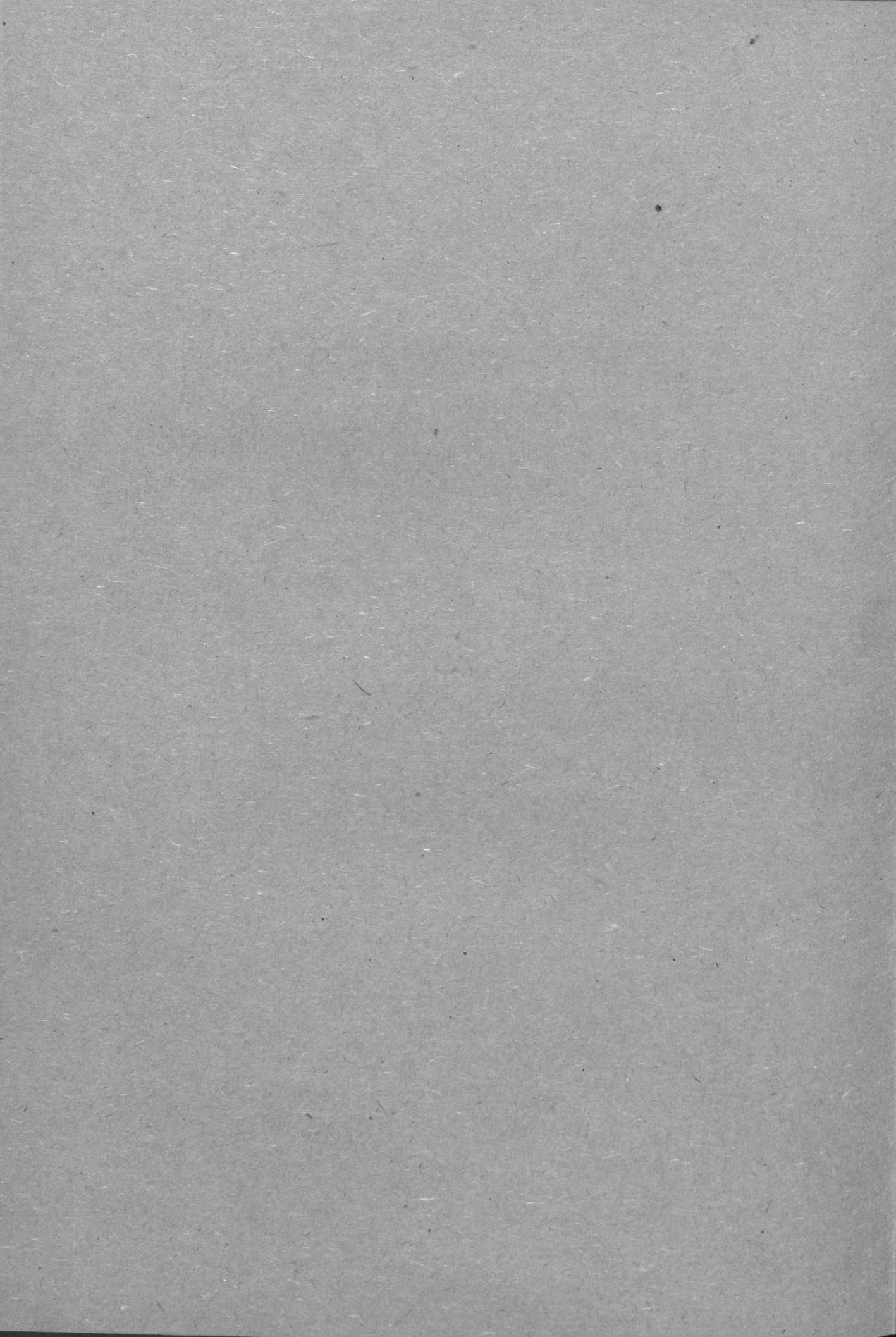


A

MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ
INTÉZETÉNEK
KÖZLEMÉNYEI

2/3



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

Erő János, Gáspár Rezső, Haiman Ottó, Mátrai Tibor
Nagy László és Tari László
közreműködésével szerkeszti:

Faragó Péter

2. évfolyam 3.szám

1954. május-július

T A R T A L O M J E G Y Z É K:

	Oldal
1. Láng László: Kromoforok felkeresése a görbeelemzés módszerével	269
2. Boronkay Attila és Györgyi Géza: Maximális hatásfokra beállítható frekvenciatöbbszöröző fokozat.	278
3. Trummer István: Új irányzat a spektrofotometriában	285
4. Ádám András és Varga Péter: Fotonok számlálása elektronokszorozóval	313
5. Ádám András, Jánossy Lajos és Varga Péter: Koherens fénynyalábokban haladó fotonok koincideneciái	333
6. Hedvig Péter és Kurucz István: Folyadékok dielektromos állandójának mérése mikrohullámu Michelson interferométerrel	353
7. Kálmán Gábor és Varga László: Nagyfrekvenciás fűtési kaszkádgenerátor előkísérletei.	373
8. Pásztor Endre, Roósz József, Siegler Jánosné és Várkonyi Lajos: Ionforrások vizsgálata	395

A K A D É M I A I K I A D Ó
Budapest, V., Alkotmány-u 21.
F: Mestyán János
Rota 1954/268/2673.

A SPEKTROSZKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: KOVÁCS ISTVÁN

Kromoforok felkeresése a görbeelemzés módszerével

Irta: Láng László

A szerves vegyületek fényelnyelését kromoforok okozzák. Ezek olyan atomcsoportok vagy atomok, amelyek könnyen gerjeszthető elektronokat tartalmaznak. Ha tehát egy szerves vegyület elnyelési görbáját elemezzük, akkor legalább is minőségileg tudjuk értelmezni az egyes kromoforok szerepét, amennyiben egy bizonyos sáv vagy sávcsoport egyértelműen egy szerkezeti csoport gerjesztésének felel meg. Az elnyelési görbék elemzésének [1] ugyanis az a célja, hogy az általában több sáv összeolvadásából keletkezett elnyelési görbét sávokra bontsa, vagyis a görbéből az eredeti, önálló sávokat kielemezze, és ezeket az eredeti sávokat az egyes kromoforokhoz, vagy a gerjesztéskor fellépő egyes jelenségekhez rendelje. A görbeelemzés alapproblémája az a kérdés, hogy milyen alakúnak kell lennie az ideális elnyelési sávnak. Meg kell tehát adnia azt a függvényt, amelyet a sávot határoló görbe ábrázol.

Feltételezzük, hogy minden elnyelési görbe ideális sávokból épül fel, és a görbéken a szimmetrikus alaktól való eltérés csak a sávok összeolvadásából keletkezik. Az ideálisan szimmetrikus sávok jól megközelíthetők egy eloszlási görbével. Az általam használt függvény [2] a következő alakú:

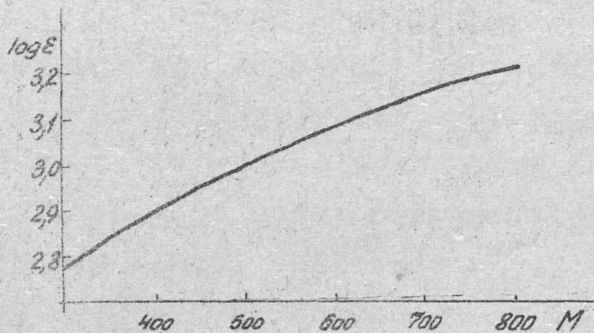
$$\varepsilon = \varepsilon_{\max} \cdot e^{-\left(\frac{\Delta\nu}{\nu}\right)^2}$$

hol ε_{\max} a sávmaximum értéke, ν az eloszlási paraméter, vagy másképpen sávfélszélesség. Ezenkívül használtam még ennek a függvénynek az integrált alakját, mely a sávterületet adja meg:

$$T = \varepsilon_{\max} \cdot \nu \cdot \sqrt{\pi}$$

Görbeelemzés

Ultrahanggal besugárzott festékoldatok elnyelési szinképet vizsgáltam a látható szinkép területén [3]. Az ismeretlen szerkezeti képletű festékanyagoknál /Tuchehtgelb 2G, Tuchehtrot RS/ a számításokhoz közepes molekulasulyt $M=500$ / használtam, ami a $\log \epsilon$ értékeket $\pm 0,1$ egységgel befolyásolhatja /1. ábra/. Ez azonban az elemzés útján kapott sávok ν értékeire nincs hatással.

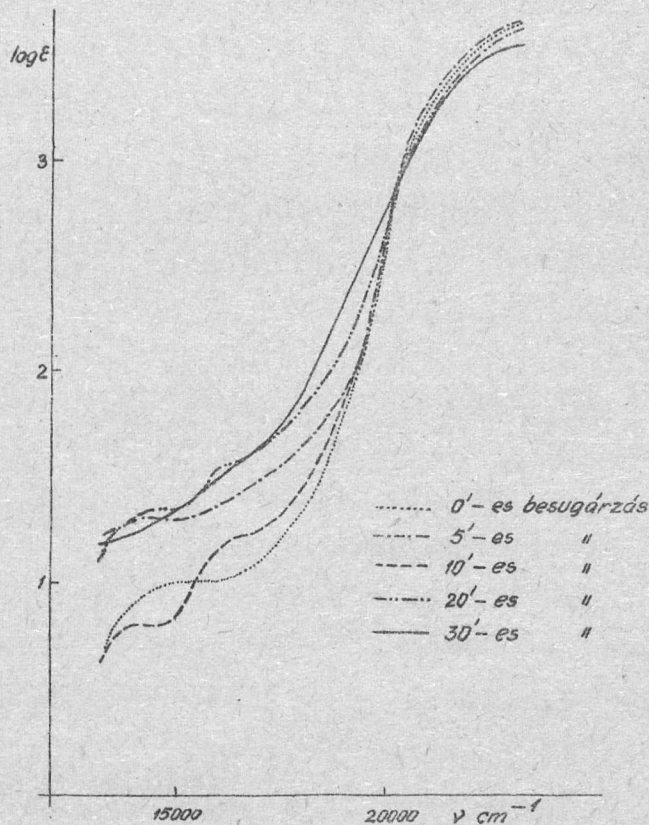


1. ábra

$\log \epsilon$ értékei a molekulasuly függvényében, ha a bemérés állandó /0,5 g/1000 ml/ és a rétegvastagság 1 cm

Befolyása csak a sávterületek számításánál van, az összehasonlítás azonban egyazon görbén belül történik, tehát nagy hibát nem követünk el, ha közepes molekulasullyal számolunk. A görbeelemzést a sárgaszínű /Tuchehtgelb 2G/ festék különböző ideig besugárzott oldatai szinképén, $\nu = 13.300$ és 18.000 cm^{-1} határok között végeztem el. A különböző ideig besugárzott festékoldatok szinképein /2. ábra/ ugyanis olyan változásokat észleltem, melyeket csakis a görbeelemzés segítségével lehetett értelmezni. Az elnyelési görbék menetéből azonnal látható volt, hogy a színváltozást nem lehet csupán egy kromofor koncentrációjának változásával megmagyarázni, hanem a színváltozásban legalább is két kromofor százalékos viszonyának, illetőleg egy vagy több egészen új kromofor keletkezésének kell szerepet játszania.

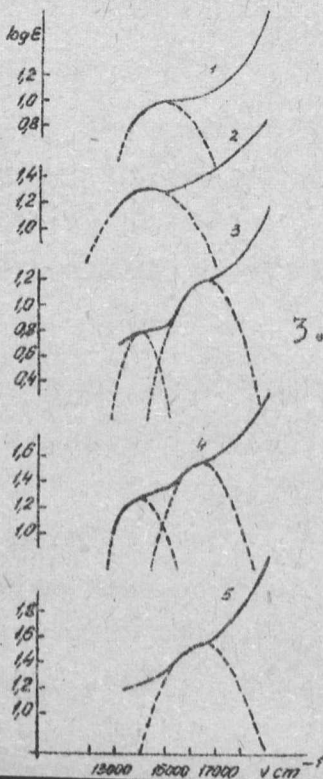
A 2. ábrát lásd a tuloldalon!



2. ábra

Az alapoldatnál végzett görbeelemzés eredménye egy széles sáv volt, melynek maximuma 14.800 cm^{-1} -nél van. Ezt a sávot az első /A/ kromoforhoz rendeljük /3. ábra, 1 görbe/. Ugyanezen sáv megma-

rad öt perces besugárzás után is, de a sáv maximumhelye egy kissé a vörös felé tolódik el / 14.300 cm^{-1} /. A sáv maga, intenzitásemelkedéssel együtt, igen erősen kiszélesedik /3. ábra 2 görbe/. Ebből arra lehet következtetni, hogy az a kromofor, amely ezt a sávot okozta, már nem állandó. A többi oldatnál ezt a sávot már nem is találtam meg, a kromofor tehát eltűnt, átalakult. Tíz perces besugárzás után az első kromofor által okozott igen széles sáv kettéhasadt, s megjelent helyette a második /B/ és a harmadik /C/ kromoforhoz tartozó két új sáv. Ez a két



3. ábra

kromofor nyilvánvalóan a besugárzás hatására keletkezett. A sávmaximumok helye /13.850 illetve 16.400 cm^{-1} / az oldat elnyelési görbéjének két inflexiós pontja közelében feküdt /3.ábra, 3 görbe/. Husz perces besugárzás után a C kromofor hatására keletkezett sáv maximumhelye ugyanott maradt, intenzitása erősen megnövekedett, azonban kiszélesedésre nem lehetett következtetni. A B kromofor hatására keletkezett sávnak maximumhelye 13.900 cm^{-1} -re tolódott el, intenzitása megnőtt, és ez a sáv erősen kiszélesedett /3.ábra, 4.görbe/. A B kromoforhoz tartozó sáv nagymértékű kiszélesedéséből arra lehet következtetni, hogy további besugárzásra a B kromofor el fog tűnni. Harminc perces besugárzás után a C kromofor hatására keletkezett sáv maximumhelye ugyanott maradt, intenzitása is változatlan maradt, azonban igen erősen kiszélesedett. A B kromofor jelenlétét igazoló sávot harminc perces besugárzás után már nem lehetett megtalálni. A görbeelemzés eredményét az 1. táblázatban foglaltam össze. A táblázat első oszlopában tüntettem fel a besugárzás időtartamát. A 2., 6. és 10. oszlopban vannak feltüntetve a A, B és C kromoforokhoz rendelt sávok

I. táblázat

A					B				C			
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Idő	νcm^{-1}	$\log \epsilon$	$\nu' \text{cm}^{-1}$	T	νcm^{-1}	$\log \epsilon$	$\nu' \text{cm}^{-1}$	T	νcm^{-1}	$\log \epsilon$	$\nu' \text{cm}^{-1}$	T
0'	14.800	1,00	1.800	31.904,1	-	-	-	-	-	-	-	-
5'	14.300	1,31	2.200	79.615,5	-	-	-	-	-	-	-	-
10'	-	-	-	-	13.850	0,78	900	9.612,1	16.400	1,21	1.400	110.244,1
20'	-	-	-	-	13.900	1,29	1.200	111.472,1	16.400	1,57	1.400	92.194,0
30'	-	-	-	-	-	-	-	-	16.400	1,57	1.700	111.949,5

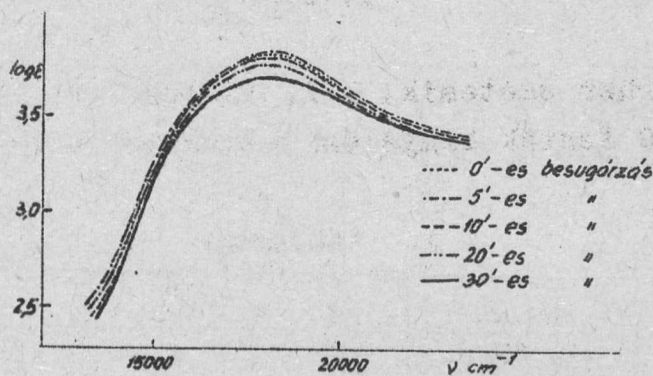
maximumhelyei. A 3., 7. és 11. oszlop tartalmazza a sávok maximumának értékeit $\log \epsilon$ -ban. A 4., 8. és 12. oszlop a sáv szélességeket (ν') tartalmazza cm^{-1} egységben. A sávok kiszélesedését az egyes oszlopokon belüli ν' értékek megnövekedése mutatja. Az 5., 9. és 13. oszlopban tüntettem fel az A, B és C kromoforokhoz rendelt sávok területértékeit. Ezek megnövekedése egyrészt

a $\log \epsilon$ másrészt a ν értékek megnövekedésének következménye.

Két másik festéknél /Tuchehtblau R, Tuchehtrot RS/ is vizsgáltam az ultrahang-besugárzás hatására történő színváltozást /4. és 5. ábra/. Ezeknél a festékeknel a színváltozás nem volt olyan nagymértékű, mint az előzőnél. A kapott elnyelési görbék eléggé szabályos volta miatt a kromoforok külön-külön a görbeelemzés módszerével nem mutathatók ki. Nincs meg ugyanis az elnyelési görbékben a feltételezett kromoforok szinképterületén a szimmetrikus alaktól olyan eltérés, ami a görbeelemzésnek kiindulópontjául szolgálhatna.

A görbeelemzés eredményeinek magyarázata

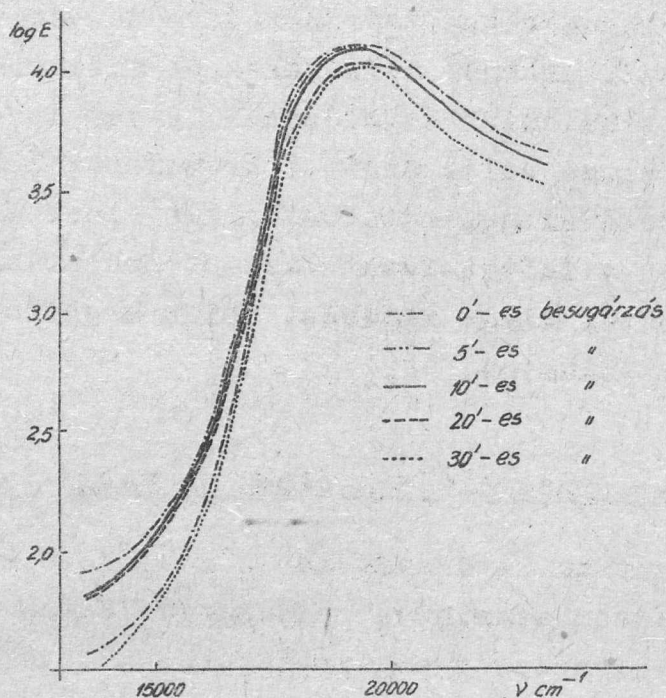
Az 1. táblázatban levő adatokat a következőképpen lehet magyarázni. Feltevésem szerint a besugárzás egész időtartama alatt a molekula különböző energiaállapotokon megy keresztül /mezomer alakok/, amikor is az egyes szinképterületeken fényelnyelést



4. ábra

okozó kromofor csoportok száma, valamint egymáshoz való viszonyuk állandóan változik. Kétségtelenül létezik egy optimális besugárzási idő, mely nyilván szinképterületenként /kromoforonként/ változik. A megfelelő szinképterületen az optimális ideig besugárzott oldat fényelnyelése a legnagyobb, azontul csökken. Ha a besugárzás hatására a kromofor kialakulása elérte az optimális értéket, akkor természetesen további besugárzás hatására a csökkenés a közvetlenül nullaértékre való visszaesést is jelentheti, a kromofor egy-

szerűen eltűnik. Ebben az esetben az eltűnt kromofor helyett, vagy kialakul egy, esetleg két másik kromofor, vagy a molekula



5. ábra

egészen egyszerűen szétesik. A 2. táblázatban foglaltam össze a Tuchehtgelb 2G festék elnyelési szinképét okozó kromoforok opti-

2. táblázat

	B	A	C	
1	2	3	4	5
Idő / cm^{-1}	13.900	14.800	16.400	23.300
0'	-	1,00	-	3,66
5'	-	1,31	-	3,67
10'	0,78	∅	1,21	3,66
20'	1,29	∅	1,57	3,62
30'	∅	∅	1,57	3,56

mális besugárzási idejére vonatkozó adatokat. A táblázat első oszlopában tüntettem fel a besugárzási időket, a 2., 3. és 4. oszlopban a B, A és C kromoforokhoz tartozó $\log \epsilon$ értékeket, az 5. oszlopban pedig az emelkedő ág 23.300 cm^{-1} -nél levő pont-

jához tartozó $\log \varepsilon$ értékek változását. A táblázatban a kromofor eltűnését, tehát a közvetlen nullaértékre való visszaesést \emptyset jellel jeleztem.

