számának, valamint az ezek által emittált hullámvonulatok polarizációjának fluktuációja,
- b/ különböző hullámvonulatoknak pillanatnyi interferenciája, melynek következtében az interferáló hullámvonulatok fáziskülönbségének és az egybeeső amplitudók viszonyának megfelelő pillanatnyi intenzitásértékek alakulnak ki.

A b/ jelenség által létrehozott intenzitásfluktuáció mértéke függ a nyaláb koherenciaképességétől.



2. ábra
Az időben statisztikusan változó intenzitás

Az a/ és b/ jelenség az intenzitás gyors statisztikus változását eredményezi /2.ábra/, mely a pillanatnyi intenzitásnak az átlagértéktől való eltérésében jut kifejezésre. Amennyiben ezen intenzitásfluktuációk kimutatására törekszünk, kézenfekvő, hogy a pillanatnyi intenzitás meghatározásának τ időtartama azonos nagyságrendű, vagy rövidebb kell hogy legyen, mint az intenzitás fluktuáció átlagos időtartama, mivel ellenkező esetben az intenzitásfluktuációk időben kiátlagolják egymást.

Amennyiben a 2.ábra szerinti fluktuációt mutató nyaláb egy féligáteresztő tükrön két koherens nyalábra bomlik, e két nyaláb intenzitása nem fluktuál egymástól függetlenül, a két nyaláb intenzitása között korreláció van.

Az intenzitáskorreláció kísérleti kimutatására essen a két koherens nyaláb két elektronsokszorozóra / M_1 , ill. M_2 / , amelyek egy τ felbontóképeségű koincidencia-berendezést táplálnak. Feltéve, hogy az egyes sokszorozók megszólalási valószínűsége a pillanatnyi intenzitással arányos, a két sokszorozó kimenő jelei között fellépő koincidenciák száma / K_s / nagyobb, mint ugyanezen elrendezésben a nyalábok által az M_1 ill. M_2 sokszorozók kimenetén létrehozott N_1 ill. N_2 impulzusszámból és a koincidencia berendezés τ felbontóképeségéből számítható $K_v = 2N_1N_2\tau$ véletlen koincidenciák száma.

Az elmélet [10] szerint a szisztematikus koincidenciák számának növekedése a véletlenekéhez képest két tagból tevődik össze:

$$K_s - K_v = K_v(A+B) \quad / 2 /$$

A 2.§-ban ismertetendő mérés a B mennyiség meghatározását tűzte ki céljául, míg a B mennyiségnél nagyságrendileg kisebb A meghatározása egy későbbi kísérlet tárgya. Abban az esetben, ha a felbontóképeség kisebb mint a Λ koherenciahossznak megfelelő $\frac{\Lambda}{c}$ idő, az elmélet [10] alapján a B mennyiségre az alábbi összefüggés adódik:

$$B = \frac{g^2}{\tau} \frac{\Lambda}{c} \quad / 3 /$$

ahol a g^2 a koherens nyalábokat előállító optikai berendezés geometriájától /a fényforrás nagyságától és nyílásszögétől/ függő tényező. Megjegyezzük, hogy Λ értékének meghatározása a $\Lambda = c \int_0^\tau \gamma^2(t) dt$ összefüggés alapján történt, ahol a γ koherenciaképeség, [11] interferometrikusan mérhető mennyiség.

2.§.

A /3/ formulát véve szemügyre, megállapíthatók azon fő kísérleti követelmények, amelyeknek biztosítása szükséges ahhoz, hogy racionális mérési idő alatt az intenzitáskorrelációt ki lehessen mutatni. A rendelkezésünkre álló fényforrás koherenciahossza kb. 5 cm volt. A geometriai faktor gyakorlatilag megvalósítható értékét $g^2 = 0,5$ -nek, a jelenlegi kísérleti technika mellett elérhető τ felbontóképességet kb. $2 \text{ m}\mu\text{sec}$ -nak véve

$$\frac{K_s - K_v}{K_v} = \frac{g^2 \Lambda}{c \tau} = 4,2 \% \text{ növekedés várható a két koherens nyaláb utjába helyezett elektron sokszorozók jeleinek koincideneciáiban, ugyanazon elektron sokszorozók inkoherens megvilágításánál kapott } K_v \text{ számú véletlen koincideneciához képest.}$$

A fenti adatokból látható, hogy még ezen eléggé kiélezett kísérleti körülmények között is a várható effektus relativ értéke igen kicsi. Amennyiben tehát - az elmélettel való kvantitatív összehasonlítás érdekében - ezen kis effektust nagy pontossággal akarjuk meghatározni, olyan mérési és kiértékelési eljárást kell választani, amely a b/ alatt leírt effektusból származó koincidenenciaszám-növekedést ugyanazon mérőberendezésben a koherens nyalábokkal egyező intenzitású, de inkoherens megvilágítás alkalmazásakor kapott véletlen koincideneciákhoz képest határozza meg. Erre a célra az Ádám-Jánossy-Varga által [12] alkalmazott eljárás került felhasználásra, amelyik nagymértékben kiküszöböli a berendezés instabilitásának a mérés eredményére gyakorolt hatását és azt a hátrányt is, amely abból adódik, hogy az effektus mérésénél alkalmazott koherens és a véletlen koincideneciák meghatározásakor alkalmazott inkoherens nyalábok intenzitása nem exaktul azonos. Az eljárás lényege abból áll, hogy váltakozva koherens, illetve inkoherens nyalábokkal vannak a sokszorozók megvilágítva és mindkét esetben megmérjük a koincidenenciaszámokat, valamint az egyes sokszorozók beütésszámát $/K_s, N_1, N_2 \text{ ill. } K'_v, N'_1 \text{ és } N'_2/$.

Ezen adatok egy részéből ($K'_v, N'_1 \text{ és } N'_2$) a $K'_v = 2N'_1N'_2\tau$ összefüggés felhasználásával meghatározható a koincidenenciakör τ felbontóképessége. Hogy a b/ effektusból adódó koincidenenciaszám-növekedést a véletlen koincideneciák számához képest lehessen meghatározni, oly módon jártunk el, hogy a K_s és N_1, N_2 -ből is meghatároztunk egy látszólagos felbontóképességet

$$\Theta = \frac{K_s}{2N_1N_2}$$

formában. Θ éppen az intenzitáskorreláció következtében nagyobbak adódik, mint τ . Az elmélet alapján /lásd /3/ összefüggés/ Θ és τ között a

$$\Theta - \tau = \frac{g^2 \Lambda}{c}$$

összefüggés áll fenn, vagyis a mérés feladata annak kimutatása, hogy az ilyen módon számított Θ megegyezik-e a mérési adatokból kapott $\Theta = \frac{K_s}{2N_1N_2}$ értékkel. Mivel a mérési adatokból τ és Θ kifejezhető

$$\Theta = \frac{K_s}{2N_1N_2}$$

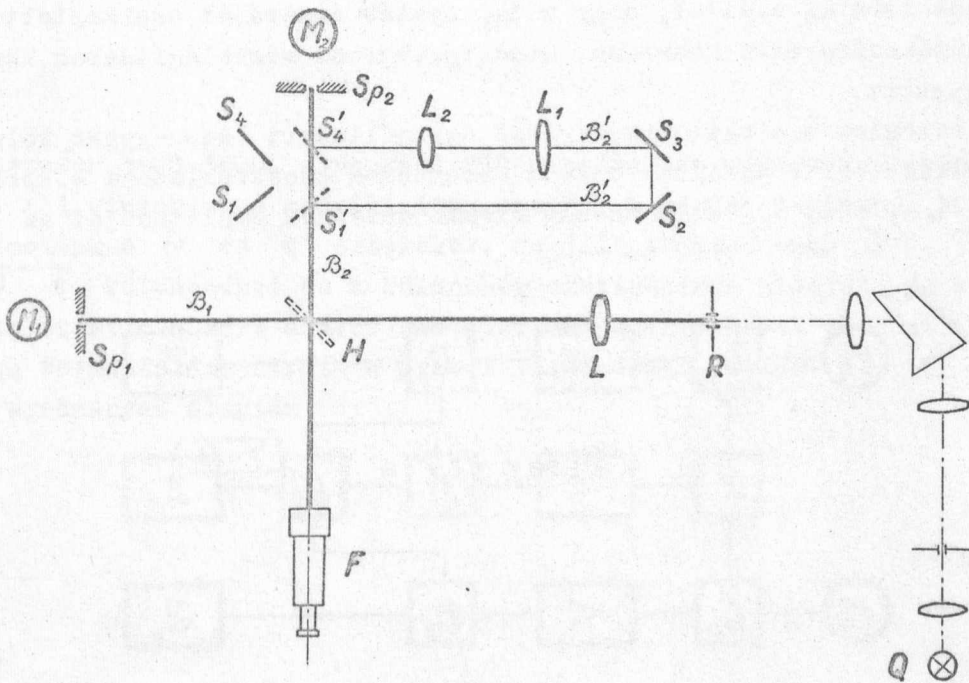
/ 4 /

$$\tau = \frac{K'_v}{2N'_1N'_2}$$

a /3/ és /4/ összehasonlításából az elmélet ellenőrizhető.

3.§.

A fenti mérési elv megvalósítására az alábbi mérési elrendezést /lásd 3.ábra/ alkalmaztuk:

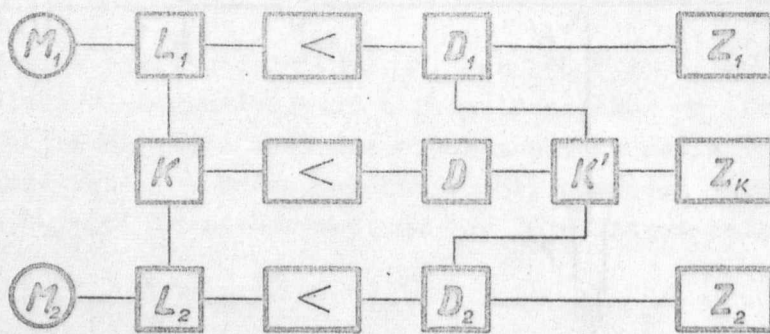


3.ábra
Az optikai elrendezés

A Q fényforrás 557 m μ hullámhosszú vonala egy monokromátor R kilépő részére esik, amelyik az L₁ lencse fókuszában van. A rés mérete 0,0105 x 0,004 cm, a lencse fókusz távolsága 25 cm volt. Az L₁ lencse által párhuzamosított sugárnyaláb a H féligáteresztő tükrön két nyalábra / B₁ ill. B₂ / bomlik és a B₁ ill. a B₂ nyaláb az Sp₁ ill. Sp₂ tükrökbe furt 3 mm átmérőjű lyukon keresztül az M₁ ill. M₂ elektronsokszorozó fotokatódjára esik. Az előzőekben elmondottak szerint ezen nyalábok korrelált intenzitás-fluktuációja a sokszorozók kimenő jeleinek koincidenciaszámát növeli a véletlen koincidenciák számához képest.

A véletlen koincidenciák számából adódó felbontóképesség meghatározásához szükséges inkohere ns megvilágítást oly módon állítottuk elő, hogy az egyik nyaláb utját lényegesen meghosszabbítottuk. Ezen mérési fázisban a mérést vezérlő automatika az S₁, S₄ tükörpárt az ábrán szaggatott vonallal jelölt S'₁, S'₄ pozícióba billenti be és ennek következtében a B₂ nyalábban a fény utja $\Delta x = 500$ cm-rel meghosszabbodott. Mivel így a korrelált intenzitás fluktuációk a koincidencia-felbontóképességet lényegesen meghaladó $\frac{\Delta x}{c} \sim 10^{-8}$ sec időkülönbséggel jutnak a két sokszorozó fotokatódjára, ez a megvilágítás inkohere nsnek tekinthető. Az L₁ és L₂ lencsék az S₁, S₄ tükrökön való reflexió s veszteségből adódó N₂ beütésszámcsökkenést küszöbölték ki azáltal, hogy a B'₂ nyaláb átmérőjét csökkentették. Így az M₂ beütésszáma mind koherens, mind inkohere ns megvilágításban közelítőleg megegyezett.

A berendezés elektronikus része egy jólismert lassu-gyors koincidencia berendezés volt. Az elektronikus berendezés blokkvázlata a 4. ábrán látható. Az M₁, ill. M₂ sokszorozók kimenő jeleinek amplitudóját az L₁ ill.



4. ábra
Az elektronika blokk sémája

L_2 limiter fokozatok korlátozták. A sokszorozóknak ily módon korlátozott amplitudójú jeleit erősítés, majd a D_1 , ill. D_2 integráldiszkriminátorral történő válogatás után a Z_1 , ill. Z_2 számlálókkal számlálták. A két sokszorozó jelei közötti ko incidencia-szám meghatározásával ugyanakkor az L_1 , ill. L_2 limiter kimenő jelei egy $1,6 \text{ m}\mu\text{sec}$ felbontóképességű ko incidencia kört is működtetnek. Ez utóbbi ko incidencia kör kimenő jelei és az egyes csatornák D_1 , ill. D_2 integráldiszkriminátorok által diszkriminált jelei egy lassu $0,5 \mu\text{sec}$ felbontóképességű ko incidencia berendezést is tápláltak annak érdekében, hogy csak azok a jelek jussanak el a Z_k ko incidenciaszámlálóba, amelyeket a Z_1 és Z_2 számlálók is megszámo ltak.

A használt berendezésben a Z_1 , ill. Z_2 számlálókkal meghatározott másodpercenkénti beütésszám / N_1 , ill. $N_2 / 40\,000$ volt. Az elektronsokszorozó sötétáramát a fotokatód meg nem világított része mágneses defokuszálásával [12] sikerült csökkenteni, az egyik sokszorozó sötétáram impulzus-száma $100/\text{sec}$, a másiké $8000/\text{sec}$ volt.

A koherens és inkoherens megvilágítással végzett méréseket felváltva végeztük. A berendezést vezérlő automatizmus a kétféle mérés módot 200 sec -onként váltogatta. Ugyanaz az automatika adott periódikusan parancsot a sötétáram mérésére és más kontrollmérések elvégzésére is.

4.§.

Összesen $3600-3600$, egyenként 200 másodperces mérést végeztünk el koherens, ill. inkoherens megvilágítás esetén. A mérési adatokból külön-külön kiszámoltuk a Θ és τ értékeket. Megállapítottuk ezen $\bar{\Theta}$, $\bar{\tau}$ átlagát, a $\bar{\Theta} - \bar{\tau}$ különbségét és a különbség statisztikus hibáját. /A hiba megállapítása szintén a mért adatok statisztikus analizisével történt, nem pedig a hiba természetére kirótt a priori feltevéssel, miként pl. [4] -ben./ A mérési eredmények alapján

$$\left(\frac{\bar{\Theta} - \bar{\tau}}{\bar{\tau}}\right)_{\text{mért}} = (1 \pm 0,09)\%$$

5.§.

Az elméleti és kísérleti adatok összehasonlítása céljából megmértük a kísérleti elrendezésünkre vonatkozó azon adatokat, melyek az effektus elméleti értékének meghatározásához szükségesek.

Méréseink eredményeképpen a koherenciahossz

$$\Lambda = 5,61 \text{ cm}$$

nek adódott.

A koincidencia berendezés felbontóképességét egyrészt a szokásos elektronikus módszerekkel, másrészt a véletlen koincidenciák számából állapítottuk meg a $\tau = \frac{K_V}{2N_1'N_2'}$ összefüggés felhasználásával. Ily módon

$$\bar{\tau} = 1,6 \text{ m}\mu \text{ sec}$$

adódott, tehát fennáll, hogy $\Lambda \ll c\tau$ és így indokolt, hogy az effektus elméleti értékét a /3/ kifejezés alapján határozzuk meg. Az aperturából és az R rés méretéből a [10] alapján számított geometriai tényező

$$g^2 = 0,31$$

volt.

A fenti adatok felhasználásával az 1.§. b/ pontjában említett jelenségből adódó effektus elméletileg várható értéke /3/ alapján

$$\left(\frac{\Theta - \tau}{\tau}\right)_{\text{elm}} = \frac{K_S - K_V}{K_V} = \frac{g^2 \Lambda}{\tau \cdot c} = 3,6\%$$

Mérési eredményeinket összehasonlítva a [10] szerinti elmélet adataival, megállapítható, hogy az eltérés meglehetősen nagy. Ennek oka előttünk egyértelműen még nem ismeretes. Feltételezhető azonban, hogy az eltérés részben az elmélet alapjául szolgáló modell durvaságából fakad /pl. az a feltételezés, hogy az egyes atomok emissziója teljesen független egymástól/.

Analizálva más szerzők [2], [4] mérési eredményeit és a mérőberendezésükre vonatkozó adatokat /pl. geometriai tényező, felbontóképesség, stb/, megállapítható, hogy esetükben az egyezés az elméleti és mért eredmények között általában hasonló mértékű, mint a mi esetünkben.

Köszönetünket fejezzük ki a mérésekben végzett jó munkájukért Titschka Kálmánnak, Czigány Imrének, valamint Kántor Károlynak a beállításban és Farakas Győzőnek a kiértékelés irányításában nyújtott segítségéért.

Irodalom

- [1] Twiss, R.Q., Hanbury Brown, R., Nature 177, 27, /1956/
- [2] Brannen, E., Ferguson, H.I.S., Wehlau, W., Canad. Phys. 36, 871, /1958/
- [3] Rebka, G., Pound, R.V., Nature, 180, 1035, /1957/
- [4] Twiss, R.Q., Little, A.G., Austral. J. Phys. 12, 77, /1959/
- [5] Twiss, R.Q., Hanbury Brown, R., Proc. Roy. Soc. A. 242, 300, /1957/
- [6] Purcell, E.M., Nature, 178, 1449 /1956/
- [7] Wolff, E., Phil. Mag. 2, 351, /1957/
- [8] Mandel, L., Proc. Roy. Soc. 72, 1037, /1958/
- [9] Jánossy L., Nuovo Cimento, 6, 111, /1957/
- [10] Jánossy L., Nuovo Cimento, 12, 369, /1959/
- [11] Born, M., Wolff, E., Principles of Optics, Pergamon /1959/
- [12] Ádám A., Jánossy L., Varga P., Ann. d. Phys. 16, 408, /1955/
- [13] Farkas Gy., Varga P., KFKI Közl., 7, 248 /1959/

Érkezett 1961. szept. 4.

KFKI Közlemények 9.évf. 4.sz. 1961.

AZ INTERFERENCIA A MICHELSON INTERFEROMÉTERBEN
KITERJEDT FÉNYFORRÁS ESETÉN

Írta: Bakos József, Kántor Károly és Varga Péter

Összefoglalás

Megmutatjuk, hogy egy Michelson interferométerben a két interferáló sugár úgy tekinthető, mintha a kollimáló lencse képterében lévő két meghatározott pontból indult volna ki. Az interferencia fázisa és kontrasztja kiterjedt forrás esetén pedig a két pont geometriai helyének függvénye. A két ún. homológ pont helyzetét a megfigyelési pont helye és az interferométer optikai paraméterei egyértelműen meghatározzák. Egyszerű eljárást ismertetünk a két pontban lévő koherencia fokának kiszámítására, és részletesen diszkutáljuk az eredményeket kör alakú és négyzetes forrás esetén.

1.§. Bevezetés

A Michelson-féle interferométer, mint bármely optikai berendezés, csak abban az esetben ideális, ha a fényforrás pontszerű. Ez az eset a gyakorlatban nem létezik. Mérhető intenzitást csakis a véges kiterjedésű fényforrás ad. Meg kell tehát vizsgálni, milyen körülmények között tekinthető egy fényforrás pontszerűnek, illetve mennyire befolyásolja a véges kiterjedés az interferenciaképet.

A kérdés nem újkeletű, de mégis szükségesnek találtuk, hogy foglalkozunk vele, mert az irodalomból [1 - 7] nem kaptunk kielégítő választ az általunk tapasztalt jelenségekre.^{x/}

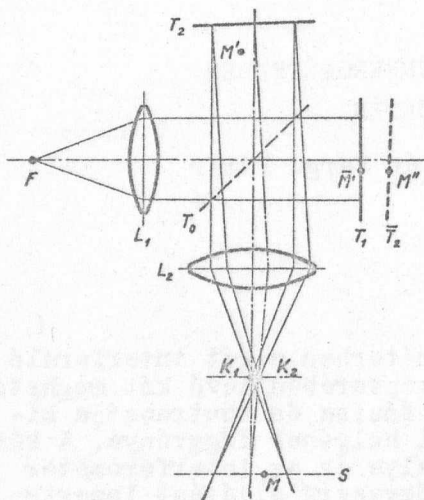
Dolgozatunkban egy viszonylag új, de nagyon termékeny optikai fogalomnak, a parciális koherenciának [9, 10, 11] felhasználásával igyekszünk a fényforrás kiterjedt voltát figyelembe venni, és a kísérleti technika pontosságát elérő, ill. felülmúló számítást elvégezni.

x/

A legutóbbi időkben G.Schulz és G.Minkwitz [8] más alapokon elindulva, a miénkhez hasonló eredményre jutott, azonban az interferenciát leíró függvények argumentumaiban, amelyek a fizikai paramétereket tartalmazzák, a két eredmény között eltérések vannak.

2.§. Az interferométer működése

Az ideális interferométer működése közismert. Az F pontszerű fényforrás az optikai tengelyen az L_1 lencse fókuszában van /1.ábra/. A lencséből kilépő párhuzamos nyaláb a T_0 féligáteresztő tükörön két koherens nyalábra bomlik. A két nyaláb a T_1 és T_2 tükrökről visszaverődve az L_2 lencsére esik. Ha a T_1 és T_2 tükröknek az optikai tengelyhez viszonyított dőlésszöge különböző, az L_2 lencse fókuszsjában az F fényforrásnak két K_1 és K_2 képe jelenik meg. A két kép, mint két szekundér fényforrás szerepel, és mindenütt, ahol a két továbbhaladó fénynyaláb fedi egymást, interferencia lép fel.



1.ábra

Ez az interferenciajelenség a levegő-éken való interferenciára vezethető vissza. Tükrözzük a T_2 tükröt a T_0 féligáteresztő tükörön, legyen \bar{T}_2 a tükörkép /1.ábra/. A T_1 és a \bar{T}_2 éket alkot. Képezze le az L_2 lencse az egyik tükröt az S síkba. Az S

síkban elhelyezett ernyőn interferenciát találunk. Legyen valamely M pont képe a tükrön \bar{M}' . Az M pontban az interferáló sugarak közti uthosszkülönbség körülbelül

$$S = 2 \overline{M' M''} \quad / 1 /$$

ahol M'' az \bar{M}' ponton keresztül haladó, az optikai tengellyel párhuzamos sugárnak a \bar{T}_2 tükörrel alkotott metszéspontja. Az ennek megfelelő interferenciarend $N = 2 \frac{\overline{M' M''}}{\lambda}$ / λ a fény hullámhossza/. Az intenzitás pedig

$$J = 2J_0(1 + \cos ks) \quad / 2 /$$

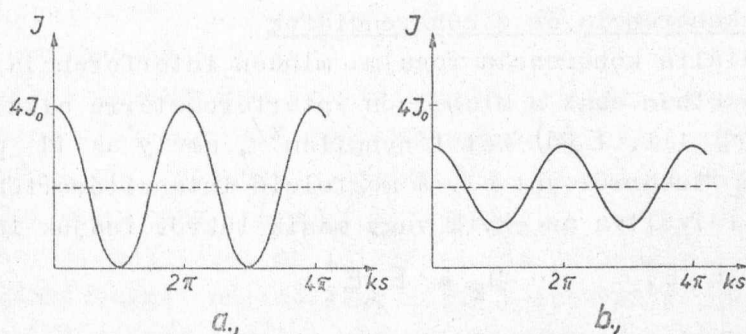
alakban írható fel, ahol $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ a hullámszám, J_0 egy-egy nyaláb intenzitása az M pontban.

Ha a tükrök távolsága a féligáteresztő T_0 tükörtől megegyezik, és a levegőék szöge nagyon kicsi, az interferencia "teljes", a minimumok teljesen sötétek, a maximumokban eléri a $4J_0$ értéket /2/a ábra/. Távolítsuk el a T_2 tükröt a T_0 féligáteresztő tükörtől egy további d távolsággal úgy, hogy önmagával párhuzamos maradjon. Ez a T_1, \bar{T}_2 ék megvastagodását jelenti

/1.ábra/. A fény véges koherenciahossza miatt az interferencia már nem lesz teljes, a minimumok nem egészen sötétek, a maximumban sem éri el az intenzitás a $4J_0$ értéket:

$$J = 2J_0(1 + \alpha \cos ks) \quad / 3 /$$
$$0 < \alpha < 1$$

/lásd 2/b ábrát/. Az interferenciakép "kontrasztja" csökken. A kontrasztosságot a karhossz különbség függvényében vizsgálva, éppen a használt fényforrás koherenciatulajdonságaira kapunk információt. /Használható az interferométer a hiperfinom-struktúra vonalainak, s ebből a fényforrás anyaga izotópösszetételének vizsgálatára is. ^{x/}/



2.ábra

Az interferenciakép jóságának jellemzésére Michelson a láthatóság fogalmát vezette be

$$V = \frac{J_{\max} - J_{\min}}{J_{\max} + J_{\min}} \quad / 4 /$$

ahol J_{\max} ill. J_{\min} az intenzitás maximuma, ill. minimuma egy interferenciacsikon belül. /4/-et a /3/ formulával egybevetve $V \leq 1$. Az egyenlőség csak akkor áll fenn, ha $\alpha = 1$.

Reális interferométernél a fényforrás nem pontszerű. Az interferencia rendjét meghatározó s utkülönbség a fényforrás különböző pontjaira különböző. Az interferencia ks fázisa a fényforrás minden pontjára más és más lesz. Kiterjedt fényforrásoknál a /3/-ban az interferenciát leíró

^{x/} Erre az utóbbi időkben inkább a kettős interferométereket használják, melyekkel sokkal jobb felbontás érhető el.

$$g(s) = a \cos ks$$

mennyiséget a fényforrás F felületére integrálni kell. Az interferencia-tag ebben az esetben

$$G = \frac{1}{F} \int_F a \cos ks \cdot d\sigma \quad / 5 /$$

ahol $d\sigma$ a fényforrás felületeleme. Nyilvánvaló, hogy $\max G \leq a$, tehát a kontrasztosság tovább csökken. Célunk éppen a kontrasztosság csökkenésének a fényforrás kiterjedése okozta vizsgálata. Ehhez a parciális koherencia fogalmát használjuk fel.

3.§. A parciális koherencia és a koherenciafok

Bár a parciális koherencia fogalma minden interferenciajelenségre kiterjed, a jelen esetben csak a Michelson interferométerre alkalmazzuk.