3. táblázat

1	2	3	4
Idő / cm^{-1}	13.300	17.850	23.300
0'	2,51	3,87	3,43
5'	2,55	3,88	3,44
10'	2,51	3,84	3,43
20'	2,51	3,82	3,41
30'	2,48	3,74	3,40

4. táblázat

1	2	3	4
Idő / cm^{-1}	13.300	19.400	23.309
0'	1,60	4,11	3,67
5'	1,90	4,09	3,62
10'	1,86	4,08	3,62
20'	1,83	4,06	3,61
30'	1,48	4,04	3,55

A Tuchehtblau R /3. táblázat/ és Tuchehtrot RS /4.táblázat/ festékeknel az optimális besugárzási idő létezésére egyrészt a "természetes sávmaximum" magasságának változásából, másrészt pedig az emelkedő és a leszálló ág $\log \varepsilon$ értékeinek megváltozásából lehetett következtetni. Ahol az optimális besugárzási idő öt percen belül van, ott nem tudtam ezt közvetlenül észlelni, így egyszerűen csak a besugárzás hatására létrejött intenzitáscsökkenést mérhettem /4. táblázat 3. és 4. oszlopa/.

Az ultrahang kémiai hatásai [4] közül a hőhatás, az oxidációs és redukciós hatás, valamint a molekuláris átrendeződés hatása esetleg felhasználható szerves anyagok ismeretlen szerkezetének

kutatására is. Ha a besugárzás frekvenciáját és idejét kellőképpen választjuk meg, akkor valószínűleg elő lehet idézni a molekula teljes szétesését is. A besugárzással párhuzamosan végzett szinképfelvételekkel pedig nyomon tudjuk követni a jelentkező kémiai hatásokat, s ezenkívül jelentkezniök kell a bomlástermékek, tehát a felépítő alapvegyületek jellemző szinképének is.

Összefoglalás

1. Az ultrahang-besugárzás hatására történő molekuláris átrendeződést az elnyelési szinkép elemzésével sikerült nyomon követni.

2. A besugárzás hatására a molekulán belül a kromoforok száma és egymáshoz való viszonyuk megváltozik, amint ez az elnyelési szinképek vizsgálatánál kétségekívül megmutatkozott.

3. Minden kromoforra vonatkozólag létezik egy optimális besugárzási idő. Ez annyit jelent, hogy az optimális ideig besugárzott oldat fényelnyelése, az illető kromoforok megfelelő szinképterületén a legnagyobb, azontul csökken.

Megjegyzések:

[1] Az elnyelési görbék elemzésére használt módszerek tárgyalásával foglalkozott Kiss Á. és Sándorfy K. kritikai szempontból: Acta Univ. Szegediensis. Pars chemica et physica II. 1948. 71.

[2] A. W. Kuhn és E. Braun által /Z.phys.Chem. B, 8. 1930. 281. és 9, 1930. 428./ bevezetett függvény alakja $\epsilon = \epsilon_{max} \cdot e^{-\left(\frac{\Delta\nu}{h}\right)^2}$ Az általam használt függvény ettől annyiban különbözik, hogy az eloszlási paramétert nem $\epsilon = \frac{\epsilon_{max}}{2}$, hanem $\epsilon = \frac{\epsilon_{max}}{e}$ helyen határoztam meg és így azt a $\Delta\nu$ értéket nevezem \mathcal{V} -nak, amelyre nézve $\epsilon = \frac{\epsilon_{max}}{e}$. A \mathcal{V} paraméter bevezetése Kiss Árpádtól származik, s az intézetében végzett görbeelemzések eredménye igazolta a Kuhn és Braun által megadott paraméter megváltoztatásának helyességét.

[3] A kísérleti módszerről részletes beszámolót ad Zilahy Márton és Pátkai Istvánné /sajtó alatt/.

[4] V.ö. Greguss P.: Magyar Kémiai Folyóirat, 57. 1951. 257.

Megjelent a Magyar Kémiai Folyóirat 58. kötetében /1952,
50653. oldal/.

A SPEKTROSKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: KOVÁCS ISTVÁN

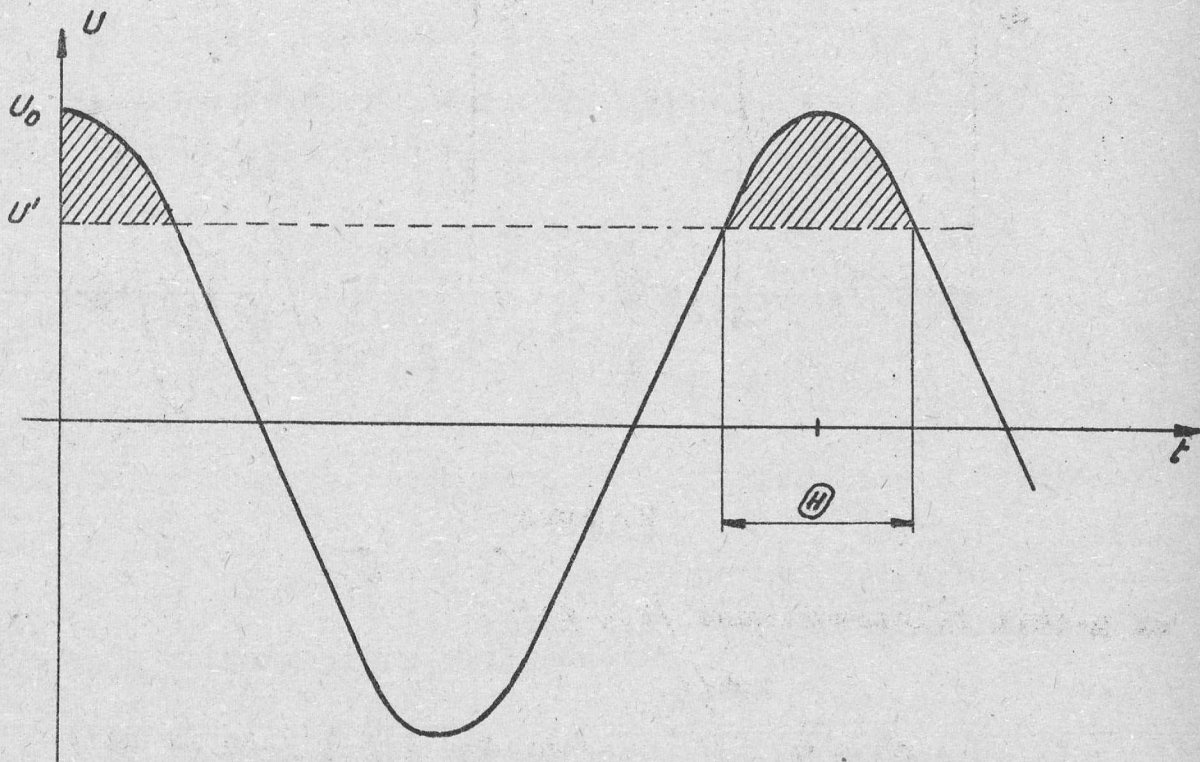
Maximális hatásfokra beállítható frekvenciatöbbszöröző fokozat

Irta: Boronkay Attila és Györgyi Géza

Gyakori feladat a nagyfrekvenciás technikában, hogy egy adott - hiteles - frekvenciájú jel egészszámu többszörösét kell előállítani. Így pl. normálfrekvencia-adóberendezéseknél egy kvarcvezérlésű oszcillátorról további hiteles frekvenciájú jelek egész sora állítható elő. Ugyanez a feladat adástechnikában, többszátornás átviteltechnikában és még számos, más alkalmazásban is előadódik. A frekvenciatöbbszörözést rendszerint torzító elektroncsöves erősítőkkel végzik.

Az alábbiakban olyan frekvenciasokszorozó kapcsolást ismer-tetünk, amely nem tartalmaz erősítőcsövet és a kívánt rendszámu felharmonikusnak az alapharmonikushoz való viszonyát a hálózat egyetlen elemének változtatása segítségével maximális értékre lehet beállítani. Ez az alkalmazásokban nagyjelentőségű, ugyanis az alapharmonikus és a közbülső harmonikusok torzítását gondosan ki kell szűrni, nehogy káros keresztmodulációjukkal a kívánt egyetlen - hordozó - alapharmonikus mellett egy egész spektrum jelenjék meg. Közelítő analízissel elég nagy pontossággal lehet kiszámítani a harmonikusok arányait, s így a további szűrőkörök méretezésének alapjául szolgáló adat áll rendelkezésünkre.

A kapcsolat azon alapszik, hogy az egyenirányított váltó-áramu jel harmonikusainak spektrális eloszlásán módunkban van változtatni az egyenirányítás 0-tengelyének eltolása segítségével. Ha az egyenirányítót /1. ábra/ U' feszültséggel előfeszít-jük a zárási irányban akkor csak $U_0 - U'$ feszültség fog rajta áramot áthajtani. Az átfolyó áram spektruma és a θ folyási szög között egyértelmű összefüggés van, amit a görbeszakasz Fourier-analízisével lehet megállapítani.



1. ábra

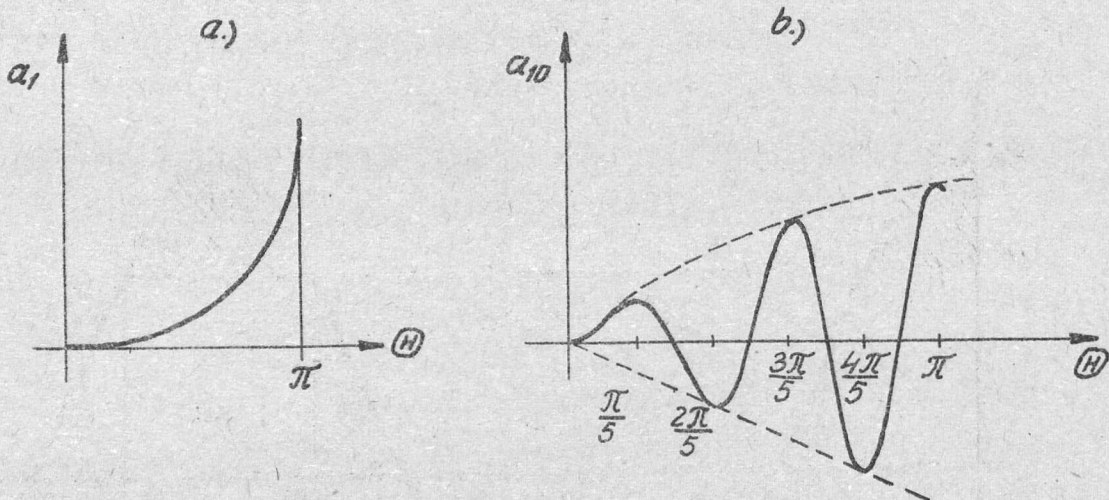
Ha az egyenirányító karakterisztikáját egyenessel közelítjük, úgy az egyenirányított jel egy szinusz-görbe θ szélességi, levágott felső részével írható le /1. ábrán a sátirozott rész/:

$$y = \begin{cases} \cos t - \cos \frac{\theta}{2}, & \text{ha } |t| < \left| \frac{\theta}{2} \right|, \\ 0, & \text{ha } |t| > \left| \frac{\theta}{2} \right|. \end{cases}$$

/A \cos amplitudóját egynek vettük, mert ugyanis csak a felharmonikus-amplitudók viszonyát akarjuk meghatározni./

Az alapharmonikus amplitudója, mint θ függvénye /2.a ábra/:

$$a_1 = \frac{1}{\pi} \int_{-\theta/2}^{+\theta/2} (\cos t - \cos \frac{\theta}{2}) \cos t \, dt = \frac{\theta - \sin \theta}{2\pi}$$



2. ábra

az n-edik felharmonikusé /2.b ábra/

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\theta/2}^{+\theta/2} (\cos t - \cos \frac{\theta}{2}) / \cos nt \, dt =$$

$$= -\frac{1}{n \cdot \pi} \left[\frac{1}{n+1} \sin /n+1/ \frac{\theta}{2} - \frac{1}{n-1} \sin /n-1/ \frac{\theta}{2} \right]$$

Az utóbbira egyszerűbb alaku közelítő képlet adható meg n nagy értékeire:

$$a_n \approx -\frac{2}{\pi n^2} \cdot \cos n \frac{\theta}{2} \cdot \sin \frac{\theta}{2} .$$

/Az elkövetett hiba n = 10 esetén kisebb, mint 10%./

Az alábbi táblázat mutatja példaképen a tizedik felharmonikus amplitudójának az alapharmonikuséhoz való viszonyát:

a_{10}/a_1 -et az a_{10} maximuma helyein. A θ értékek a

$$\frac{d a_n}{d \theta} = \frac{\sin n \theta/2 \cdot \sin \theta/2}{n \cdot \pi}$$

deriváltfüggvény zérushelyeinek abszcisszái.

θ	$\pi/5$	$2 \pi/5$	$3 \pi/5$	$4 \pi/5$	π
a_{10}/a_1	0,290	0,080	0,036	0,021	0,013

Ha az ismertetett kapcsolásnál frekvenciát tiszszerezni akarunk, úgy $\Theta = \pi/5$ választása mellett kapjuk a maximális értékű áramot a tiszszeres frekvenciára hangolt rezgőkörben.

Kis kivezérlések esetén helyesebb, ha parabolával közelítjük meg az egyenirányító karakterisztikáját:

$$y = \begin{cases} \cos t - \cos \frac{\Theta}{2} / 2, & \text{ha } |t| < \left| \frac{\Theta}{2} \right| \\ 0, & \text{ha } |t| > \left| \frac{\Theta}{2} \right| \end{cases}$$

Ebben az esetben az alapharmonikus amplitudójára a számítás

$$a_1 = \frac{1}{\pi} \left[\frac{3}{2} \sin \frac{\Theta}{2} + \frac{1}{6} \sin \frac{3\Theta}{2} - \Theta \cos \frac{\Theta}{2} \right] \text{-t ad,}$$

az n-edik felharmonikus amplitudója:

$$a_n = \frac{1}{\pi} \left[\frac{2 \left[\sin \frac{\Theta}{2} \cos \frac{n+1}{2} \frac{\Theta}{2} - \sin \frac{\Theta}{2} \cos \frac{n-1}{2} \frac{\Theta}{2} \right] + 3 \left[\frac{\sin \frac{n-2}{2} \frac{\Theta}{2}}{n-2} - \frac{\sin \frac{n+2}{2} \frac{\Theta}{2}}{n+2} \right]}{n-1/n/n+1} \right]$$

Nagy n-ek esetére leegyszerűsíthető a képlet:

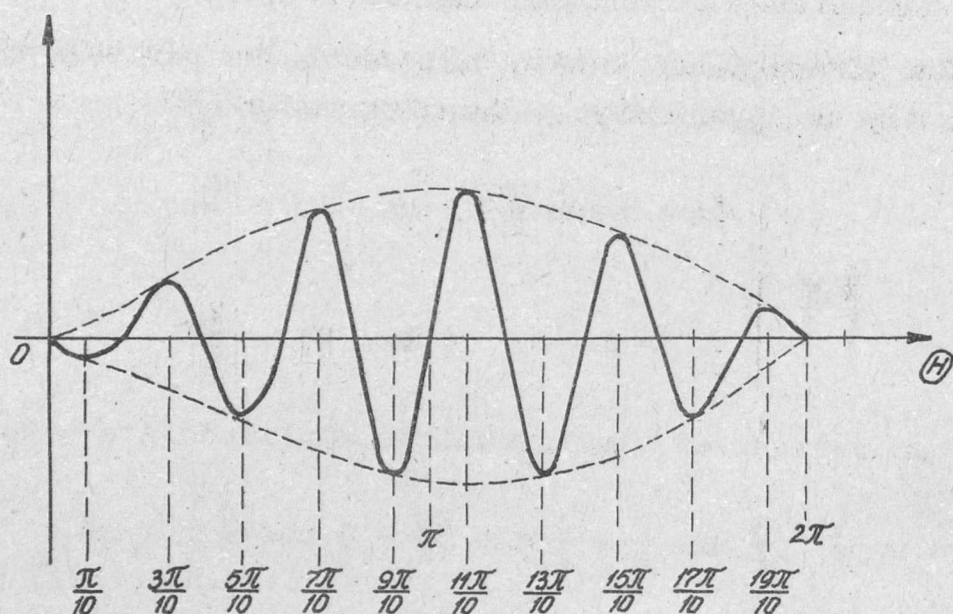
$$a_n \approx - \frac{4}{\pi} \frac{1}{n-1/n/n+1} \sin n \frac{\Theta}{2} \cdot \sin^2 \frac{\Theta}{2}$$

Sajnos, ez rosszabb közelítés, mint a lineáris karakterisztika esetén megadott, most pl. n = 10 esetén 15% eltérés is lehetséges a helyes értékről.

Példaképen bemutatjuk a_{10} függését Θ -tól /3. ábra/

Első pillanatra meglepő, hogy a tizedik felharmonikus a kvadratikus karakterisztikájú egyenirányítóból kapott jelben akkor maximális, ha a lineáris karakterisztikájú egyenirányító jeléből éppen hiányzik. Ugyanez tapasztalható abban az egyszerűbb esetben, ha tiszta szinuszzel kvadratikus karakterisztikájú elektroncsövet vezérlünk, az eddig tisztán az alapharmonikusból álló jelet olyanná alakítja, amelyből az alapharmonikus hiányzik, viszont megjelenik két szomszédos harmonikus:

a nulladik és a második, akár csak esetünkben is. Ez a körülmény mutatja, hogy számításunk tájékoztató jellegűnek tekint-



3. ábra

hető csak, mert a karakterisztika milyenségétől az egyenirányított jel spektruma érzékenyen függ: olyan Θ érték, amely mellett a kvadratikus karakterisztikájú egyenirányító a legnagyobb amplitudójú tizszeres frekvenciájú jelet adja, a lineáris karakterisztikájú, zérus amplitudójú tizedik felharmonikussal bíró jelet ad.

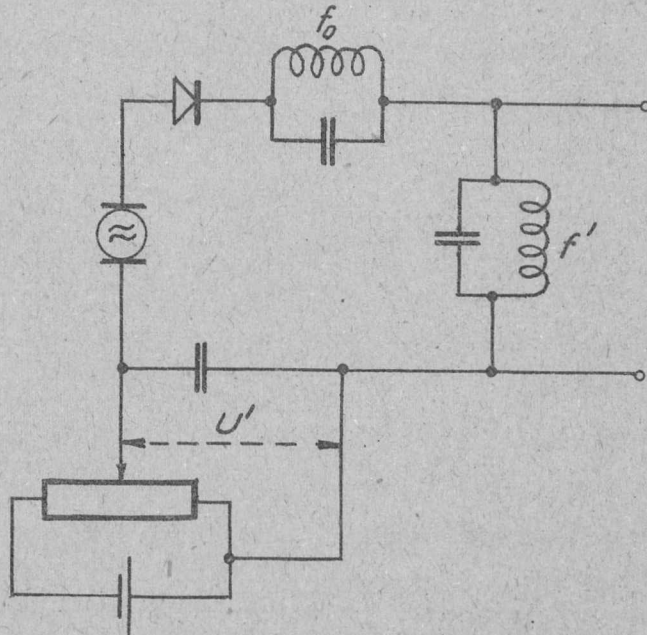
Kvadratikus karakterisztika esetén a tizedik felharmonikus és az alapharmonikus amplitudóinak viszonya a $\Theta = \pi/10$ esetén a legnagyobb, ekkor értéke $|a_{10}/a_1| = 0,33$. Lineáris karakterisztikájával viszont $\Theta = \pi/5$ esetén volt maximális, értéke ekkor $|a_{10}/a_1| = 0,29$. Eredményenkéből arra következtetünk, hogy lineáris és kvadratikus közé eső karakterisztika esetén $\Theta = \pi/10$ és $\pi/5$ között veendő, ha a jel tizedik felharmonikus-tartalmát maximálisnak akarjuk. Látható, hogy kvadratikus karakterisztikánál kedvezőbb a helyzet, ami természetes a torzítás miatt.

A számítás kétoldalas egyenirányítás esetére is elvégezhető, lineáris karakterisztika feltételezésével a 10 felharmonikus szempontjából most is a $\Theta = \pi/5$ folyási szög-érték a legkedvezőbb.

Miután a folyási szög az U' előfeszültség függvénye

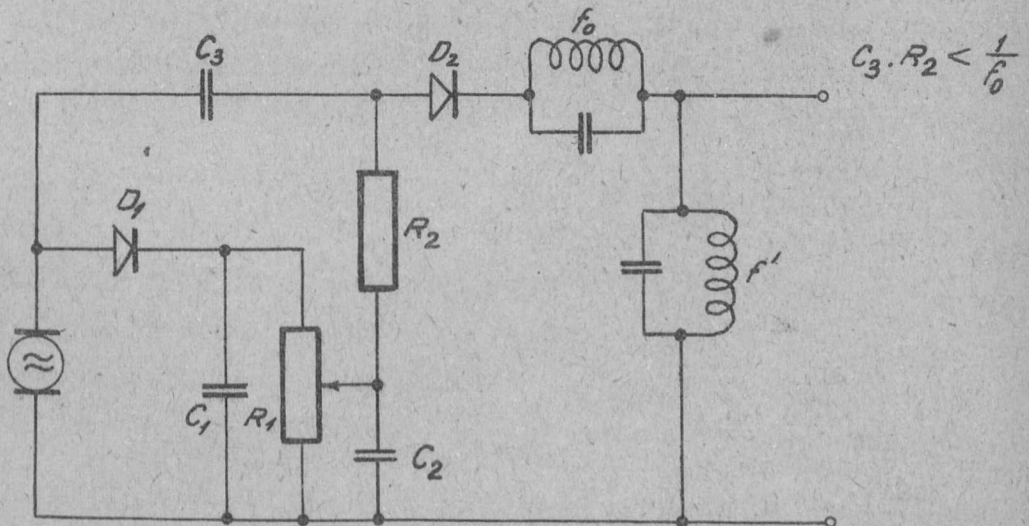
$$U' = U_0 \cos \frac{\theta}{2},$$

U' változtatásával be tudjuk állítani a szélső értékhelyet.



4. ábra

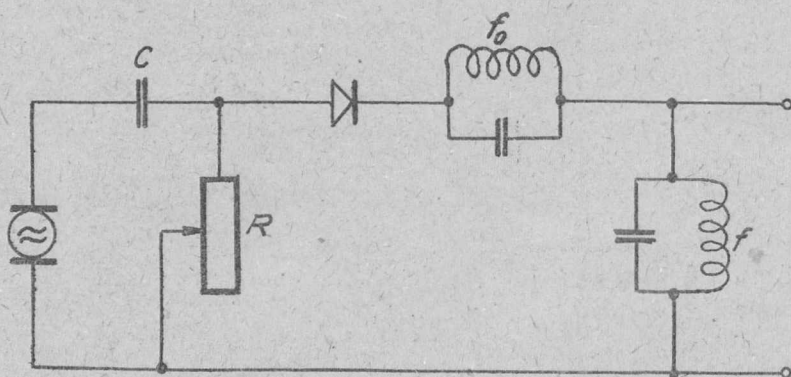
Nagyobb stabilitás érhető el, ha az U' feszültséget szintén az U generátor feszültségéből nyerjük egy másik egyenirányítás segítségével. /5. ábra/ Ha az $R_1 C_1$ időállandó egy



5. ábra

nagyságrenddel nagyobb $1/f_0$ -nál, akkor az R_1 potencióméter sarkain közel U_0 nagyságú egyenfeszültség lép fel, amivől a kívánt U' nagyságú egyenfeszültség leosztható.

Kézenfekvőnek látszott a folyási szög változtatására egy párhuzamos féloldalas egyenirányító áramkörének saját időállandóját változtatni; /6. ábra/ e négy polus felépítése lényegesen egyszerűbb az előbbieknél, de hasonló eredmény mutatkozott ennek alkalmazásánál is.



6. ábra

A folyamat matematikai analizise jóval körülményesebben végezhető el, mint a fenti egyszerűbb esetben, mivel a feszültséggörbe nem egyszerű szinuszcsoepe-részlet, hanem a kis időállandó miatt exponenciális jellege van [irod.1]. Tájékoztató adat gyanánt elég jó közelítésnek vehető, ha a töltőkondenzátor sarkain fellépő feszültség effektív középértékét vesszük U' feszültségnek. [Irod.2.]

Fenti megoldásokban az egyenirányító áramkörben mindenhol két sorbakapcsolt párhuzamos rezgőkör szerepel, melyek közül az egyik az alapfrekvenciára, a másik a kívánt harmonikusra van lehangolva. Az előbbire azért van szükség, mert az alapfrekvenciás jelet előállító generátor rendszerint feszültséggenerátor és így a rezgőkör jelentős szűrést jelent az alapfrekvenciára nézve.

Irodalom: Rothe - Kleen: Elektronenröhren als Schwingungserzeuger und Gleichrichter. /2.kiadás/

1./ 234.o.

2./ 236.o.

Erkezett: 1954. június 15.

A SPEKTROSKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: KOVÁCS ISTVÁN

Új irányzat a spektrofotometriában

Irta: Trummer István

Az analitikai kémia és a szerkezetkutatás fizikai módszerei között a spektrofotometria az, amelyik az utolsó évtizedben rendkívül nagymértékben, ugrásszerűen fejlődött. A kémiai elemzés meggyorsítása és pontosságának növelése, kémiai reakciók természetének és lefolyásának alaposabb vizsgálatánál felmerülő koncentrációmeghatározások, valamint az abszorpciós spektroszkópiának a szerkezetkutatásban való kiterjedt alkalmazása nemcsak a rendelkezésre álló készülékeket fejlesztette igen nagy mértékben, hanem új mérőmódszerek kidolgozását is elősegítette. A spektrofotometria eme új mérőmódszerei közé sorolhatjuk a transzmisszióviszony mérésén alapuló koncentrációmeghatározást. A módszer relatív elnyelés-mérés, ill. differenciál-fotometria néven is ismeretes és a látható szinképterületen kívül már az ultraibolya, sőt az infravörös szinképtartományban is rendkívül gyorsan alkalmazást talált.

A relatív fényelnyelés mérésének módszeréről már 1937-ben említést tesz KORTÜM [1], aki szerint a módszerrel 0,1 % koncentrációkülönbségek határozhatók meg. Ugyancsak megemlíti a módszert RINGBOM [2], majd SCHLEICHER [3] is, a koloriméteres mérések hibájának, ill. teljesítőképességének tárgyalása során. A relatív fényelnyelés-mérés módszerének elméleti alapjait 1949-51 években dolgozzák ki [4,5,6,7,8] és ugyancsak ekkor indul meg a módszer gyakorlati hasznosítása, egyidejűen mindhárom spektrumterületen [9,10,11]. Kidolgozzák a többkomponensű rendszerek differenciálfotométeres mérésének elvi alapjait is [12], s a módszert ultraibolyában és infravörösben is alkalmazzák [13, 14,15]. A relatív fényelnyelés-mérés elméletének és technikájának kifejlesztése sok egyéb problémát is felvetett és ezeknek - mint például a véges résaszélesség okozta hibának - a megoldása

ugyancsak jelentős fejlődést eredményezett a modern spektrofotométeres technikában.

E cikk a relatív fényelnyelés-mérés módszerének elméleti alapjait foglalja össze, de egyuttal kitér a modern spektrofotometriában legújabban felmerült problémák megoldási lehetőségeire is.

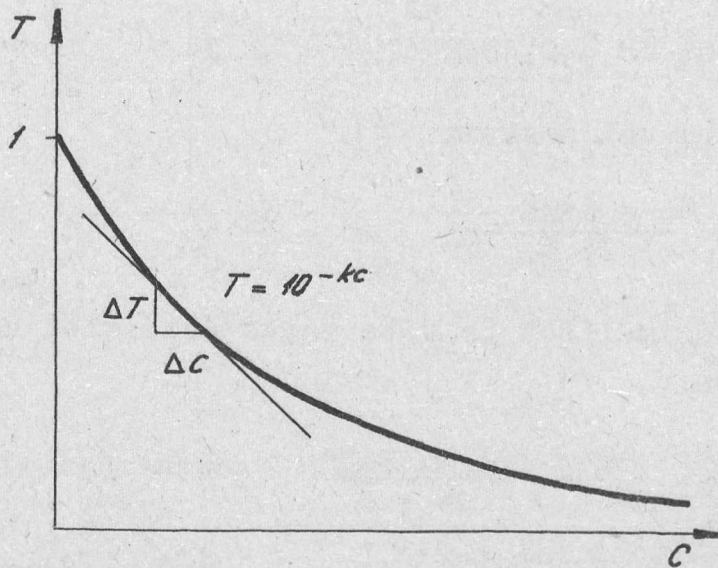
A relatív fényelnyelés-mérés célja a fényelnyelésnek és ezen keresztül a koncentrációnak minél nagyobb pontossággal történő megállapítása. A mérés kivitele egyszerű és könnyen megérthető. Amíg a szokásos - és az új módszerrel szemben abszolút mérési eljárásnak is nevezett - mérőmódszernél az oldószer fényáteresztőképességét vesszük 100%-nak /1-nek/ és készülékünkön ennek segítségével állítjuk be a 100% fényátbocsátást, majd ehhez képest mérjük vizsgálandó oldatunk fényelnyelését, addig a relatív fényelnyelés-mérés módszerénél egy ismert koncentrációju oldatot használunk a 100% beállítására, majd egy, az előbbi összehasonlító oldatnál töményebb oldat fényátbocsátását mérjük.

A differenciál-fotometria alapelveinek tárgyalása, az általa elérhető pontosságnövekedés és a módszer gyakorlati kivitelezésének megismerése szempontjából célszerű előbb tisztázni a szokásos, abszolút fotométeres mérés pontosságát. Az alábbi tárgyalásnál csak olyan készülékek használatára szoritkozom, amelyeknél az indikációs hiba független a jel, vagyis a fényintenzitás nagyságától /fotocella, szeléncella, termooszlop/.

Vizuális fotométerekre az alábbi megfontolás segítségével kapott képlet nem alkalmazható, mert ezeknél az érzékelési hiba nem független az intenzitás nagyságától. A vizuális fotométerek optimális leolvasására nézve lásd KORTÜM: Kolorimetrie und Spektralfotometrie, 88 l.

Abszorpcióméteres méréssel történő koncentrációmeghatározás hibájának megállapításánál tekintetbe kell vennünk, hogy a fényátbocsátás-, vagyis transzmisszió-mérés hibája készülékünkönél abszolút értékben állandó. Készülékeink akár fényelemmel, akár fotocellával működnek, egy bizonyos, adott fényintenzitásra érzékenyek; adott fényintenzitás-különbség ad a készüléken észlelhető galvanométer-kitérést, vagy észlelhető hidegyensúly-eltolódást. Az extinkció mérésének relatív hibája azonban - és a Lambert-Beer

törvény érvényessége esetén a koncentrációé is - a mért transzmisszió értékével változik. Könnyen belátható lesz ez, ha a fénytábocsátást a koncentráció függvényében ábrázoljuk /1.ábra/ [16].



1. ábra

Az összefüggés exponenciális görbe, mely kezdetben a legmeredekebb szöggel esik, majd aszimptotikusan megközelíti a koncentráció-tengelyt. Adott transzmissziókülönbségnek a görbe kezdeti szakaszán felel meg a legkisebb koncentráció-differencia, itt a legnagyobb a görbe hajlásszöge. Első pillanatban azt hihetnénk, hogy a koncentrációmeghatározás ezen a területen lesz a legpontosabb, vagyis a transzmisszióskála / mely 0-tól 1-ig terjed/ egységnyi végénél. A relatív koncentrációhiba azonban itt igen nagy, mivel a mért koncentráció, tehát a tört nevezője, nagyon kicsi. A skála másik végénél a görbe erősen ellapul; adott és a készüléken még érzékelhető transzmissziókülönbségnek igen nagy koncentrációváltozás felel meg, tehát dc/c értéke újra megnő. A transzmisszióskálán kell tehát egy olyan közbülső szakasznak lennie, mely területen a mérés hibája a legkisebb, a meghatározás a legpontosabb.

A hibát olyan rendszereknél, amelyek követik az abszorpciós törvényt, tehát olyan oldatok esetében, melyeknél a szóbanforgó

koncentrációterületen az extinkció-koncentráció összefüggés lineáris/ és ezt a linearitást nem teszi tönkre a törvény által megkívánt monokromaticitás elégtelen volta/, a következőképpen formulázhatjuk meg:

A Lambert-Beer törvény értelmében:

$$E = - \log T = abc, \quad \text{ahol } T = I/I_0 \quad /1/$$

Differenciálva: $dE = 0,4343 \, dT/T = ab \, dc$

E-vel, ill. abc-vel osztva:

$$\frac{dE}{E} = \frac{-0,4343}{T \cdot E} \quad dT = \frac{dc}{c} \quad /2/$$

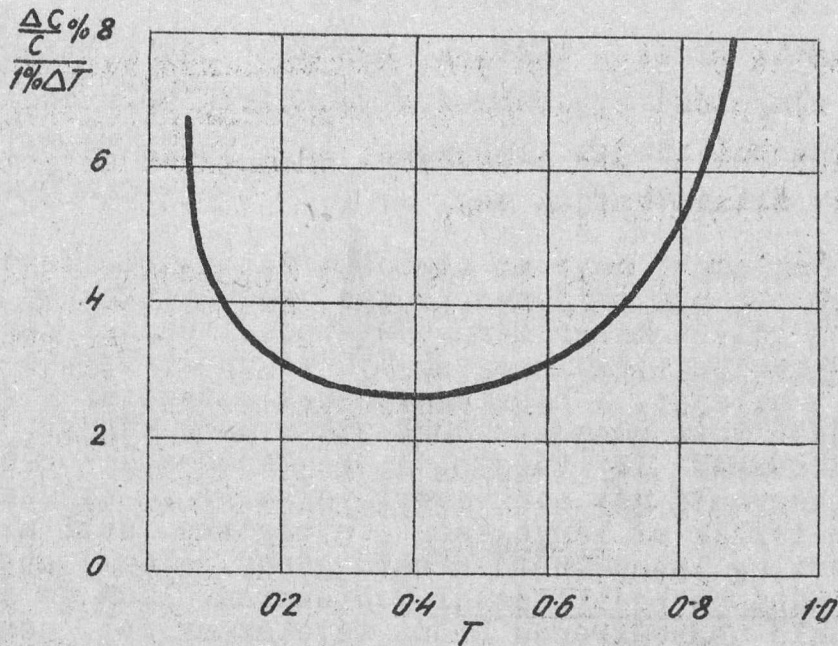
Ha az infinitézimálisok helyébe véges értékeket helyettesítünk, a relatív hiba:

$$\frac{\Delta c}{c} = \frac{\Delta E}{E} = \frac{-0,4343}{T \cdot E} \quad \Delta T \quad /3/$$

Az egyenlet jobboldalán szereplő ΔT az a minimális transzmisszióhiba, amelyet a készülék indikálni képes; értékét az a mérési bizonytalanság szabja meg, melyet egy oldatnak többször egymás után való mérésénél észlelünk. A mérési eljárásnak magában kell foglalnia a küvetta kiürítését, töltését és újra-elhelyezését is. ΔT értékéül a kapott átlagos eltérés kétszeresét vehetjük, E mérési hiba jó fotoelektromos készülékeknél a T-skála hosszában kifejezve 0,002, vagyis 0,2% T; szériavizsgálatra gyártott, kisebb pontosságú, fényelemes műszereknél 0,05 - 0,005 értékű, vagyis 5,0 és 0,5% T között mozog.

Mivel ΔT értéke adott készüléknél állandó, a relatív koncentrációhibát a $0,4343/TE$ tört értéke szabja meg. E tört értékeit a 2. ábrán tüntettük fel a mért transzmisszió függvényében. A görbe ordinátái tehát a relatív hiba értékét adják abban az esetben, ha ΔT , a transzmisszióskála bizonytalansága 1%.

A 2. ábrán látható görbe azt mutatja, hogy szélsőséges fénykibocsátású oldatok koncentrációjának meghatározása igen nagy hibával jár. A transzmisszió-skála 0,1-0,8 közötti szakaszán a mérés hibája elég kicsi. A minimális hibának megfelelő helyet szélsőértékszámítás segítségével kapjuk.



2. ábra

ΔT -t a differenciálás során állandónak tekintjük.

$$d \left(\frac{0,4343 \Delta T}{T \log T} \right) = \frac{-0,4343 \Delta T / 0,4343 + \log T}{T \log T^2} = 0$$

d T

Az egyenlet megoldásával kapjuk, hogy

$$- \log T = E = 0,4343$$

vagyis

$$T = 0,368 = 36,8\%$$

Abszolút módszer használatakor tehát a koncentrációt akkor határozhatjuk meg a legnagyobb pontossággal, ha oldatunk fényátbocsátása 36,8%, s ekkor a mérés relatív hibája 1% skála-bizonytalanság esetén 2,72%.

Közvetlen, oldószerhez viszonyított elnyelésmérés esetén ezért célszerű, ha a meghatározandó komponensről nemcsak az elnyelési maximumban készítünk kalibrációs grafikont, hanem az elnyelési együtthatót több hullámhossznál is meghatározzuk. Egyrészt így egy adott, ismeretlen töménységű oldat mérésekor mindig annál a hullámhossznál mérhetünk, amelynél az oldat extinkciója az optimális tudományba esik, s ezáltal az esetleges higitási hibát kiküszöbölhetjük és a mérés pontosságát is a le-

hetséges maximális értéken tartjuk, másrészt két hullámhossznál mutatkozó elnyelési együttható viszonyának állandóságából vagy megváltozásából idegen komponens, szennyezés távollétét, ill. jelenlétét állapíthatjuk meg.

Meg kell jegyezni, hogy az abszolút fotometria fent tárgyalt hibafüggvénye nem teljesen pontos, amennyiben nem foglalja magában a galvanométer zéruspont-beállításának /sötétáram/ és a transzmisszióskála egységnyi végének, vagyis a 100% beállításának a hibáját. A hibafüggvénynek a fentiek figyelembevételével módosított alakjait COLE [17], majd később, sokkal alaposabban GRIDGEMAN [18] tárgyalja. Megfontolásaik részletes ismertetése elhagyható már csak azért is, mert az így kapott hibagörbék nem térnek el lényegesen a hibagörbe fenti alakjától. Az elméletileg levezethető hibafüggvény például abban az esetben, ha mindhárom beállításnál /sötétáram, 100% és átbocsátásmérés/ egyenlő nagyságrendű hibát tételezünk fel, csak annyiban tér el a 2. ábrán látható görbétől, hogy a hiba a skála egész hosszában kissé megnő, a minimumnál 2,72%-tól 3,36%-ra és a minimális hiba nem 36,8% T-nál, hanem 38,8% T-nál jelentkezik. Egyszerűbb azonban és ezenkívül sokkal kielégítőbb is a hibaeloszlást adott készülékünk segítségével felvenni, mint spekulatív módon megközelíteni. Rámutat erre Gridgeman cikkében közölt és a Beckman spektrofotométer hibájának a transzmisszióskála menti eloszlását ábrázoló görbe is, mely az elméletileg levezethető hatféle hibagörbe egyikével sem hozható teljes fedésbe! Mindenestre leszögezhető, hogy egyfényvutu spektrofotométereknél, amelyeknél egy transzmisszió-adat felvételéhez a fenti három beállítás szükséges, a kísérletileg kapott hibagörbe alig tér el a 2. ábrán feltüntetett, egyszerű hibagörbétől, az u.n. Twyman-Lothian-görbétől [19].

A hibafüggvény bármely kezelési módjánál megmutatkozik azonban az, hogy a pontosság elég széles intervallumban megfelelő és a 0,1 - 0,8 közötti transzmisszióleolvasásoknál a relatív hiba nem haladja lényegesen túl a hibaminimum értékét. Ezen a területen 0,2% átbocsátáshibát feltételezve, a koncentráció-meghatározás 0,5-1,0% pontossággal hajtható végre.

Egyes készülékeknél dekádleosztással igyekeznek kis transzmisszióleolvasásoknál a hibát csökkenteni. A Beckman spektrofotométer főkapcsolójának u.n. 0,1 érzékenységi állása esetén a 10% fényátbocsátás a transzmisszióskála 100 %-ot feltüntető helyénél olvasható le, tehát a leosztás tízszeres skálanyújtásnak lehetne felfogható. Az ily módon tízszeresre vehető pontosságnövekedés azonban csak akkor lenne realizálható, ha a tényleges skálahosszban kifejezett leolvasási hiba nem növekedne meg. Ebben az esetben ugyanis a hibafüggvény 0,10 T alatti értékei tizedrészükre csökkennének. Mivel azonban az elektromos rendszer elégtelen érzékenysége következtében az indikálási hiba a főkapcsoló 0,1 állásánál megkétszereződik, a leosztás használatával nem érhető el a várt pontosságnövekedés, hanem a normál hibafüggvény 0,10 alatti transzmisszióleolvasásoknál csak mintegy ötödrészt csökken. Az indikálási hiba csökkentésének területén a jövőben esetleg nagy fejlődés várható a készüléktervezés megjavításával.

Olyan rendszerek mérésénél, amelyek nem követik az abszorpció törvényét, a fenti hibafüggvény és az optimális pontosságú skálaszakasz némiképpen módosul. Az alábbiak során rámutatunk majd a jelenségek okaira és a hibafüggvényt ilyen esetekre nézve is levezetjük.

A fenti megfontolásokból az derül ki, hogy fotométeres méréseink pontosságát az abszolút mérőmódszer alkalmazásánál nem növelhetjük egy bizonyos határon túl; méréseink pontosságának háttárt szab készülékünk érzékenysége. Ezt pedig csak igen nagy nehézségek árán tudnánk fokozni. ΔT további csökkentése a túlzott skálaméret és az elektromos rendszer instabilitása miatt nem áll módunkban.