Legyen $E_1(M)$ ill. $E_2(M)$ két fényhullám^{x/}, amely az M pontba /1. ábra/ a T_1 ill. T_2 tükörről jut el. A megfelelő intenzitásértékek, amelyet akkor kapunk, ha felváltva az egyik vagy másik tükröt fedjük le:

$$J_1 = E_1 E_1^* \quad J_2 = E_2 E_2^* \quad / 6 /$$

Ha a fény szimultán jut el a két tükörből az M pontba, az intenzitás

$$J(M) = (E_1 + E_2)(E_1 + E_2)^* = J_1 + J_2 + E_1 E_2^* + E_1^* E_2 \quad / 7 /$$

Ez a kifejezés a következő formába írható át

$$J(M) = J_1(M) + J_2(M) + 2\sqrt{J_1 \cdot J_2} \operatorname{Re} \gamma_{12} \quad / 8 /$$

ahol γ_{12} a komplex koherenciafok:

$$\gamma_{12} = \frac{E_1 E_2^*}{\sqrt{J_1 \cdot J_2}} \quad / 9 /$$

Ha az interferenciaterben az intenzitáseloszlás kvázi periódikus, tehát ha az interferencia kontrasztja a szomszédos csikpároknál közel megegyezik, célszerű a komplex koherenciafokot a

x/ A fény elektromágneses hullám. Az optikában a mágneses komponens nem játszik szerepet, mert általában $\mu = 1$. Az elektromos komponens vektorjellegét jelen tárgyalásban, bebizonyíthatóan nem kell figyelembe venni /kompenzált interferométer/. Éppen ezért a továbbiakban a fényhullámot mint komplex skalár hullámot tárgyaljuk.

$$\gamma_{12} = |\gamma_{12}| \cdot e^{i(ks + \vartheta)} \quad /10/$$

illetve

$$\operatorname{Re} \gamma_{12} = |\gamma_{12}| \cdot \cos(ks + \vartheta) \quad /10a/$$

alakban írni, ahol $|\gamma_{12}|$ a $\cos(ks + \vartheta)$ -hoz képest lassan változó függvény. Ebben az esetben $|\gamma_{12}|$ reprezentálja a kontrasztot, $\cos(ks + \vartheta)$ az interferenciacsíkokat. ϑ a kezdeti fáziseltolódás.

$|\gamma_{12}|$ -t a koherencia fokának nevezzük. Ha a két nyaláb intenzitása megegyezik, a koherenciafok egyenlő a láthatósággal, $V = |\gamma_{12}|$.

Ha $|\gamma_{12}| = 1$ a fény koherens, ha $0 < |\gamma_{12}| < 1$ parciálisan koherens, $|\gamma_{12}| = 0$ esetén pedig inkohereus.

Mint már a bevezetőben említettük, a parciális koherencia, s az ehhez rendelt koherenciafok vagy koherenciaképesség az elméleti optikában igen sűrűn használt fogalom. Fizikailag, mint az a /8/-ből látható, az interferenciátagnak felel meg, ennek normált kifejezése.

Az interferometriában az interferencia jellemzésére leginkább az interferencia láthatóságát használják. A $|\gamma_{12}|$ azonban fizikailag mélyebb értelmű, mint a láthatóság fogalma, és az interferáló sugarak forrására ad információt. A láthatóság, mint már említettük, a koherencia fokával egyezik meg $V = |\gamma_{12}|$, ha az interferáló nyalábok intenzitása megegyezik. Ha két forrás koherens $|\gamma_{12}|$ mindig $\underline{1}$, míg a láthatóság ugyanakkor az interferáló nyalábok intenzitásától függően különböző értékeket vehet fel.

Az interferométereknél arra törekszünk, hogy a két nyaláb intenzitása megegyezzen. Ebben az esetben $V = |\gamma_{12}|$ elérhető, hogy a láthatóság, a fizikai mérhetőség szempontjából optimális legyen.

A koherenciaképesség, általában kisebb az egységnél. Ennek két oka van:

a/ fizikai ok: a fényforrás atomjai egymástól függetlenül véges hosszúságú és elsősorban az atomok hőmozgása miatt nem teljesen azonos frekvenciájú hullámvonulatokat sugároznak ki.

b/ geometriai ok: a fényforrás véges kiterjedése miatt az egyes atomokból kisugárzott hullámvonulatok nem teljesen azonos utkülönbséggel interferálnak, mint már erre az előző §-ban utaltunk.

Meg lehet mutatni, hogy abban az esetben, ha a fény koherenciahossza az adott interferométerben elég nagy, a geometriai és a fizikai eredetű koherenciaképesség jó közelítéssel szeparálható [12]

$$|\gamma_{12}| = |\gamma_{12}(\text{geom})| \cdot |\gamma_{12}(\text{fiz})| \quad /11/$$

A geometriai koherenciaképességet azzal a feltétellel számítjuk ki, hogy a fényforrás atomjai egymástól függetlenül /különböző fázissal/, de szigoruan monokromatikus fényt bocsátanak ki. Ebben az esetben

$$\gamma_{12}(\text{fiz}) = 1$$

és

$$\gamma_{12}(\text{geom}) = \gamma_{12}$$

Egyelőre formálisan definiálhatjuk a koherenciaképességet két különböző M_1 ill. M_2 pontban lévő fényhullám között:

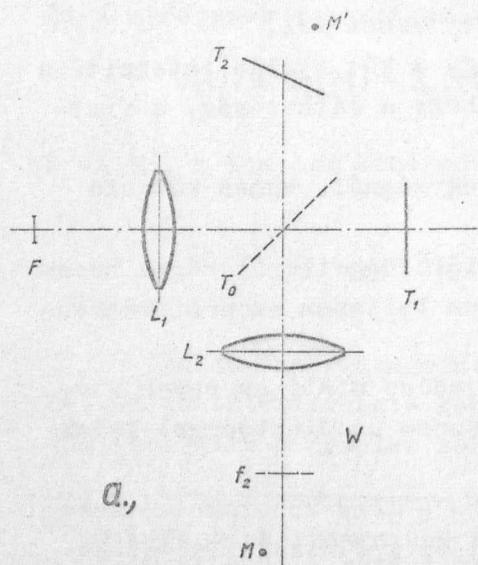
$$\gamma_{12} = \frac{E(M_1) \cdot E^*(M_2)}{[J(M_1) \cdot J(M_2)]^{1/2}} \quad /12/$$

4.§. A koherenciaképesség a homológ pontokban

Vizsgáljuk az interferenciát az L_2 lencse képterében (W) valamely M pontban /3/a ábra/. Megmutatjuk, hogy az L_1 lencse képterében találhatunk két olyan pontot, melyből kiinduló sugárzás az M pontban interferál és az interferenciaképességet ezen két pontban vett koherenciafoka, fázisát a két pont közti átlagos fáziskülönbség határozza meg.

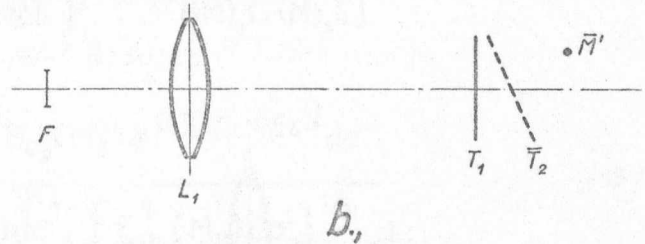
Legyen az M ponthoz tartozó tárgy-pont M' /3/a ábra/. Tükrözzük az M' tárgy-pontot és a T_2 tükröt a T_0 féligáteresztő tükrön. A megfelelő tükörképek \bar{M}' , \bar{T}_2 lesznek /3/b ábra/.

A leképezés, ill. tükrözés elvégzése után azokat az elemeket, melyekkel leképeztük, ill. amelyeken tükröztettünk, a továbbiakban elhagyjuk, mivel a leképezett, ill. tükrözött pontokban ugyanaz a fizikai állapot uralkodik, mint a vizsgált pontban /ideális eset/.

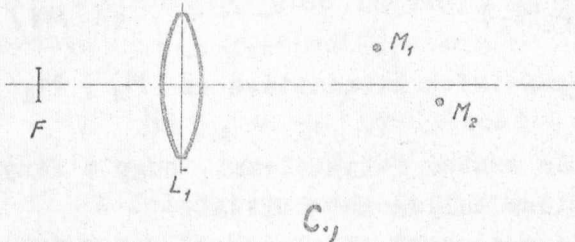


3/a. ábra

Végül tükröztessük az $\overline{M'}$ pontot a $T_1, \overline{T_2}$ tükrökön. Mivel a két tükörnek az optikai tengelyhez viszonyított dőlésszöge általában különböző, és az optikai tengely mentén nem ugyanazon a helyen vannak, általában két tükörpontot kapunk /3/c ábra/. A tükörpontok M_1, M_2 . Ezen két pontból jut ezután a sugárzás a közös $\overline{M'}$ ill. M' ill. M pontba. Az interferometert tehát a 3/d ábra által mutatott helyettesítő bloksémával írhatjuk le. Az így kapott M_1, M_2 pontpárt homológ pontoknak nevezzük.



3/b ábra



3/c ábra

Megmutathatjuk, hogy a koherenciafok az M pontban a két homológ pontban vett koherenciafokkal kifejezhető. A tükrözés és leképzés tulajdonságai-
ból ugyanis következik, hogy az optikai uthossz az M_1 és M pontok között ($\overline{M_1 M}$) az M_2 és M közöttivel ($\overline{M_2 M}$) megegyezik^{x/}. Ha tehát az M_1, M_2 pontban a két fényhullám fáziskülönbsége $ks + \psi$, ez az M pontban ugyanaz marad.

Másrészt könnyű belátni, hogy nemcsak az interferáló nyalábok fáziskülönbsége azonos, hanem maga a koherenciafok is. Ugyanis az M pontba érkező fényhullámok / $E_1(M), E_2(M)$ / $E(M_1)$ és $E(M_2)$ segítségével kifejezhetők:

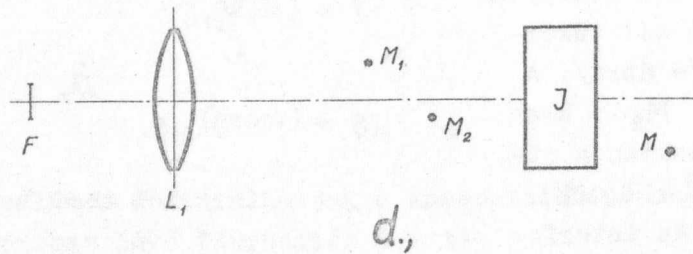
$$E_1(M, t) = \Theta E(M_1, t - \frac{D}{c})$$

$$E_2(M, t) = \Theta E(M_2, t - \frac{D}{c})$$

^{x/} Itt feltételeztük, hogy a féligáteresztő réteg "a levegőben lóg". Valójában ez egy planparalell üveglemezen van. Ezen üveglemez okozta optikai uthossztöbblet kompenzálására az interferométer másik karjában is elhelyeznek egy kompenzáló üveglemezt /kompenzált interferométer/. A fenti tükrözéses eljárás teljesen hasonlóan keresztülvihető, csak az üveglemezek helyes tükröztetésére kell ügyelni.

ahol $D = \overline{M_2 M} = \overline{M_1 M}$, Θ az interferométer és az L_2 lencse transzmissziója.
Ekkor

$$\frac{E_1(M) \cdot E_2^*(M)}{[J_1(M) \cdot J_2(M)]^{1/2}} = \frac{E(M_1) \cdot E^*(M_2)}{[J(M_1) \cdot J(M_2)]^{1/2}} \quad /13/$$



3/d ábra

tehát a definíció alapján

$$\gamma_{12}(M) = \gamma_{12}(M_1, M_2) \quad /14/$$

A feladat tehát a komplex koherenciafok kiszámítása az M_1, M_2 pontokban.

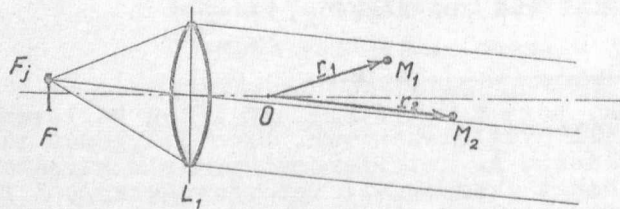
Az előző §-ban mondottak alapján szabad feltételezni, hogy a fényforrás minden egyes pontja monokromatikus hullámokat emittál.

Legyen az F forrás egy F_j pontja körül elhelyezkedő $d\sigma$ felület-elem által az M_1 és M_2 pontban keltett fényhullám /4.ábra/,

$$E_j(M_1) = E_{0j}(M_1) e^{i(\underline{k} \cdot \underline{r}_1 + \varphi)}$$

$$E_j(M_2) = E_{0j}(M_2) e^{i(\underline{k} \cdot \underline{r}_2 + \varphi)}$$

ahol \underline{k} a hullámvektor; $|\underline{k}| = k = \frac{2\pi}{\lambda}$ és \underline{k} iránya megegyezik az L_1 lencse középpontját /pontosabban tárgyoldali fókuszpontját/ az F_j ponttal összekötő egyenessel.



4. ábra

Az M_1 , M_2 pontokban a $d\sigma$ felületelem hozzájárulása az intenzitáshoz

$$J_j(M_1) d\sigma = E_{0j}^2(M_1) d\sigma$$

$$J_j(M_2) d\sigma = E_{0j}^2(M_2) d\sigma$$

A komplex koherenciafok /12/ és /14/ alapján

$$\gamma_{12}(M_1, M_2) = \frac{\int_F E_{0j}(M_1) \cdot E_{0j}(M_2) e^{i[k(\underline{r}_1 - \underline{r}_2)]} d\sigma}{\left[\int_F E_{0j}^2(M_1) d\sigma \cdot \int_F E_{0j}^2(M_2) d\sigma \right]^{1/2}} \quad /15/$$

Amennyiben a fényforrás minden felületeleméről azonos intenzitás lép ki, és M_1 , M_2 az L_1 tengelyéhez közel fekszenek, feltehetjük, hogy az M_1 ill. M_2 pontba a fényforrás minden felületeleméről azonos intenzitás jut. E_0 nem függ j -től. Ekkor a komplex koherenciafok

$$\gamma_{12}(M_1, M_2) = \frac{1}{F} \int_F e^{i[k(\underline{r}_1 - \underline{r}_2)]} d\sigma \quad /16/$$

ahol F a fényforrás felülete. Az interferenciát leíró mennyiség

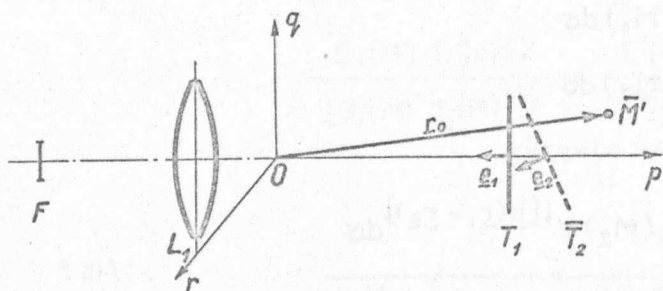
$\text{Re } \gamma_{12} = \frac{1}{F} \int_F \cos k(\underline{r}_1 - \underline{r}_2) d\sigma$. Legyen $\underline{k} = k \underline{e}_k$, ahol $\underline{e}_k = (\cos \xi, \cos \eta, \cos \zeta)$ továbbá $k(\underline{r}_1 - \underline{r}_2) = (A, B, C)$, akkor

$$\text{Re } \gamma_{12} = \frac{1}{F} \int_F \cos [A \cos \xi + B \cos \eta + C \cos \zeta] d\sigma \quad /17/$$

A feladat: a konkrét optikai rendszerben megállapítani az A , B , C koordinátakülönbségeket, és megoldani a /17/ integrált.

5.§. A homológ pontok koordinátái

Az interferenciát az L_2 lencse W képterében tanulmányozzuk. Kell tehát, hogy az A, B, C mennyiségeket az M megfigyelési pont koordinátái függvényében fejezzük ki. Fektessünk le először egy segédkoordinátarendszert a következőképpen /5. ábra/. Essen a p tengely az L_1 lencse optikai tengelyébe, a q tengely fekszen az ábra síkjában, az r pedig merőlegesen erre a síkra. A koordinátarendszer középpontját célszerűen úgy választjuk meg, hogy ez az L_2 lencsének a T_0 tükrön való tükröztetése után az \bar{L}_2 lencse középpontjával egybeessen. Az L_2 lencse az M pontot a T_0 féligáteresztő tükrön való tükrözés után az $\bar{M}'(\underline{r}_0(p, q, r))$ pontba képezi le /lásd még a 3/a, 3/b ábrát is/. Tükrözzük az \bar{M}' pontot, mint előbb, a T_1



5.ábra

5.ábra segítségével számoljuk ki. A tükrözés törvényéből

$$\underline{r}_2 = \underline{r}_0 + 2\underline{v}_2 \quad /19/$$

ahol $\underline{v}_2 \parallel \underline{e}_2$. Másrészt az $\underline{r}_0 + \underline{v}_2$ vektor a tükör egy pontját jelöli ki, tehát

$$\underline{e}_2(\underline{v}_2 + \underline{r}_0) = a_2$$

ebből

$$\underline{v}_2 = \underline{e}_2(a_2 - \underline{r}_0 \underline{e}_2) \quad /20/$$

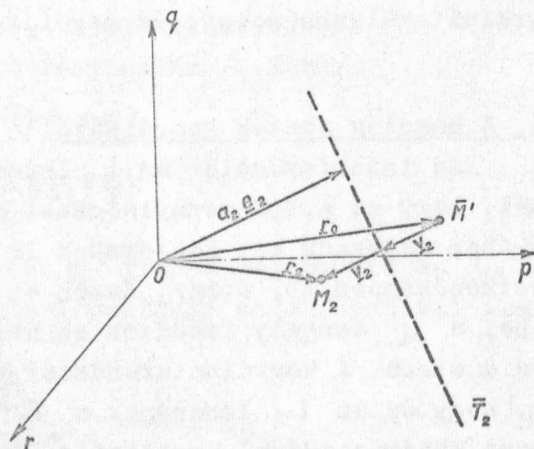
/20/-at /19/-be helyettesítve

$$\underline{r}_2 = \underline{r}_0 + 2\underline{e}_2(a_2 - \underline{r}_0 \underline{e}_2) \quad /21/$$

Hasonlóképp a másik tükörön tükröztetve az \underline{r}_0 pont \underline{r}_1 képe

$$\underline{r}_1 = \underline{r}_0 + 2\underline{e}_1(a_1 - \underline{r}_0 \underline{e}_1) \quad /21a/$$

A /17/ integrálban az $k(\underline{r}_1 - \underline{r}_2)$ helyzetvektorok /A,B,C/ koordinátakülönbségére van szükségünk. Felhasználva /21/, /21/a/ kifejezéseket, kapjuk:



6.ábra

ill. \bar{T}_2 tükörre. A tükörök helyzete tetszőleges. Legyen a két tükör síkjának normális egyenlete

$$\begin{aligned} \underline{r} \underline{e}_1 &= a_1 \\ \underline{r} \underline{e}_2 &= a_2 \end{aligned} \quad /18/$$

ahol $\underline{e}_1 = (\ell_1, m_1, n_1)$; $\underline{e}_2 = (\ell_2, m_2, n_2)$ a tükörök normális egységvektorai. Az \underline{r}_0 pont \underline{r}_2 képét a 6.

$$\begin{aligned} A &= 2k [l_1 (a_1 - l_1 p - m_1 q - n_1 r) - l_2 (a_2 - l_2 p - m_2 q - n_2 r)] \\ B &= 2k [m_1 (a_1 - l_1 p - m_1 q - n_1 r) - m_2 (a_2 - l_2 p - m_2 q - n_2 r)] \quad /22/ \\ C &= 2k [n_1 (a_1 - l_1 p - m_1 q - n_1 r) - n_2 (a_2 - l_2 p - m_2 q - n_2 r)] \end{aligned}$$

Az áttekinthetőség kedvéért vizsgáljuk meg egy speciális esetet, amikor a $T_1 \bar{T}_2$ tükrök párhuzamosak az r tengellyel ($n_1 = n_2 = 0$). Legyen a tükrök normálisainak az optikai tengellyel bezárt szöge α_1 , ill. α_2 . Ekkor $l_1 = \cos \alpha_1$, $m_1 = \sin \alpha_1$, $l_2 = \cos \alpha_2$, $m_2 = \sin \alpha_2$.

Ezt felhasználva

$$\begin{aligned} A &= 2k [a_1 \cos \alpha_1 - a_2 \cos \alpha_2 - p (\cos^2 \alpha_1 - \cos^2 \alpha_2) - q (\cos \alpha_1 \sin \alpha_1 - \cos \alpha_2 \sin \alpha_2)] \\ B &= 2k [a_1 \sin \alpha_1 - a_2 \sin \alpha_2 - p (\sin \alpha_1 \cos \alpha_1 - \sin \alpha_2 \cos \alpha_2) - q (\sin^2 \alpha_1 - \sin^2 \alpha_2)] \\ C &= 0 \end{aligned} \quad /23/$$

Vezessük be az „a” normális távolság helyett paraméterként a tükrök tengelymetszetét a q optikai tengellyel.

$$\begin{aligned} p_1 &= \frac{a_1}{\cos \alpha_1} \\ p_2 &= \frac{a_2}{\cos \alpha_2} \end{aligned}$$

Ekkor a /23/-ből identikus átalakítással nyerjük

$$\begin{aligned} A &= k [p_1 - p_2 + p_1 \cos 2\alpha_1 - p_2 \cos 2\alpha_2 - p (\cos 2\alpha_1 - \cos 2\alpha_2) - q (\sin 2\alpha_1 - \sin 2\alpha_2)] \\ B &= k [p_1 \sin 2\alpha_1 - p_2 \sin 2\alpha_2 - p (\sin 2\alpha_1 - \sin 2\alpha_2) + q (\cos 2\alpha_1 - \cos 2\alpha_2)] \end{aligned} \quad /24/$$

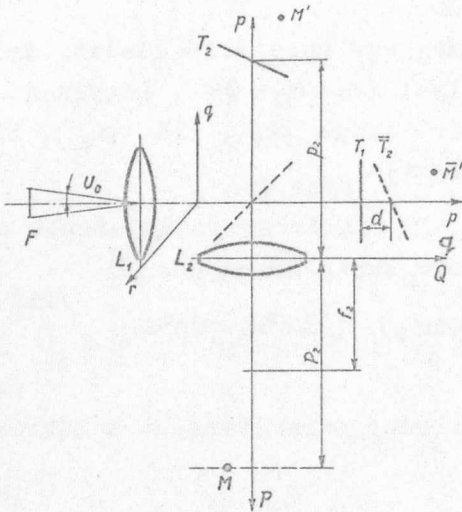
Vezessük be azonkívül a $p_1 - p_2 = d$ definícióval a kartávolságkülönbséget /kihuzat/, és néhány egyszerűsítő átalakítást végezzünk el. Ekkor a /24/ alakja

$$\begin{aligned} A &= k [(p_2 - p) (\cos 2\alpha_1 - \cos 2\alpha_2) - q (\sin 2\alpha_1 - \sin 2\alpha_2) + d (1 + \cos 2\alpha_1)] \\ B &= k [(p_2 - p) (\sin 2\alpha_1 - \sin 2\alpha_2) + q (\cos 2\alpha_1 - \cos 2\alpha_2) + d \sin 2\alpha_1] \end{aligned} \quad /25/$$

A koordináta-rendszer origójának célszerű megválasztása miatt azonban a T_0 tükrön való tükröztetés után a p , q , r rendszer origója az L_2 lencse középpontjába kerül /7.ábra/. Az L_2 lencse tárgytermébe (w) a P , Q , R koordináta-rendszert vezetjük be a 7.ábra szerint, Ekkor a

két koordinátarendszer közti transzformációt nyilvánvalóan a lencsetörvény adja.

$$p = P \frac{f_2}{P - f_2} \quad , \quad q = Q \frac{f_2}{P - f_2} \quad , \quad r = R \frac{f_2}{P - f_2}$$



7. ábra

Az A és B mennyiségeket, tehát az M_1 , M_2 pontok koordinátakülönbségeit, már az M megfigyelési pont koordinátái függvényében kaptuk meg. A következő feladatunk most már különböző alakú fényforrások esetén a /17/ integrál ismert függvényekkel való explicit kifejezése. Ekkor a /25/ kifejezéseket behelyettesítve, és a lencsetörvényt felhasználva, az interferencia láthatóságát az M megfigyelési pont koordinátái függvényében kapjuk meg.

6.§. Az interferencia köralaku centrált fényforrás esetén

A /17/ integrál tetszőleges alakú fényforrás esetén explicit alakban nem oldható meg, speciális esetekben is csak bizonyos, de gyakorlatilag elegendő közelítéssel tudtuk visszavezetni tabellált függvényekre.

Legyen az F fényforrás köralaku, középpontja fekszen a p tengelyen. Az L_1 lencse középpontjából az F fényforrás $2u_0$ szög alatt látszik /7. ábra/. A számolást a legjobb szférikus koordinátarendszerben elvégezni. Legyen u az p tengellyel bezárt polárszög, és v az azimut. Ekkor

$$\cos \xi = \cos u \quad , \quad \cos \eta = \cos v \cdot \sin u \quad , \quad \cos \zeta = \sin v \cdot \sin u$$

Végezzük azonkívül a számítást olyan közelítésben, hogy $\sin u \sim u \sim \operatorname{tg} u$ teljesüljön / u_0 elegendően kicsi/. Ekkor a /17/ integrál a következő alakot veszi fel

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \vartheta_{12} &= \frac{1}{\Omega_0} \int_{\Omega} \cos [A \cos u + B \sin u \cdot \cos v] d\Omega = \\ &= \frac{1}{\Omega_0} \int_0^{u_0} \int_0^{2\pi} \cos [A \cos u + B \sin u \cdot \cos v] \cdot \sin u \cdot dv du \quad /26/ \end{aligned}$$

ahol Ω_0 a fényforrás térszöge az L_1 lencse középpontjából.

$$\Omega_0 = 2\pi(1 - \cos u_0) \quad /27/$$

Mivel a nulladrendű Bessel-függvény $\mathfrak{J}_0(z)$, felírható [13] mint

$$\mathfrak{J}_0(z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos(2 \cos v) dv$$

és

$$\int_0^{2\pi} \sin(2 \cos v) dv = 0$$

/26/-ot v szerint integrálva kapjuk, hogy

$$\operatorname{Re} \gamma_{12} = \frac{2\pi}{\Omega_0} \int_0^{u_0} \cos(A \cos u) \mathfrak{J}_0(B \sin u) \sin u du \quad /28/$$

a/ eset: Vizsgáljuk meg az interferenciát abban az esetben, ha az M_1 , M_2 pontok az optikai tengely környezetében vannak, és a d karhossz-különbséget változtatjuk. Ekkor fennáll, hogy $B \sin u_0 \ll 1$; $\mathfrak{J}_0(B \sin u_0) \sim 1$ és /28/ alakja

$$\operatorname{Re} \gamma_{12} = \frac{1}{\Omega_0} \int_0^{u_0} \cos(A \cos u) \sin u du$$

Innen /27/ figyelembevételével

$$\operatorname{Re} \gamma_{12} = \frac{\sin A \left(\frac{1 - \cos u_0}{2} \right)}{A \left(\frac{1 - \cos u_0}{2} \right)} \cos \left[A \left(\frac{1 + \cos u_0}{2} \right) \right] \quad /29/$$

Az $1 - \cos u_0 = 2\varphi_0$ helyettesítéssel

$$\operatorname{Re} \gamma_{12} = \frac{\sin A \varphi_0}{A \varphi_0} \cos A(1 - \varphi_0) \quad /30/$$

Mivel a fényforrás látószöge u_0 kicsi, $\varphi_0 \ll 1$. Ebben az esetben /30/-ban az első tag jóval lassabban változik, mint a második. Az utóbbi adja az interferenciát, az előbbi az interferenciaképességet, esetünkben magát a láthatóságot is

$$V = \left| \frac{\sin A \varphi_0}{A \varphi_0} \right| \quad /31/$$

Az interferométer egyik karját mozgatva, a csikok a

$$\cos A(1 - \varphi_0) \quad /32/$$

függvény szerint változnak a karhosszal.