Transzmisszióviszony mérésének pontossága

Vegyük szemügyre a koncentráció mérésének egy olyan módszerét, amikor a transzmisszióskála egységének, a teljes átbocsátásnak /100%/ beállítását nem oldószerezrel, hanem ismert, c_1 koncentrációju oldattal végezzük el és ehhez képest mérjük egy c_2 koncentrációju - és rendszerint valamivel töményebb - oldat fényátbocsátását. Ekkor

$$T_1 = \frac{I_1}{I_0} = 10^{-abc_1}$$

$$T_2 = \frac{I_2}{I_0} = 10^{abc_2}$$

$$T_r = \frac{I_2}{I_1} = 10^{-ab / c_2 - c_1 /} \quad //4/$$

A leolvasott transzmissziót a két oldat koncentrációjának a különbsége fogja megszabni, az extinkció pedig egyenes arányos $/c_2 - c_1/$ -gyel. Jóllehet a készülékkel most is ugyanakkora dE , tehát azonos dc különbséget tudunk érzékelni, mint az abszolút eljárásnál, a mérés relatív hibája azonban a koncentráció megnövekedése miatt jóval kisebb lesz. Ennek megvilágítására tegyük fel például, hogy egy fényelnyelő anyag koncentrációját az abszolút módszerrel 0,2 g/l koncentráció környezetében 0,002 g/l pontossággal tudjuk megállapítani. Ha összehasonlító oldatként 1,8 g/l koncentrációju oldatot választunk és ehhez mérjük egy 2,0 g/l koncentrációju

oldatnak a fényelnyelését, a mérés kivitelezésének pontossága pedig nem változik, akkor a koncentrációmérés relatív hibája most nem 1, hanem csak 0,1% lesz.

A relatív elnyelés-mérés hibájának megformulázásánál, eltérést nem mutató rendszerek esetében a következőképen járhatunk el. A /4/ egyenletbe vezessük be a koncentrációviszonyt, α -t:

$$\alpha = \frac{c_2}{c_1} \quad /5/$$

fejezzük ki $c_2 - c_1$ -et α -val:

$$c_2 - c_1 = c_1 / \alpha - 1/$$

Ekkor az /4/ egyenlet alakja:

$$T_r = \frac{I_2}{I_1} = 10^{-abc_1} (\alpha - 1)$$

innen:

$$\alpha = 1 - \frac{1}{abc_1} \log \frac{I_2}{I_1} \quad /6/$$

Az /5/ egyenletből

$$d\alpha = \frac{1}{c_1} dc_2$$

$$\frac{d\alpha}{\alpha} = \frac{dc_2}{c_2}$$

vagyis látjuk, hogy a koncentrációviszony hibája megegyezik az összkoncentráció relatív hibájával. A /6/ egyenletből differenciálással kapjuk:

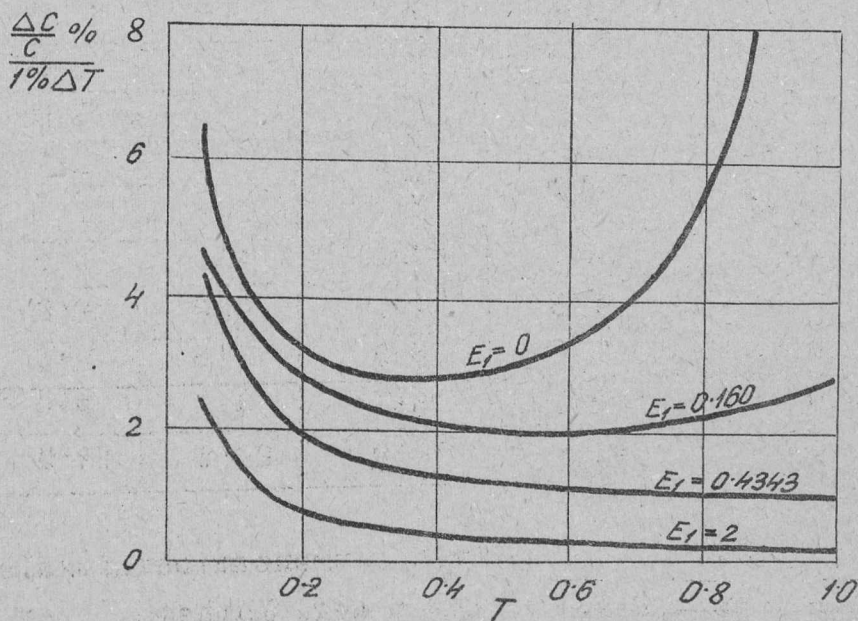
$$d\alpha = \frac{-0.4343}{abc_1} \frac{d T_r}{T_r}$$

és a relatív hiba:

$$\frac{d\alpha}{\alpha} = \frac{dc_2}{c_2} = \frac{-0.4343 d T_r}{T_r (E_r + E_1)} \quad /7/$$

Látjuk, hogy a transzmisszióviszony mérésének relatív hibája szintén függvénye a készüléken leolvasott skálaosztásnak;

függ T_r értékétől. dT_r értéke megegyezik az abszolút eljárás indikálási hibájával. A képletben azonban az összehasonlítónak használt, ismert koncentrációju oldat extinkciója is szerepel, mégpedig a tört nevezőjében. Ebből már kvalitatíve is arra következtethetünk, hogy minél töményebb oldatot használunk a teljes transzmisszióskála beállítására, méréseink hibája annál kisebb lesz. Nézzük meg azonban, hogy most milyen skálaleolvasásnál lesz a relatív hiba minimális? Evégett a 3. ábrában feltüntettük a /7/ képletben szereplő $0,4343/T_r/E_r + E_1$ tört értékeit, különböző extinkcióju összehasonlító oldat használata esetén.



3. ábra

Az ábrán feltüntetett görbéből látható, hogy az összehasonlító oldat extinkciójának növekedésével a skála egységnyi végéhez közeledő területen a hiba rohamosan csökken. A skála egységnyi végénél már 0,160 extinkcióju összehasonlító oldat használata esetén a hiba az abszolút módszer minimális hibájának értéke alá csökken és 0,4343 extinkciónál töményebb oldatok használatánál a minimális hiba mindig 100%-nak megfelelő skálosztásnál jelentkezik. Az abszolút módszerrel szemben tehát relatív elnyelésmérésnél akkor követünk el minimális hibát, ha $T_r = 100\%$, vagyis a mérendő oldat fényáteresztése éppen megegyezik az összehasonlító oldat fényátbocsátóképességével $/E_1 > 0,4343$ esetén!/.

A Beckman spektrofotométerrel elérhető hibaértékeket tünteti fel az I. táblázat. Az első oszlopban a készüléken leolvasott extinkciók szerepelnek, a második oszlop pedig azon

I. táblázat

Extinkció leolvasás	ΔE 0.2% ΔT esetén	$\Delta E/E.1000$	$\Delta E/E.1000$			
			$E = 0.434$	$E = 1.0$	$E = 2.0$	$E = 4.0$
0.00	0.0009	∞	2.00	0.87	0.44	0.22
0.10	0.0011	10.9	2.04	0.99	0.52	0.27
0.20	0.0014	6.9	2.2	1.15	0.63	0.33
0.30	0.0017	5.8	2.4	1.33	0.75	0.40
0.40	0.0022	5.6	2.6	1.5	0.83	0.48
0.434	0.0024	5.4	2.7	1.6	0.97	0.53
0.50	0.0028	5.5	2.9	1.8	1.1	0.61
0.60	0.0035	5.8	3.3	2.2	1.3	0.75
0.70	0.0044	6.2	3.8	2.6	1.6	0.93
0.80	0.0055	6.9	4.5	3.0	2.0	1.1
0.90	0.007	7.7	5.2	3.6	2.4	1.4
1.00	0.009	8.7	6.1	4.3	2.9	1.7
2.00	0.087	44.0	36.0	29.0	22.0	15.0

extinkcióhibákat tünteti fel, melyek a transzmisszióskála 0,2%os leolvasási hibájának felelnek meg. Látható, hogy az extinkcióleolvasás hibája a skála mentén egyre nő. Teljesen érthető ez, ha visszaidézzük az extinkcióskálának a transzmisszióskálához való viszonyát; a logaritmikus lépték miatt az előbbi skála a nagyobb értékeknél egyre jobban összeszorul. A harmadik oszlop tartalmazza a relatív hibát abszolút elnyelés-mérés alkalmazása esetén. Az utolsó négy oszlop a relatív hiba értékeit tünteti fel azokra az esetekre, amikor az összehasonlító oldat extinkciója rendre 0,4343, 1,0; 2,0 és 4,0. A hiba 1,0 extinkcióju oldat használata esetén hatodára, 2,0-nél tizenkettőre és 4,0 extinkcióju oldat alkalmazásánál huszónötödére csökken.

A differenciálmódszer alkalmazásával elérhető pontosságnövekedés a /7/ hibafüggvény segítségével meg is becsülhető, ha ismerjük az összehasonlító oldat extinkcióját. Ha mérendő ol-

datunk fényelnyelése megegyezik összehasonlító oldatunkéval, vagyis $T_1 = T_2$ esetben, a differenciálmódszer hibája a /7/ egyenlet értelmében $0,4343 \Delta T/E_1$, mivel $T_r = 1$ és $E_r = 0$. Összehasonlító oldatunk mérésével tehát a hiba értéke, s ezáltal az abszolút módszerrel szemben elért pontosságnövekedés kiszámítható. A pontosságnövekedést az $E_1 \cdot 272/0,4343$ képlet adja meg. Tulnaggy extinkciók közvetlen mérése azonban nehézségekbe ütközik. Lehetséges azonban a hibabecslés szempontjából elegendő pontossággal tájékozódni összehasonlító oldatunk fényelnyelése felől a résnyitások alapján. Ha monokromátorunk be- és kilépő résszélessége egyenlő, akkor a monokromátoron különböző résnyitások mellett áthaladó fényintenzitások viszonya a résnyitással a következő kapcsolatban van:

$$\frac{I_2}{I_1} = \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^r \quad /8/$$

r értékét a következő módon lehet kísérletileg meghatározni [7]: egy elég tömény oldatot helyezünk a fény útjába, majd a rések nyitásával a készüléket 100% fényátbocsátásra állítjuk be. Ezután a rések szűkítésével leolvassuk a transzmisszióskála azon értékeit, melyek az egyensúly visszaállításához szükségesek. Ha a leolvasott transzmisszió értékeket a résnyitással szemben log-log grafikonban tüntetjük fel, a kapott egyenes hajlásszöge r értékét adja meg. Helyesen fókuszált monokromátornál r értéke 2, vagyis a fényintenzitás a résszélesség négyzetével egyenesen arányos.

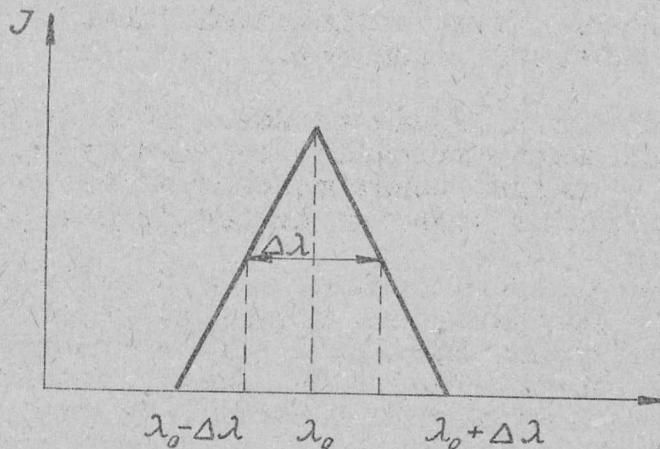
Ha ezután lemérjük az oldószer, majd a nagy fényelnyelésű összehasonlító oldat 100%-ra állításához szükséges résszélességeket, kiszámíthatjuk, hogy oldatunk hányfoldos fénygyengítést okoz. Például, ha az oldószert 0,01 mm-es szélességű réssel lehet kompenzálni, az összehasonlító oldat ugyanekkora fény mennyiséget pedig csak 1,0 mm-es résnyitással szolgáltat, akkor - mivel a réseken átmenő fényintenzitások viszonya $1:100^2$ - az összehasonlító oldat extinkciója éppen 4.

A transzmisszióviszony mérésének módszerével tehát annál nagyobb pontosságot lehet elérni, minél nagyobb az összehasonlító oldat fényelnyelése és az elérhető pontosságot látszólag

csak a készülék azon képessége korlátozza, amellyel a nagy fényelnyelésű oldat 100%-skálaosztásra állítható. Nagy fényelnyelésű oldatnak a transzmisszióskála 100 %osztására való állításához elvileg a következő lehetőségek állnak rendelkezésünkre: 1. diafragma nyitása, 2. a fényforrás intenzitásának növelése, 3. a készülék elektromos érzékenységének fokozása, vagy 4. a monokromátor réseinek nyitása. Mivel készülékeinknél az első két lehetőség legtöbbször elesik, az elektromos érzékenység pedig a pontos indikálhatóság - vagyis minél kisebb ΔT -érdekében már maximálisan felfokozott és csak kis tartományban változtatható, kénytelenek vagyunk a nagyobb fényerőt a felbontás rovására, a rések nyitásával elérni. Jó felbontású spektrofotométernél bátran megtehetjük ezt akkor, ha széles elnyelési sávval bíró vegyület mérése a feladatunk. Keskeny elnyelési sávval bíró vegyület esetén, amikor az elnyelési együttható hirtelen változik a hullámhosszal, azonban hamar olyan résszélességeket érünk el, melyeknél eltérést, deviációt tapasztalunk az abszorpciós törvénytől.

Hogyan érinti méréseink pontosságát a Lambert-Beer törvénytől mutató eltérés? Legelső sorban is tisztában kell lennünk a véges rés okozta deviáció természetével. Koncentráció-méréseinket általában a mérendő vegyület elnyelési maximumának hullámhosszánál, vagy legalábbis ennek közelében szoktuk elvégezni. A méréshez szükséges fényenergia előteremtése végett spektrofotométereinket - még néha az abszolút mérő módszer alkalmazásánál sem - tudjuk maximális felbontóképességén, vagyis minimális résszélességgel működtetni. A rés szélességétől és prizmás felbontórendszer esetén, a készülék diszperziójától függően, a monokromátoron változó hullámhosszintervallumu spektrumtartomány halad át. Az átmenő hullámsáv intenzitáseloszlása abban az esetben, ha a monokromátor be- és kilépő réseinek szélességét azonosnak tartjuk, egyenlőoldalu háromszöggel ábrázolható [20], /4.ábra/.

$\Delta \lambda$ -t átmenő félsáv szélességnek, vagy névleges sáv szélességnek nevezzük. Ez azon két hullámhossz különbsége, mely hullámhosszoknál mutatkozó intenzitás fele a maximális intenzitásnak. Ha a rés szélességét kétszeresére növeljük, a készüléken áthaladó hullámhosszintervallum is kétszeresére nő, de egyúttal



4. ábra

/kis résnyitások esetén/ a háromszög magassága is megkétszereződik. Ez a magyarázata az intenzitás-résszélesség négyzetes összefüggésének.

Ha λ_0 , a készüléken beállított hullámhossz megegyezik a vegyület elnyelési maximumával és $\Delta\lambda$, a névleges sáv szélesség a vegyület elnyelési sávjának szélességéhez képest kicsi, úgy nem tapasztalunk eltérést az abszorpciós törvénytől; az extinkció-koncentráció diagramm egyenes. Ha azonban $\Delta\lambda$ eléri a vegyület elnyelési sávjának szélességét, vagy azt túlhaladja, akkor a kettő arányától függően egyre növekvő mértékben eltérést tapasztalunk az abszorpciós törvénytől. Az eltérés olyan irányu, hogy nagyobb koncentrációknál az extinkció nem nő arányosan a koncentrációval, hanem azonos koncentrációnövekedés egyre kevesebb extinkciónövekedést eredményez /negatív deviáció/.

Véges, $\Delta\lambda$ hullámhossztartományban végrehajtott elnyelés-mérésnél ugyanis a spektrofotométerrel mérhető extinkciót a következő kifejezés adja:

$$E = -\log \frac{\int_{\lambda_0}^{\lambda_{\infty}} (E)_{\lambda} (M)_{\lambda} (S)_{\lambda} (t_1)_{\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_0}^{\lambda_{\infty}} (E)_{\lambda} (M)_{\lambda} (S)_{\lambda} (t_0)_{\lambda} d\lambda}$$

ahol, E, M, és S a fényforrás intenzitása, a monokromátor fényátbocsátása és az észlelőberendezés érzékenysége a sáv egy infinitézimális hullámhossztartományában. Ugyanitt az oldat, ill. az oldószer fényátbocsátást a t_1 , ill. t_0 kifejezés jelöli. Ha hasonló kifejezés írható fel relatív elnyelés-mérés esetén is, ekkor a képletben t_2 , ill. t_1 szerepel.

Ha tényleges mérésünknel a $\Delta\lambda$ intervallumot csaknem nullára tudnánk csökkenteni, akkor a sugárzás csaknem monokromatikus lenne és az extinkciót, vagy extinkciókülönbséget a $-\log t_1/t_0$, ill. $-\log t_2/t_1$ kifejezés adná meg.

Másrésről, ha az integrálban szereplő kifejezéseket helyesen kiértékeljük, a mért extinkciót két részre tudjuk bontani: egy igazi értékre - melyet tehát monokromatikus sugárzás használatára esetén mérhetnénk - és egy deviációs kifejezésre.

A probléma megoldásával számos szerző foglalkozott. Az integrálban szereplő kifejezéseket valamennyien közelítő függvényekkel helyettesítették. EBERHARDT [21] a monokromátor által áteresztett sáv háromszögalakját /4. ábra/ használja, de a prizma diszperziója miatt korrigált formában. Az $/E/\lambda \cdot /S/\lambda \cdot /t_0/\lambda$ kifejezést, mivel ennek értéke a hullámhosszúsággal lassan változik, lineáris függvénnyel helyettesíti, míg az oldat áteresztését olyan exponenciális függvénnyel pótolja, melynél az elnyelési együtthatónak a hullámhosszal bekövetkező változását másodfokú kifejezéssel közelíti meg. EBERHARDT formulája lehetővé teszi az extinkciók kiszámítását, a résszélességek függvényében, s ezáltal - zérus szélességű résnyitásra extrapolálva - a valódi extinkció kiszámítását. Más szerzők képletei a vegyület elnyelési sávjának algebrai kifejezésében térnek el ettől. PHILPOTTS, THAIN, és SMITH [22] a spektroszkópiában elfogadott GAUSS-féle haranggörbét alkalmazza és az elnyelési együtthatót ők az

$$a = a_{\max} \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{l} \right)^2}$$

képlettel fejezik ki, melyben l az elnyelési sáv inflexiós pontjai $/a = 0,6064 a_{\max}/$ közötti távolság fele. ROBINSON [23] viszont az

$$a = \frac{A}{1 + \nu^2}$$

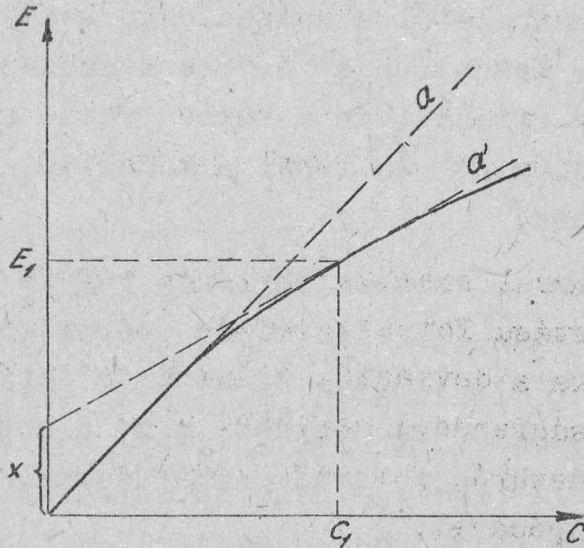
kifejezést használja a vegyület elnyelési sávjának alakjára, ahol A az önkényesen megválasztott sáv szélesség és ν a hullámszám.

HARDY és YOUNG [24] az integrálokat Fourier-transzformációval és Taylor sorbafejtéssel alakította át. Megoldásuk teljesen általános, de matematikailag nagyon bonyolult.

Olyan oldatok koncentrációmeghatározásánál, melyek véges rés okozta deviációt mutatnak, a deviáció hatását egyszerűen számbavehetjük; a mérések során állandó résszélességet használunk és az extinkció-koncentráció diagrammot - az u.n. kalibrációs görbét - konstans résszélesség használatával felvesszük. A továbbiak során kötelezően az adott résszélességgel végezzük el méréseinket. Az abszorpciós spektrofotometriának szerkezetkutatásánál való alkalmazása esetén, mikor adott vegyület adott

töménységű oldatának, adott hullámhossznál mutatkozó tényleges fényelnyelését kell mérnünk, csak a fent tárgyalt matematikai approximációk használhatók. Azonban egyszerű koncentrációmérésnél is figyelembe kell vennünk a véges rés okozta deviációnak a mérés pontosságára gyakorolt hatását.

Tegyük fel, hogy a véges rés okozta deviáció az 5. ábrán látható módon következik be. A mért extinkció és a koncentráció



5. ábra

közti összefüggés kis koncentrációknál lineáris, az összefüggést ezen a szakaszon egyenes ábrázolja, az $a = \Delta E / \Delta c$ elnyelési együtthatónak megfelelő hajlásszöggel. Az a elnyelési együttható értéke egy bizonyos koncentrációig állandó. Magasabb koncentrációnál azonban a görbe jelentős mértékben eltér a lineáris összefüggéstől. Az összefüggést a koncentrációtengely felé hajló görbe ábrázolja. Egy bizonyos c_1 koncentrációnál az extinkció E_1 . E pontban a görbe érintője egy látszólagos elnyelési együtthatónak, a' -nek felel meg. Ezt az elnyelési együtthatót nyilván csak nagyon kis koncentrációintervallumban használhatjuk c_1 kis környezetében. A tárgyalásnál az oldat rétegvastagságát egységnyinek vesszük.

Látható, hogy a koncentráció növekedtével a látszólagos elnyelési együttható egyre csökken. Ez pedig azt jelenti, hogy adott extinkciókülönbségnek egyre nagyobb koncentrációváltozás felel meg. A deviáció következtében tehát a mérés relatív hibája tetemesen megnőhet.

Az ilyen eltérést mutató rendszerek hibafüggvénye az abszolút elnyelésmérés módszerénél:

$$\frac{dc}{c} = \frac{-0.4343}{T \cdot E} \cdot \frac{\bar{a}}{a'}$$

A képlet az eltérést nem mutató rendszerek hibafüggvényétől csak az \bar{a}/a' kifejezésben tér el. \bar{a} az átlagos elnyelési együttható, az "átlag hajlásszög", vagyis egy integrációs érték a kalibrációs görbének egy bizonyos, a nullától a szóbanforgó koncentrációig terjedő intervallumában. Kezdetben a' értéke megközelíti az átlagos elnyelési együttható értékét, de a koncentráció növekedésével értéke erősebben csökken, mint \bar{a} , tehát a módosító \bar{a}/a' tört értéke egynél nagyobb lesz.

A szokásos, oldószerral szemben történő, vagyis abszolút elnyelésmérésnél jó felbontású fotoelektromos spektrofotométer használatával általában ritka a deviáció. Szinszűrős fotométerek átmenő sávja kb. egy nagyságrenddel nagyobb, mint a spektrofotométereké. Érthető, hogy szinszűrős fotométereknél sokkal inkább számíthatunk deviáció fellépésével.

A differenciál-fotometria hibafüggvénye eltérést mutató rendszerek mérésénél

A relatív elnyelésmérés módszere egy E_1 extinkcióju oldatot használ a 100%-os fényátbocsátás beállítására és egy E_2 extinkcióju oldatot mér. Az előző tárgyalás során láttuk, hogy helyes kivitelezésnél, a minél nagyobb pontosság elérése érdekében $\alpha = c_2/c_1$ alig valamivel nagyobb mint egy; tehát a két extinkció igen közel esik egymáshoz. E_1 -et eltérést mutató rendszernél az 5. ábra alapján két részből tehetjük össze: az egyik az $a' \cdot c_1$ szorzat, a másik - az ábrán X -szel jelölt rész - $E_1 = a' \cdot c_1$ -gyel egyenlő. A geometriai szerkesztésből következik, hogy X olyan mértékben növekszik, amilyen mértékben a görbe eltér a lineáris összefüggéstől. Szélsőséges esetben az eltérés olyan nagy lehet, hogy a görbe párhuzamossá válik a koncentrációtengellyel; ekkor X és a mért extinkció értéke megegyezik, az $a' \cdot c_1$ szorzat értéke pedig zérus.

Más szavakkal: a koncentráció további növelése már nem eredményez extinkciónövekedést. Nyilvánvaló, hogy ebben az esetben a $\frac{dc}{c}$ relatív hiba végtelen nagy.

Transzmisszió viszony mérésének relatív hibáját a /7/ képletéhez hasonló levezetéssel nyerjük:

$$\frac{dc_2}{c_2} = \frac{-0.4343 d T_r}{T_r (E_r + E_1 - X)}$$

$$\text{Mivel } X = E_1 - a'c_1$$

$$\frac{dc_2}{c_2} = \frac{-0.4343 d T_r}{T_r (E_r + a'r_1)}$$

/8/

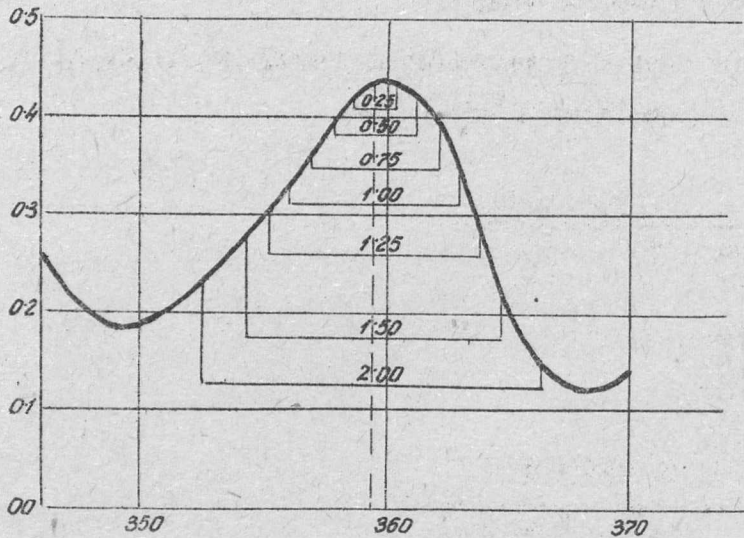
Ha az összehasonlító és a mérendő oldat csaknem egyenlő koncentrációju, T_r közelítőleg 1, E_r gyakorlatilag zérus, következésképp a nevező értéke $a'c_1$ lesz. Érdeklünk az, hogy ez utóbbi mennyiséget lehetőleg maximális értéken tartsuk, mert ekkor lesz a relatív hiba minimális. Visszaemlékezve arra, hogy a' a látszólagos elnyelési együttható, a koncentráció emelésével egyre csökken, érthetővé válik, hogy az $a'c$ szorzat a koncentráció növekedésével nem nő állandóan, hanem egy maximumot elérve, esetleg csökkenhet.

A relatív elnyelés-mérés módszerének használatánál tehát igen fontos, hogy kísérletileg megállapítsuk az $a'c$ szorzat maximális értékét biztosító koncentrációterületet, amely így a legpontosabb koncentrációmeghatározást teszi lehetővé.

Az optimális koncentráció kísérleti meghatározása legegyszerűbben egy HISKEY [8] nyomán vett gyakorlati példa tárgyalásával tehető teljesen világossá.

A 6. ábrán az antracén közeli ultraibolya elnyelési szinképe látható, melyet Beckman spektrofotométerrel vettek fel. Az oldószer benzol. Az elnyelési sáv eléggé keskeny, maximuma 359,5 μ . Az ábrán a spektrumra szuperponáltuk a használt résnyitásoknak megfelelő átmenő sáv szélességeket. Jól látható, hogy ez már a legkisebb résnyitás használatakor is megközelíti a vegyület elnyelési sávjának szélességét, s így különösen nagyobb résszélességek

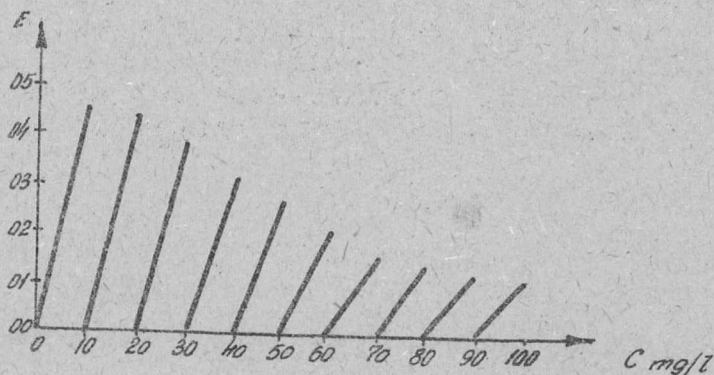
esetén már jelentős eltérést várhatunk az abszorpciós törvény-
től.



6. ábra
Antracén elnyelési görbéje

A a' látszólagos elnyelési együtthatónak a koncentráció nö-
vekedésével bekövetkező változását kísérletileg a következő módon
lehet mérni: A mérendő anyagból olyan oldatsorozatot készítünk,
hogy az oldatok koncentrációja számtani haladvány szerint növeked-
jék, antracénből 0-100 mg/l intervallumban 2,5 mg/l-enként növeked-
ő koncentrációju oldatokat. Az oldatok extinkcióját először oldó-
szerrel szemben kezdjük mérni. Mikor utoljára mért oldatunk ex-
tinkciója eléri a 0,43 körüli értéket /jelen példánkban 10 mg/l-
nél/, ezt az oldatot tesszük az oldószer helyébe és ehhez az ol-
dathoz mérjük a nálánál töményebb oldatok fényelnyelését. Ezt az
eljárást mindaddig folytatjuk, míg a 90 mg/l koncentrációju oldat-
hoz mérjük a 90-100 mg/l közti koncentrációju oldatokat. A méré-
sek eredményét a 7. ábra tünteti fel.

Bármelyik 10 mg-os koncentrációintervallumban a' értékét
megkapjuk, ha a mutatkozó maximális extinkciókülönbséget eloszt-
juk a koncentrációintervallummal. A 7. ábrában az egyes inter-
vallumokhoz tartozó maximális ordinátaértékek erős csökkenéséből
látható, hogy a látszólagos elnyelési együttható értéke erősen
változik. a' ezen értékeit véve most már lehetséges az a'c



7. ábra

A látszólagos elnyelési együttható változása a koncentrációval

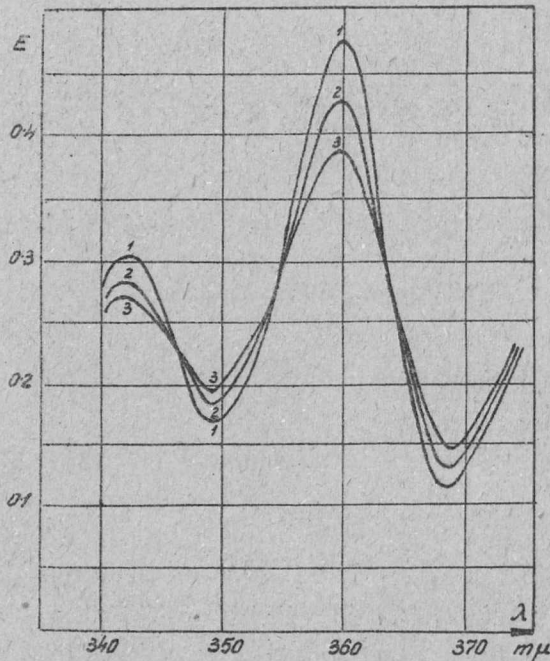
szorzatok értékét kiszámítani az adott rendszerre. A számításokat a II. táblázat tartalmazza.

II. táblázat

c_1 mg/l	a'	$a' C_1$
0	0.046	
10	0.044	0.44
20	0.039	0.78
30	0.031	0.93
40	0.027	1.08
50	0.020	1.00
60	0.015	0.90
70	0.014	0.98
80	0.012	0.96
90	0.011	0.99

A mérés legpontosabban abban a koncentráció-intervallumban hajtható végre, ahol $a'c$ értéke maximumot mutat; jelen esetben 40 mg/l koncentrációnál. A koncentráció további növelése csak felesleges felbontás-veszteséget okoz, s emellett a hibát is növeli. Egyes esetekben még célszerűbb, ha összehasonlító oldatnak valamivel alacsonyabb koncentrációju oldatot használunk, ugyanis az $a'c$ szorzatok értéke 20 mg/l koncentráció felett már nem emelkedik számottevően, viszont a rés nyitása esetleg idegen anyag elnyelési sávjának zavarását vonja maga után.

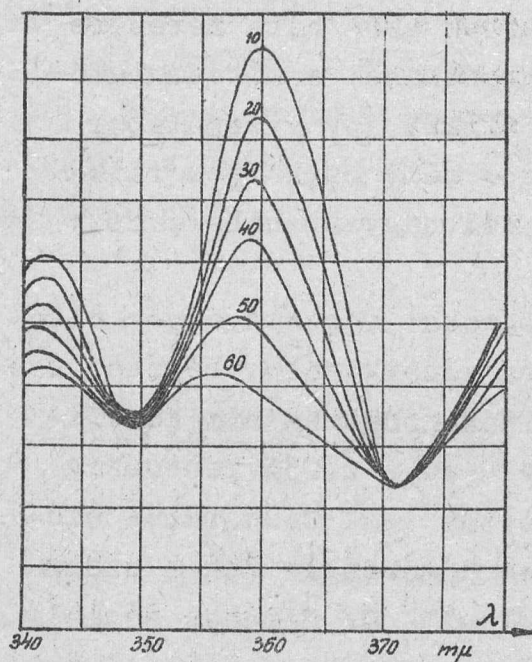
A 7. ábrán látható jelenség okainak magyarázata abban található, hogy relatív elnyelésmérésnél, ahol az összehasonlító oldat kompenzálását a rés nyitásával végezzük, a véges rés okozta deviáció természete lényegesen különbözik az abszolút mérőmódszernél, állandó résnyitás mellett jelentkező eltéréstől. A magyarázatot az átmenő sáv sajátos energiaeloszlásában találhatjuk meg. Igen jól szemléltetik ezt az antracénnek a kétfajta mérési módszerrel felvett szinképei is. A 8. ábrán



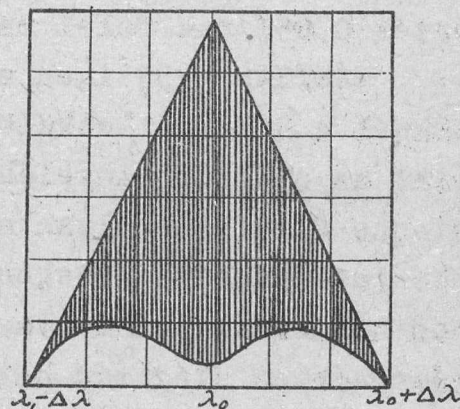
8. ábra

az oldószerhez felvett spektrumok láthatók, az 1., 2. és 3. görbéket egyre növekvő résnyitással vették fel. Az első görbe közelítőleg megadja a tényleges extinkció értékeit, mivel a résszélesség a lehető legkisebb volt. A résnyitás növelésével /2. és 3. görbe, 8. ábra/ elnyelési maximumban alacsonyabb, elnyelési minimumban magasabb értékek adódtak. A 9. ábra egymás alatt látható extinkciós görbéi oly módon készültek, hogy növekvő koncentrációjú oldatokat használtak összehasonlító oldatként /a legfelsőnél oldószer, majd 10, 20, 30, stb. mg/l koncentrációjuakat/ és ezekhez az oldatokhoz képest 10 mg/l-el töményebb oldatok spektrumait mérték. A spektrumok pozitív deviációjú helyet nem mutatnak, növekvő résnyitáskor ellenben egyre csökken a maximumban az elnyelési együttható értéke, s emellett a másik maximum a rövidebb hullámhossz felé tolódik el.

Az a nagy különbség, mely a 9. ábra görbéinek az oldószerrel szemben felvett spektrumokkal való összehasonlításnál szembe-tűnő, abból adódik, hogy az extinkciókülönbséget ábrázoló görbék felvételénél a monokromátornak a fényelnyelő oldat által módosított átmenő sávját használtuk fel. Az összehasonlító fény-utban lévő oldat az átmenő sáv háromszögalakját eltorzítja, a 10. ábrán látható módon. A háromszög vonalkázott területének megfelelő fényintenzitást az összehasonlító oldat elnyeli és az átmenő fényintenzitás nem a beállított hullámhossznál, az



9. ábra



10. ábra

elnyelési maximumban lesz maximális, hanem ettől eltérő hullámhosszaknál, vagyis a méréshez inkább olyan hullámhosszúságú sugarakat használunk, amely a beállított λ_0 hullámhosszúságtól eltér. Ez a jelenség pedig az elnyelési sávban a mért extinkció erős csökkenését okozza.

A differenciál-fotometria gyakorlati kivételzésénél tehát a következő szempontokat kell szem előtt tartani:

1. összehasonlító oldatként minél töményebb oldat alkalmazása.
2. A mérendő és az összehasonlító oldatnak közel azonos fényelnyelése legyen.

Az első szempontnál természetesen figyelembe kell venni azt, hogy töményebb oldatok kompenzálásához szükséges nagy résszélességek az elmondottak szerint méréseink pontosságát is befolyásolják, s ezért mindig meg kell keresni az összehasonlító oldatnak használható optimális koncentrációterületet.

A módszerrel elérhető pontosság - hacsak nem a készülék által szolgáltatott szinképtartomány szélső területein dolgozunk - olyan nagy, hogy fokozott gondot kell fordítani a kémiai műveleteknek és az oldat elkészítésének minden mozzanatára. A higitásokat célszerű súlypipettával készíteni és 0,1% pontosságig kalibrált edényzettel kell dolgozni. Ajánlatos minden mérendő oldatot ugyanabban a mérőlombikban higitani, amelyikben az összehasonlító oldatot készítettük.

Egyes kutatók vizsgálatokat végeztek azon hiba mérésére nézve, amelyet a tömény oldatok alkalmazásánál a törésmutató-, vagy a hőmérsékletkülönbség okozhat. HISKEY [5] vizsgálatai szerint a törésmutató 1 %-os eltérése - mely csak igen ritka esetben várható - nem okozhat 1:2000-nél nagyobb hibát, mely érték 0,05%-nak felel meg.

BASTIAN [25] igen alapos vizsgálatokat végzett egyes oldatoknál a hőmérsékletkülönbség hatására vonatkozóan. Mérései szerint az oldatok elnyelési együtthatóinak hőmérsékleti koefficiense általában olyan nagyságu, hogy 0,10 - 0,05% pontosság elérése érdekében elegendő a két küvetta 1-2° C-on belül azonos hőmérsékleten tartani. A tényleges hőmérsékletnek a szoba-hőmérséklet elég tág határai között /15-25° C/ nincsen észlelhető befolyása. Néhány oldatnak jóval nagyobb hőmérsékleti koefficiense van. Emiatt pl. rézperklorát mérésekor a két küvetta hőfokát $\pm 0,13^{\circ}\text{C}$ -on belül azonos hőmérsékleten kellett tartani $\pm 0,05\%$ pontosság elérésekor.

HISKEY rámutat arra is [5], hogy az abszolút mérések céljára jól megfelelő küvettapárokat újra kell kalibrálni, transzmisszióviszony mérésnél való alkalmazása esetén. Mivel $E=abc$, ezért az extinkció kívánt pontosságu meghatározása végett b értékét, vagyis a küvetta-hosszt, hasonló pontossággal ismernünk kell. A küvetta eltérő rétegvastagsága miatti korrekció azonban kísérletileg is történhet a következő módszerrel: mindkét küvetta ismert koncentrációju /és ismert extinkcióju/ oldatot öntünk, s aztán mérjük a két küvetta között mutatkozó extinkció differenciát. A következő képletet alkalmazhatjuk:

$$E_T = - \log I_2/I_1 = abc_1 / \beta - 1/$$

ahol

$$\beta = b_2/b_1$$

vagyis a két küvetta vastagságának viszonya. Ezt a viszonyt további méréseinknél korrekciós kifejezésként alkalmazhatjuk.

A fenti irányelveknek a szem előtt tartásával az abszolút fotométeres módszer koncentráció-meghatározásának 1%-tól 0,5%-ig terjedő pontosságával szemben transzmisszióviszony méréssel 0,10-0,02% pontosságot lehet elérni. Realizálják ezt az elméleti

pontosságot BASTIAN réz- és nikkelperkloráton végzett mérései [9, 11], valamint HISKEY permanganát- és kromát-meghatározásai [10]. Más szerzőknek szerves vegyületekre vonatkozó, az ultrabolya szinképtartományban végzett elemzése is megközelítik e hibahatárt.

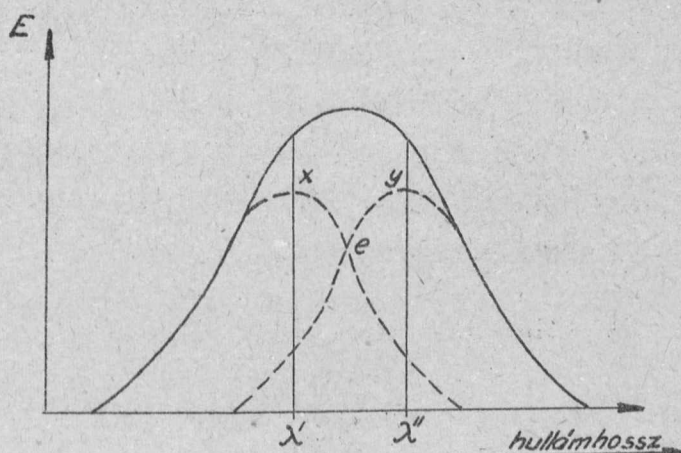
Többkomponensű rendszerek differenciál-módszerrel

történő mérése

A relativ fényelnyelés mérés módszere többkomponensű rendszerek koncentrációjának mérésére is alkalmazható, s általa tekintélyes pontosságnövekedés érhető el. A többkomponensű rendszerek differenciál-módszerrel történő mérésének elvi alapjait HISKEY és FIRESTONE [12] dolgozta ki. Megfontolásaik rövid összefoglalását az alábbiakban ismertetjük.