Válasszuk az interferométer beállításának egy egyszerű esetét. Legyen a mozgatott tükör / T_1 / merőleges az optikai tengelyre / $\alpha_1 = 0$ / és $p = p_2$ valamint $q = 0$. Ekkor /25/ szerint $A = \frac{4\pi d}{\lambda}$. A /32/ kifejezés argumentumának 2π változásához, azaz egy interferenciacsikhoz nem $\lambda/2$ hanem $\frac{\lambda}{2} \cdot \frac{1}{1 - \varphi_0}$ uthosszkülönbség tartozik. Más beállításban ugyanazon argumentum változáshoz más-más kihuzat tartozik. Az összefüggést a /25/ adja meg. Hosszmérésnél tehát mindig tekintettel kell lenni a fényforrás méreteire ^{x/}.

Másodsorban valahányszor $A\varphi_0 = N\pi$ ($N=1,2,\dots$) a $\frac{\sin A\varphi_0}{A\varphi_0}$ függvény jelet vált, az interferencia fázisa ezeken a helyeken π értéket ugrik.

Ha kicsire választjuk a fényforrást, akkor $\varphi_0 \sim \frac{u_0^2}{4}$ és amíg fennáll a

$$A \frac{u_0^2}{4} \ll \pi \quad /33/$$

a tankönyvekből ismert feltétel, addig a láthatóság egy, és a fényforrás méretei nem játszanak szerepet a /32/ argumentumában, és így

$$\text{Re } \mathcal{G}_{12} = \cos A \quad /34/$$

Ebben az esetben a fényforrást pontszerűnek, az interferométert ideálisnak tekinthetjük.

A kísérleti lehetőségek, pontosabban a fényintenzitás kérdése, hogy ilyen kis fényforrással dolgozhatunk-e?

b/ eset: Vizsgáljuk az interferenciát általános esetben. A homológ

M_1 , M_2 pontok feküdjenek tetszés szerint $A \neq 0$, és $B \neq 0^{xx}$ és u_0 legyen olyan kicsi, hogy a $\cos u = 1 - \frac{u^2}{2}$, $\sin u = u$ közelítéseket alkalmazhassuk. Ekkor a /28/ integrál a következő alakot veszi fel

$$\text{Re } \mathcal{G}_{12} = \frac{2\pi}{\Omega_0} \int_0^{u_0} \cos A \left(1 - \frac{u^2}{2}\right) \mathcal{F}_0(Bu) u \, du \quad /35/$$

x/Az irodalomban a korrekció szükségessége közismert [1]. A korrekciónak a paraméterekkel való összefüggése azonban ilyen általánosságban sehol sem szerepel.

xx/Itt feltettük, mint az előzőekben is, hogy a tükrök normálisai harmadik komponense $n_1 = n_2 = 0$. Ez a feltétel nem szükséges. Ekkor az A, B faktorok mellett még egy C faktoral is kell számolni. Elméletileg semmi új jelenséget nem okoz, csak a számolást bonyolítja. Ezért választottuk az egyszerűbb esetet.

Az $u = u_0 t$ helyettesítéssel és az integrandus identikus átalakításával

$$\operatorname{Re} \vartheta_{12} = \frac{2\pi u_0^2}{\Omega_0} \int_0^1 \cos \left[A \left(1 - \frac{u_0^2}{2} \right) + A \frac{u_0^2}{2} (1-t^2) \right] \mathfrak{F}_0(Bu_0 t) t dt \quad /36/$$

Ez az integrál is visszavezethető tabellált függvényekre. Ugyanis a kétváltozós hengerfüggvények /Lommel-függvények/ eleget tesznek a következő egyenlőségeknek [14] :

$$U_1(\omega, z) = \omega \int_0^1 \cos \frac{\omega}{2} (1-t^2) \mathfrak{F}_0(z \cdot t) t dt$$

$$U_2(\omega, z) = \omega \int_0^1 \sin \frac{\omega}{2} (1-t^2) \mathfrak{F}_0(z \cdot t) t dt$$

ebből a /36/ integrál a

$$\omega = A u_0^2 \quad z = B u_0 \quad /37/$$

helyettesítéssel

$$\operatorname{Re} \vartheta_{12} = \frac{2\pi u_0^2}{\omega \cdot \Omega_0} \left[U_1(\omega, z) \cos A \left(1 - \frac{u_0^2}{2} \right) - U_2(\omega, z) \sin A \left(1 - \frac{u_0^2}{2} \right) \right] \quad /38/$$

Tekintetbe véve, hogy u_0 kicsi $\Omega_0 \sim \pi u_0^2 /38/-$ at a /10/a/ alakra hozva

$$\operatorname{Re} \vartheta_{12} = \frac{2}{\omega} \sqrt{U_1^2(\omega, z) + U_2^2(\omega, z)} \cdot \cos \left[A \left(1 - \frac{u_0^2}{2} \right) + \vartheta \right] \quad /39/$$

ahol

$$\operatorname{tg} \vartheta = \frac{U_2(\omega, z)}{U_1(\omega, z)}$$

Az interferencia láthatósága ebben az esetben

$$V = \frac{2}{\omega} \sqrt{U_1^2(\omega, z) + U_2^2(\omega, z)} \quad /40/$$

Amint a /30/ ill. /40/ kifejezésből látható, a láthatóság az M megfigyelési pont helyzetétől, és az interferométer geometriai paramétereitől függ. Például csak speciális esetben mondható az az általánosan elfogadott tétel, hogy az interferencia a T_1, \overline{T}_2 tükrök által képezett levegőék felületén, ill. annak L_2 lencse által adott képe helyén a legkontrasztosabb. Az igaz, hogy általában ezen felület közelében a legkontrasztosabb, de előfordul, hogy magán a felületen éppen minimum van.

Ugyanugy elfogadott, hogy a kiegyenlített kar esetén a legnagyobb a kontraszt. Ez általában így is van, de előfordul az is, hogy egy megadott paraméter választás esetén ezen a helyen minimum van.

Míg az a/ esetnek megfelelő beállításnál / 30 / a kihuzat függvényében vannak helyek, ahol a kontraszt 0, ugyanakkor általános esetben / 40 / ilyen helyek nem mindig lépnek fel.

Tehát a /30/ ill. /40/ kifejezés alapján mindig megválaszthatjuk a megfigyelési helyet, ill. a geometriai paramétereket úgy, hogy az interferenciás megfigyelésre elegendő intenzitás mellett elegendő kontraszt is álljon rendelkezésünkre.

Az interferencia fázisát a

$$\cos \left[A \left(1 - \frac{u_0^2}{2} \right) + \vartheta \right], \quad \operatorname{tg} \vartheta = \frac{u_2(\omega, z)}{u_1(\omega, z)} \quad /41/$$

kifejezés írja le. Az általános esetben tehát a fázis a megfigyelési pont koordinátáinak /A és B függvényen keresztül/ igen bonyolult függvénye /tehát általában 2π fázisváltozáshoz nem $d = \lambda/2$ kihuzat tartozik/. Mivel a gyakorlatban a /40/, /41/ kifejezésekkel leírt eset valósul meg legtöbbször, a korrekciókat feltétlenül eszerint kell számolni. Ennek a ténynek a figyelembe nem vétele okozta azután azt, hogy míg az interferencia fázisát $2\pi/100$ nagyságrendű pontossággal lehet mérni, sok eddig végzett hosszmeréseknél a mért hosszúság hibája felső korlátjául jóindulattal $\lambda/10$ -et vehetünk, míg a fázismérés pontossága $\lambda/100$ hosszmerési hibát tenne lehetővé.

A /40/, /41/ kifejezések lehetővé teszik tehát /azáltal, hogy az argumentumokban A és B értéke a geometriával exaktul adva van/, hogy egyrészt nagy intenzitás mellett, tehát nagy fényforrást választva az interferenciának, a legkontrasztosabb helyein figyeljük meg, ill. bármely kihuzat esetén kapjunk interferenciát; másrészt, hogy a megfigyelt fázisból a megfelelő korrekciók elvégzése után a helyes vastagsági, ill. kihuzati értékekre következtessünk.

Mindezen fenti számítások köralaku centrált fényforrásra vonatkoznak. A gyakorlati interferometriában azonban gyakran használunk négyszögalaku forrást is. A továbbiakban foglalkozunk ezzel az esettel.

7.§. Az interferencia téglalap alakú centrált fényforrás esetén

Hasonlóképp, mint a kör alakú fényforrás esetén, téglalap alakú fényforrásnál is csak bizonyos közelítéssel tudjuk meghatározni az interferenciát. Míg ott általános esetben hengerfüggvények írják le az interferenciát - akárcsak a körblendén való elhajlás esetén, itt Fresnel integrálok - mint a téglalap résen való elhajlásnál. Bár ez két különböző jelenség, meg lehet mutatni, hogy ez az analógia nem véletlen.

Legyen az L_1 lencse fókusz síkjában elhelyezett fényforrás centrált, lineáris méretei $2b, 2c$. Fektessünk a fókusz síkba egy $/Y, Z/$ koordinátarendszert és definiáljuk a fényforrás egy pontját a

$$\psi = \frac{Y}{f_1} \quad , \quad \chi = \frac{Z}{f_1}$$

tangensekkel. Ekkor a fénysugár iránycosinusi:

$$\cos \xi = \frac{1}{(1+\psi^2+\chi^2)^{1/2}} \quad , \quad \cos \eta = \frac{\psi}{(1+\psi^2+\chi^2)^{1/2}} \quad , \quad \cos \zeta = \frac{\chi}{(1+\psi^2+\chi^2)^{1/2}}$$

A koherenciafokot kényelmesebb komplex alakjában kiszámolni. Ekkor a /17/ integrál alakja

$$\gamma_{12} = \frac{1}{4\psi_0\chi_0} \int_{-\chi_0}^{\chi_0} \int_{-\psi_0}^{\psi_0} \exp \left\{ -i \frac{A+B\psi+C\chi}{(1+\psi^2+\chi^2)^{1/2}} \right\} d\psi d\chi$$

ahol $\psi_0 = \frac{b}{f_1}, \chi_0 = \frac{c}{f_1}$. Ha a fényforrás mérete a gyújtótávolsághoz képest kicsi, akkor az exponensben a másodrendű tagokig sorbafejtve

$$\gamma_{12} = \frac{e^{-iA}}{4\psi_0\chi_0} \int_{-\psi_0}^{\psi_0} \exp \left[i \left(\frac{A}{2} \psi^2 - B\psi \right) \right] d\psi \int_{-\chi_0}^{\chi_0} \exp i \left(\frac{A}{2} \chi^2 - C\chi \right) d\chi \quad /42/$$

Pontszerűnek a fényforrás akkor tekinthető, ha

$$\frac{A\psi_0^2}{4} \quad , \quad \frac{A\chi_0^2}{4} \quad , \quad \frac{B\psi}{2} \quad , \quad \frac{C\chi}{2} \quad \ll \pi \quad /43/$$

akkor

$$\text{Re } \gamma_{12} = \cos A \quad /44/$$

x/ Téglalap alakú fényforrásnál nem jelent számítási könnyebbséget, sem a formulák egyszerűsödését, ha olyan interferométerrel dolgozunk, ahol a tükrök normálisai és az optikai tengely egy síkban fekszenek, nem élünk tehát a $C=0$ feltétellel.

Kiterjedt fényforrás esetén a /42/ exponenst teljes négyzetre kiegészítve, megoldásként kapjuk

$$\vartheta_{12} = \frac{\pi \exp \left[iA \left(1 + \frac{B^2 + C^2}{2A^2} \right) \right]}{4A\psi_0\chi_0} [F(\psi_1) + F(\psi_2)] [F(\chi_1) + F(\chi_2)] \quad /45/$$

ahol

$$F(x) = \int_0^x e^{i\frac{\pi}{2}t^2} dt$$

a komplex hibaintegrál és

$$\begin{aligned} \psi_1 &= \sqrt{\frac{A}{\pi}} \left(\psi_0 + \frac{B}{A} \right) & \chi_1 &= \sqrt{\frac{A}{\pi}} \left(\chi_0 + \frac{C}{A} \right) \\ \psi_2 &= \sqrt{\frac{A}{\pi}} \left(\psi_0 - \frac{B}{A} \right) & \chi_2 &= \sqrt{\frac{A}{\pi}} \left(\chi_0 - \frac{C}{A} \right) \end{aligned} \quad /46/$$

Illetve az interferenciát leíró $\text{Re } \vartheta_{12}$ mennyiség /45/-ből

$$\begin{aligned} \text{Re } \vartheta_{12} &= \frac{\pi}{4A\psi_0\chi_0} \left[\varrho_1^2 \varrho_2^2 + \varphi_1^2 \varphi_2^2 + \varrho_1^2 \varphi_2^2 + \varphi_1^2 \varrho_2^2 \right]^{1/2} \cos \left[A \left(1 + \frac{B^2 + C^2}{2A^2} \right) - \vartheta \right] \\ \text{tg } \vartheta &= \frac{\varrho_1 \varphi_2 + \varrho_2 \varphi_1}{\varrho_1 \varrho_2 - \varphi_1 \varphi_2} \end{aligned} \quad /47/$$

ahol

$$\begin{aligned} \varrho_1 &= C(\psi_1) + C(\psi_2) \\ \varrho_2 &= C(\chi_1) + C(\chi_2) \\ \varphi_1 &= S(\psi_1) + S(\psi_2) \\ \varphi_2 &= S(\chi_1) + S(\chi_2) \end{aligned}$$

$$/ C(x) = \int_0^x \cos \frac{\pi}{2} t^2 dt, S(x) = \int_0^x \sin \frac{\pi}{2} t^2 dt \quad \text{a Fresnel integrálok.} /$$

A koherencia fokának /45/ ill. /47/-tel kifejezett alakja tabellált függvényekből könnyen számolható.

A kör alakú fényforrással ellentétben, téglalap alakú forrásnál a kontrasztosság sohasem esik le nullára, amint a /47/-ből jól látható.

A fényforrás méreteire további megszorításokat téve, tekintetbe vehetjük, hogy míg $C(x)$ első $S(x)$ harmadrendben tart nullához, ha $x \rightarrow 0$, tehát

$$\operatorname{Re} \vartheta_{12} \approx \frac{\pi e_1 e_2}{4A\psi_0\chi_0} \cdot \cos \left[A \left(1 + \frac{B^2 + C^2}{4A^2} \right) - \vartheta' \right]$$

$$\operatorname{tg} \vartheta' = \frac{\vartheta_1}{e_1} + \frac{\vartheta_2}{e_2} \quad /48/$$

Végül négyzet alakú rés $\psi_0 = \chi_0$ / és tengelymenti mérés $B = C = 0$ esetén

$$\operatorname{Re} \vartheta_{12} = \frac{C^2(\omega) + S^2(\omega)}{\omega^2} \cdot \cos (A - \vartheta_1)$$

$$\operatorname{tg} \vartheta_1 = 2 \frac{S(\omega) \cdot C(\omega)}{C^2(\omega) - S^2(\omega)} \quad /49/$$

ahol

$$\omega = \sqrt{\frac{A}{\pi}} \cdot \psi_0$$

illetve a rés méreteit tovább csökkentve a /48/ analógiájára, kapjuk, hogy

$$\operatorname{Re} \vartheta_{12} \approx \frac{C^2(\omega)}{\omega^2} \cdot \cos (A - \vartheta_1')$$

$$\operatorname{tg} \vartheta_1' = 2 \frac{S(\omega)}{C(\omega)} \quad /50/$$

Téglalap alakú rés esetén is áll mindaz a figyelmeztetés, mint kör alakú résnél; a résméret kellő megválasztásánál elérhető, hogy mindig a maximális kontraszt helyén mérjük, elegendő nagy intenzitással és figyelembe kell vennünk, hogy a fázis a fényforrás méreteinek és a megfigyelési helynek függvénye.

8.§. Nem centrált források

Bár a nem centrált források nem tartoznak a Michelson interferométer témakörébe, mivel általában centrált forrásokkal dolgozunk, legalábbis akkorunk dolgozni, mégis érdemes róluk megemlékezni, mivel a fentebb közölt eljárás általában minden kétsugarú interferométerre is alkalmazható, így a Fizeau interferométerre is, amelynek lényegéből fakad, hogy a fényforrás nem centrált. A forrás nem centráltságát igen egyszerűen a /17/ integrál határainak megállapításánál vehetjük tekintetbe. Ez kör alakú fényforrás esetén meg lehetős bonyodalmakat okoz, mivel az azimut szerinti integrálás már nem vezet többé az egyszerű Bessel függvényre. Négyzet alakú forrás esetén az eredmény minden további nélkül analitikus alakban kifejezhető, annál is inkább, mivel a négyzet forrás oldalaival nem párhuzamos interferenciacsíkok

esetén / $B \neq 0$, $C \neq 0$ / az integrál határaiban jelentkező $\frac{B}{A}$, $\frac{C}{A}$ faktorok azt mutatják, mintha a forrás a tengelyhez viszonyítva el volna tolódva. Itt további, a forrás nem centráltságát leíró faktorok bevezetésének semmi akadálya nincs.

I r o d a l o m

- [1] Bruce, G.F., Austr.J.Phys. 8, 224 /1955/
- [2] Francon, M., Rev.d'Opt. 26, 434 /1947/
- [3] Thornton, B.S., Austr.J.Phys. 8, 241 /1955/
- [4] Hansen, G. - Kinder, W., Optik 15, 560 /1958/
- [5] Ignatowsky, W.V., Einfluss der Form und der Lage der Lichtquelle bei den Messungen mit dem Interferenz-Komparator nach Kösters. Moszkva, 1935.
- [6] Landwehr, R., Opt.Act. 6, 52 /1959/
- [7] Hopkins, H.H., J.O.S.A. 47, 508 /1957/
- [8] Schulz, G.-Minkwitz, G., Ann.d.Phys. 7, 371 /1961/
- [9] Zernike, F., Physica 8, 785 /1938/
- [10] Hopkins, H.H., Proc.Roy.Soc. /a/ 208, 263 /1951/
- [11] Wolf, E., Proc.Roy.Soc./A/ 225, 96 /1954/
Proc.Roy.Soc./A/ 230, 246 /1955/
- [12] Jánossy, L., Nuovo Cimento 6, 111 /1957/
Nuovo Cimento 12, 369 /1959/
- [13] Gröbner, W. - Hofreiter, N., Integraltafel. Zweiter Teil, 15.old. 15/a képlet
- [14] Watson, Bessel Function

Érkezett, 1961. szeptember 1.

KFKI Közlemények, 9.évf. 4.sz. 1961.

A VAS TELJES HATÁSKERESZTMETSZETE
HŐMÉRSÉKLETFÜGGÉSÉNEK MÉRÉSE

Irta: Kroó Norbert

Összefoglalás

BeO-szűrővel előállított hideg neutronok szóródását vizsgáltuk vason a hőmérséklet függvényében. A hatáskeresztmetszetnek a Curie-hőmérséklet környékén éles maximuma van. A maximum értéke az irodalomból eddig ismert méréssel összhangban van.

Squires [1] megmérte a vas totális hatáskeresztmetszetének hőmérsékletfüggését a $-183 - +800\text{ }^{\circ}\text{C}$ hőmérséklet-intervallumban. Azt tapasztalta, hogy a vas Curie-hőmérsékleténél, vagyis $770\text{ }^{\circ}\text{C}$ -on a hatáskeresztmetszetnek éles maximuma van. Azon feltevéssel, hogy a hatáskeresztmetszet a mágneses szórás nélkül $\sigma = a + bT$ alakú és szobahőmérsékleten a mágneses szórás $\lambda > 4,04\text{ \AA}$ hullámhosszak esetén elhanyagolható, meghatározta külön a mágneses szórás hatáskeresztmetszetét. Ennek értéke $770\text{ }^{\circ}\text{C}$ -on $4,8$ barnnak adódott. Squires méréseiben Pb polikristály által szűrt neutronokat használt. A neutronok spektruma

$$dN = \begin{cases} A\lambda^{-5} d\lambda & \text{ha } \lambda \geq 5,7\text{ \AA} \\ 0 & \text{ha } \lambda < 5,7\text{ \AA} \end{cases}$$

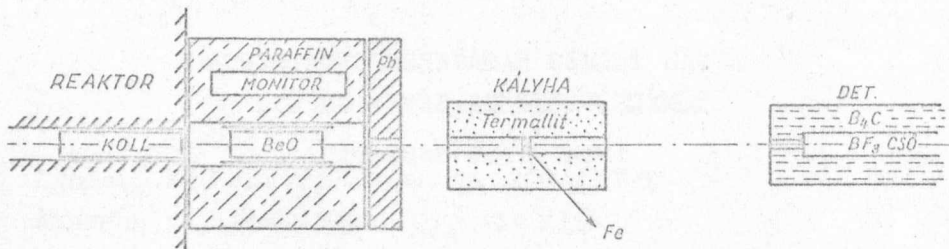
alakú volt. A mérésekkel meghatározott átlagos hullámhossz $7,00 \pm 0,04\text{ \AA}$ -nek adódott, míg a fenti spektrumból számolt átlagos hullámhossz $7,12\text{ \AA}$. A méréseket megismételtük BeO polikristály által szűrt neutronnyalábbal. A BeO határhullámhossza $\lambda_c = 4,68\text{ \AA}$. Így feltehetjük, hogy

$$dN = \begin{cases} A'\lambda^{-5} d\lambda & \text{ha } \lambda \geq 4,68\text{ \AA} \\ 0 & \text{ha } \lambda < 4,68\text{ \AA} \end{cases}$$

alakú a spektrum, amit az a tény is igazolt, hogy az aranyfóliával mért átlagos hullámhossz $\bar{\lambda} = 5,81 \pm 0,03\text{ \AA}$ -nek adódott, míg a Maxwell-spektrumból számolt érték $\bar{\lambda} = 5,85\text{ \AA}$. A gyors neutronok hányada a mérés során kisebb volt, mint 1 %.

A kísérlet leírása

Kísérleteinkben használt elrendezést mutatja az 1. ábra.



1. ábra

A 6 cm átmérőjű reaktorcsatornába helyezett 40 cm hosszú és \varnothing 1 cm kör alakú nyílással rendelkező, ólomból és bóros paraffinból álló kollimátor után a neutronok 30 cm hosszú, szobahőmérsékletű BeO-szűrőn haladtak át. A szűrő után csak a $4,68 \text{ \AA}$ -nél nagyobb hullámhosszu, hideg neutronok maradtak a direkt nyalámban. A kiszórt neutronokat egyrészt a szűrőt körülfogó Cd-henger, másrészt a szűrő köré helyezett bóros paraffin védelem nyelte el. A paraffin védőfal vastagsága 50 cm volt, és ez a rendszeren kívül mindenütt a megengedett szint alá szorította a neutronfluxust. A reaktorból kilépő γ -sugárzás elnyeletését 10 cm vastag ólomfallal biztosítottuk.

A szűrt hideg neutronokat egy 50 cm hosszú \varnothing 6 cm kerámiacső bélésű kályha közepébe helyezett 1,5 cm vastag \varnothing 5,9 cm Armco-mintán bocsátottuk át. A próbatest távolsága a szűrőtől 60 cm volt. A kályha tengelye a neutronok haladási irányával párhuzamosan helyezkedett el. A próbatest iztitása levegőn történt, a mérés folyamán azonban csak elhanyagolható mértékű oxidáció lépett fel. A kályha hőmérsékletének változtatása és stabilizálása a csatorna-laboratóriumból történt. A stabilizálást fotocellás hőfokszabályzóval végeztük. Egy-egy mérési pont felvételénél a hőmérséklet állandóságát $\pm 0,2 \text{ C}^\circ$ pontossággal tudtuk biztosítani.

A neutronok detektálását 6 cm átmérőjű B^{10} -ben 82 %-ra dúsított BF_3 gázzal töltött proporcionális számlálócsővel végeztük [2], amely 10 cm vastag B_4C védelemben helyezkedett el. A cső anódszála a neutronok repülési irányával párhuzamos volt.

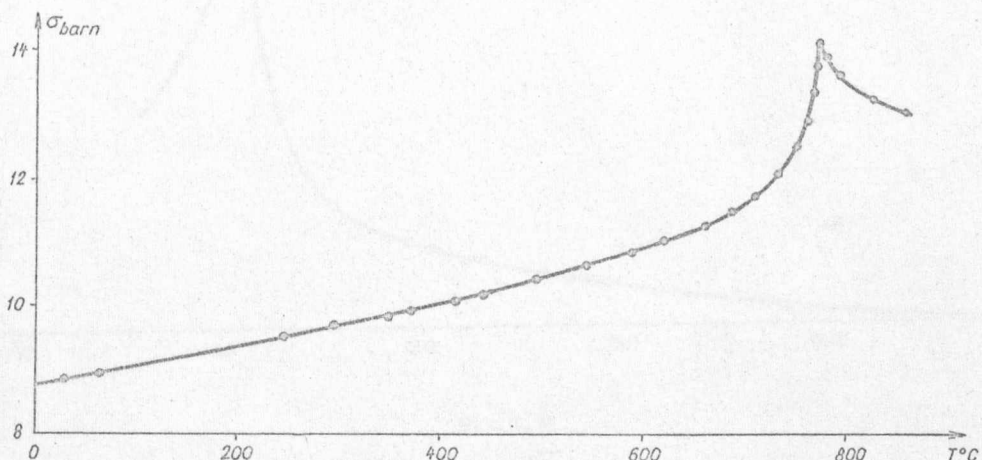
A próbatest hőmérsékletét Ni-CrNi termopárral és $\pi\pi\pi$ B1 típusú kompenzátorral mértük $0,2 \text{ C}^\circ$ pontossággal.

A mérések monitorozását a szűrő mellett, a védelemben /bórtartalmú paraffin/ elhelyezett CHM-5 típusú számlálócsővel végeztük. A számlálócső-

vek feszültségét BC-22 ill. BCB-1N nagyfeszültségű anódpótlók /szovjet/ szolgáltatották. A neutronimpulzusok detektálását A-11-R típusú /KFKI/ erősítővel, D-11-R típusú /KFKI/ diszkriminátorokkal, valamint S-11-R /KFKI/ ill. PW 4062 /PHILIPS/ scalerekkel végeztük. A Philips scaler kapuzta az előre beállított monitor- impulzusszám beérkezése után a detektorscalert. A csatornalaboratóriumban elhelyezett elektronikus berendezéshez /erősítő + diszkriminátor + scaler/ a számlálósövek impulzusai a csövekre szerelt előerősítőkről kábelen jutottak el.

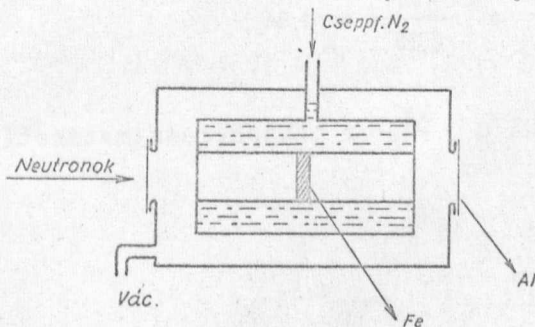
A szűrt neutronnyaláb intenzitása a detektorcső helyén 10^4 n/sec volt. Az egyes mérési pontokban $4,5 \cdot 10^5$ - $2,5 \cdot 10^5$ impulzust gyűjtöttünk be.