Ha közös oldatban két olyan komponens van, amelyeknek abszorpciós sávja nem fedi át egymást, a két komponens akár abszolút, akár relativ módszerrel úgy mérhető, mintha külön oldatban lennének jelen. Ha azonban elnyelési sávjaik átfedik egymást, akkor egyidejű spektrofotométeres meghatározásukkor a számítások során ezt figyelembe kell venni.

Két komponens elnyelési görbéjének idealizált alakját a 11. ábrán láthatjuk feltüntetve. Az összefüggő vonal ábrázolja



11. ábra

a keverék fényelnyelését, míg a két szaggatott görbe az x és y komponensek egyedi extinkciós görbéje. Bármely hullámhossznál a keverék extinkciója a két egyedi extinkció összege, úgyhogy λ' és λ'' hullámhosszaknál, mely hullámhosszak egybeesnek a két komponens elnyelési maximumával, a következő kifejezések alkalmazhatók:

$$E' = E'_{\cdot x} + E'_{\cdot y} = a'_{\cdot x} c_x + a'_{\cdot y} c_y$$

$$E'' = E''_{\cdot x} + E''_{\cdot y} = a''_{\cdot x} c_x + a''_{\cdot y} c_y$$

A követta hosszúságát egységnyinek vettük. A fenti egyenletekben a ill. c a komponensek elnyelési együtthatóját, ill. koncentrációját jelenti, míg a vesszős indexek a hullámhosszokra vonatkoznak. A két komponens koncentrációját a fenti egyenletrendszer megoldásával kapjuk. c_x -re adódik:

$$c_x = \frac{\frac{E'}{a'_{\cdot x}} - \frac{E''}{a'_{\cdot y}} \cdot \frac{a'_{\cdot y}}{a'_{\cdot x}}}{1 - \frac{a'_{\cdot y}}{a'_{\cdot x}} \cdot \frac{a''_{\cdot x}}{a'_{\cdot y}}}$$

Ha a képletben szereplő mennyiségeket relativ elnyelés-mérés módszerével mérjük, az egyes értékek hibája kb. tizedrésze, mintha ugyanezeket abszolút módszerrel mértük volna. Az elnyelési együtthatók meghatározásának hibája, mivel több extinkciómérésből átlagoljuk, nyilván azonos a két hullámhossznál történő extinkciómérés hibájával. Lehetséges matematikailag levezetni olyan képletet, mely kifejezi c_x hibáját; azonban a kifejezés annyira bonyolult, hogy inkább zavarólag hat és nem segíti elő a többkomponensű rendszerek mérésénél tapasztalható hibaforrások megértését. A lényegesebb szempontokat azonban igen egyszerű megérteni a következő fél-kvantitativ tárgyalásmód segítségével:

c_x értéke kifejezhető a következő két mennyiség különbségeként:

$$c_x = \frac{\frac{E'}{a'_{\cdot x}}}{1 - \frac{a'_{\cdot y}}{a'_{\cdot x}} \cdot \frac{a''_{\cdot x}}{a'_{\cdot y}}} - \frac{\frac{E''}{a'_{\cdot y}} \cdot \frac{a'_{\cdot y}}{a'_{\cdot x}}}{1 - \frac{a'_{\cdot y}}{a'_{\cdot x}} \cdot \frac{a''_{\cdot x}}{a'_{\cdot y}}}$$

Ha az elnyelési sávok átfedése kicsi, akkor a második kifejezés eltűnik, mivel a'_y/a'_x nagyon kicsi. Az első kifejezés számlálója E'/a'_x értékét fogja megközelíteni, mivel a nevező értéke csaknem egy. A koncentrációk mérésének relatív hibája ekkor az egykomponensű rendszerek mérésének hibájával azonos. Ha ellenben az átfedés olyan nagy, hogy például szélőséges helyzetben a két elnyelési maximum egybeesik, akkor a számláló értéke zérus lesz, mivel E' és E'' egymással egyenlő, míg az elnyelési együtthatók hányadosai egyet adnak. A nevező értéke szintén zérus. Az egész kifejezés tehát határozatlanná válik; c_x mérésének relatív hibája ekkor végtelen nagy. Az átfedés közbülső értékeinél az analízis pontossága is a két érték között lesz. Összefoglalóan tehát az abszolút mérés használatakor az analízishiba egy minimális értéktől végtelenig nő, az átfedésmentes állapottól a teljes átfedés esetéig.

Transzmisszióviszony mérésekor a minimális relatív hiba abban az esetben, ha nincs átfedés, $\log e \cdot \Delta T/E$, míg teljes átfedés esetén a hiba szintén végtelen nagy. Vagyis a transzmisszióviszony mérésekor kapott hiba értéke végig az abszolút módszer hibafüggvénye alatt fut és nem teljes átfedés esetén, - amikor a módszer egyáltalában használható - a többkomponensű rendszerek mérése is jelentős pontosság-növekedéssel végezhető el ezzel a módszerrel. A módszer alkalmazhatósága ugyanis csak abban az esetben célszerű, amikor az elnyelési együtthatók viszonya nem haladja meg a 0,5-öt.

A módszer pontossága az együtthatók hányadosának differenciálmódszerrel történő mérésével növelhető. Az együtthatók hányadosait ugyanis sokkal nagyobb pontossággal tudjuk meghatározni az alábbi módszer segítségével, mintha ezeket a tényleges mért elnyelési együtthatókból számítás segítségével kapnánk meg. A gyakorlati kivitelezés elvét könnyen megérthetjük a következő gondolatmenettel: készítsünk a két komponensből különböző, ismert koncentrációjú oldatokat és ezeket a kiszemelt hullámhosszaknál mérjük egymáshoz. A következő egyenletet alkalmazhatjuk az egyik hullámhossznál:

$$E' = a'_y \cdot c_y - a'_x \cdot c_x = a'_x \cdot c_x (\alpha Y' - 1)$$

ahol

$$\alpha = \frac{c_y}{c_x} \quad \text{és} \quad Y' = \frac{a'_x}{a'_y}$$

A képletben azonban még szerepel a'_x , melyet megint csak abszolút módszerrel tudnánk meghatározni. Ha új és új oldatok készítésével a koncentrációk viszonyát sikerülne úgy megválasztani, hogy a két oldat között ne mutatkozzék extinkciókülönbség, akkor az $a'_x c_x$ kifejezéssel átosztva azt kapnánk, hogy

$$\alpha Y' = 1$$

vagyis

$$Y' = \frac{1}{\alpha}$$

Ennek gyakorlati kivitelezése azonban rendkívül hosszadalmas lenne. Megoldható azonban a kérdés úgy, hogy az egyik komponens tömény, állandó koncentrációju oldatához mérjük a másik komponens változó koncentrációju oldatait és a mért extinkciót a koncentrációviszonynak, α -nak függvényében felrajzolva, megkeressük a kapott egyenesen azt a pontot, amely zérus extinkciónak felel meg. Az egyenesnek tehát az α -tengellyel kapott metszéspontja megadja azt a koncentrációviszonyt; melyből Y' értéke kiszámítható.

A többkomponensű rendszerek differenciál-fotométeres mérését többféleképpen lehet kivitelezni. BEROZA [15] állandó összetételű keveréket használt összehasonlító oldatként és u.n. differenciális elnyelési együtthatókkal dolgozik, amelyeket úgy kap, hogy az állandó összetételű elegyéhez ismert-mennyiségű x , majd y -komponenst ad és a kapott extinkciónövekedést osztja a koncentrációnövekménnyel. HISKEY [12] viszont az egyik hullámhossznál az x -komponens tömény oldatát, a másik hullámhossznál az y -komponens oldatát használja fel összehasonlítóknak és a /10/ egyenlet kissé átformált alakjának segítségével, az előbb leírt módszerrel meghatározott elnyelési viszonyokat használja számításainál. Habár HISKEY módszere sokkal frappánsabb, viszont BEROZA eljárása az állandó összetételű keveréknek felhasználása útján - ami állandó résnyitást jelent - az esetlegesen adódó réshibát kiküszöböli.

Ez utóbbi szempont miatt meg kell még emlitenem a transzmisszióviszony mérésének azt a módszerét, amelyet a módszer kidolgozói JONES, CLARK és HARROW [26] "változtatható összehasonlító oldat" módszerének neveznek. A módszer úgy igyekszik maximális pontosságot elérni, hogy az oldatok fényelnyelését az összehasonlító oldat töménységének változtatásával teszi egyenlővé. A gyakorlati kivitelezésre külön apparátusra van szükség ahhoz, hogy az összehasonlító oldat egy keverőedényből állandóan cirkuláljon az egyik küvettán keresztül. Az oldószerhez addig adunk ismert koncentrációjú összehasonlító oldatot, míg extinkciója meg nem egyezik a mérendő oldatával. A módszer pontosságának az oldatkészítés fenti eljárása szab határt, hátránya ezenkívül, hogy kivitelezéséhez célszerű regisztráló spektrofotométert használni. Ennek ellenére ez a módszer figyelmet érdemel.

Összefoglalás: E cikk a spektrofotometria új módszerének, a transzmisszióviszony mérésén alapuló eljárásnak elméleti alapelveit foglalja össze, tárgyalja a módszerrel elérhető pontosságnövekedést és részletezi az eljárás gyakorlati alkalmazásait.

Irodalom:

1. Kortüm, G. *Angewandte Chemie* 50, 193 /1937/
2. Ringbom, A., *Z. anal. Chem.* 115, 332 /1939/
3. Schleicher, A. *Z. anal. Chem.* 125, 385 /1943/
4. Ayres, G. H. *Anal. Chem.*, 21, 653 /1949/
5. Hiskey, C.F. *Trans. N.Y. Acad. Sci.*, 11, 223 /1949/
Hiskey, C.F. *Anal. Chem.*, 21, 1440 /1949/
6. Bastian, B., Weberling R. és Palilla F. *Anal. Chem.*, 22, 160 /1950/
7. Hiskey, C.F., Rabinowitz, J. és Young I.G. *Anal. Chem.* 22, 1464 /1950/
8. Hiskey C.F. és Young, I.G. *Anal. Chem.* 23, 1196 /1951/
9. Bastian, R. *Anal. Chem.*, 21, 972 /1949/
10. Young, I.G. és Hiskey, C.F. *Anal. Chem.* 23, 506 /1951/
11. Bastian, R. *Anal. Chem.* 23, 581 /1951/
12. Hiskey C.F. és Firestone, D. *Anal. Chem.* 24, 342 /1952/
13. Robinson, D.Z. *Anal. Chem.* 24, 619 /1952/
14. Hammer C.F. és Roe, H.B. *Anal. Chem.* 25, 668 /1953/

15. Beroza, M. Anal. Chem., 25, 112 /1953/
16. Hamilton, R.H. Ind. Eng. Chem. Anal. Ed. 16, 123 /1944/
17. Cole, R.J. Opt. Soc. Am. 41, 38 /1951/
18. Gridgeman, N.T. Anal. Chem., 24, 445 /1952/
19. Twyman, F. és Lothian, G.F. Proc. Phys. Soc. /London/
45, 643 /1933/
20. Hogness, Zscheile, F.P. és Sidwell, A.E. J. Phys. Chem.,
41, 394 /1937/
21. Eberhardt, W.H. J. Opt. Soc. Am. 40, 172 /1950/
22. Philpotts, A.R. Thain, W. és Smith P.A. Anal. Chem.
23, 268 /1951/
23. Robinson, D. Z. Anal. Chem., 23, 273 /1951/
24. Hardy, A. C. és Young, F.M. J. Opt. Soc. Am. 39, 265,
/1949/.
25. Bastian, R., Anal. Chem. 25, 259 /1953/
26. Jones, J. H., Clark, G.R. és Harrow, L. S. J. Assoc.
Offic. Agr. Chemists. 34, 149 /1951/.

Érkezett: 1954. június 15.

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

Fotonok számlálása elektronsokszorozóval

Irta: Ádám András és Varga Péter

I.

1.§. A fotomultiplier.

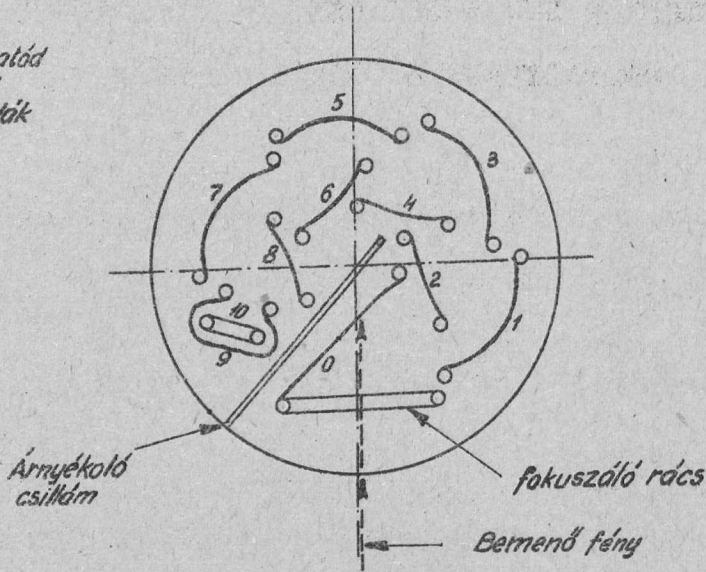
Az utóbbi években széles körben felhasználgják az elektronsokszorozót mind kutatási, mind ipari célokra. Sikerrel használják az elektronsokszorozót szcintilláció segítségével részecske-számlálónak: elektronokat, gammarészecskéket és neutronokat számlálnak segítségével. A fotomultiplier nagyon alkalmas igen kicsiny fényintenzitások mérésére. Rogyionov és Oserovics [1] 10^{-14} - 10^{-15} lumen intenzitású fényt mértek fotomultiplierrel.

Az elektronsokszorozó egy fotokatódból, sokszorozó elektródákból /dinódák/ és anódból áll. A katódból kilépő elektronok az első dinódára jutnak. Itt az elektronok szekundér elektronokat váltanak ki és így a második dinódára több elektron megy. Ez a folyamat ismétlődik meg a többi dinódán is. Ha a szekundér emissziós sokszorozás az egyes dinódákon μ , akkor pl. 10 fokozatu elektronsokszorozó esetén $M = \mu^{10}$ lesz a multiplier erősítése v.i. a katódból kilépő egy elektron hatására $Q = 1,6 \cdot 10^{-19} \mu^{10}$ Coulomb töltés érkezik az anódra.

Mérésünknel RCA-931-A elektronsokszorozót használtunk. Ennél a típusnál az elektronok leképezését a dinódákra az elektrosztatikus tér végzi.

Az elektronsokszorozó megválasztásánál nem volt túl sok választási lehetőségünk, mivel ez volt az egyedüli felhasználható, hozzáférhető típus. A 931-A elektronsokszorozó S-4-es fotokatóddal rendelkezik. Az S-4 fotokatód cézium-antimon felület, normál üvegballonban szinérzékenységi görbéjének kb. 4000 A -nál erős maximuma van. A csőre 1000 V feszültséget adtunk száraz telepből.

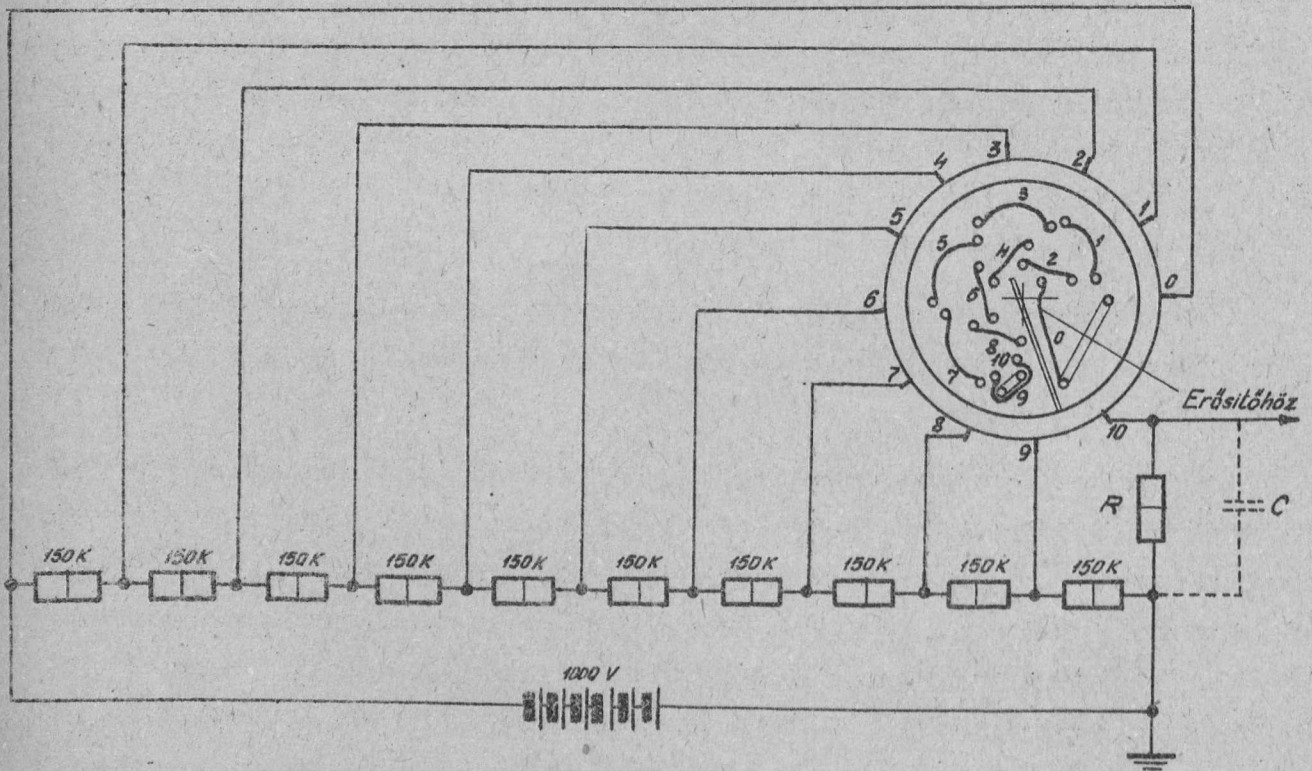
0 fotokatód
10 anód
1-9 dinódák



1. ábra

Elektróda elrendezés a 931-A-nál.

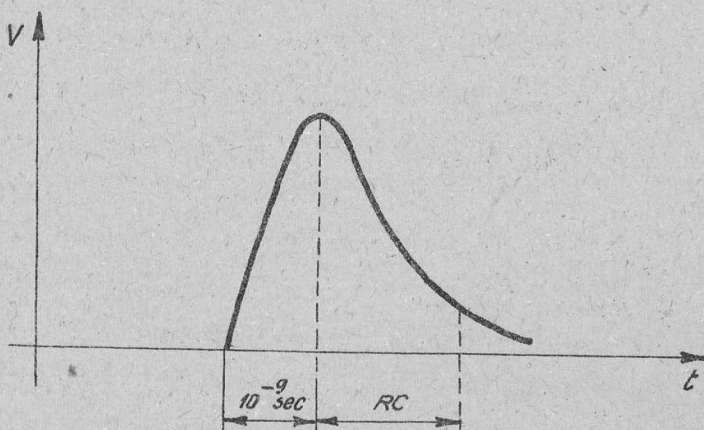
Az egyes elektródák feszültségét egy osztólánccal állítottuk elő. A cső erősítése 100 V elektróda feszültségénél $1-2 \cdot 10^5$ között van. Az érzékenysége $1-2 \text{ A/lumen } 2870^\circ \text{ K}$ színhőmérsékleten.



2. ábra

Multiplier kapcsolása.

A multiplier anódjára érkező töltés a C anód-föld kapacitást $V = Q/C$ feszültségre tölti fel. Ez lesz a feszültséglökés nagysága a multiplier R munkaellenállásán, ha $RC \gg t_n$, ahol t_n a jel növekedési ideje. 931-A elektronsokszorozónál - irodalmi adatok szerint - $t_n \sim 10^{-9}$ sec. C az elektrodaközi kapacitások, a szórt kapacitások, valamint a következő fokozat bemenő kapacitásának eredője. Ha feltesszük, hogy $C = 40$ pF, akkor $V = 4 - 8 \cdot 10^{-4}$ V. A kondenzátor kisülésének idejét R munkaellenállás és a C kapacitás szabja meg. A kisülési időállandó RC . A multiplier anódján megjelenő jel alakja a 3. ábrán látható.



3. ábra

A multiplier impulzusának alakja

2. §. Egyes fotonok számlálása.