A méréseinkből kapott hatáskeresztmetszet-görbe a 2. ábrán látható.



2. ábra

Squires számításai szerint a kristályban a fononokon való szóródás a hőmérséklettel lineárisan változik az abszorpció pedig hőmérséklet-független. Ha feltesszük, hogy szobahőmérsékleten, és még alacsonyabb hőmérsékleten a szórás mágneses része hideg neutronokra elhanyagolható, az abszorpciót és a fononszórást a teljes hatáskeresztmetszetből levonva megkaphatjuk a mágneses szórás hatáskeresztmetszetét. Hogy ezt elvégezhessük, megmértük a próbatest teljes hatáskeresztmetszetét cseppfolyós nitrogén hőmérsékleten is úgy, hogy a 3. ábrán ábrázolt Dewar-edényben helyeztük el a kályha helyett.

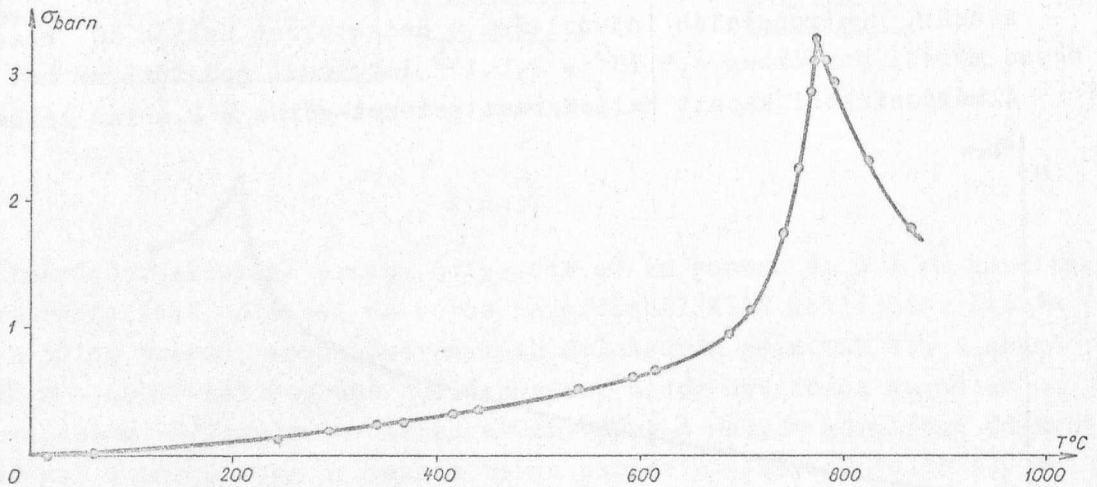


3. ábra

A mérés eredménye:

$$\sigma = 8,33 \pm 0,05 \text{ barn.}$$

Ezen mérés és a szobahőmérsékletű mérés által meghatározott egyenes az abszorpció és fononszórás összege. Így a fentiek értelmében a mágneses szórás hatáskeresztmetszete meghatározható.



4. ábra

Értéke 770 C° -on $3,3 \pm 0,17$ barn.

Ezt Squires méréseivel összevetve megnézhetjük, hogy összhangban vannak-e az elméleti $\sigma_{\text{magn}}(T_c) \sim \lambda^2$ összefüggéssel.

A mérésekből

$$\frac{\sigma_{\text{magn}}(T_c)_{\text{Pb}}}{\sigma_{\text{magn}}(T_c)_{\text{BeO}}} = \frac{4,8 \pm 0,2}{3,3 \pm 0,17} = 1,45 \pm 0,15$$

Számolásból pedig

$$\frac{\bar{\lambda}^2_{\text{Pb}}}{\bar{\lambda}^2_{\text{BeO}}} = \frac{7,35^2}{6,03^2} = 1,48$$

Tehát a mérési hibán belül a λ^2 -es hatáskeresztmetszefüggéssel ezen mérések összhangban vannak.

I r o d a l o m

- [1] Squires, G.L., Proc. Phys. Soc. A67, 248 /1954/
- [2] Gordon J., Szabó P., Magyar Fiz. Folyóirat 8, 211 /1960/

Érkezett 1961. augusztus 21.

KFKI Közlemények, 9.évf. 4.sz. 1961.

RaD STANDARD-KÉSZITMÉNYEK ELŐÁLLÍTÁSÁNAK UJ MÓDSZERE

Irta: Imre Lajos, Fábry Gyula^{x/} és Dézsi István

Összefoglalás

Uj módszert dolgoztunk ki RaD standard-források készítésére és ezeknek curie-egységek szerinti hitelesítésére. A RaD előállításakor összegyűjtött radongáz abszolút mennyiségi meghatározása révén határozzuk meg a RaD-atomok számát, majd viszonylagos β -sugárméréssel a RaD mennyiségének azon részét, mely a Rn-fiola üveganyagából átjutott a standardizálandó oldatba.

RaD+E-készítményeknek beta-sugármérő etalonokként való használatát számos, kedvező körülmény indokolja [1] ; ezek közül az aránylag hosszú életkort, a gamma-sugárzástól való mentességet, a beta-sugarak aránylag kemény voltát, továbbá azt a tényt kell hangsúlyozni, hogy a készítményekben alfa-sugárzó bomlástermék RaF is keletkezik, ami előnyös feltételt biztosíthat a magbomlások számának meghatározásában. Mindezen előnyökkel szemben áll az a tény, hogy a RaD β -sugárzása igen lágy /maximális β -energiája 17 keV/, így a β -bomlások abszolút számának meghatározása komoly nehézségekbe ütközik. Ennélfogva a RaD-etalonok előállításában nem látszik teljes mértékben kielégítőnek az az /egyébként önként kínálkozó/ eljárás [2] , hogy régebbi, eredetileg rádiumot vagy radongázt tartalmazó üvegcsövecskék belső faláról hig salétromsavval leoldjuk a RaD-atomféleséget, majd az így nyert salétromsavas oldatot /vagy ennek aliquot részletét/ bepárolgatjuk és az ekként rögzített aktiv réteget abszolút beta-sugárreszecske-számlálással hitelesítjük. A RaD-standard-készítés e módszere bizonytalanosságának tudatában javasolják e dolgot szerzői az itt kifejtett, új módszertani elveken nyugvó, a mérvadó műveletek szempontjából "kémiai"-nak nevezhető standardizálási eljárást, tekintettel arra a körülményre is, hogy

x/

K.L.T.E. Fizikokémiai Tanszék, Debrecen

az alább leírt módon a legkülönbözőbb erősségű, a hazai igények széles skáláját kielégítő abszolút béta-sugárzó-etalonok készíthetők a rendelkezésre álló, egyszerű anyagok és eszközök segítségével.

1. Az új RaD-standardizálási módszer alapelve

Rádioaktív etalonok curie-egységek szerinti hitelesítésénél a legnagyobb gondot az a körülmény képezi, hogy az időegységenként elbomló atommagok száma /melynek ismeretében a rádioaktív anyagok radioaktivitását curie-egységekben megadhatjuk/ gyakran még közelítőleg sem egyezik a készítmény kilövelte azon sugárelemek számával, melyet a sugárszámláló műszereink regisztrálnak /illetve amely számot a műszer jelezte impulzusszámból az un. geometriai faktor és a sugár-abszorpció figyelembe vétele útján levezethetünk/. Ezen eltéréseket előidéző okok jelenleg még kisebb-nagyobb mértékben vita tárgyát képezhetik, bizonyos azonban, hogy az alfa-sugárrezecskék száma pontosan egyezik a magbomlások számával, és az is nyilvánvaló /az összes eddigi tapasztalatok szerint/, hogy az alfa-sugarak megszámlálása /e sugárrezecskék igen nagy ionizálóképessége folytán/ hasonló biztonsággal elvégezhető, mint amilyen biztonsággal a curie-egység definíciójának alapjául szolgáló Rutherford-féle mérések reprodukálhatók voltak. A fentemlitett RaD-oldatok hitelesítésének kézenfekvő elvi lehetősége tehát abban állhatna, hogy meghatározzuk e RaD-oldatokban a rádioaktív egyensúlyig regenerálódó RaF /polónium/ alfa-sugarainak számát, pl. szcintillációs módszerrel. Ám e módszer tényleges kivitele igen hosszú /sok hónapra terjedő/ időt igényelne, és ily hosszú időre terjedő meghatározás nehézségén túl azzal is számolni kellene, hogy a készítmény állapotában ily hosszú idő alatt beálló kémiai elváltozások /pl. rádiokolloidok keletkezése és ezek áttekinthetetlen kicsapódása, az aktív anyag részleges szublimációja, a szilárd tartóban történő szétfundálódása, stb., stb./ teljesen illuzórikussá tehetnék a szabatos mérés igényét. Viszont az alfasugárzó RaF regenerálódásának /a rádioaktív egyensúly beállta előtti, rövidebb időszakokban is mérhető/ sebességéből csak akkor számíthatjuk ki az anyaelem /RaD/ curie-egységeinek számát, ha pontosan ismerjük a regenerálódás időfüggvényét. E függvény tartalmazta állandók közül /lásd alább!-/ ezidő szerint a RaD bomlási félideje az eddigi kutatásokból csak nagyságrendileg ismeretes /cca. 16 - 25 év közötti érték /. A polónium alfasugarainak detektálására támaszkodó egyik fajta RaD-standardizálás biztonságosságának előfeltétele ezek szerint nyilvánvalóan az lehet, hogy jelentősen összeszükítjük a RaD bomlási állandója számértékének pontatlanságát.

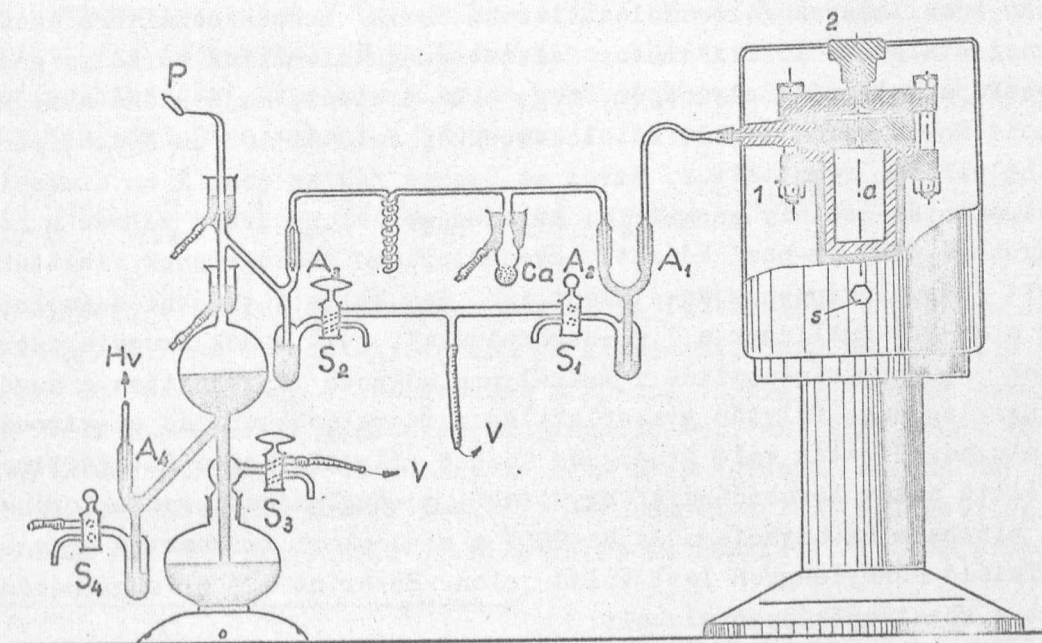
Hosszúéletű radioaktív nuklidok fajlagos bomlásebbségének meghatározása /a hosszú bomlási időtartamoknak mint közvetlen kísérleti feltételeknek a kiküszöbölése révén/ olyképpen lehetséges, hogy megmérjük a vizsgálatra előkészített aktív anyagminta tartalmazta radioaktív atommagok számát N és az időegységenkénti magbomlások számát; ha az atommagbomlás alfa-sugarak emissziójával jár együtt, akkor az időegységenkénti magbomlások száma az időegységenként kilövelt alfa-sugárreszecskek számával $= n_\alpha$ egyezik. Eszerint a bomlási állandó $=$ fajlagos bomlási sebesség/ egyenlete így szól:

$$\lambda = \frac{n_\alpha}{N} \quad /1/$$

A RaD esetében az /1/ egyenlet jobboldalának két tényezője egymástól független kísérletek révén külön-külön meghatározható, amint az alábbi fejtegetések tanúsítják.

2. Atomsúly-egységekben meghatározott mennyiségű RaD-készítmények előállítása radon-gázból

A RaD-standardkészítmények radioaktív anyagát a szerzők eljárása szerint radongázból /rádiumentanációból/ állítjuk elő; a Rn-gázt magát Hahn-féle száraz emanáló rádiumból nyerjük az 1. ábra szerinti technikával.



1. ábra
Radongáz koncentrációja

A rádium egy rozsdamentes acélból készült, az ábrán /a/-val jelzett perselyben van elhelyezve, vastag ólompáncéllal körülvéve, hogy a veszélyes gammasugárzásnak lehetőleg csak egészen minimális töredéke érhesse az elválasztási műveleteket végző kutatókat. Az emanáció a perselyre szerelt membrán-szelep nyitható és zárható csatornáin át jut a készülék középső, előzetesen evakuált részletébe, ahol cseppfolyós levegővel az üvegspirális belső falára fagyasztjuk ki a Rn-gázt. Ezután elzárván az /A₁/ és /A₃/ szelepeket, elpárologtatjuk a spirális belső falán előzőleg kifagyasztott emanációt, majd izzó fémkalciummal megkötjük az említett két szelep között netán jelenlévő széndioxid-, vízgőz- és egyéb nyomszennyezéseket. Ezután elzárjuk az /A₄/ szelepet, viszont kinyitjuk az /A₃/ szelepet, hogy a megtisztított Rn-gáz az ábra baloldalán látható, előre evakuált, kb. fél liter ürtartalmu teke-alaku gyűjtőtérbe áramoljon; innen higanyal nyomatjuk fel a tiszta Rn-gázt a /P/ üvegfiolába, melyet azután leforrasztunk.

Az így elkülönített /koncentrált/ Rn-gáz aktivitását az elkülönítéstől számított 3 óra múlva az aktiv lerakódás /RaA+B+C/ γ -sugárzása segítségével mérjük. Mérőetalonként a 24.számú nemzetközi Ra-standard szolgál, melyet Magyarország részére 1924. novemberében hitelesített /az akkori Nemzetközi Rádium Bizottság megbízásából/ az Osztrák Tudományos Akadémia Rádiumkutató Intézete; a 24.standard rádiumelem-tartalma 1924. végén 10,75 milligram volt, vagyis jelenleg /36,5 év elteltével/ 10,535 millicurie rádiumbomlástermékek együttes gamma-sugárzásával egyenértékű az etalon-sugárforrás. A Rn-készítmények /+rövidéletű lerakódásaik/ összehasonlítása ezzel a nemzetközi etalonnal 10 milliméter falvastagságú ólomlemez burkolta gamma-elektroszkóppal történt olyképpen, hogy a Ra-etalont, majd utána a megmérni szándékolt Rn-tartalmu fiolát az elektroszkóp falától 100 cm-nyire, pontosan azonos helyzetben rögzítettük. Mivel az összes /átlag cca. 2 cm dimenzióju/ preparátumminták csekély geometriai különbségei elenyészőek voltak a mérőtávolságokhoz /100 cm-hez/ képest, egyetemlegesen pontszerűnek vehettük valamennyit /hasonlóképpen a Ra-etalont is/. Nem kellett továbbá számolnunk magának a Ra-226 nuklidnak a γ -sugárzásával, mert ennek amugyis csekély /az egész γ -sugárintenzitás 1 %-ánál nem nagyobb/ intenzitása e sugárzás rendkívüli lágysága folytán gyakorlatilag zérusra csökkent az elektroszkóp vastag ólompáncélzatán való áthaladás közben. Ilyenformán a Rn-készítmények /+rövidéletű aktiv lerakódásaik/ együttes γ -sugárzását ugyanakkorának vehettük, mintha a Rn anyaeleme /a Ra-226/ a mindenkori rádioaktiv egyensúlynak megfelelő mennyiségben lett volna jelen. Eszerint a γ -sugármérés értékelése a következőképpen alakult:

1 gr Ra-226 tartalmaz $2,68 \cdot 10^{21}$ számú rádiumatomot; ebből mp-enként elbom-

lik $3,7 \cdot 10^{10}$ számú atom^{x/}, vagyis

$$\lambda_{Ra} = \frac{3,70 \cdot 10^{10}}{2,68 \cdot 10^{21}} = 1,383 \cdot 10^{-11} \text{ sec}^{-1}$$

Az 1 gr Ra-226 nukliddal rádioaktív egyensúlyban lévő, vagyis 1 curie egy-
ságu Rn-222 (=Em/ nuklidból ugyanannyi atommag bomlik el időegységenkint.
Ennélfogva az áll, hogy

$$\lambda_{Ra} \cdot 2,68 \cdot 10^{21} = \lambda_{Em} \cdot N_{Em}$$

Ismervén λ_{Em} számértékét (= $2,097 \cdot 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$), ezt kapjuk:

$$N_{Em} = \frac{\lambda_{Ra}}{\lambda_{Em}} \cdot 2,68 \cdot 10^{21} = 1,767 \cdot 10^{16}$$

Vagyis: ahány gramm Ra-elem + bomlástermékei γ -sugárzásával egyenértékű
a Rn-készítmény γ -sugárzása, annyiszor $1,767 \cdot 10^{16}$ számú Rn-atomot tartal-
maz e készítmény /a mérés időpontjában/, és természetesen ugyanennyi lesz a
belőle keletkező RaD-atommagok teljes száma is.

A RaD-magoknak ezt a teljes számértékét persze - abszolút szigorú ér-
telemben véve - csak "végtelen" hosszú idő múlva érhetnők el, mert a Rn →
RaD átalakulás időtartamának nincs élesen definiált felső időhatára. Pedig
az alábbi számításokhoz szükségünk lesz annak ismeretére is, hogy mekkora
lesz a RaD-atommagok száma /^DN / a Rn-leválasztás időpontjától mért, tet-
szésszerinti /t/ időpontban. E problémával a rádioaktív bomlási szukcesszi-
ók általános kinetikai elmélete alapján vethetünk számot olyképpen, hogy a
közismert képletet alkalmazzuk a $t > 50$ nap feltétel mellett:

$$[{}^D N(t)]_{t > 50} \approx \left[\lambda_{Em} / (\lambda_{Em} - \lambda_D) \right] \cdot N_{Em}(0) \cdot e^{-\lambda_D \cdot t}$$

Igaz ugyan, hogy e képlet alkalmazása már eleve feltételezi a RaD bomlási
állandójának / λ_D / az ismeretét; ám könnyű kimutatni, hogy ha a Rn-fiola
felnyitását és tartalmának feldolgozását a Rn-gáz összegyűjtésétől számított
50-ik és 90-ik nap közötti időszakaszban végezzük el, az $\frac{{}^D N}{t}$ számértéké-
nek bizonytalansága legfeljebb néhány tized % nagyságrendű, még ha nem is
a legvalószínűbb felezési idővel /cca. 22 év/, hanem a fent említett szélső-
séges értékek valamelyikével /16 év illetve 25 év bomlási félidővel/ végez-

^{x/}Ujabb meghatározások szerint a mag-bomlások száma $3,62 \cdot 10^{10}$. A későbbi
dolgozatunkban szándékozunk tüzetesen megvizsgálni, mily mértékű kihatá-
sa van ezen újabb számadatnak a RaD-standardizálás problémájára.

zük is a számítást. Az alább ismertetni szándékolt kísérleteinkben ehhez a gyakorlati szemponthoz igazodtunk, 22 év bomlási félidőt véve alapul. Eszerint

$${}^D N(t)_{50 < t < 90} \approx 1,767 \cdot 10^{16} C_{Em}^{(0)} \frac{\exp\left(-\frac{0,693}{22} \cdot \frac{t}{365}\right)}{0,9995} \quad / 2 /$$

ha $C_{Em}^{(0)}$ = a Rn-gáz aktivitása a gáz-összegyűjtés időpontjában, curie egységekben megadva. Ez az érték megfelel

$$1,767 \cdot 10^{16} C_{Em}^{(0)} / 6,06 \cdot 10^{23} = 2,916 \cdot 10^{-8}$$

atomsúlyegységnek, ha $t = 0$ időpontra számítjuk vissza ($= {}^D N(t)^{(0)}$).

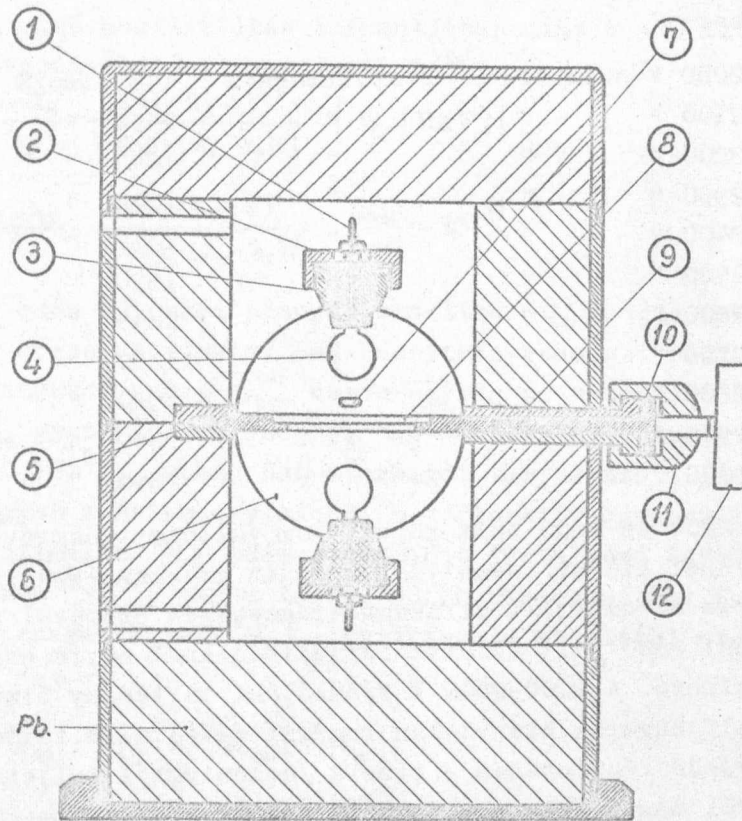
3. A RaD \rightarrow RaE \rightarrow RaF bomlási sorozatban időegységenként történő atommagbomlások számának meghatározása alfa-részecske-számlálással

A fentiekben már utaltunk arra, hogy a "hosszuéletű aktiv lerakódás" alfasugarainak számát csak oly feltétel mellett határozhatjuk meg az itt felvetett probléma szempontjából kielégítő pontossággal, ha akként sikerül a rádióaktív egyensúly elvét a tényleges kísérletben érvényesítenünk, hogy a mérésre kiszemelt preparátumokban ne legyen jelen maga a hosszúéletű RaD. E feladatot a következőképpen oldottuk meg.

A KLTE Fizikokémiai Tanszékén kidolgozott, speciális elektromatográfias módszerrel [3] maximális tisztaságu, hordozómentes RaE-készítményt állítottunk elő; az elkülönítés pillanatában e készítmény RaF-nyomokat sem tartalmazott. Ily maximális tisztaságu, teljesen hordozómentes RaE meghatározott térfogatu oldatának aliquot részletét igen vékony, kör alakú /50 mm \varnothing / Vins-2 hártya [4] közepén bepárologtattuk, és vizsgáltuk a bepárologtatott /quasi "súlytalan"/, cca. 5 mm átmérőjű /de persze "láthatatlan"/ aktiv réteg alfasugárzásának regenerálódását az idő / t /függvényében, 4π -tér szögű számlálóval oly feszültségtartományban, melyben a bétarészecskéket még nem regisztrálta a műszer. A 4π -számláló szerkezeti vázlatát a 2. ábrán mutatjuk be.

Az 5 cm vastag /Pb/ ólomtoronyban^{x/} helyezkedik el két, félgömb alakú nikkellemezből készített katód /6/, míg a két hurokalakú 0,05 milliméter vastag wolfram-huzal alkotta anód az /1/ jelzésű kivezető-csavarra van erő-

x/ Megjegyezzük, hogy ólomtorony alkalmazása a méréseknél nem feltétlenül szükséges.



2. ábra

4 π -kamra szerkezeti vázlata

sitve. Ez utóbbi viszont a /2/ szorítócsavarokkal leszorított /3/ teflon-szigetelőbe van ágyazva. A vizsgálni szándékolt radioaktív készítményt az /5-10/ tömitőgyűrűkkel ellátott /9/ jelzésű fiókban visszük a számláló-gömb középpontjába.

A 65 mm külső átmérőjű sárgarézgyűrűre feszített, kb. 10 $\mu\text{gr}/\text{cm}^2$ vastagságú Vins-fólia a /8/ jelzésű süllyesztékben helyezhető el. A számlálótérbe atmoszférayomású tiszta metángázzal töltjük ki; a metángáz a /7/ beömlő-csővön át áramlik be /egy kis tulnyomáson/ a számlálótérbe, és az átellenes oldalon beépített kiömlő-nyíláson távozik el. A két anód párhuzamosan csatlakozik az előerősítőn keresztül az impulzusszámlálóhoz.

Az itt közölt méréseinkhez a "Laboratory Scaler, Typ.:1873, N^o90553" jelű impulzus-számlálót használtunk; ennek erősítő-fokozata /amely a bemenő jelek amplitudóit lineárisan kb. 5000-szeresre erősítette fel/ elegendő volt az alfa-sugárreszecskek hiánytalan regisztrálásához, amint erről többszöri ellenőrző-kísérlettel meggyőződünk. Az egyik ilyen kísérletsorozatban pl. egy tiszta RaF-készítmény kilövelte alfa-sugarak számát a következőképpen

jelezte a műszer:

2000 V számláló	— feszültségnél	1465 imp/2 perc
2100 " "	" "	1632 " "
2200 " "	" "	1642 " "
2300 " "	" "	1632 " "
2400 " "	" "	1648 " "
2500 " "	" "	1650 " "
2600 " "	" "	1645 " "
2700 " "	" "	1800 " "
2800 " "	" "	1920 " "
2900 " "	" "	2080 " "
3000 " "	" "	2850 " "

Amint látjuk, 2200 és 2600 Volt között nem változott észrevehetően az impulzusok száma; ennél kisebb feszültségeknél az impulzus-szám gyorsan növekedett, míg elérte az emittált alfasugár-részecskék számával egyező maximális értéket, viszont 2600 Volt fölötti feszültségeknél egyre nagyobb számú impulzus volt észlelhető. A 2200-2600 V számlálási tartomány bizonyult tehát alkalmasnak az alfasugarak hiánytalan regisztrálására; e tartomány 2200-tól, 2400- V-ig terjedő részletében a tiszta /polóniumtól teljesen mentes/ RaE bétasugárzásából még semmit sem jelzett a műszer, /Ce-144+Pr-144/ készítmény sugárzását is csak 2400 V fölött jelezte a műszer, az alábbi megfigyelés értelmében:

2200 V számláló	feszültségnél	1 imp/2perc
2250 " "	" "	- - -
2300 " "	" "	3 imp/2perc
2350 " "	" "	"
2400 " "	" "	4 "
2450 " "	" "	25 "
2500 " "	" "	137 "
2550 " "	" "	341 "
2600 " "	" "	460 "
2650 " "	" "	1072 "

Ezen ellenőrző-vizsgálatok tanulságai alapján a továbbiakban mindvégig 2200 V számlálótér-feszültséget alkalmaztunk a RaE-ből keletkező polónium alfasugarainak regisztrálásához.