A mi célunk egyes fotonok számlálása. Egyes fotonok számlálásánál alapvetően más természetű kérdések jelentkeznek mint integrális áramok mérésénél, illetve mint scintillációs számlálásnál. Ezek a problémák a következők:

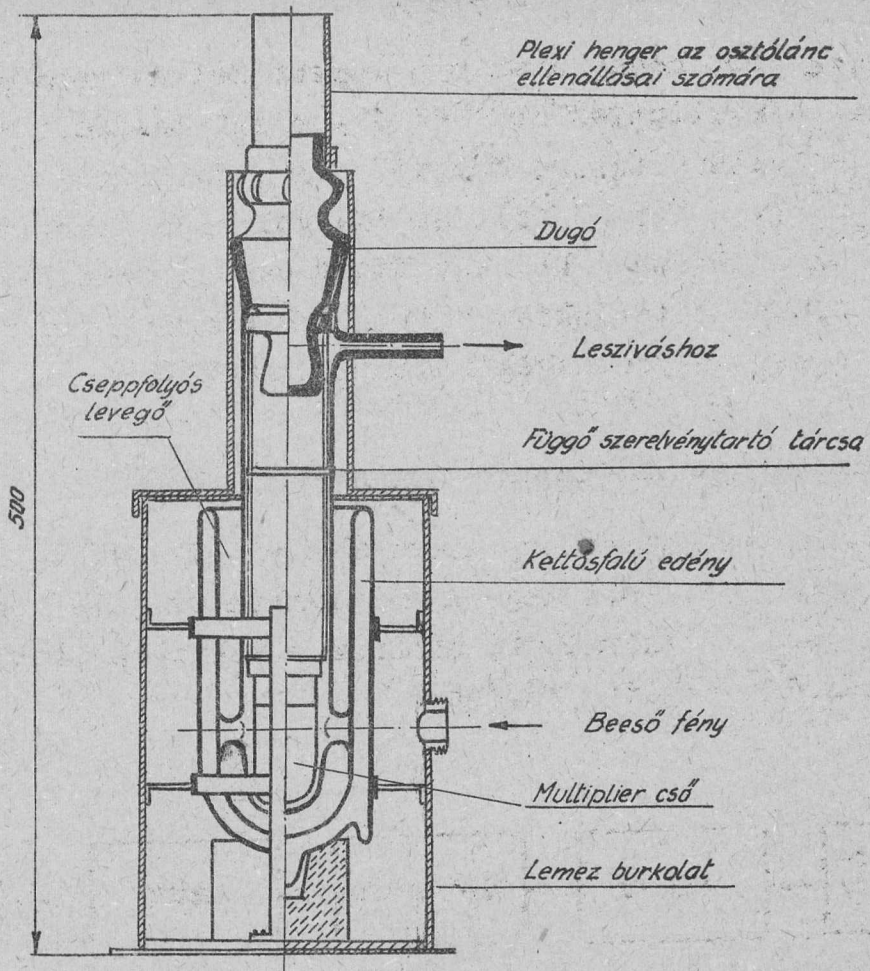
- 1./ A multiplier anódján megvilágítás nélkül is lökések jelennek meg, ezek az u.n. sötétáram impulzusok. Szobahőmérsékleten kb. $10^4 - 10^5$ /sec. Scintillációs számlálóknál az impulzust általában egy fotoncsoport indítja meg, vagyis a fotokatódról nem egy elektron, hanem egy elektronsoport indul el és ezért az anódon megjelenő jel amplitudója nagyobb lesz mint a sötétáram impulzusoké. A sötétáram impulzusok amplitudó diszkriminációval küszöbölhető ki. A mi esetünkben a sötétáram kiküszöbölésére hűtést alkalmaztunk.

- 2./ A fenti kérdéssel függ össze az, hogy a multiplier után egy viszonylag nagyerősítésű elektroncsöves erősítőt kell alkalmaznunk. Így a számolóberendezés sokkal érzékenyebb zavarokra. A berendezés zavarmentessége fontos követelmény, mivel ez a stabil működés egyik lényeges előfeltétele.
- 3./ Számos gyakorlati kérdést vet fel a stabilitás biztosítása. Így a nagyfeszültség stabilitásának, valamint az erősítő, multivibrátorok, scaler, stb. stabil működésének biztosítása.

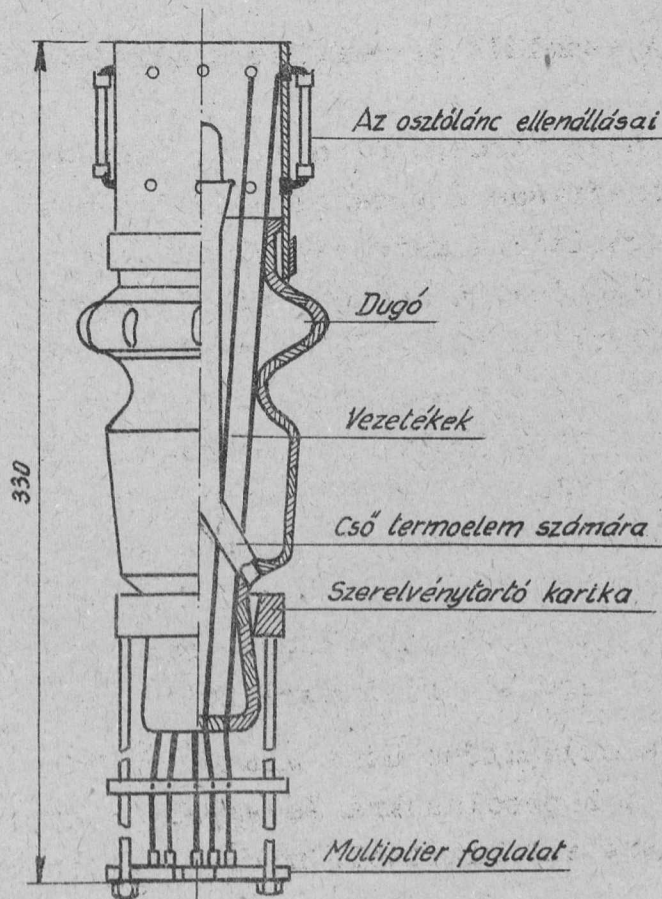
3.§. Sötétáram.

A sötétáram csökkentésére az elektronsokszorzót cseppfolyós levegő hőmérsékletére hűtöttük le. Először R.W. Engström [2] által 1947-ben kidolgozott hűtőegységet akartunk használni. Ez lényegében egy vörösrézből készült Dewar edény, melynek közepében - egy csőben - van a multiplier elhelyezve. A nedvesség kicsapódása miatt fellépő átvezetés kiküszöbölésére vákuumot alkalmaz. Hogy a vákuumban ne lépjen fel gázkisülés, a vákuum nem lehet rosszabb mint a 10^{-6} Hgmm. Ennek a hűtőberendezésnek a kezelése tulságosan bonyolultnak és nehézkesnek bizonyult. A vörösréz csöveknek vákuumbiztos összeforrasztása sok nehézséggel járt és nem lehetett elkerülni azt, hogy működés közben ne legyen állandóan szivattyu alatt. Mivel a multiplier vákuumban volt, a lehűtése 5 - 6 órát vett igénybe. A hűtőegység cseppfolyós levegő fogyasztása a vörösréz miatt fellépő nagy hővezetés következtében nagyon nagy volt. Az egység működése nem volt üzembiztos, mivel gyakran léptek fel vákuumhibák és ilyenkor a szétszerelés hosszadalmas és körülményes volt.

Az Engström-féle hűtőegység helyett kidolgoztunk egy alkalmasabb típust. Az általunk készített példány kemény üvegből készült. A hűtőegység egy Dewar edény, amelynek közepébe egy üvegcső van odaerősítve. Az üvegcső teteje csiszolt dugóval záródik. A multiplier a dugóra van felerősítve. Az üvegdugóba beforrasztott bevezetésekön keresztül vittük be a tápfeszültséget, valamint vezettük ki a jelet. A multiplier elhelyezése után az egységet leszivtuk, majd foszforpentoxidon keresztül vezetett levegővel megtöltöttük kb. 700 Hgmm nyomásra. Az így kiszáritott le-



4. ábra. Hűtőegység.

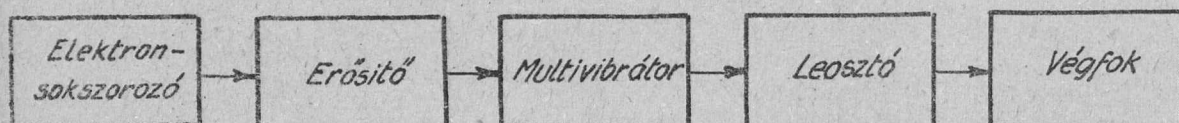


5. ábra. Szerelvény multiplier felerősítéséhez.

vegőben még több hónap után sem lépett fel nedvesség miatt átvezetés. A multiplier kb. fél óra alatt teljesen lehült. A hőmérséklet ellenőrzésére nem volt szükség; mivel a multiplier, amíg cseppfolyós levegő volt az edényben, jól tartotta hőmérsékletét. A lehítéshez kb. egy liter cseppfolyós levegőre volt szükség. Azután kétóránként töltöttünk utána, utántöltésre kb. 1/4 liter cseppfolyós levegőt használtunk el.

4.§. A számláló berendezés.

A multiplier jelét egy erősítőre vittük rá. Az erősítő egy multivibrátort indított meg. A multivibrátor jelei egy impulzusleosztóra /scaler/ kerültek, ahonnan a végfokra vittük a jelet megszámlálás végett. /6. ábra/

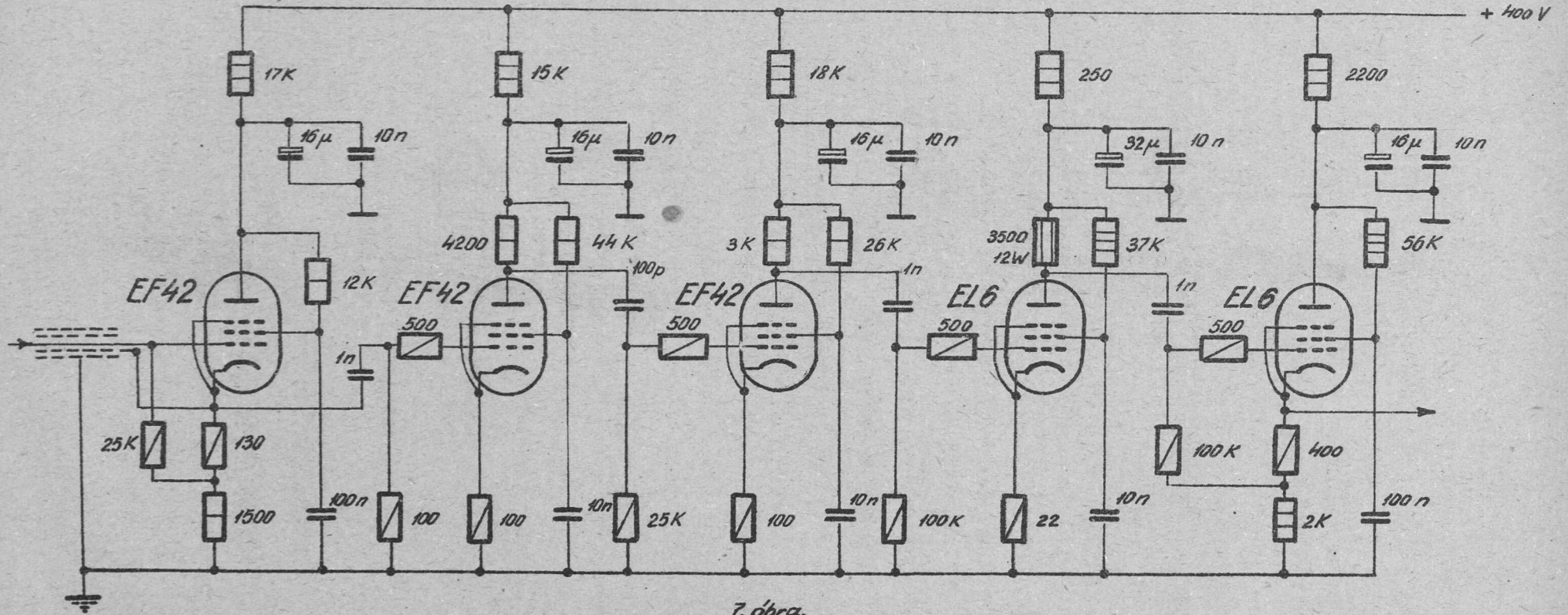


6. ábra

A számláló berendezés blokk-sémája.

Az erősítő négy fokozatból állott. Összes erősítése kb. 1700. 55 V-ig lineárisan kivezérelhető. A bemenő fokozat egy katódcsatolású erősítő. A katódcsatolású erősítő szerepe a szórt kapacitások csökkentése. A cseppfolyós levegővel való hűtésnél a multiplier anódjáról az erősítőhöz menő vezeték nem lehetett rövidebb mint 40 cm. Ez károsan megnövelte a multiplier anód-földkapacitását. Katódcsatolású erősítő alkalmazásával ezt a kapacitást sikerült jelentősen lecsökkenteni oly módon, hogy az anódról az erősítőhöz menő vezetéknél kettős árnyékolást alkalmaztunk. A belső árnyékolást a katódcsatolású erősítő katódjára kötöttük, a külsőt földeltük. Katódcsatolású erősítő használata nélkül jelentősen nagyobb erősítésre lett volna szükség.

A berendezés megépítése után kiderült, hogy a berendezés érzékeny különféle kapcsolásokra és egyéb elektromágneses zavarokra. Megpróbáltuk ezt kiküszöbölni azáltal, hogy erőteljesebb



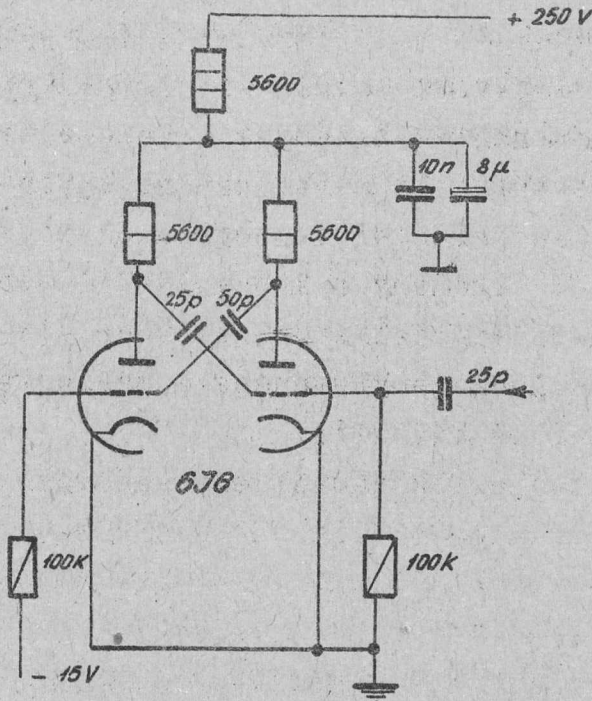
7. ábra.

Az erősítő kapcsolási rajza.

szűrést alkalmaztunk a bemenő vezetékeknél, valamint azzal, hogy javítottuk az árnyékolást. Szűréssel és árnyékolással viszont nem sikerült biztosítani a zavarmentességet. Közben észrevettük, hogy a zavarérzékenység csökken, vagy növekszik, ha változtatunk a berendezés összeföldelésén. Mi a berendezés technikai kivitelezésénél követtük azt a nálunk elterjedt nézetet, hogy a sasszin áramnak folyója nem szabad és így mindennél külön földvezetékeket alkalmaztunk. A földvezeték rendszerét egy ponton kötöttük le a sasszihoz. Megpróbáltuk ezt a pontot úgy megválasztani, hogy a zavarérzékenység megszűnjön. A sasszihoz való földelési pont változtatásával egyes esetekben nőtt, más esetekben csökkent a zavarérzékenység, de zavarmentességet elérni nem tudtunk. Ezután megpróbálkoztunk azzal a nálunk sokak által követett módszerrel, hogy minden érzékeny földpontot közvetlenül a közös földelési ponthoz vezettünk. Ebben az esetben sem szűnt meg a zavarérzékenység, sőt a berendezés instabilitása még fokozódott.

A zavarérzékenységet kiküszöbölni úgy tudtuk, hogy felhagytunk azzal az elvvel, hogy a sasszin ne folyjon áram. Minden pontot közvetlenül a sasszihoz kötöttünk le. Megfelelő szűrések alkalmazása után, valamint gondos árnyékolás után a berendezés teljesen zavarmentes lett. Megjegyezzük, hogy a közelünkben működött egy nagyfeszültségű impulzusadó generátor, ennek a bekapcsolására sem reagált készülékünk. A földelés, illetve zavarűrés nehézségeink kiküszöbölésénél nagy segítségünkre volt Volin [3] erősítőkről szóló könyve.

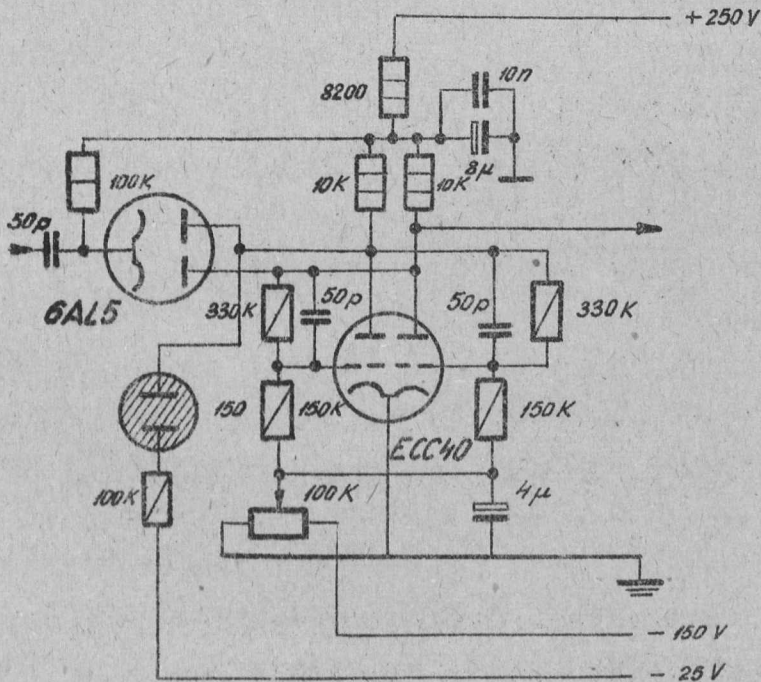
Az erősítő kimenő fokozata egy katódcsatolású erősítő volt. Az erősítőből pozitív jeleket kaptunk. Pozitív jelekre az amplitudó diszkriminátor megindítására volt szükség. Mikor az amplitudó diszkriminátort nem használtuk, fázisfordító erősítőt alkalmaztunk. A multivibrátor megindításához ugyanis negatív impulzusok kellettek. A multivibrátor szerepe az erősítőből kijövő különböző amplitudójú és szélességű jelek uniformizálása mind amplitudó, mind hosszúság szempontjából. A multivibrátor kb. 2,3 sec széles, 60 V amplitudójú jeleket adott. A multivibrátor megindításához 0,2 - 0,3 V amplitudójú jelre volt szükség.



8. ábra

A multivibrátor kapcsolási rajza

A multivibrátor jelét egy scalerre vittük. A scaler 10 fokozat kettes osztású egységből állott. Összes leosztása 1024. Felbontóképessége jobb volt mint $7 \cdot 10^{-6}$ sec.

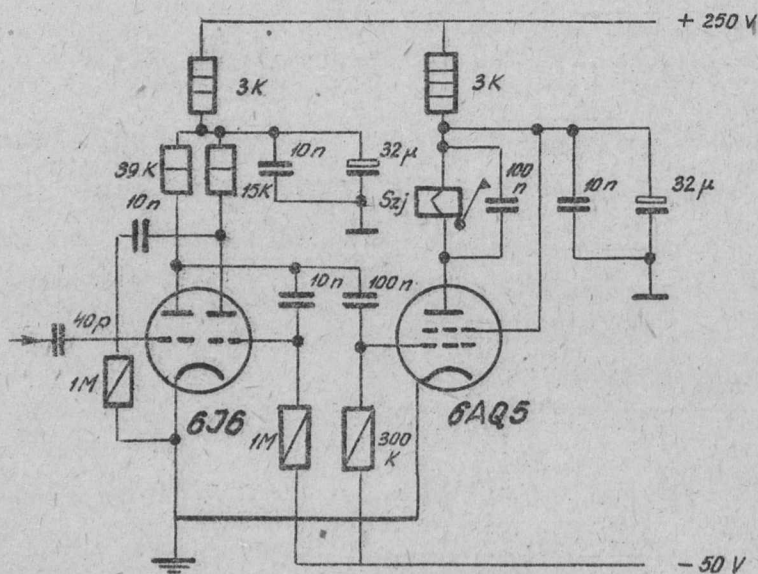


9. ábra

Egy scaler fokozat kapcsolási rajza

Előfeszültséget külső telepből adtunk. Tapasztalatunk szerint így sokkal üzembiztosabb a scaler működése mint automatikus előfeszültség beállításnál. Az előfeszültség stabilizálására egyáltalán nem volt kényes a kapcsolás. Kb. 30 V előfeszültség biztonság volt általában az egyes fokozatoknál. Ez egyuttal azt is jelentette, hogy a többi feszültség stabilizálására sem volt érzékeny a kapcsolás. A scaler igen stabilan működött, a ritkán felmerült service hibákon kívül - egy szilit vagy egy block tönkremenése - másfajta zavarok a scaler működésében nem fordultak elő.