Az így különböző t időpontokban meghatározott α -részecskeszámokból (N_α) a következő összefüggés alapján számítottuk a RaE eredeti / a

RaF-nyomoktól való utolsó megtisztítás időpontjában mint $t = 0$ időpontban jelenlévő/ rádióaktivitását /curie egységekben/^{x/}:

$$\begin{aligned} \left\{ \lambda_E \cdot [RaE]_0 \right\}_{curie} &= \frac{\lambda_F - \lambda_E}{\lambda_F} \cdot \frac{\exp(+\lambda_E \cdot t)}{1 - \exp[-(\lambda_F - \lambda_E)t]} \cdot \left\{ \lambda_F [RaF] \right\}_{curie} = \\ &= \frac{\lambda_F - \lambda_E}{\lambda_F} \cdot \frac{\exp(+\lambda_E \cdot t)}{1 - \exp[-(\lambda_F - \lambda_E)t]} \cdot \frac{\mathcal{N}_\alpha}{3,70} \cdot 10^{-10} \end{aligned} \quad /3/$$

Tegyük fel, hogy ezen egyenlet alapján számítva ${}^E Q_0$ curie-nek kapjuk valamely /eredetileg abszolút tiszta/ RaE-készítmény kezdeti rádióaktivitásának számértékét. Ugyanekkor pedig $C_{Em}^{(o)}$ curie-egységnyi radongázból előállítottunk $2,916 \cdot 10^{-8} C_{Em}$ gratomsúly-egységnyi RaD-készítményt, amely tehát a fentiek szerint $1,767 \cdot 10^{16} C_{Em}$ számú RaD-atommagot tartalmazott /a $t = 0$ időpontra számítva/. Legyen a RaD-mennyiségből a rádióaktív egyensúly beállta után leválasztható maximális ${}^D N_\infty$ számú atommagot tartalmazó RaE-mennyiség curie-egységeinek száma ${}^D X_\infty$, míg a fenti ${}^E Q_0$ curie-egységnyi RaE-preparátum RaE-atomjainak száma legyen ${}^E N_0$. Nyilvánvaló az alábbi aránylat helyessége

$${}^D X_\infty : {}^E Q_0 = {}^D N_\infty : {}^E N_0 \quad /4/$$

Ezen aránylat jobboldalának meghatározásához már nincs szükségünk abszolút mérésre: elegendő, ha a két / ${}^D N_\infty$ illetve ${}^E N_0$ atomszámú/ RaE-készítmény előidézte bétasugárzás / J_β / viszonyát határozzuk meg azonos geometriai feltételek között, akár elektroszkóppal, akár ionizációs kamra+elektrométer kombinációval, akár GM-csöves vagy szcintillációs számláló-műszer segítségével. Ily relatív mérés adatai alapján tehát így számíthatjuk a keresett curie-egységek számát:

$${}^D X_\infty = \frac{{}^D (J_\beta)_\infty}{{}^E (J_\beta)_0} \cdot {}^E Q_0 \quad /4a/$$

vagyis

$$n_\alpha = 3,70 \cdot 10^{10} \frac{{}^D (J_\beta)_\infty}{{}^E (J_\beta)_0} \cdot {}^E Q_0 \quad /4b/$$

Az alábbi konkrét példán illusztráljuk egy ilyen meghatározás munkamenetét.

^{x/} Annak feltételezése mellett, hogy az emittált α -részcsekék totális száma / \mathcal{N}_α / a tényleges magbomlások számával egyezik. Ezt a hipotézist az összes eddigi tapasztalatok egyértelműen alátámasztják.

4/ A RaD bomlási állandójának az új módszerrel meghatározott számértéke^{x/}

1960. október 4-én kb. 22 mm átmérőjű kb. 0,3 mm falvastagságú üveggömbbe gyűjtöttünk 17,57 mC aktivitású radongázt; az ebből keletkező RaD-atomok számát /a fentiek értelmében/ 1960. október 4-iki dátummal $1,757 \cdot 10^{-2} \cdot 1,767 \cdot 10^{16}$ értékűnek vettük. Az üveggömböt 1961. február végén nyitottuk fel; megtöltöttük 0,1 norm. salétromsavval és így hagytuk állni /szobahőmérsékleten/ öt napig. Ezután az oldatot kb. 2 mm külső átmérőjű, vékonyfalú üveg-hébercsövön át leengedtük egy előzetesen kiszáritott és analitikai mérleggel lemért sulyu, becsiszolt dugós Erlenmayer-lombokba, majd még kétszer egymás után bideszt. vízzel utánamosztuk az üveggömb tartalmát. Az így összegyűjtött oldat sulya 8,1562 grammot tett ki.

Az oldatból azonnal kimértünk /20 mm átmérőjű, alacsonyperemű alumínium-tányérkára/ aliquot-részleteket, a tervbevett béta-sugár-mérések céljaira; egyebek közt az alábbi A jelzésű preparátum-sorozat is így készült, az alumíniumtányérkákra bemért oldat-részlegek szobahőmérsékleten történő bepárolgatása útján. A kimérések után megmaradt oldat sulya 7,7214 volt, vagyis az eredeti oldatmennyiségnek 94,67 %-a. Ehhez kb. 12 cgr-nyi báriumkloridot adtunk s a báriumot szulfát-alakban lecsaptuk, a vele elegykristályt képező RaD-vel együtt. A /Ba, RaD/SO₄ kristálypor /120 C^o hőmérsékleten való szárítás után/ 0,1118 grammot tett ki.

Az üveggömböt /melyből a fentiek szerint a RaD és RaE javarészét kioldottuk/, valamint a kapilláris-hébercsövet ugyancsak szobahőmérsékleten, majd 120 C^o hőmérsékleten szárítottuk és együttesen sulyra lemértük: 1,7704 gr. Azután ezt az egész üvegmennyiséget porítottuk hogy vékony, egyenletes rétegben szétterítve mérhessük majd meg a benne visszamaradt RaD + E bétaaktivitását, annak megállapítása végett, hogy a 0,1 norm. salétromsav az egész RaD-nek hányadrészét oldotta ki. Ezen összehasonlító mérés hibalehetőségeit úgy igyekeztünk a minimumra csökkenteni, hogy az oldatból kicsapott /Ba, RaD/SO₄-csapadékot is elkevertük /nem-rádoaktív/ üvegpornak akkora mennyiségével, hogy az egész /8,1562 g oldattal kihozott/ RaD-készítmény együttes hordozóanyaga ugyancsak 1,7704 g legyen a szilárd halmazállapotban. Az elkeveréshez 0,1074 g /Ba, RaD/SO₄-port mértünk be, vagyis az egész csapadék 0,1074/0,1118-ad részét, és mivel a 0,1118 g szulfát is csak 94,67 %-át tartalmazta az eredeti oldat-mennyiségnek, végeredményben

$$\frac{0,1074}{0,1118} \cdot 0,9467 \cdot 1,7704 = 1,6090 \text{ g}$$

x/

Az itt közölt számérték az előzetes közzététel jellegével bír. A végleges számadatokat a még folyamatban lévő kísérletek lezárása után szándékozunk a részletes beszámolóban - ismertetni, a hibaszámításokkal együtt.

üveggörrel kevertük el a 0,1074 grammnyi rádioaktív szulfátot. Nyilvánvaló, hogy az így kapott por-keverék 1-1 gr-jában foglalt RaD-mennyiség úgy aránylott az üvegfiolel elporításával nyert üveggör 1-1 grammjában lévő RaD-mennyiséghez, mint az egész /= 8,1562 gr/ oldat együttes RaD-tartalma az egész /= 1,7704 gr/ üveggömb-anyagban visszamaradt RaD-mennyiséghez. Viszont ezt az arányt közvetlenül szolgáltatották e porok bétaaktivitásai /azonos geometriai és sugábszorpciós viszonyok között!/, mert lényegileg mindkét por azonos kémiai anyagból való volt /a viszonylag csekély BaSO₄-mennyiség nem sokat változtatott az üveggör fajlagos β -sugárabszorbeáló képességén!/. Ilymódon helyesnek véljük az alábbi meghatározás menetét; a béta-sugár-mérés /a RaD+RaE rádioaktív egyensúly beállta után! / kvadráns-elektrométerrel kombinált ionizáció-kamarával történt, a por-minták 40 mm átmérőjű Al-tányéron voltak szétterítve és 30 mikron Al-fóliával letakarva.

$$\begin{aligned} 0,0601 \text{ g üveggömb-por aktivitása} &= 187,7 \text{ } /_{\pm 1} / \\ 0,05994 \text{ g szulfát + hordozó -üveg-} & \\ \text{por aktivitása} &= 414,6 \text{ } /_{\pm 2} / \end{aligned}$$

Vagyis az egész kioldott RaD-mennyiség és az üveggömbben visszamaradt egész RaD-mennyiség aránya ez volt:

$$\frac{414,6}{187,7} \cdot \frac{0,0601}{0,05994} = 2,215$$

Ebből pedig az következik, hogy az egész /1960.okt.4-éra visszaszámítva 1,757 · 10⁻² · 1,767 · 10¹⁶ számú atomot tartalmazó / RaD-nek

$$\frac{2,215}{3,215} = 0,689\text{-edrésze}$$

oldódott ki a 0,1 norm.salétromsavval. E megállapítás után került sor a /4/ egyenlet jobboldalán lévő mennyiségek meghatározására, a következő módon.

Tiszta, teljesen hordozómentes /és nemcsak RaD-től, hanem RaF-től is mentes/ RaE-készítményt állítottunk elő a fentiekben már említett /a KLTE Fizikokémiai Tanszékén újabban kidolgozott/ elektrokromatográfiás módszerrel. Ennek /39,6741 g súlyu/ 0,1 norm.salétromsavas oldatából súlyméréssel 20-20 mm átmérőjű, alacsonyperemű Al-tányérekbe mértük be az alábbi "B-sorozat" jelzésű táblázat első oszlopában feltüntetett w mennyiségeket, majd a bemért folyadék-részlegek óvatos bepárlásával nyert készítményeket 30 mikron vastagságú Al-fóliával légmentesen lefódtuk és azonnal megkezdtük a befódtott készítmények bétaaktivitásának mérését /végablakos GM számlálócső-

vel, Philips PW.4032/4052/4022 regisztráló-műszerrel/. A méréseket kezdetben naponta egyszer, majd kétnaponként, végül hetenként végeztük, három hónapon át. Az így kapott aktivitás-értékek alapján számítottuk az előállítás időpontjához tartozó értékeket $= i_0$ /, melyeket a törzsoldat egy-egy grammjára számítottunk át $= \frac{i_0}{m} = \epsilon^{(j_\beta)_0}$ / . Teljesen azonos feltételek között vizsgáltuk a RaD-oldatból /m sulyu aliquot részletek bepárologatásával/ készített /összességükben "A-sorozat" jelzéssel ellátott/preparátumokat. Ezek bétaaktivitása kezdetben kissé emelkedett /mert a 0,1 norm.salétromsav valamivel kevesebb RaE-atomfajtát oldott ki az üvegből, mint RaD-atomfajtát/, majd kb. 1-1,5 hónap közötti időszakaszban észlelt lapos maximum után igen lassu, alig észrevehető mértékben csökkenni kezdett /a RaD periódusa szerint/. A maximum időszaka a szekuláris rádioaktív egyensúly fennállásának időszaka: az ebben az időszakban mért β -aktivitásértékek /1/ vannak feltüntetve az A-táblázatban, mégpedig az egész törzsoldat-mennyiségre $=M=8,1562$ g-ra/ át számítva is $= \epsilon^{(j_\beta)_\infty}$ /.

Az elektrokromatográfiával előállított RaE-oldatból /ugyancsak rögtön az előállítás után/ készítettük azután az alábbi C-sorozatot is, a törzsoldat aliquot részleteinek Vins-fóliákra óvatosan történő rávitele és suly szerinti gondos bemérése útján. Szobahőmérsékletű, száraz levegőn történő bepárologatás után a preparátumokat egy-egy 2 mikron vastag tiszta Al-fóliával födtük le /légmentesen/; 2 μ vastag Al-fólia a RaF alfasugarai energiájának 10 %-át abszorbeálja, viszont a jelenléte fontos a térerő-anomáliák elkerülése végett.^{x/} Az ezekkel a preparátumokkal 4π -számlálás révén kaptunk α -részcsecszámolási adatokat ugyancsak átszámítottuk a RaE-törzsoldal 1-1 grammjára $=N_\alpha$ /, miként a β -sugármérés adatait, majd a /2/ egyenlet szerint értékeltük a RaE curie-egységeit $=\epsilon^q_0$ /, és ez utóbbiakból a /4/ egyenlet alapján n_α számértékét.^{xx/}

^{x/} Közben vékony arany-réteggel bevont Wins-fóliákat is készítettünk, az ezekkel végzett méréseinkről a következő dolgozatunkban számolunk be.

^{xx/}

E számításához a következő numerikus értékeket használtuk fel:

$$\lambda_E = 0,1386 \text{ nap}^{-1}; \quad \lambda_F = 0,00495 \text{ nap}^{-1}$$

A-sorozat β -sugármérési adatai

m gramm	i imp/min	$\frac{i}{m} \cdot M = D(\mathcal{J}_\beta)_\infty$ imp/min
0,05895	1909	2,70 10^5
0,0358	1185	2,70 "
0,0419	1390	2,71 "
0,0678	2235	2,69 "
0,0442	1448	2,67 "
0,0516	1680	2,66 "
		k.é.=2,69. 10^5 imp/min

B-sorozat β -sugármérési adatai

w gramm	i_0 imp/min	$\frac{i_0}{w} = E(\mathcal{J}_\beta)_0$ imp/min
0,1497	3030	2,02. 10^4
0,1584	3280	2,07 "
0,2441	4805	1,97 "
0,0694	1415	2,04 "
0,0586	1190	2,03 "
0,0383	770	2,01 "
		k.é.=2,02. 10^4 imp/min

C-sorozat α -sugárszumlálási adatai

m gramm	t nap	i imp/min	$\frac{i}{m} = \mathcal{U}_\alpha$	n_α imp/sec	Megjegyzés
0,0734	1,045	337	$4,59 \cdot 10^3$	$1,601 \cdot 10^4$	
	4,12	1048	$1,395 \cdot 10^4$	1,54 "	
	7,17	1460	$1,99 \cdot 10^4$	1,51 "	
	10,07	1780	$2,425 \cdot 10^4$	1,54 "	
	17,11	2037	$2,775 \cdot 10^4$	1,51 "	
	28,1	2047	$2,79 \cdot 10^4$	1,49 "	
				k.é.= $1,53 \cdot 10^4$ imp/sec	
0,0628	1,05	260	$4,15 \cdot 10^3$	$1,44 \cdot 10^4$	A készit- mény kissé megsérült!
	3,09	677	$1,08 \cdot 10^4$	1,46 "	
	4,13	864	$1,38 \cdot 10^4$	1,49 "	
	6,08	1081	$1,72 \cdot 10^4$	1,44 "	
	7,20	1202	$1,91 \cdot 10^4$	1,45 "	
	8,08	1288	$2,06 \cdot 10^4$	1,53 "	
				k.é.= $1,47 \cdot 10^4$ imp/sec	
0,0390	1,07	177	$4,54 \cdot 10^3$	$1,51 \cdot 10^4$	
	3,08	445	$1,14 \cdot 10^4$	1,54 "	
	6,09	707	$1,81 \cdot 10^4$	1,55 "	
	8,09	854	$2,19 \cdot 10^4$	1,55 "	
	15,16	1058	$2,71 \cdot 10^4$	1,52 "	
	21,08	1105	$2,83 \cdot 10^4$	1,50 "	
				k.é.= $1,53 \cdot 10^4$ imp/sec	

A fenti A, B és C táblázat adataiból /a megelőző fejtegetéseink értelmében/ a következő számértéket kapjuk és RaD bomlási állandójára:

$$\lambda_D = \frac{2,69 \cdot 10^5}{2,02 \cdot 10^4} \cdot \frac{1,53 \cdot 10^4}{1,757 \cdot 10^{-2} \cdot 1,767 \cdot 10^{16}} \cdot \frac{3,215}{2,215} \cdot 1,02 \quad / 5 /$$

E képlet jobboldalán látható 1,02 tényező azért jön be, mert az alfarészecske-számlálás idején /1961. április közepén/ már valamivel kevesebb volt a RaD-atomok száma, mint 1960. október elején. Ha a RaD felezési idő-értékeinek az eddigi meghatározások szerinti legvalószínűbb számértékével /vagyis a 16 év és 25 év közötti 20,5 év-átlaggal/ számolunk, akkor az említett fél-év alatt kb. 0,98 %-ra csökkent a RaD-atomok száma: innen az 1/0,98 1,02 faktor. /Könnyen belátható, hogy e faktor inkább csak korrekció-jellegű, és pontosságának kérdése nem esik lényegesen a latba./ Egyébként az /5/ egyenlet jobboldalának numerikus értéke ez:

$$\lambda_D = 9,685 \cdot 10^{-10} \text{ sec}^{-1} = 0,0356 \text{ év}^{-1}$$

tehát

$$T_{1/2} = 22,67 \text{ év}$$

E számadat hibáját maximálisan 4-5 %-ra becsüljük; biztosabban azonban erről csak a folyamatban lévő méréseink alapján mondhatunk majd.^{x/}

5. A RaD-standardizálás új módszerének általános értékelése

Az /1/ egyenletet a RaD-re vonatkozóan az imént közölt meghatározási számadat birtokában így is írhatjuk:

$$\lambda_D = 9,685 \cdot 10^{-10} = \frac{3,7 \cdot 10^{10}}{1,767 \cdot 10^{16} \cdot C_{Em}^{(o)}} \cdot \frac{1}{p} \cdot C_{RaD}^{(o)} \quad / 6 /$$

ahol $C_{RaD}^{(o)}$ a $C_{Em}^{(o)}$ -mennyiségből keletkező RaD nuklid curie-egységeinek számát jelenti /ugyancsak a $t = 0$ időpontra visszaszámítva/, p pedig azt a törtszámot, mely megmondja, hogy a Rn-fiolából a RaD-nek hányadrészét oldottuk ki.^{xx/} Figyelemreméltó tény az, hogy a /6/ egyenlet alapján - ha $C_{RaD}^{(o)}$

^{x/} Az /5/ egyenletben a C táblázat középső adatát / $1,47 \cdot 10^4$ / nem vettük figyelembe, mert ez a készítmény mindjárt az előállítás után kissé meghibásodott.

^{xx/} p faktor bevezetése csak akkor szükséges, ha a $C_{RaD}^{(o)}$ értékű etalont a Rn-fiola tartalmának kioldásával nyert oldatból készítettük. Ha az egész fiola aktivitását felhasználjuk e célra /pl. a fiola egyszerű szétporításával/, akkor természetesen $p = 1$.

helyébe az előbbieken leírt alfarészecske-számlálással meghatározott értéket helyettesítjük - a bomlási félidőnek olyan számértékét kapjuk, mely a kísérleti hibák határain belül egyezik a Nemzetközi Rádium Standard Bizottság által 1931-ben legvalószínűbbnek ítélt felezési idő-értékkel [6]/22 évvel. Ám semmiképpen sem hagyhatjuk figyelmen kívül azt, hogy az azóta végzett mérések eredményei még mindig eltérők /J.Tobailem szerint 19,4 év [7] , F.Wagner szerint pedig 25 év [8] a RaD bomlási félideje/, emélfogva a jelenleg rendelkezésre álló adatok egyértelműsége még nem kielégítő ahhoz, hogy a /6/ egyenletet az alábbi értelemben átrendezve biztonságosan alkalmazhassuk a standardizálás céljaira:

$$C_{RaD}^{(o)} = \frac{1,767 \cdot 10^{16}}{3,7 \cdot 10^{10}} \cdot \lambda_D \cdot C_{Em}^{(o)} \cdot p \quad /7/$$

Ha ezen egyenlet jobboldalán lévő λ_D elegendő pontossággal ismeretes volna, akkor a RaD-standardok készítéséhez egyáltalán nem volna szükségünk abszolút részecske-számlálásra, mert hiszen $C_{Em}^{(o)}$ számértéke egyszerű viszonylagos gammasugár-méréssel határozható meg:

$$C_{Em}^{(o)} = C_{Ra} \cdot \left(\frac{J_{Em}}{J_{Ra}} \right)_{\gamma} \quad /7a/$$

Ez esetben csak e viszonylagos mérés hibáját és a p faktor mérésének hibáját kellene figyelembe vennünk; mindkét mérési hibát könnyűszerrel $\pm 0,5\%$ alá szoríthatjuk. Maradna még a /7/ egyenlet számlálójában lévő numerikus tényező hibája, mely főleg a Ra bomlási együtthatójának és az Avogadro-féle számnak a valószínű hibájából tevődik ki. Ujabb meghatározási adatok /melyeket e dolgozatban még nem vettünk figyelembe/ e numerikus faktor jobb megközelítését biztosítanak, kb. $\pm 1,5\%$ össz-hibával. Mindeme hibákat azonban tetemesen felülmulja a RaD bomlási együtthatója számértékének bizonytalansága, mely még jelenleg is kb. $\pm 10\%$ -ra tehető. Mindaddig pedig, amíg e bizonytalanság intervalluma kb. $\pm 1\%$ -ra össze nem szűkül, a /7/ egyenletet csakis részecskeszámlálással kombinálva célszerű alkalmazni, mint ahogy a dolgozatban is eljártunk: lényegileg u.i. azt tettük, hogy a /7/ egyenlet jobboldalán lévő első két tényező külön-külön számértéke helyett a szorzatukat együttesen határoztuk meg alfarészecske-számlálással. Vagyis a /7/ egyenletet a mérések szempontjából úgy is felfoghatjuk, mint amelynek jobboldalán az alábbi /8/ összefüggésben feltüntetett f tényezőt

$$C_{RaD}^{(o)} = f \cdot C_{Em}^{(o)} \cdot p \quad /8/$$

számértékét a részecskeszámlálás módszerével elég pontosan meghatározhatjuk, függetlenül attól, hogy mennyire pontosan ismerjük λ_D és λ_{Ra} számértékét. Az eddigi méréseink alapján /melyeknek csak kis részletét elemeztük a fentiekben/ f értékéül az alábbi számokat nyertük:

$$f = 4,386 \cdot 10^{-4}; \quad 4,21 \cdot 10^{-4}; \quad 4,386 \cdot 10^{-4}; \quad 4,57 \cdot 10^{-4}; \quad 4,27 \cdot 10^{-4}; \\ 4,31 \cdot 10^{-4}$$

E mérési adatok középértékének standard hibája $\pm 8,5 \cdot 10^{-3}$; eszerint az átszámítási faktor ezidőszerinti számértéke:

$$f = 4,355 \pm 0,0038$$

További méréseinktől e faktor pontosságának további növekedését reméljük. Mivel pedig $C_{Em}^{(0)}$ -nek a meghatározása a /a /7.a/ egyenlet módszerével/, valamint a p tényező meghatározása /ugyancsak viszonylagos - elektroszkópos vagy elektrométeres - mérések módján/ egyenkint kb. $\pm 0,5\%$ hibahatár biztosítása mellett lehetséges, ezidőszerint a /8/ egyenlet felhasználása mellett 1% -ot csak kevéssel meghaladó hibahatárokon belül lehetségesnek véljük a RaD-standardizálást, csupa rendkívül egyszerű, viszonylagos mérések segítségével. Az így készített RaD-etalonok aktivitás-értéke /a fenti bomlási félidő-érték alapján számítva/ évről-évre kb. $3,1\%$ -kal csökken.

Tekintettel azonban arra, hogy a mesterséges radioaktív nuklidok standardizálásában csaknem mindig a bétarészecske-számlálás elvét követjük, szükségét érezzük annak, hogy a RaD-standardizálás szempontjából oly döntő jelentőségű f átszámítási tényező meghatározását a RaE nuklid kilövelte bétasugár részecskék megszámlálása módszerével is megkíséreljük. Ily tárgyú vizsgálataink eredményéről, valamint az általunk az itt leírt módszerrel készített standardoknak külföldi standardokkal való összehasonlításáról későbbi közleményekben szándékozunk beszámolni.

I r o d a l o m

- [1] Novey, T.B., Rev.Sci.Instr.Vol. 21 No 4, 280 /1949/
- [2] Burt B.P., Nucleonics 5 Aug. 29 /1949/
- [3] Mádi I., Die Naturw. 48, 155 /1961/
- [4] Pate, B.D. - Yaffe, L., Can.J.Chem., 33, 15 /1955/
- [5] Pate, B.D. - Yaffe, L., Can.J.Chem., 33, 610 /1955/
- [6] Intern. Rad. Stand. Com. Report, Rev. Mod. Physics, 3, 427 /1931/
- [7] Tobailem, J., J.Physique et Rad. 16, 48 /1955/
- [8] Wagner, F. A.N.L. 4490., 5 /1950/

Érkezett 1961.jul. 4.

KFKI Közlemények 9.évf. 4.sz. 1961.

SZEMÉLYI SUGÁRVÉDELMI ELLENŐRZÉS FILMDOZIMÉTERREL

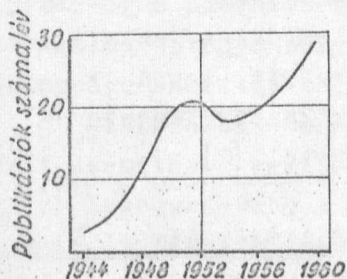
Irta: Békés Mártonné és Makra Zsigmond

Összefoglalás

A filmdozimetriás ellenőrzést 1961. januárjában vezettük be Intézetünkben. Megvizsgáltuk az eddig használatos módszereket és kialakítottunk egy - az adott körülményeknek legmegfelelőbb - filmdoziméter típust. Filmdoziméterünk alkalmas lágy és kemény gamma, béta, ill. termikus neutron detektálására, mintegy 20 mrad-tól 200 rad-ig.

1. Bevezetés

Az egyéni dózismérő eszközök közül a legelterjedtebb a filmdoziméter és a zsebionizációs kamra. A filmdoziméternek előnye az ionizációs kamrával szemben kisebb mérete, mechanikai érzéketlensége és olcsósága, továbbá az a tulajdonsága, hogy több információt nyújt mint az ionizációs kamra. Míg az utóbbi általában csak röntgen és gamma sugárzás mérésére alkalmas, a filmdoziméter emellett béta és termikus neutron sugárzás mérésére, valamint a röntgen tartományban közelítő energiamérésre is használható. Hátránya az ionizációs kamrával szemben kisebb érzékenysége. Ionizációs kamrával 4 - 5 mr, filmdoziméterrel csak 20 mr-nél nagyobb dózisok mérhetők. A dózis megállapítása /előhívás, fotometrázás/ is bonyolultabb. A film kémiai hatásokra, nedvességre, hőre érzékeny.



1. ábra

A filmdozimetriával foglalkozó közlemények számának alakulása [2].

A zsebionizációs-kamra, különösen az önleolvasó kivitel, munka közben folyamatos ellenőrzésre alkalmas. A film nagyobb időtartam alatt kapott dóziszról szolgáltat hiteles és tárolható mérési adatokat. Mindezen tulajdonságok összevetéséből kitűnik, hogy a filmdoziméter és a zsebionizációs-kamra nem versenytársak, hanem inkább egymás hasznos kiegészítői. Célszerű ezért a kétféle dozimétert együtt alkalmazni.

A sugárzásnak filmre gyakorolt hatása már Röntgen óta ismert, dózismérésre is mint-

egy négy évtizede használják. Az utóbbi időben a sugárveszélyes munkahelyek rohamos elterjedésével a filmdoziméterek iránti érdeklődés erősen megnőtt /1.ábra/.

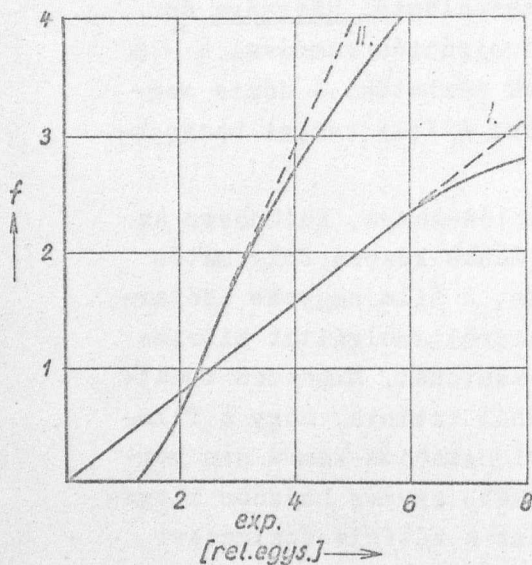
2. A módszer leírása

A film feketedése és az elnyelt energia ill. dózis között az összefüggés a következő:

$$f = k \cdot a \cdot n = k \cdot a \cdot N / 1 - e^{-aE} /$$

ahol $f = \log_{10} \frac{I_0}{I}$, a feketedés, $k = \log_{10} e$, n a megfeketedett szemcsék száma, N az emulzióban lévő szemcsék összes száma, a a szemcse felülete, E az expozíció - beeső részecskeszám/cm²-ben.

Ha E kicsi, akkor első közelítésben $f = ka^2NE$, tehát kis expozíciók - kis dózis - esetén a dózis-feketedés összefüggés lineáris [1]. A feketedési görbe meredeksége egyenesen arányos a szemcseérzékenységgel és a rétegvastagsággal, továbbá függ az előhívás körülményeitől. A lineáris szakasz felső határát a maximális feketedés szabja meg, ami általában $f = 4$ -ig terjed.



2. ábra

Feketedés-dózis görbe. I. ionizáló sugárzás, II. látható fény [2].

Az ionizáló sugárzás okozta feketedési görbét /I/ összevetve egy fény-feketedési görbével /II/ feltűnő, hogy míg az utóbbinál bizonyos küszöbértéknél indul a görbe, addig az előbbinél a legkisebb expozíció is okoz feketedést /2.ábra/. Ionizáló sugárzásnál, a fényvel ellentétben, nem lép fel Schwarzschild effektus, azaz a feketedési görbe lineáris, így a dózismérés tág határok között független a dózisteljesítménytől [2].

a/ Gammasugárzás filmdozimetriája

A gamma-dózis kvantumenergiától független mérése a filmdozimetria régi problémája. A film feketedése ugyanis, azonos besugárzási dózisonál erősen függ a gamma-energiától. A be-

sugárzási dózis - definíció szerint - a levegőben elnyelt energiával arányos. A filmanyag totális abszorpciós hatáskeresztmetszetének energiafüggése lényegesen eltér a definícióban szereplő levegő abszorpciós hatáskeresztmetszet energiafüggésétől. A feketedés az ionizációval arányos, az ionizáció pedig az abszorpciós keresztmetszettel. Így az AgBr levegőre vonatkoztatott abszorpciós görbéje /3.ábra/ egyben az AgBr érzékenységenek energiafüggését adja [3]. Az érzékenységnak 40 keV körül maximuma, 1 - 3 MeV között minimuma van, a maximum és minimum viszonya kb. 150. A zselatin abszorpciójának menete ezt az értéket 10 - 40-re csökkenti ugyan, de a film érzékenysége még így is erősen kvantumenergia függő.

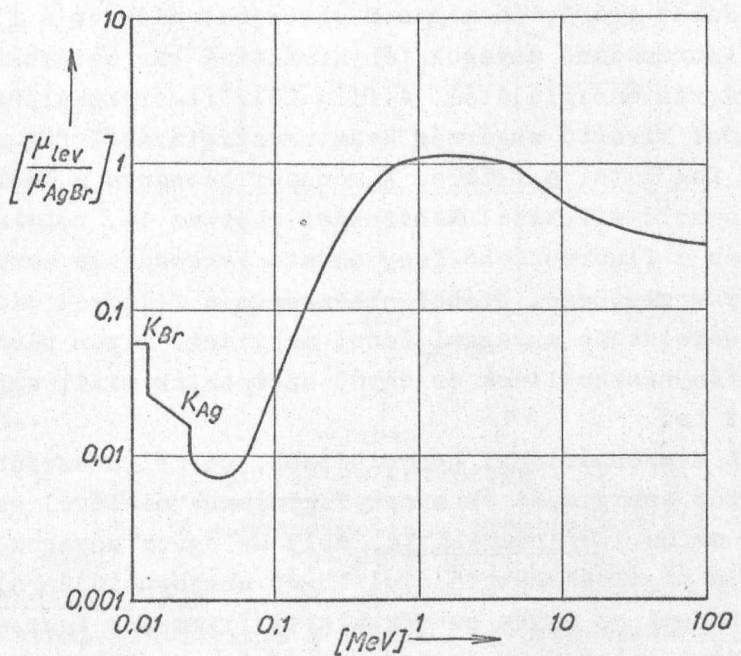
A másik energiafüggés okozta probléma, hogy nem mindig áll fenn a dózis definíciójában megkívánt elektron-egyensúly. Elektron-egyensúlynál a filmnek bármely részében az elnyelt szekunder elektronok száma azonos a keletkezőkével, ez másként azt jelenti, hogy a film vastagabb, mint az elektronok maximális hatótávolsága.

0,3 MeV-ig a szokásos film-csomagolás az egyensúlyt biztosítja, nagyobb energiákon azonban megfelelő vastagságu kazettát kell alkalmazni.

Alábbiakban összefoglaljuk az érzékenység gamma-energiától való függését számításba vevő, ill. kiküszöbölő módszereket [2].

Legegyszerűbb a helyzet, ha ismerjük a kérdéses sugárforrás energiaeloszlását, vagy éppen azzal kalibráljuk a filmet. Ez az eset a gyakorlatban ritkán valósítható meg, mivel egyéni dozimetriánál még ha egyfajta sugárforrással dolgozik is valaki, munka közben helyét változtatja és a környezetből szóródott sugárzás reprodukálhatatlan, és meghamisíthatja a hitelesítést.

Történtek próbálkozások az energiafüggés emulziótechnikai befolyásolására, pl. a szemcsenagyság vagy szemcseérzékenység növelésével, ezzel azonban csak részleges eredményt értek el.



3. ábra

Ezüstbromid levegőre vonatkoztatott abszorpciós együtthatójának energiafüggése. K_{Ag} és K_{Br} az ezüst, ill. bróm rezonancia csúcsai [3].

Jobb eredményt ad a film fölé helyezett kompenzáló szűrő. Az emulzió környezetében - levegő, papír, kazetta - rendszerint több szekunder elektron keletkezik, mint magában az emulzióban. Ha pl. még egy ólomfóliát is helyezünk a filmre, ez olyan hatással van az érzékenységre, hogy lágyabb energiákon csökkenti, - abszorbeálja a lágysugárzást - keményebb tartományban növeli - több szekunder elektron keletkezik az ólomban. Szokásos a film mögé is ólomréteget helyezni, mely visszaszűrő réteggént szerepel.

Sokat ígérő, de még nem elterjedt módszer a fluoreszcencia kompenzáció. Egyes fluoreszcens anyagok fénykiváltása tág határok között független a primer sugárzás energiájától. A film fölé fluoreszkáló réteget helyezve, a fluoreszkálást kiváltó sugárzás kvantumenergiájától független intenzitású látható fény fog hatni a filmre. A módszer hátránya a látható fényen fellépő Schwarzschild-effektus. Nehézséget okoz az is, hogy a primersugárzás keltette feketedés a fluoreszcens fény okozta feketedésre szuperponálódik, ez pedig erősen energiatfüggő. Utóbbi nehézségen a filmével ellentétes hullámhosszfüggésű fluoreszcens anyaggal lehet segíteni. Ilyen pl. a p-terphenyl, azonban ez kis fényhasznosítása és egyéb szempontok miatt egyéni ellenőrzés céljaira nem vált be.

A kompenzációnál bonyolultabb, de célravezetőbb módszer meghatározni a sugárzás energiáját és ennek figyelembevételével számítani a dózist. Ez a módszer az ún. szűrőanalízis, mely az egyes anyagok különböző vastagságu rétegének a sugárzás energiájától függő abszorpcióján alapszik. Megfelelő szűrőelrendezéssel az egyes szűrők alatti filmmezők feketedésének viszonyából következtetni lehet a sugárzás energiájára. A feketedési viszonyokat adott szűrőelrendezésnél és filmtípusnál kísérletileg kell meghatározni.

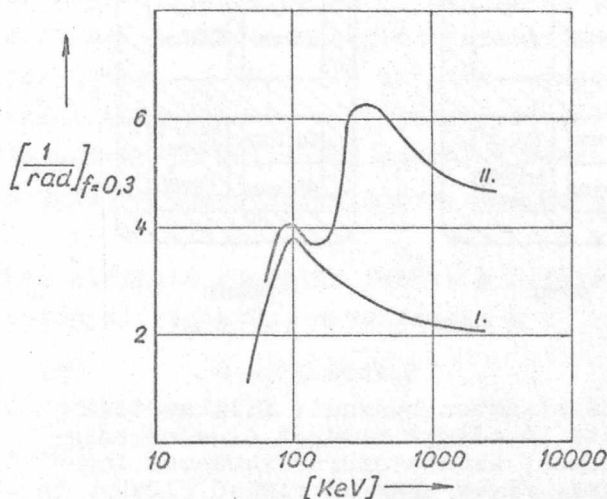
A film feketedési görbéje nagymértékben függ az előhívás körülményeitől, ezért a hitelesítő filmeket együtt kell hívni a mérendő filmekkel. Tochilin és mások [4] leírnak egy egyszerű eljárást, mellyel minden hívási sorozathoz csak 2-3 standard filmet használnak. Ennél a módszernél azonban az egyes előhívások között legfeljebb időtartambeli eltérés lehet, a hőmérsékletnek és az összetételnek változatlanoknak kell maradnia.

b/ Bétasugárzás filmdozimetriája

A bétasugárzás a fényérzékeny rétegben energiáját főleg ionizáció, kismértékben pedig fékezési sugárzás formájában veszti el. Filmdozimétert csak 0,5 MeV-nél keményebb béta-sugárzás dózismérésére használhatunk, mivel a lágy béta-sugarak a film papírborításában elnyelődnek [5]. A 4. ábra I. görbéje az egyréteges film bétaérzékenységét mutatja. Az érzékenység először a

bétaenergia növekedésével nő, maximumot ér el, ahol a hatótávolság megegyezik az emulzió vastagságával. Az energia további növelésével az ionizáció sűrűsége csökken, így az érzékenység esik. Kétréteges filmnél /II.görbe/ az érzékenységi görbének két maximuma van, a minimum azt jelzi, hogy az elektronok a celluloid rétegeig jutnak el.

Mindezen megfontolások kollimált béta-nyalábra vonatkoznak, mivel a film feketedése erősen függ a nyaláb beesésének irányától. Merőlegesen beeső elektronok rövidebb utat tesznek meg az emulzióban, így kevesebb energiát adnak le, mint a ferden beesők. Ezért csak diffúz béta-sugárzásnál lehet pontos dózist mérni, ez esetben viszont a filmfeketedés tág határok között független a bétaenergiától [6].



4. ábra
Egyrétegű /I/ és kétrétegű /II/ film érzékenysége, merőlegesen beeső monoenergetikus elektronnyalábra [1].

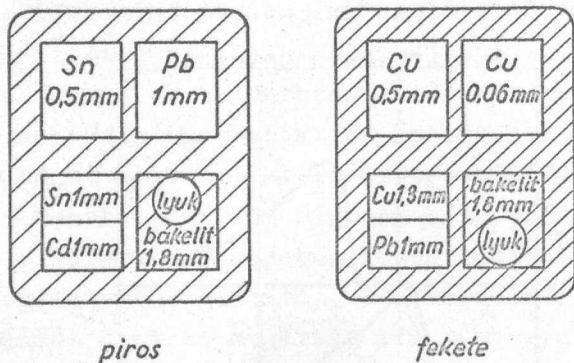
c/ Termikus neutronok filmdozimetriája

A termikus neutronok nem hatnak közvetlenül a filmre, így kimutatásuk valamilyen, pl. $/n, \gamma/$ reakció útján történhetik. Nagy hatáskeresztmetszete miatt célszerű a Cd-ban létrejövő $/n, \gamma/$ reakciót használni. Mivel a neutronsugárzás mellett rendszerint jelenlévő gamma háttér is hat a filmre, a két hatás szétválasztására egy azonos gamma abszorpciós együtthatóju, de termikus neutronokkal csak kis $/n, \gamma/$ hatáskeresztmetszettel reagáló szűrőanyagot szokás használni, pl. Sn-t. A neutrondózis a Cd és a Sn alatt mért feketedések különbségével arányos.

3. Filmdozimetria Intézetünkben

Intézetünkben 1961 januárjában vezettük be a filmdoziméteres személyi ellenőrzést.

Agfa-Röntgen filmkazettákat szereztünk be, melyeket átalakítva kétféle kazetta-típust nyertünk. Az egyik - fekete - lágy és kemény gamma valamint béta, a másik - piros - kemény gamma, béta és termikus neutron detektálására alkalmas /5.ábra/.



5. ábra

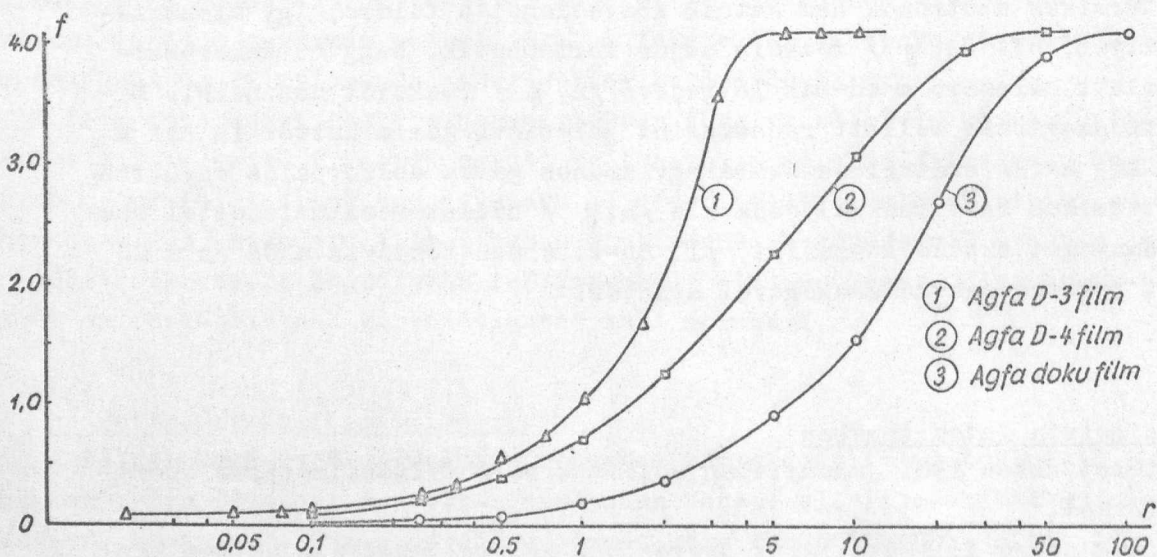
Az Intézetünkben használt filmkazetták metszete. A filmet mindkét oldalon szimmetrikusan, azonos szűrőelrendezés fogja közre. /Lyuk csak az elülső oldalon van./

A fekete tokban a Pb szűrő a kemény, a Cu szűrők a lágy gamma, a piros tokban elhelyezett azonos vastagságú Cd és Sn szűrők a termikus neutron dózismérését teszik lehetővé. Mindkét kazettában az üres ablak a bétasugárzás kimutatására való.

A használt filmbetét Agfa D-3 doziméterfilm, de lehetőség van két különböző érzékenységi film egyidejű alkalmazásával a méréshatár kiterjesztésére.

Megvizsgáltuk az Agfa D-3, D-4 és Dokument filmeket. A D-3 film röntgensugárzást 10 mr-től 4 r-ig, gammasugárzást

20 mr-től 8 r-ig mér. A D-4 film a D-3-nak egyréteges változata, ennek megfelelően érzéketlenebb. Az Agfa-Dokument film még kevésbé érzékeny, röntgentartományban kb. 100 r-ig használható, kemény gammákat néhány 100 r-ig képes kimutatni, így alkalmas esetleges balesetek detektálására /6. ábra/.



6. ábra

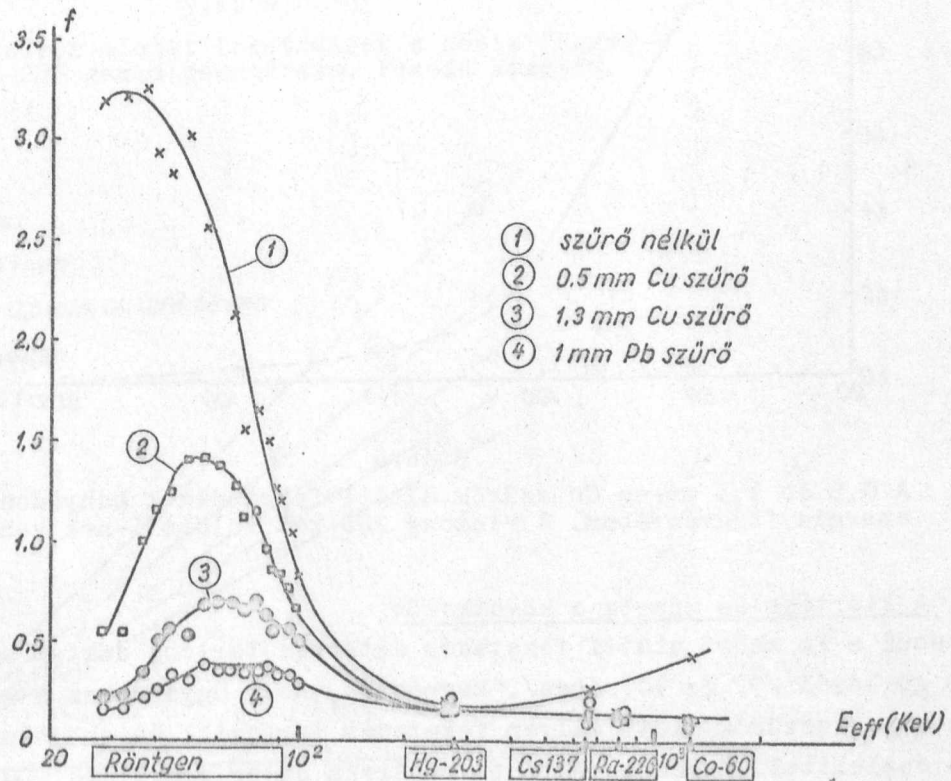
Különböző filmek feketedés-dózis görbéi a Pb szűrő alatt mérve, 65 keV eff. energiájú rtg. sugárzásra.

A/ Hitelesítés gamma-dózisra

A filmfeketedés energiatartományának figyelembevételére a szűrőanalízis módszerét használjuk. A hitelesítést az előrelátható igényeknek és a rendelkezésünkre álló sugárforrásoknak megfelelően a 28 keV - 1,25 MeV energiatartományban végeztük 20 ponton. A filmeket minden energián egységesen 250 mr dózissal sugároztuk be fekete kazettában. A 28 - 100 keV tartományban Stabilivolt 200-as röntgen berendezést használtunk, a gerjesztő feszültség és az abszorbensek /Cu,Al/ változtatásával 16 különböző energiaértéket állítottunk be. A sugárzás effektív energiáját abszorpciós módszerrel határoztuk meg.

A röntgen berendezésünkkel elérhető energiák fölött a hitelesítést négy különböző gamma-sugárzó izotóppal végeztük, nevezetesen a

	Hg - 203	0,28 MeV	
	Cs - 137	0,66 "	
	Ra - 226	0,78 "	
és a	Co - 60	1,25 "	effektív energiájú gamma sugárzásával.

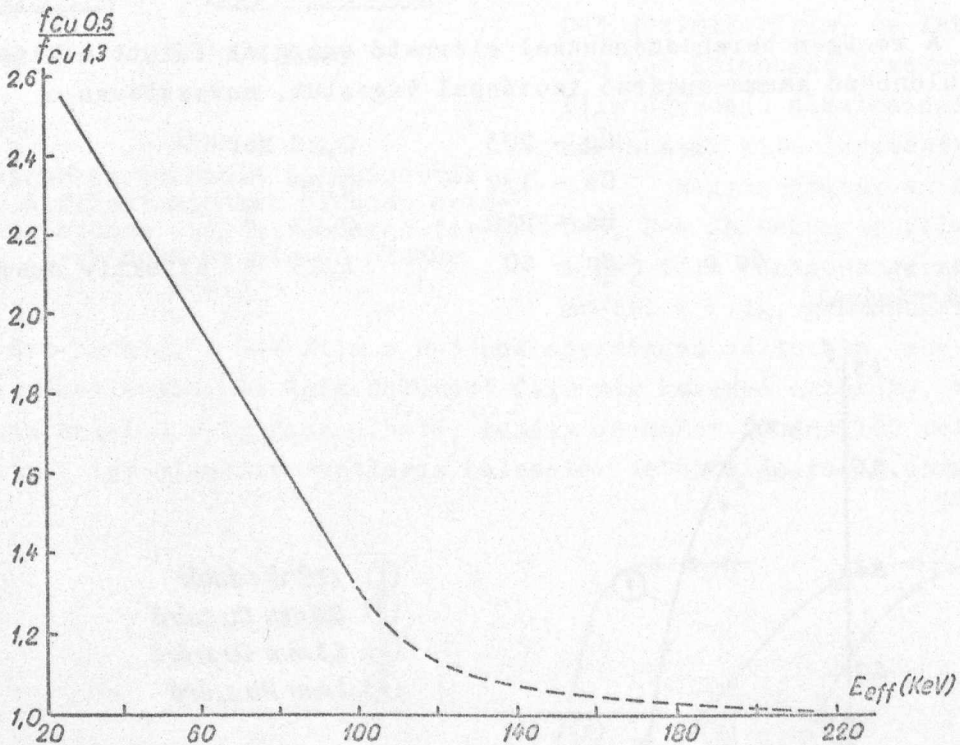


7. ábra

Agfa D-3-as film feketedésének energiatartományának függése különböző szűrők alatt, konstans dózis mellett.

A 100 és 280 keV közti tartományban nem mértünk, de itt az interpoláció nem okoz nagy hibát. A 7. ábra a filmfeketedés energiatartományát mutatja. Jól látható a szűrők kiegyenlítő hatása.

Az 1,3 és 0,5 mm-es Cu szűrők alatti feketedést vizsgálva, ezek aránya lineárisan csökken növekvő energiával /8.ábra/. A feketedésviszonyokból tehát következtethetünk valamely filmet ért gamma-sugárzás effektív energiájára. Nagyon lágy rtg. energiákon /35 keV alatt/ ugyanígy használható az $f_{0,05\text{ Cu}}/f_{0,5\text{ Cu}}$ viszony.

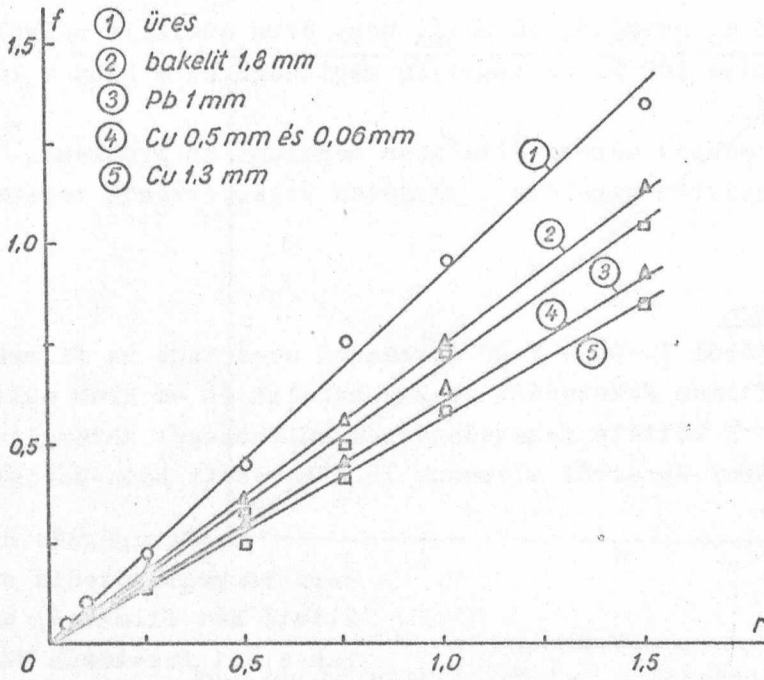


8. ábra

A 0,5 és 1,3 mm-es Cu szűrők alatti feketedések hányadosa az energia függvényében. A viszony 200 keV fölött 1-nek vehető.

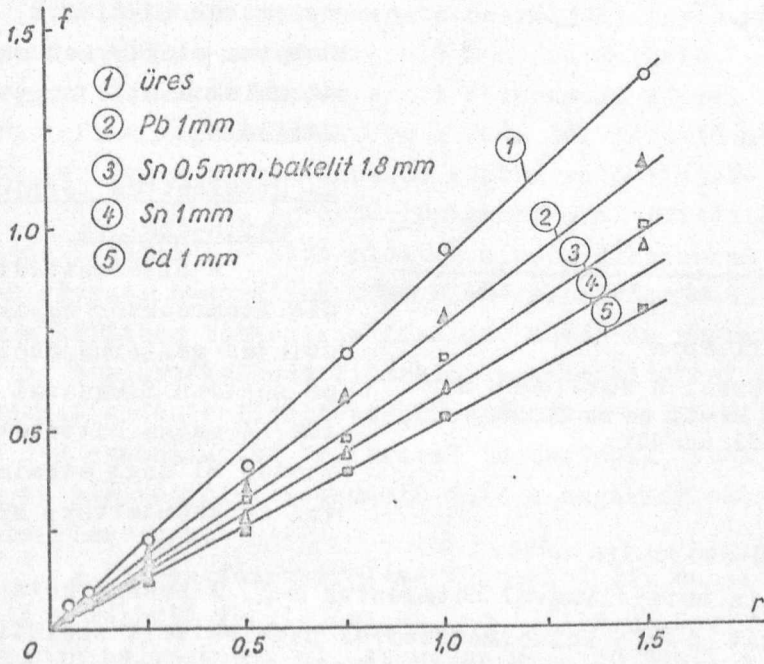
A kiértékelés menete a következő:

Leolvassuk a Pb szűrő alatti feketedés értékhez tartozó dózist a gamma hitelesítő görbéről /9. és 10. ábra/. Megnézzük, hogy ugyanehhez a kemény gamma dózishoz a rézszűrők alatt milyen feketedés tartozik, és ezt összehasonlítjuk az észlelittel. Egyezés esetén a sugárzás átlag energiája 200 keV-nél nagyobb és a fenti dózisérték helyes. Lényeges eltérés esetén lágy sugárzással állunk szemben, és a Cu szűrők alatti feketedések arányából meghatározva az effektív energiát, az ennek megfelelő faktorial helyesbítjük az ólom alatt mért feketedést.



9. ábra

Az egyes szűrők alatti feketedések a dózis függvényében. Ra-226 gamma besugárzás. Fekete kazetta.



10. ábra

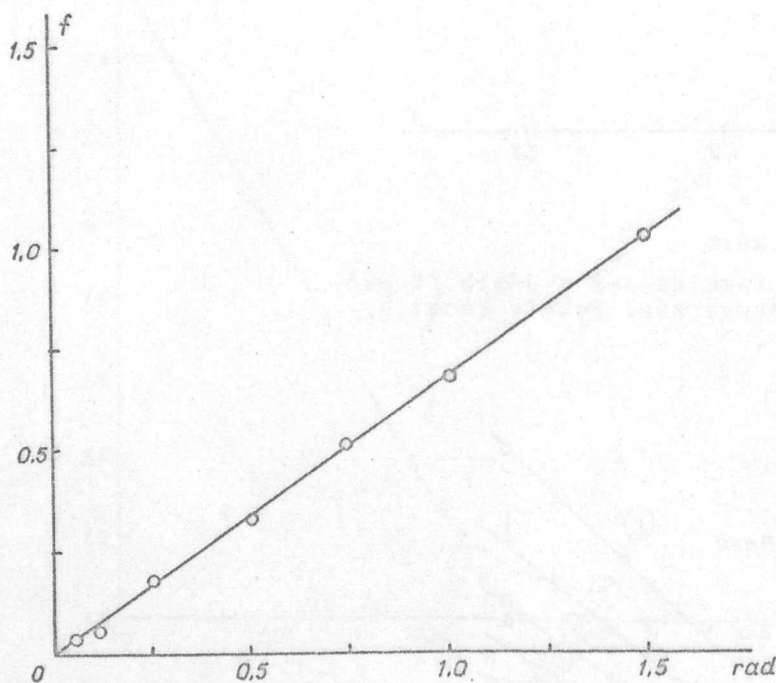
Az egyes szűrők alatti feketedések a dózis függvényében. Ra-226 gamma besugárzás. Piros kazetta.

A 7. ábrán szereplő 4. görbéből látható, hogy ezen analízis nélkül kapott dózis érték max. hibája 100 %, az analízis segítségével a hiba a lágy tartományban is max. 25 %.

A kevert sugárzás pontos mérése általában megoldatlan probléma. Becker [2] szerint pl. egyetlen megoldás a kérdéses sugárforrások terének kimérése.

B/ Hitelesítés béta-dózisra

A hitelesítés céljából Sr-90 - Y-90 forrással sugárzunk be filmeket különböző dózissal. A filmeken feketedést csak a bakelit és az üres ablak alatt lévő részekben van. E kétféle feketedésérték különbségét ábrázoljuk a dózis függvényében /11. ábra/ és erről olvassuk le a keresett béta-dózist.



11. ábra

Béta hitelesítő görbe. A feketedés a lyuk és a bakelit alatt mért feketedések különbségéből adódik.

Gamma-sugárzás hatására is megfeketedik az említett két filmmező, azonban a két feketedés megegyezik egymással. A 9. és 10. ábrán látható eltérés a kollimálatlan, teljes térszögben történt besugárzás következménye, a környezetben kiváltott, főleg Compton elektronok okozzák az ablak alatti nagyobb feketedést.

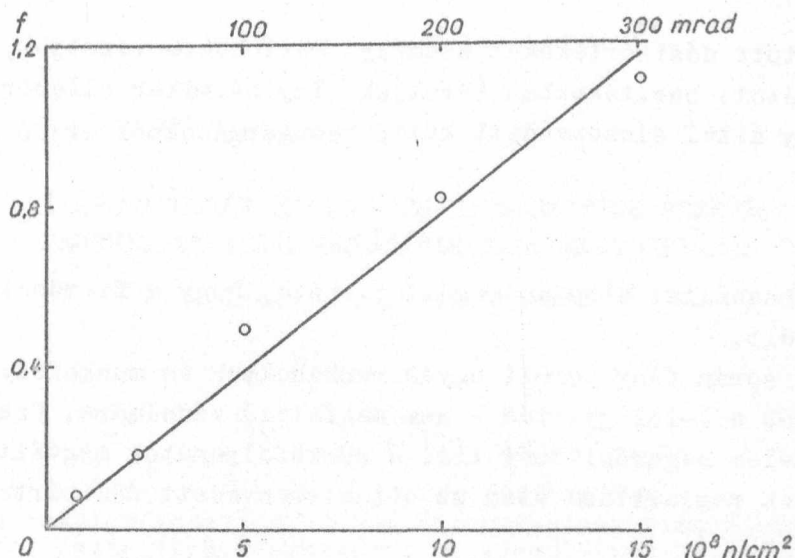
C/ Hitelesítés termikus neutron-dózisra

A hitelesítést a Kis. Atomreaktor egyik vízszintes csatornájából kilépő neutron fluxussal végeztük. A gamma háttérrel 18 cm vastag Bi dugó alkalmazásával csökkentettük, ezáltal

a n/γ arány mintegy 20-szorosára nőtt.

A fluxust Au fólia aktiválásával határoztuk meg. A besugárzott Au fóliák abszolút aktivitását $\beta - \gamma$ koinc. módszerrel hitelesített szcintillációs számlálóval mértük meg. Az így mért n-fluxus jó egyezést mutat Kardon, Kiss et al. [7] méréseivel. A doziméter n-érzékenységét a 12. ábra mutatja.

36 órás munkaidőt és $1000 \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$ megengedhető termikus fluxust számítva, egy hónap alatt maximum $5 \cdot 10^8 \text{ n/cm}^2$ engedhető meg. Ennek kb. 10 %-már jól kimutatható.



12. ábra

Neutron hitelesítő görbe. A feketedés a Cd és Sn szűrők alatti érték különbségéből adódik.

D/ A filmek kezelése

A filmbetéteket havonta cseréljük, így a maximálisan megengedett dózisnak - 400 mr-nek - már 5-10 %-a jól mérhető.

A filmeket kiadás előtt sorszámozó géppel megszámozzuk: nyomás hatására a film megfeketedik, és a szám jól látható még nagy alapfeketedés mellett is. Így a filmek kezelés közben való elcserélése nem fordulhat elő.

Az előhívás Agfa-30 röntgenhívóval történik $18 \pm 0,2 \text{ C}^0$ -on, 6 percig, teljes sötétben. A hívó oldatot minden alkalommal frissen készítjük, és csak egyszer használjuk föl. Plexi előhívókeretünkben 500 film fér el, ebben a keretben történik a fixálás, mosás és szárítás is.

A kiértékelendő filmekkel együtt hitelesítő sorozatokat is hívunk, melyeket a fentemlitett sugárforrásokkal kalibráljuk. A hitelesítő sorozathoz 1-2 exponátlan "nullfilm" is tartozik, ezek segítségével állapítjuk meg az alapfátyol-feketedést, amit a sugárzás okozta feketedésből minden esetben levonunk.

A filmek fotometrálása Magnephot II. denzitométerrel történik, a maximálisan mérhető feketedés: 4. A nullfilm és a mérendő film egy elmozditható keretben helyezkedik el, az egyes mérendő mezők a látótérbe egy mozdulattal betolhatóak, s helyzetüket arretáló szerkezet rögzíti.

A kiszámított dózisértékeket személyi kartonokra vezetjük, a filmeket pedig névvel ellátott borítékokban tároljuk. Így bármikor ellenőrizni tudjuk az illető személy által elszenvedett külső besugárzásokból eredő fizikai dózist.

E/ Tapasztalatok

3/4 éves használat alapján megállapítható, hogy a filmdoziméteres ellenőrzés jól bevált.

A mérések során fény derült egyes munkahelyek és munkafolyamatok - így a gyorsítók és a J-131 gyártás - nem megfelelő védelmére. Ezek alapján javasoltuk a védelem megerősítését ill. a munkafolyamatok megváltoztatását. A munkakörülmények megjavítása után az ott elszenvedett dózisértékek nagymértékben lecsökkentek.

Általában a havi többszázás szériákból csupán 1-2 db film kiértékelhetetlen a gondatlan kezelés miatt.

Célunk a továbbiakban az ellenőrzés kiterjesztése gyorsneutronokra és extrém kemény gamma sugárzásokra. Szeretnénk összehasonlításokat végezni az eddig mért besugárzási dózis és a testszövet által elnyelt dózis között speciális kevert sugárzásnál /pl. kritikus rendszer, gyorsítók/, fantomki-sérletek segítségével.

Köszönetet mondunk Fehér István osztályvezetőnek munkánk irányításáért és hasznos tanácsaiért, valamint Klemm Andor és Zalán Béla kartársaknak a mérések elvégzésében nyújtott segítségükért.

I r o d a l o m

- [1] Hine, Brownell: Radiation Dosimetry
- [2] Becker, K., Photogr. Korresp. 96, 83 /1960/
- [3] Mauderli, W., Fortschr. Röntgenforsch. 86, 634 /1957/
- [4] Tochilin, E., et al., Am. J. Roentg. 64, 475 /1950/
- [5] Dudley, R. A., Nucleonics 12, [5], 24 /1954/
- [6] Ehrlich, M., Atomics 4, 91 /1953/
- [7] Kardon, Kiss, et al. KFKI Közl. 8, 87 /1960/

Érkezett 1961. október 12.

KFKI Közlemények 9.évf., 4.sz. 1961.

GÁZKROMATOGRÁF ÉPÍTÉSE ÉS HITELESÍTÉSE SZERVES VEGYÜLETEK SUGÁRBOMLÁSÁNAK TANULMÁNYOZÁSÁHOZ

Irta: Schiller Róbert

Összefoglalás

Szerves reaktor moderátorok bomlástermékeinek vizsgálatára egyszerű gázkromatográfot építettünk. Meghatároztuk készülékünk üzemi adatait, majd reprodukciós mérésenként a normál hexan sugárbomlásának termékeit vizsgáltuk.

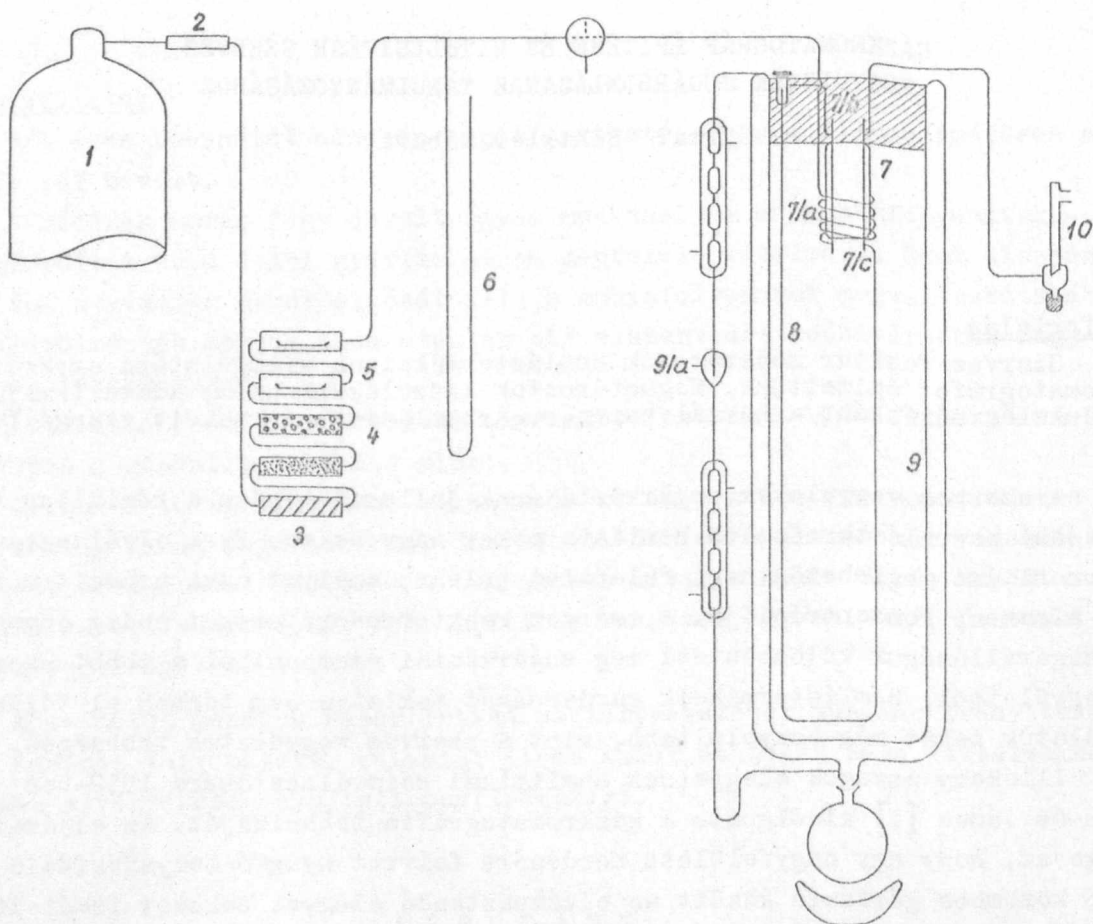
A szerves vegyületek sugárkémiajának jellemző vonása a kémiailag többé-kevésbé hasonló természetű bomlástermékek nagy száma. Ezek elválasztása és azonosítása meglehetősen nagy feladatot jelent, amelyet csak nehezít a termékek alacsony koncentrációja. A szerves reaktormoderátorokat pedig éppen nagy sugárállóságuk különbözteti meg sugárkémiai szempontból a többi szerves vegyülettől, bomlástermékeik gazdagságát tekintve nem térnek el tőlük, vizsgálatuk tehát még bonyolultabb, mint a szerves vegyületek többségéé.

Illékony anyagok elegyeinek analitikai szétválasztására 1952-ben Martin és James [1] kidolgozta a gázkromatográfia technikáját. Az eljárás lényege az, hogy egy nagyfelületű hordozóra felvitt nyugvó folyadékfázis és áramló közömbös gázfázis között az elválasztandó elegyet sokszor ismételt megosztásnak vetik alá, míg a komponensek eltérő oldékonyságuk és a gázfázis áramlása következtében a térben el nem különülnek. A módszer sokkomponensű elegyek szétválasztására is alkalmas, kvalitatív és kvantitatív felvilágosítást egyidejűen ad az összetételről, gyors, anyagigénye csekély. Érthető, hogy már néhány évvel ezelőtt alkalmazhatni vélték szerves sugárkémiai reakciók vizsgálatára.

Laboratóriumunkban a szerves vegyületek, különösen a reaktormoderátorok sugárbomlásának vizsgálatára megépítettünk és üzembehelyeztünk egy gázkromatográfot. Nagy gondot fordítottunk a készülék érzékenységének növelésére, hogy a bomlástermékek kis koncentrációja ellenére se kelljen olyan nagy térfogatokat analizisra vinnünk, amelyek már jelentős mértékben lerontják az elválasztás hatásosságát. További előnyként említhetjük a készülék egyszerűségét, ami lehetővé tette, hogy házilag készítsük el. Az alábbiakban a berendezés felépítését, üzemi adatait és az első, reprodukciós mérések eredményeit írjuk le.

A készülék leírása

A teljesen üvegből készült berendezés vázlatát az 1. ábrán mutatjuk be.



1. ábra

A berendezés vázlatja

Az 1/ hidrogénpalackból kilépő gáz a 2/ redukáló szelepen át a 3/ rézkályhába jut, hogy esetleges oxigén szennyezései ott elégjenek. 4/ szilikagéles és 5/ foszforpentoxidos száritókon keresztül a 7/ hővezetőképességi detektor, 7/a hőcserélő spiráljába lép be, hogy felvegye a termosztát hőmérsékletét. A detektor 7/b összehasonlító csatornáján átáramolva beömlik a 8/ kolonnába, ahol az elválasztandó eleggyel találkozik. Áthalad a kolonnán, majd a detektor 7/c mérőcsatornáján folyik át, végül a 10/ szappanhártyás áramlásmérőn keresztül szabadba jut. A bemenő gáz nyomását a 6/ manométer, kimenő nyomását egy, a szobában elhelyezett barométer méri. A kolonna és a detektor 9/ gőztermosztátban foglal helyet. Üvegcsonkjaik forrasztással csatlakoznak

egymáshoz, a többi /szobahőmérsékleten lévő/ csővégződést gumicső köti össze. A szárító oszlopok csiszolatos csatlakozásokkal záródnak.

Ismertetjük a készülék néhány fontosabb alkotórészét és jellemző adatainak meghatározását.

A kolonna 4 mm belső átmérőjű, kb. 180 cm hosszú, egyenletes keresztmetszetű, U-alaku üvegcső. Belépő oldalán a voltaképpeni kolonnát néhány cm hosszú üvegkehely veszi körül, ezen át történik a hordozógáz bevezetése és a vizsgálandó folyadék beadagolása. Kilépő oldalát - hogy a holttér lehetőleg csekély legyen - mindössze néhány cm hosszú és 1 mm átmérőjű üvegkapilláris köti össze a detektorral.

Többféle kolonna-töltetet vizsgáltunk meg. Szilárd hordozóként savasan, majd lugosan előkezelt 0,2-0,3 mm szemcseméretű celite 545-t /BDH Ltd./ és frissen szitált 0,3-0,6 mm és 0,2-0,3 mm szemcseméretű sterchamolt /Sterchamol Werke/ alkalmaztunk. Folyadékfázisnak dinonil-ftalátot és bi-n-decil-ftalátot használtunk. A töltet készítését kétféle módszerrel végeztük.

Struppe [2] eljárása szerint a szilárd hordozót egy vízfürdőről fűtött, nagy G4-es üvegszűrőre vittük, amelyen alulról foszforpentoxiddal szárított nitrogént áramoltattunk át. Ráöntöttük az elválasztó folyadék mért mennyiségének egy illékony oldószerrel készült oldatát, felkevertük, majd a további keverést és az oldószer elpárologtatását a gázáramra bíztuk. Az oldószer főtömege kb. 10 perc alatt távozott el, a teljes szárítás mintegy másfél órát vett igénybe. Nagyobb fajsúlyú oldószer használata egyenletesebb bevonatot eredményezett.

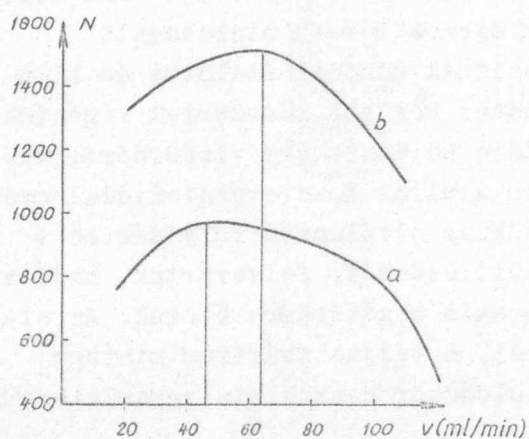
A másik módszer az oldószer vákuumban történő elpárologtatását alkalmazta. Egy ferdén befogott gömblombikot hengeres /KPG/ csiszolaton, foszforpentoxidos szárítón és kifagyasztón keresztül vizlégszivattyúval kötöttünk össze. A lombik a mért mennyiségű szilárd hordozót és az elválasztandó folyadékot tartalmazta egy illékony oldószerben oldva. Az oldószer mennyiségét akkorának választottuk, hogy teljesen belepje a hordozót. A lombikot leszivattuk, infra-lámpával melegítettük, és ezzel egyidejűen a hengercsiszolat tengelye körül forgatni kezdtük. Ez a forgatás biztosította a bevonat egyenletességét. Az oldószer főtömege 8-10 perc alatt elpárologott. A fajsúly itt nem játszott szerepet, ki lehetett tehát választani az elválasztó folyadék oldékonysága szempontjából legmegfelelőbb oldószert. Mindkét eljárás után a töltetet szárítószekrényben 3 órán át, 105-110 C^o-on szárítottuk. Tapasztalatunk szerint a második módszer jobb, egyenletesebb bevonatot ad.

A szilárd hordozók közül a 0,2-0,3 mm szemcseméretű sterchamol bizonyult a legmegfelelőbbnek, a folyadékfázisok közül, főleg magasabb hőmérsékleten, általános elválasztások céljaira a dinonil-ftalát mutatta a legkedvezőbb tulajdonságokat. A szilárd hordozók és a bevonat minősége a tényérszám-mérésekből ítélhető meg.

A kolonnák tényérszámát különböző áramlási sebességeknél határoztuk meg. A tényérszám kiszámítására az

$$N = 8 \ln 2 \left(\frac{V_R}{b_{1/2}} \right)^2$$

összefüggést használtuk [3], amelyben V_R = retenciós térfogat, $b_{1/2}$ = a csúcs félmagasságban vett szélessége. Azért választottuk ezt a kifejezést, mert úgy tapasztaltuk, hogy $b_{1/2}$ biztosabban mérhető távolság, mint az általánosabban elfogadott képletben [4] szereplő Δt_g , a görbe inflexiós pontjaihoz húzott érintők és a bázisvonal metszéspontjainak távolsága.



2. ábra

A tényérszám függése a hordozógáz áramlási sebességétől

a/0,3-0,6 mm szemcseméretű sterchamoll +25% di-nonilftalát

b/0,2-0,3 mm szemcseméretű sterchamoll +25% di-nonilftalát

Kolonna hossza: 180 cm

A 2. ábra két, 25% di-nonilftalátos sterchamollal töltött kolonna tényérszámát tünteti fel az áramlási sebesség függvényében. A szilárd hordozó szemcsemérete az egyikben 0,3-0,6; a másikban 0,2-0,3 mm. A görbéről leolvashatóan az optimális áramlási sebesség 46, ill. 64 ml/min.

A finomabb szemcseméretű kolonna átlagos tényérmagassága a maximum helyén 1,2 mm. Meg kell azonban jegyeznünk, hogy Pollard és Hardy [5] tapasztalatával ellentétben úgy vetjük észre, hogy a kolonna elválasztó-képességét nagymértékben befolyásolja a beadagolás időtartama, még ha az rövidebb is 10 sec-nál. Ez az időtartam azonban, mint az alábbiakból nyilvánvalóvá lesz, készülékünkben nehezen reprodukálható. Szerencsés beadagolás esetén a tényérmagasság az 1,05 mm-es értékig is lecsökkenhet.

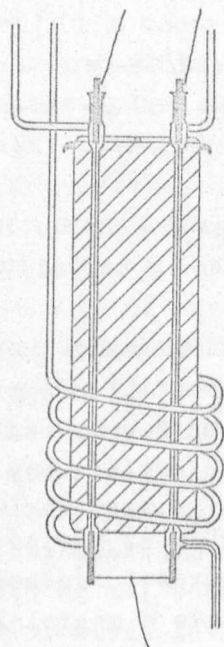
A folyadékminták beadagolása a kolonna felső részét lezáró szérumgumidugón keresztül, egy 1 cm^3 -es, $0,01 \text{ cm}^3$ osztású orvosi fecskendő és intrakután injekcióstű segítségével történik. Minthogy a fecskendő osztása túl durva, a fecskendő szárára mikrométer csavarmenetet vágattunk, amelynek segítségével $1 \mu\text{l}$ térfogatu folyadékmintákat is be tudunk adagolni.

Két komponensű elegyből, amelyben a komponensek összemérhető koncentrációban vannak jelen, az analízis anyagigénye 1-2 μl .

A termosztát vázolata az 1. ábrán látható. Félnapos üzem alatt a légtérben függő higanyos hőmérő nem mutat hőmérsékletváltozást. Az egyensúly beállta után az egész térben egyenletes hőmérséklet uralkodik. A veszteségek csökkentésére magasabb hőmérséklet esetén és a termosztát gyors kiszáritására a termosztátoló folyadék cseréjekor, az azbeszt hőszigetelés közé néhány száz watt teljesítményű fűtőhuzalt tekertünk, amelyet egy toroid transzformátorról táplálunk.

Kis intervallumon belül a hőmérsékletet a nyomás csökkentésével változtatjuk. A termosztát 9/a csonknál /lásd 1. ábra/ egy egyszerű higanyos manosztáton keresztül egy rotációs szivattyúhoz csatlakozik, amelyet egy kontakt manométer kapcsol be, valahányszor a manosztát és a szivattyú közti puffer-térben a nyomás a manosztát referencia-térében beállított nyomás fölé növekszik. Nagyobb hőmérséklet-közöket csak a termosztátoló folyadék megváltoztatásával lehet áthidalni.

A detektor Philips [6] nyomán higanyköpennyel készült, hővezetőképességi elven működő berendezés, amely a tiszta hordozó-gáz és az eluátum hővezetőképességének különbségét méri. Felépítése a 3. ábrán látható. Szerkesztésénél lehetőleg nagy szimmetria elérésére törekedtünk. A két, 2 mm átmérőjű csatorna egy kapilláris szálból készült, amelynek keresztmetszete 0,05



3. ábra

A hővezetőképességi detektor

mm-en belül egyenletes. A csatornák hossza a szükülettől számítva egyenként 102 mm. Tengelyükben egy-egy 10 μ átmérőjű, kb. 80 Ohm ellenállású wolframszál feszül, ezek ellenállása 0,1 Ohm-on belül egyenlő. A szálak mindkét végére egy-egy kb. 40 mm hosszú és 1,9 mm átmérőjű nikkeltüske van felelősen erősítve. Minthogy a wolfram-huzal a nikkeltüske tengelyének meghosszabbításában fekszik, a tüske átmérője pedig közel egyenlő az üvegcsatorna átmérőjével, a huzal gyakorlatilag pontosan a csatorna tengelyében helyezkedik el.

A két mérőszálat Wheatstone hidba kapcsolva elektromosan fűtjük, hőmérsékletüket a /lehetőleg egyenlővé tett/ geometriai és elektromos faktorokon kívül, az

őket körülvevő gáz hővezetőképessége szabja meg. A hőmérséklet viszont a szál ellenállását határozza meg. Ellenállásuk különbsége tehát a hordozógáz és eluátum hővezető képességének különbségét méri, nem túl nagy különbségek esetén azzal arányos is lesz. Hasonlóképpen arányos viszont az ellenállások viszonylagos megváltozásával a hidágban fellépő feszültség, ha ez a változás elég csekély. A hidágba kapcsolt feszültségiró /kompenzográf/ az eredetileg kiegyensúlyozott hid elhangolódását regisztrálva következőképpen, a hővezetőképességek különbségét, tehát az eluátum szerves gőz koncentrációját jegyzi fel.

A hid üzemi árama - egyszersmind a mérőszálak fűtőárama - 130-150 mA. Áramforrásul 2 db egyenkint 12 V-os 90 Aó-ás sorbakötött akkumulátort használunk. A detektor szimmetriájára jellemző adat a hid elhangolódásának mértéke a fűtőáram megváltozásával. A hid áramát 50 mA-ról 150 mA-re növelve a hidágban kb. 3 mV feszültségváltozás észlelhető, ami kielégítő stabilitást jelent.

A detektor érzékenységét Dimbat, Porter és Stross [7] nyomán határoztuk meg. Az érzékenység általuk adott definíciója:

$$S = \frac{AC_1 C_2 C_3}{Q}$$

A = a csucs alatti terület cm^2 -ben

C_1 = a regisztráló érzékenysége mV/cm-ben

C_2 = a diagramm-papír reciprok sebessége min/cm-ben

C_3 = gázsebesség a kolonna hőmérsékletén és 760 Hg mm-en ml/min-ben

Q = a beadagolt anyagmennyiség mg-ban

Méréseink szerint detektorunk érzékenysége $S = 1900$. Igen jó értéknek mondható ez az irodalomban megadott, 800-tól 2000-ig terjedő érzékenységi adatok között.

A detektornak mérhető saját zaja nincsen. Hosszabb időn át üzemeltetett kolonnával a zaj 0,05 mV-nál kisebb, egyes esetekben egyáltalán nem észlelhető. A bázis-vonal eltolódása /drift/ az egyensúly beállta után ugyanebbe a nagyságrendbe esik, egy mérés átlagos ideje alatt nem észrevehető.

A kromatogramm értékelése. A szakirodalomban az utolsó néhány évben teljesen elfogadott lett az a nézet [8], hogy hővezetőképességi detektor használata esetén a kromatográfiás csucok területe a megfelelő anyag súlyszázalékával arányos. Hogy az analízisek kvantitatív pontosságáról felvilágosítást nyerjünk, méréseket végeztünk ismert összetételű benzol-toluol elegyekkel, és a csucok viszonylagos területét a komponensek súlyszázalékával hasonlítottuk össze.

Egy jellegzetes mérési sorozatot az I. táblázatban közlünk.

I. TÁBLÁZAT

Bemért benzol sulyszázalék	85,5	54,6	48,4	12,6
Benzolcsucs rel. területe	87,9	53,0	47,9	12,5

Látható, hogy az eltérés az abszolút érték 2 %-ánál általában kisebb.

A csúcsok területét kétféle módszerrel határoztuk meg: planimetráltuk a görbét, vagy Cremer [9] szerint a csucsmagasság és a félmagasságban vett szélesség szorzatát tekintettük a terület mértékének. Ugy tapasztaltuk, hogy szimmetrikus csúcsok esetén a második módszer teljesen kielégítő eredményt ad, míg aszimmetrikus /és nagyobb/ csúcsok kimérésére a planimetrálás a megbízhatóbb.

A kromatogramm kvalitatív értékelése a retenciós térfogatok segítségével történik. Ezek készülékükön 1-2 %-ra reprodukálhatók, pontosságuk a beadagolás gyorsításával és az áramlásszabályozó tökéletesítésével növelhető.

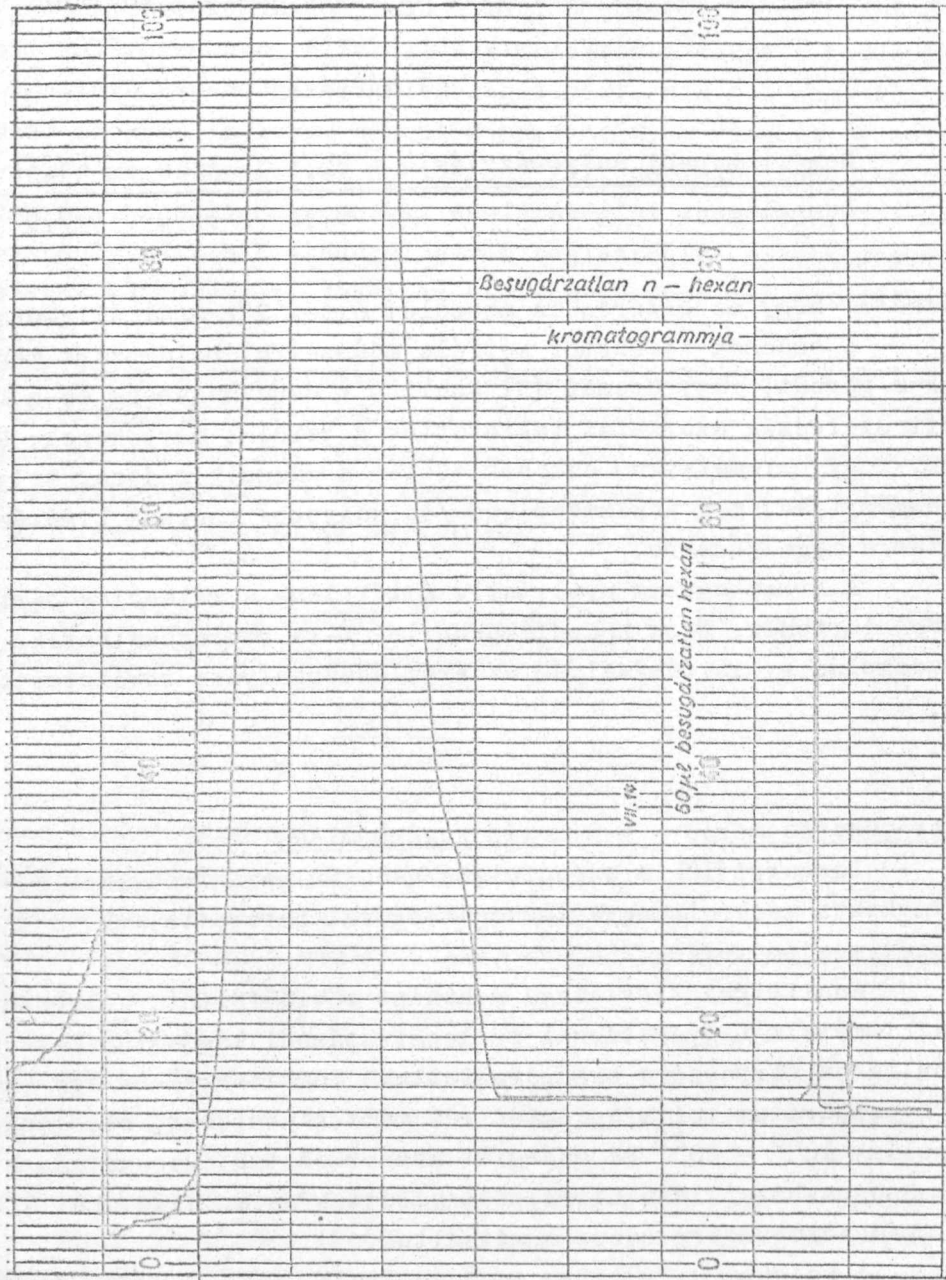
Reprodukciós mérés - a n-hexán sugárbonlása

Dewhurst [10] a cseppfolyós n-hexán besugárzásakor keletkező bomlás-termékeket gázkromatográfia segítségével határozta meg. E kísérletek egy részét megismételtük.

Analitikai tisztaságu n-hexánt rövid töltött kolonnán ledesztilláltuk, ismételt fagyasztással és leszivatással légmentesítettük, majd üveg-ampullákba forrasztva besugároztattuk. Sugárforrásunk egy 500 C aktivitásu Co^{60} preparátum volt. A dózist nem mértük pontosan, becslésünk szerint az ampullák 10^{20} - 10^{21} eV energiát abszorbeáltak. Besugárzás után az ampullákat szénsavhóval lehűtöttük, felnyitottuk és az oldatokat a C_2 és C_6 közötti szénhidrogénekre nézve analizáltuk.

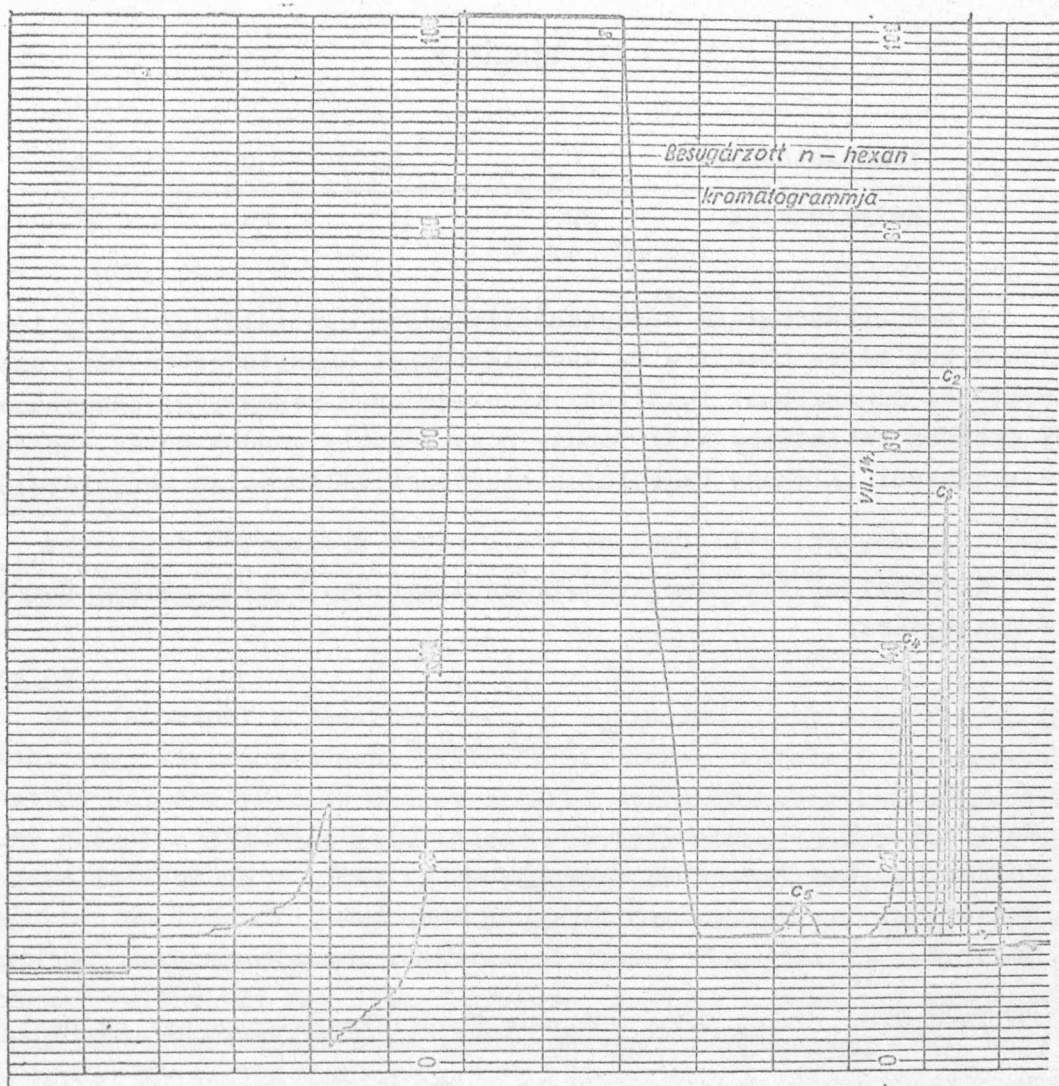
A kolonna 0,2-0,3 mm szemcseméretű, 25 % dinonil-ftalétot tartalmazó sterchamollal volt töltve. A paraméterek szisztematikus változtatása során az alábbi körülményeket találtuk az elválasztás szempontjából legmegfelelőbbnek: áramlási sebesség = 64 ml/min; hőmérséklet = 55,50°; nyomásesés a kolonnán = 157,5 Hg mm; beadagolás = 50-60 μl .

A 4. és 5. ábrán látható a besugárzott és besugárzatlan hexán kromatogramja. A besugárzatlan minta semmilyen, C_6 -nál kisebb szénatomszámú szennyezés jelenlétét nem mutatja. A besugárzott mintában jól láthatóan válnak szét C_2 és C_6 között a különböző szénatomszámú szénhidrogének. Ugyanany-



4.ábra

nyi csúcsot észleltünk mint Dewhurst, az egyes csúcsok relatív retenciós térfogata is megegyezett az eredeti mérések során nyertekkel. A C_3 , C_4 és C_5 szénhidrogének teljesen elválnak egymástól, a C_2 és C_3 csúcs kb. 90 %-ban, a C_2 és CH_4 + levegő csúcs mintegy 80 %-ban különül el. Ez az elválasztás jobb, mint amelyet Dewhurst azonos hosszúságu kolomán elért és az analízis gyakorlati követelményeit kielégíti. Az izomerek és az azonos szén-



5. ábra

atomszámu olefinek éppúgy nem válnak el a normál paraffintól, mint Dewhurst mérésében. Az eredmények megítélésénél figyelembe kell venni, hogy a bomlás-termékek alacsony koncentrációja arra kényszerített minket, hogy a szokásos mennyiségek 30-60-szorosát tápláljuk be, ami a tányérszám nagyfokú csökkenésére vezetett.

A kvantitatív eredmény nem vehető egyszerűen össze az eredeti cikkben közöltekkel, minthogy Dewhurst a kromatogramot mólszázalékra hitelesítette, mi pedig a nem egységes termékek sulyszázalékát számítottuk közvetlenül a csúcsok alatti területekből. A viszonylagos összetételre vonatkozó eredményeinket a II. táblázat tartalmazza:

II. TÁBLÁZAT

Vegyületcsoport	C ₂	C ₃	C ₄	C ₅
Sulyszázalék	20	31	40	9

A két kromatogramm összehasonlításakor úgy találjuk, hogy lényeges eltérés a két mérés között a C₃ szénhidrogének mennyiségében van; ezt mi Dewhurst-nél magasabbnak találtuk. Az eredmények mennyiségi összehasonlításánál azonban tekintetbe kell venni, hogy még oly gondos hűtés esetén is nehéz e rendkívül illékony vegyületek elegyének változatlan összetételét szavatolni.

Köszönettel tartozom Grób Tamás üvegtechnikusnak gondos és körültekintő munkájáért.

I r o d a l o m

- [1] Martin, A.J.P., James, A.T., Biochem. J. 50, 679 /1952/
- [2] Kaiser, R., Gas-Chromatographie Leipzig, 1960, 47.1.
- [3] Kaiser, R., Gas-Chromatographie Leipzig, 1960, 32.1.
- [4] Schay, G., Theoretische Grundlagen der Gaschromatographie, Berlin 1960, 169.1.
- [5] Pollard, F.H., Hardy, G.H., "Vapour Phase Chromatography" ed. Desty, London, 1956. 120. 1.
- [6] Phillips, C.S.G., Disc. Faraday Soc., No 7, 241 /1949/
- [7] Dimbat, M., Porter, P.E., Stross, F.H., "Vapour Phase Chromatography" ed. Desty, London, 1956, 169. 1.
- [8] Dal Nogare, S., Anal. Chem., 32, 19R /1960/
- [9] Cremer, E., Prior, F., Z. Elektrochem. 55, 66 /1951/
- [10] Dewhurst, H.A., J. Phys. Chem. 61, 1466 /1957/

Érkezett 1961. július 3.

KFKI Közlemények 9.évf. 4.sz. 1961.

ÁLLITHATÓ TENGELY

Irta: Bakos József és Erdőkürti Zoltán

Összefoglalás

Egy olyan mechanikus fordulátvívő rendszert ismertetünk, amely a meghajtó egység és a meghajtandó berendezés kitérő tengelyvégei között szög-
hű és gyorsan megvalósítható összekötést tesz lehetővé.

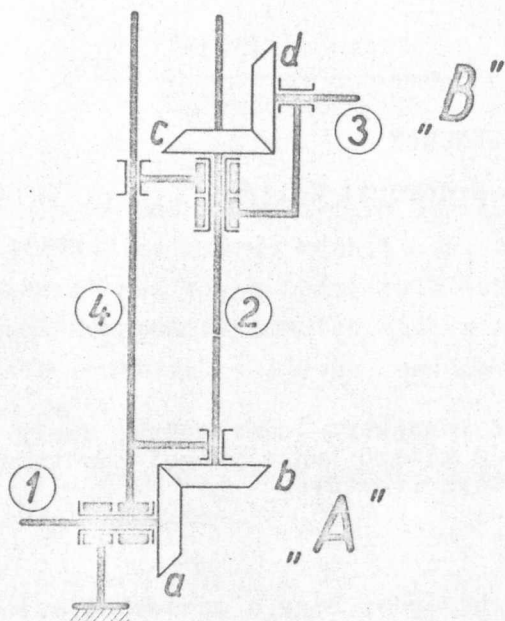
Bevezetés

Laboratóriumi mérésekben sokszor szükséges, hogy a méréseket automatikusan, vagy távirányítással végezzük el. Ehhez megfelelő egységrendszert dolgoztunk ki, amelyben az összes optikai és finommechanikai mozgatóelemünket úgy képeztük ki, hogy motorikusan legyenek meghajthatók [1]. A különböző összeállításokban azonban az egységeken lévő tengelyvégek különböző magasságokban és irányban helyezkednek el. Ezért állandó problémát jelentett a meghajtás csatlakozását a meghajtandó elemek tengelyeihez biztosítani. Szükségünk volt tehát egy olyan egységre, amelyet a meghajtó egységgel közvetlenül összekapcsolhatunk és ugyanakkor lehetőségünk van arra, hogy kimenő tengelyét különböző irányokban egy meghatározott térrészen belül tetszőleges helyre állíthassuk a fordulatszám megváltoztatása és az összeköttetés megszakadása nélkül. Ezt a problémát a most ismertetésre kerülő egységgel oldottuk meg.

1.§.

Elvi felépítés

Az állítható tengely elvi felépítése az 1. ábrán látható, Az egész szerkezet lényegében három, egymáshoz kupfogaskerékpárral csatlakozó tengelyből áll. A kupkerékpár egyik tagjának a másikon való gördítése lehetővé teszi az egyik tengely elmozdítását a másikkal merőleges síkban, a kapcsolat megszakadása nélkül.



1. ábra

Az állítható tengely két egymástól független, elforgatható komplexummal rendelkezik /A, B/. Az "A" rendszer úgy rögzítjük a szerelőlapra, hogy az /1/ tengely a meghajtó egységekhez [1] közvetlenül csatlakozik. Az a-b kupfogaskerékpár adja át a forgást a /2/ tengelynek. Ezzel párhuzamosan helyezkedik el a /4/ tartótengely, amely a szerkezet további részeit tartja. A /2/ és /4/ tengelyek és velük együtt a "B" rész is a "b" kupkerék "a" körül történő legördülése alapján az /1/ tengelyre merőleges síkban tetszőleges irányba állíthatók és rögzíthetők. A "B" komplexum úgy van kiképezve, hogy a /4/ tartótengely mentén elcsusztható és bármely helyen rögzíthető, hasított bilincs segítségével. A /2/ tengely a c-d kupfogaskerékpár segítségével kapcsolódik a /3/ kimenőtengelyhez. Ez a /2/-re merőleges síkban szintén tetszőleges irányba állítható és rögzíthető.

Az állítható tengely segítségével a következő lehetőségeket tudjuk megvalósítani. A /2/ tengely körbeforgatása által meghatározott síkban akárhol tetszőleges irányban rögzíthetjük a /3/ tengelyt, az /1/ tengely helyzetének megváltozása nélkül. Megkötést csupán az jelent, hogy a /3/ tengely csak a /2/-re merőleges síkban lehet.

A berendezés fényképét a 2. ábra mutatja. Az egység különböző méretei összhangban vannak a mérőrendszer többi elemeivel. Itt szeretnénk megjegyezni, hogy gyártási nehézségek miatt az első példányt kupfogaskerékpár helyett a nálunk is elkészíthető csavarkerékpárral valósítottuk meg.

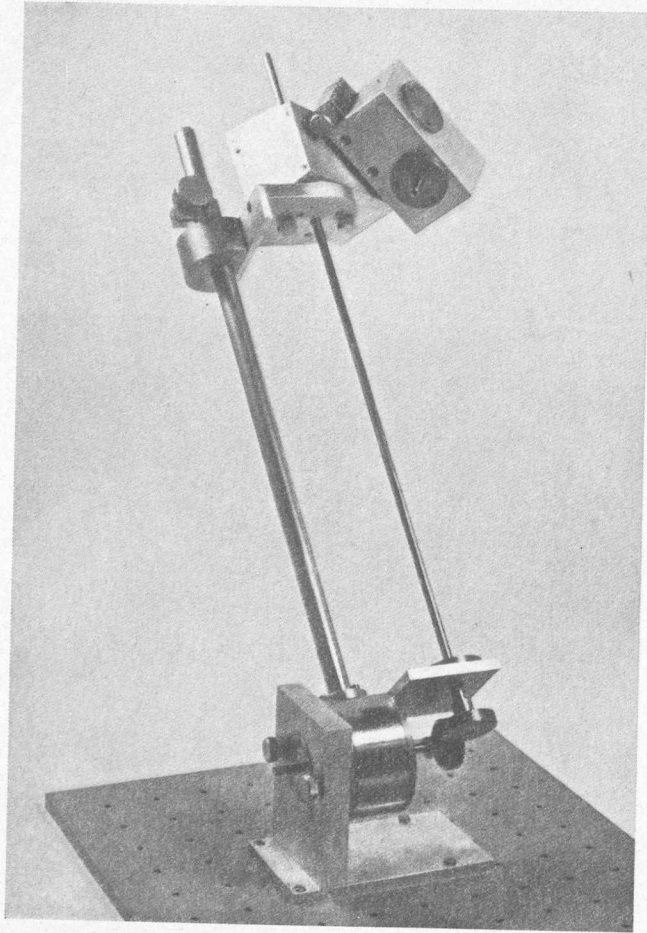
2.§.

Javitott változat

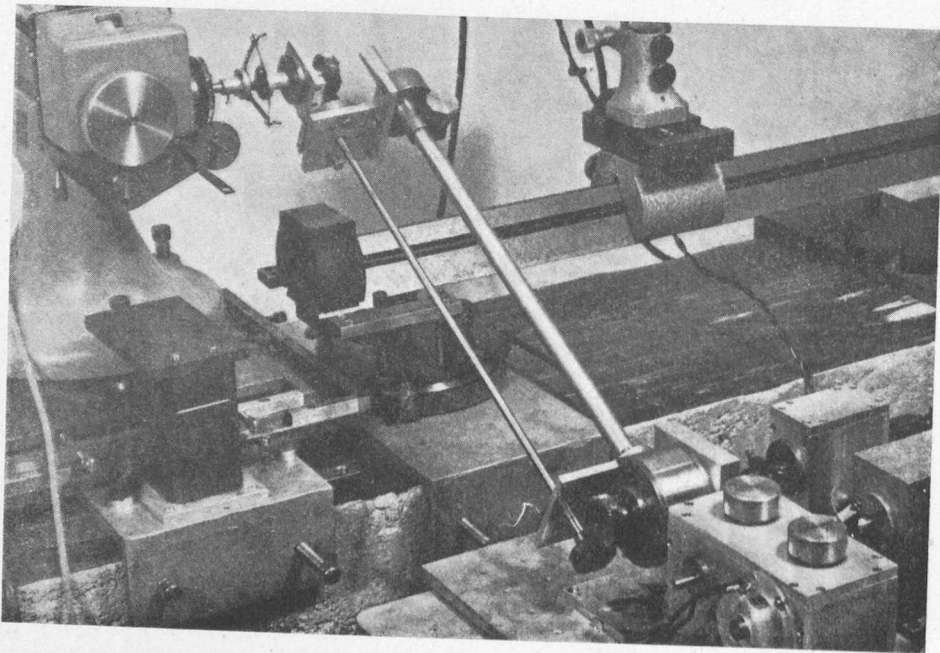
Az állítható tengelynek ez az első fajtája is már jelentős segítséget jelentett a különféle mérőösszeállításoknál. Sok esetben azonban kellemetlen volt az a megkötöttség, hogy a /3/ kimenőtengely csak a /2/ közvetítő-



2. ábra

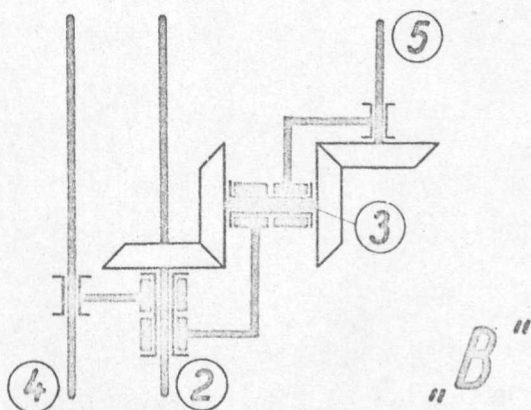


4. ábra



5. ábra

tengelyre merőleges síkban forgatható el. Ezért elkészítettünk egy olyan módosított változatot is, ahol a csuszatható "B" komplexumot még egy szabadsági fokkal láttuk el egy harmadik kupfogaskerékpár segítségével. Az elvi felépítést és a szerkezet fényképét a 3. és 4. ábra mutatja.



3.ábra

Ennek a megoldásnak segítségével a kimenőtengelyt /5/ tetszőleges irányba állíthatjuk és így bármilyen irányu tengelyhez meg tudjuk valósítani a csatlakozást. A kétféle "B" komplexum szükség esetén természetesen cserélhető.

3.§.

Állítható tengely alkalmazása

Az állítható tengelyt általában egy eltolható asztalra szereljük, amely úgy van kiképezve, hogy a félautomatikus mérésekhez szükséges elektronikus berendezést is hordozza és tetejére a nálunk használatos furatelhelyezésű /30 x 30 mm M4/ szerelőlap felfogható, amelyen az egész meghajtórendszer foglal helyet. Az asztalt a megfelelő helyre állítjuk és az állítható tengely segítségével a meghajtandó mozgató elem tengelyéhez csatlakozunk.

Az állítható tengely előnyei különösen akkor mutatkoznak meg, amikor gyors mérésekre van szükség. Az összeállításához szükséges mellékidő egy részét az esetleg órás, sőt napos időtartamról néhány percre lehet csökkenteni. Hátránya az, hogy különösen 3 kapcsolódó fogaskerékpár esetén a surló-

dási veszteségek miatt az erőátvitel hatásfoka lecsökken.

Az egység felhasználására már több alkalommal sor került és más laboratóriumban is előnyösen alkalmazható. Az 5. ábrán szeretnénk bemutatni egy már megvalósított mérésbe való beállítását.

Ezuton szeretnénk köszönetet mondani Kántor Károlynak és Csonka Lajosnak hasznos észrevételeikért, Mechanikai Műhelyünknek a kísérleti darab elkészítéséért, különösen Michelfeit Károly műszerésznek a szerelési munkák gondos elvégzéséért.

I r o d a l o m

- [1] Bakos J., Erdőkürti Z., Kántor K., Laboratóriumi mechanikus egységrendszer, különös tekintettel optikai és félautomatikus mérésekre
KFKI Közl., 2, 3 /1961/

Érkezett 1961. július 18.

KFKI Közlemények 9.évf., 4.sz., 1961.