Az utolsó scalerfokozatról egy számláló végfokra csatoltunk. Ez egy hosszabbító multivibrátorból és egy végerősítő csőből állott. A végerősítő cső anódjába van beiktatva a számláló relé. A multivibrátor 6J6-os csővel készült és 0,01 sec hosszúságu jelet ad. A végerősítő cső 6AQ5.



10. ábra

Számláló végfok kapcsolási rajza

5.§. Ellenőrzés.

A berendezés elkészülése után a mérések megkezdése előtt szükséges volt meggyőződni annak helyes működéséről. Ennek az ellenőrzésnek következő kérdésekre kell kiterjedni:

KÖZPONTI KÖNYVTÁR

1./ Jelalak. Helyesen megy-e végig az impulzus az egymásután következő fokozatokon, jól működnek-e az egyes fokozatok, nem lépnek-e fel nemkívánatos késések, nem hagy-e ki valamelyik fokozat /bizonytalan beugrás/, nem kettőződik-e meg valahol a jel stb.

2./ Nem lép-e fel külső zavar miatt téves számlálás.

Ezenkívül természetesen szükséges mérés közben időről-időre újra ellenőrizni a berendezést, nem hibásodott-e meg valamilyen alkatrész. Az általunk használt szerelési anyag minősége sok kívánnivalót hagy maga után. Ezért beépítés előtt az egyes alkatrészeket próbának vetettük alá. Az alkatrészek kipróbálása úgy történt, hogy bizonyos ideig terhelést adtunk rá. Csak azt az anyagot használtuk fel ami a próbát kiállotta. Általában sokkal kisebb terhelésre használtuk az anyagot, mint amit a próbánál alkalmaztunk. Ez az előzetes "kinpad" módszer jelentősen lecsökkentette a service hibák előfordulását.

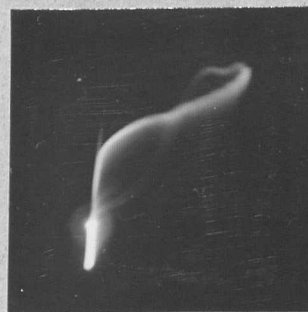
Az egységeket megépítésük után impulzusgenerátor segítségével oszcillográffal ellenőriztük. Az ilyen ellenőrzés természetesen csak a durva hibákat deríti fel. A teljes berendezés összeállítása után szükséges volt multiplier jelekkel való meghajtásnál is ellenőrizni a berendezést. Ennél az ellenőrzésnél is lényeges szerepet játszott a vizuális megfigyelés, Mivel a multiplier jelek statisztikusan jönnek, kipp helyett single-sweep vezérlést alkalmaztunk.

Annak a megállapítására, hogy nem tévednek-e az egyes fokozatok, nem vesznek-e el jelek, a következő módszert alkalmaztuk: Pl. vizsgáltuk, hogy megindul-e a multivibrátor minden bemenő jelre. A bemenő jelet rávittük az oszcillográf egyik eltérítő lemezpárjára, a multivibrátor jelét a másik lemezpárra. Az ernyőn megjelenő ábrából megállapítható, hogy vannak-e olyan bemenő jelek, amelyekhez nem tartozik multivibrátorjel. Ezt a módszert javítani lehet azzal, hogy a Wehnelt cilindert a vizsgált jelekkel szinkron pozitív impulzusokkal nyitjuk ki. Ilyenkor csak akkor van elektronsugár, amikor impulzus és így az oszcillográf ernyőjén nincsen zavaró fényfolt. Ezzel a módszerrel téves impulzusok előfordulása megállapítható. /Ld. 11. és 12. ábra/.



11. ábra

A multivibrátor minden jelre beugrik



12. ábra

A multivibrátor beugrása bizonytalan, a függőleges meghajtó jelből több van.

A scalert impulzusgenerátorral ellenőriztük a számlálási sebességre vonatkozóan. Ugyancsak impulzusgenerátorral való meghajtással ellenőriztük, hogy pontos-e a leolvasás. Ezért az impulzusgenerátort hálózattal szinkronizáltuk. A megszámlált impulzusokat összevetettük a hálózati szinkron órával mért időből kiszámított várt impulzusszámmal. Ez az ellenőrzés teljesen elégitő eredményt adott. A számlálás hibája nem volt nagyobb, mint a leolvasási pontatlanság. Pl. egy perc alatt 3000 impulzus helyett mértünk 3010-et, 10 perc alatt 30000 impulzus helyett 29992-t mértünk.

Ebből az ellenőrzésből még nem tudhattuk, hogy a scaler statisztikusan elosztott jelek esetén is biztosan működik-e és helyesen osztja-e le az impulzusokat. Ennek ellenőrzésére a scalert GM-csővekben kozmikus részek által előidézett koincidencia jelekkel hajtottuk meg. Egymásután leolvasásokat végeztünk: N_i . Kiszámítottuk az átlagot: \bar{N} , az átlagtól való eltérést: $N_i - \bar{N}$, valamint a szórásnégyzetet $\frac{1}{m-1} \sum_{i=1}^m (N_i - \bar{N})^2$ /m a mérések száma/ /I. táblázat/. Ha a scaler helyesen működik, a szórásnégyzet a Pisson eloszlás szerint megegyezik az átlaggal.

II.

6.§. A megszólalási valószínűség mérése.

Annak érdekében, hogy meg tudjuk állapítani, hogy bizonyos beütésszám mekkora abszolút fényintenzitásnak felel meg, meg

I. táblázat.

i	N_i	$N_i - \bar{N}$	$\Delta^2 = (N_i - \bar{N})^2$
1	456	-14	0196
2	472	2	0004
3	470	0	0000
4	506	36	1296
5	468	-2	0004
6	462	-8	0064
7	465	-5	0025
8	487	17	0289
9	477	7	0049
10	469	-1	0001
11	483	13	0169
12	468	-2	0004
13	454	-16	0256
14	440	-30	0900
15	508	38	1444
16	427	-43	1849
17	476	6	0036
18	474	4	0016
19	458	-12	0144
20	464	-6	0036
21	476	6	0036
22	504	34	1156
23	417	-53	2809
24	476	6	0036
25	458	-12	0144
26	506	36	1296
Σ	12230	1	12259

$$\bar{N} = \underline{\underline{470}} \quad \frac{1}{m-1} \sum_{i=1}^m (N_i - \bar{N})^2 = \underline{\underline{490,36}}$$

kellett határozni a berendezés megszólalási valószínűségét. A fotomultiplier megszólalási valószínűségére katalógusadatok rendelkezésre állanak. Ezeket az adatokat nem fogadhattuk el, mert:

- 1./ Az adatok A/lumen-ben vannak megadva. Ez azt jelenti, hogy az érzékenységet egyenáramu módszerrel mérték, tehát megmérték a legkisebb lökések is. Számlálásnál egy bizonyos határnál kisebb impulzusokat már nem tudunk megszámlálni.
- 2./ Az adatok szobahőmérsékleten lévő multiplierre vonatkoznak. Rogyionov és Oserovics [1] mérései szerint antimon-céziumos fotokatódu elektronsokszorozó /az általunk használt 931.A fotomultipliernek is ilyen fotokatódja van/ érzékenysége 18°C -ről - 183°C -ra való lehűtésénél 5-6-szorosan csökken.
- 3./ Berendezésünkben az elektronsokszorozó cső előtt ott volt a hűtőedény kettős üvegfala. Ezen az üvegfalon veszteségek léptek fel.

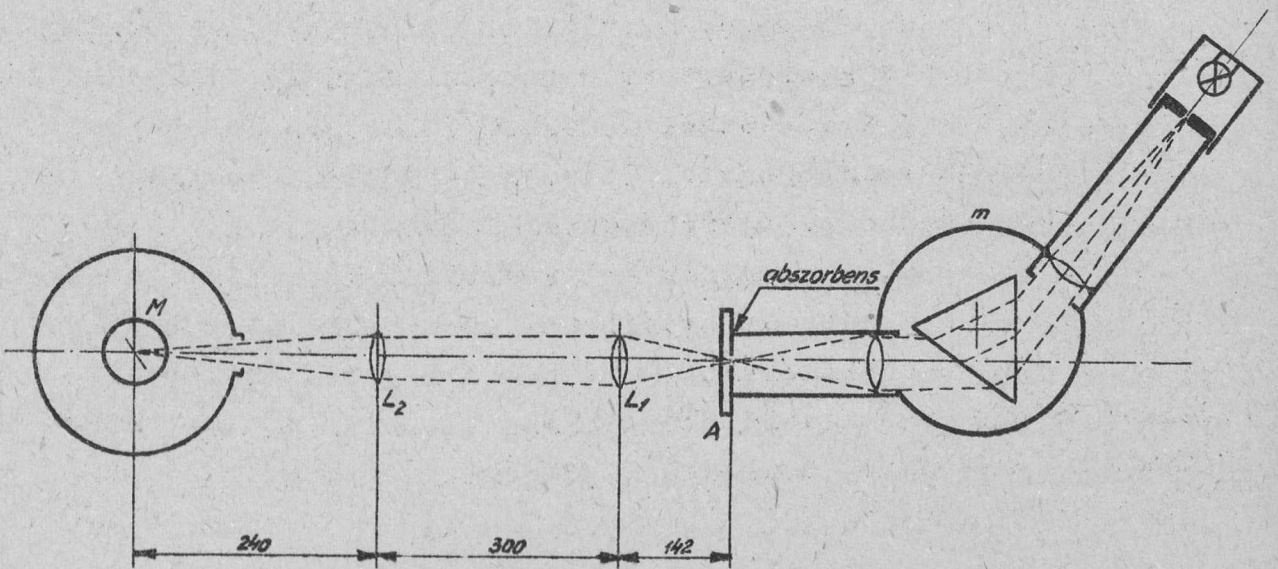
Rogyionov hűtött Kubeckij-féle elektronsokszorozó megszólalási valószínűségére cseppfolyós levegő hőmérsékleten $2,9 \cdot 10^{-3}$ értéket kapott. Fényforrásul ismert erősségű rádiófoszfort használt.

A mi mérésünk elve a következő volt: Ismert, nagy fényintenzitást, adott mértékben csökkentettünk, míg az intenzitás akkorára csökkent le, hogy az impulzusokat megszámlálhattuk a számláló berendezésben fellépő integrálódás vagy jel kihagyás veszélye nélkül. Ismerve a primér intenzitást /I./ valamint a csökkentés mérték /r/ a beeső fotonok száma:

$$n = \frac{I}{rh\nu}$$

az intenzitás meghatározására abszolút teljesítménymérő műszer hiányában EMG mikrolumenmérőt használtunk. Bár a mérést kb. 5000 \AA hullámhosszúságu fénnel végeztük el, $1 \text{ lumen} = 0,0015 \text{ W}$ összefüggéssel számoltuk, ami 5550 \AA -ön érvényes. Nem volt értelme a hullámhossz korrekciót elvégezni, mivel a mikrolumenmérő pontatlansága nagyobb volt mint ezzel az elhanyagolással elkövetett hiba.

Fentiekből egy foton energiája $3,10^{-9}$ mikrolumen.sec-nek adódott. A beeső intenzitás csökkentésére megvilágított és előhívott fotolemezeket használtunk. Nagy fényintenzitásnál megmértük, hogy a lemezek a beeső fényt milyen mértékben engedik át. Ilyen lemez frekvencia szelektív abszorbens, ezért a hitelesítést is monokromatikus fényben végeztük el. A lemez felületén az abszorbens réteg vastagsága nem homogén, ezért egy-egy lemezből kb. 1 cm^2 nagyságu felületet jelöltünk ki, ahol az abszorpció ingadozása 5-10% volt. Három abszorbenst használtunk a mérésnél. A megfelelő csökkentési tényezők: $r_1 = 253$, $r_2 = 332$ és $r_3 = 336$. A primér intenzitás megfelelő mértékben való lecsökkentéséhez két abszorbenst kellett egymásután elhelyezni. A teljes elrendezés a megszólalási valószínűség mérésénél a következő volt:



13. ábra

Elrendezés a megszólalási valószínűség mérésére.

A monokromátorból kilépő fény közvetlenül az A abszorbensre jut. A kilépő sugarakat L_1 és L_2 lencsek a fotomultiplier katódjára képezik le. A fénynyaláb átmérője a fotomultiplier katódján 1 - 2 mm. Az L_2 lencse és az elektronsokszorozó mozgatásával elérjük azt, hogy a megszólalások száma maximális legyen.

A mérésnél fellépő hibák a már említett energiamérés és az abszorpció mérés hibáján kívül a következők lehettek:

- 1./ A fényforrás egy 300 W-os vetítő izzó volt. Ezt a nagy melegedés miatt bonyolult lett volna teljesen lesötétíteni. Megmértük milyen hibát okozhat a kiszabadult fény. Ez a multiplierre beeső intenzitásnak csak 4%-a volt.
- 2./ A 13. ábrán látható, hogy az L_1 lencse elég messze van az abszorbenstől. Az abszorbensen az áthaladó fény bizonyos mértékben szóródik is, tehát az L_1 lencse kis mérete miatt nem jut el az egész fény a fotokatódra. Az abszorbensek hitelesítésénél a fotokatód sokkal közelebb volt. Ez az effektus csökkenti a beeső fotonok számát, a megszólalási valószínűségét ennek az elhanyagolásával inkább alulbecsüljük.

Három egymásutáni mérésből a megszólalási valószínűségre $5 \pm 2 \cdot 10^{-3}$ értéket kaptunk. Az általunk kapott érték elég jól meggyezik Rogyionov és Oserovics által közölt eredménnyel.

Mivel a sötétáram egyes multiplier példányoknál 1-10 impulzus/sec volt és figyelembevéve a megszólalási valószínűségre kapott értéket, berendezésünkkel 200-2000 foton/sec intenzitás megméréseig tudtunk lemenni. A felső határt 10^6 foton/sec - a mechanikus számláló teljesítőképessége szabta meg.

Tekintve, hogy a megszólalási valószínűség mérés alapja az abszolút fényintenzitás meghatározása és mi erre az EMG mikrolumenmérő műszert alkalmaztuk, ami nem a legalkalmasabb erre a célra, mihelyt intézetünkben megfelelő abszolút intenzitásmérő műszer elkészül, a mérést meg fogjuk ismételni.

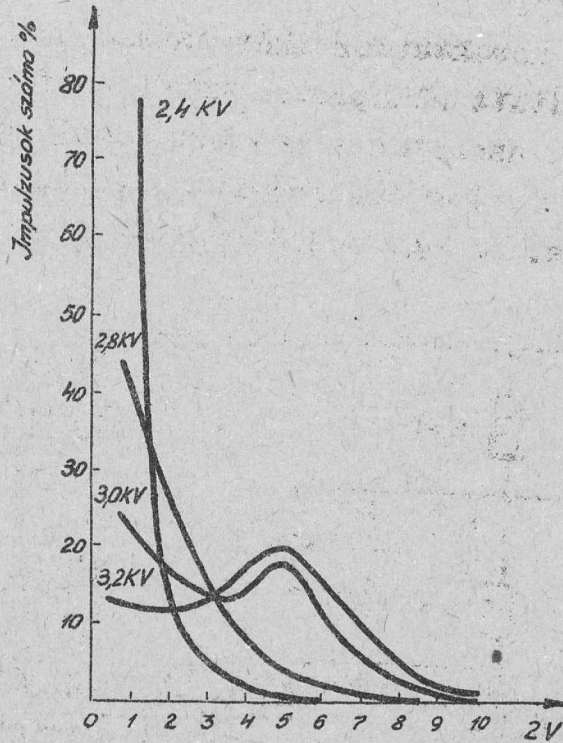
III.

7.§. A multiplier amplitudó eloszlásának meghatározása.

Fotonszámláló berendezésünket felhasználtuk arra, hogy meghatározzuk a multiplier impulzusainak amplitudó eloszlás görbéjét. Ez a kérdés még irodalmilag nem teljesen tisztázott, különböző szerzők más-más eloszlásgörbét mértek. Igaz ugyan az is, hogy más-más elektronsokszorozó tipust használtak.

Hazánkban először Dallos A. [4] mérte ki izzókatódú elektronsokszorozó karakterisztikáját. A kapott görbék /14. ábra/ azt mutatják, hogy kis elektróda feszültségeknél az eloszlás-

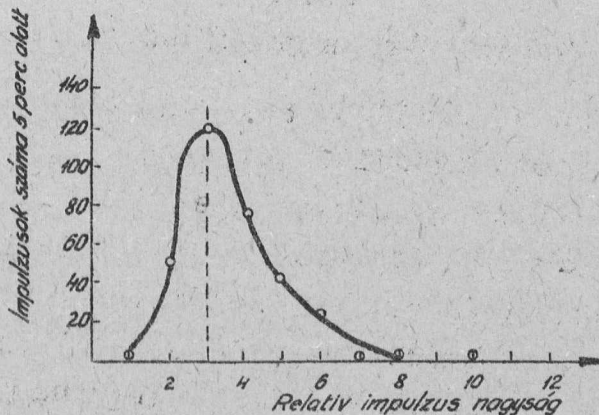
függvény monoton csökken, nagy elektróda felkészültségeknél a karakterisztikának maximuma van.



14. ábra

Dallos A. amplitudó karakterisztikái.

R.W.Engström [5] RCA multiplier amplitudó eloszlását vizsgálta. Ő maximummal bíró görbét kapott, a maximum előtt nincs a görbének csökkenő szakasza. /Ld. 15. ábra/

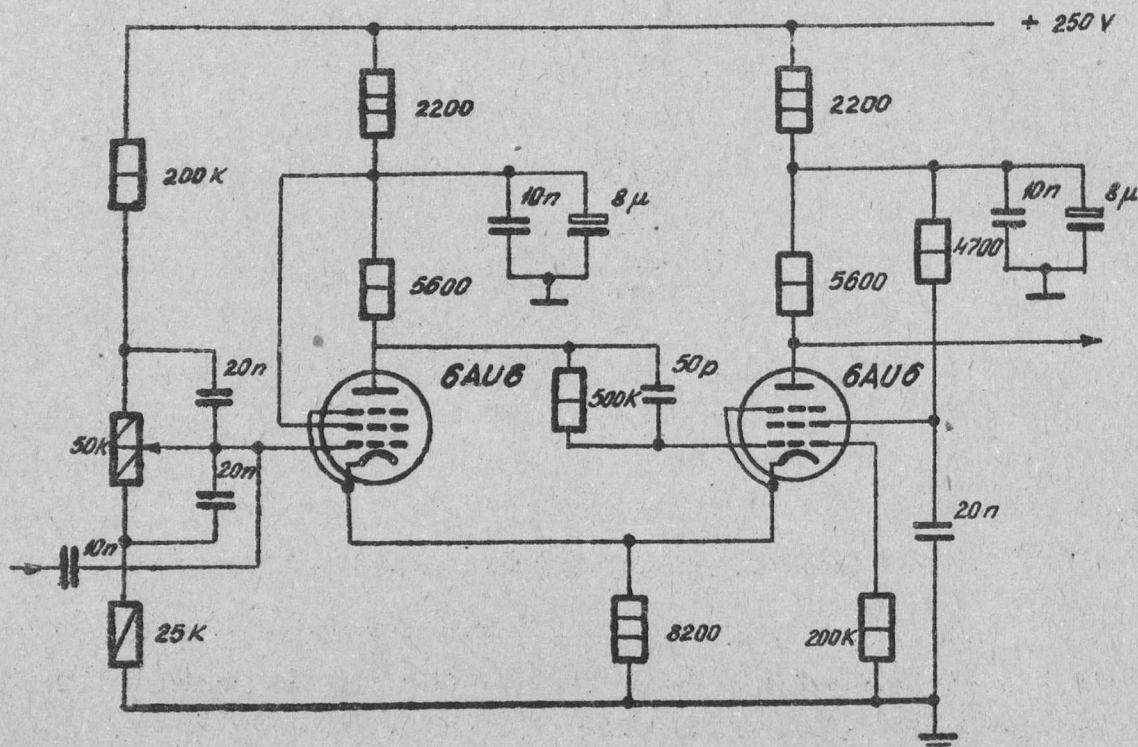


15. ábra

Engström amplitudó karakterisztikája

Lifsic [6] összefoglaló cikkében több szerzőre hivatkozva azt állítja, hogy a multiplier amplitudó eloszlása e^{-V} típusú exponenciális függvény.

Mi az amplitudó karakterisztikát számlálással határoztuk meg. A multipliert hűtött állapotban konstans fénnel világítottuk meg. Számoltuk azokat a lökéseket, amelyek egy bizonyos értéknél nagyobbak. E célból az erősítő után amplitudó diszkriminátort iktattunk be. Ez egy u.n. Schmitt-kör volt. /16. ábra/

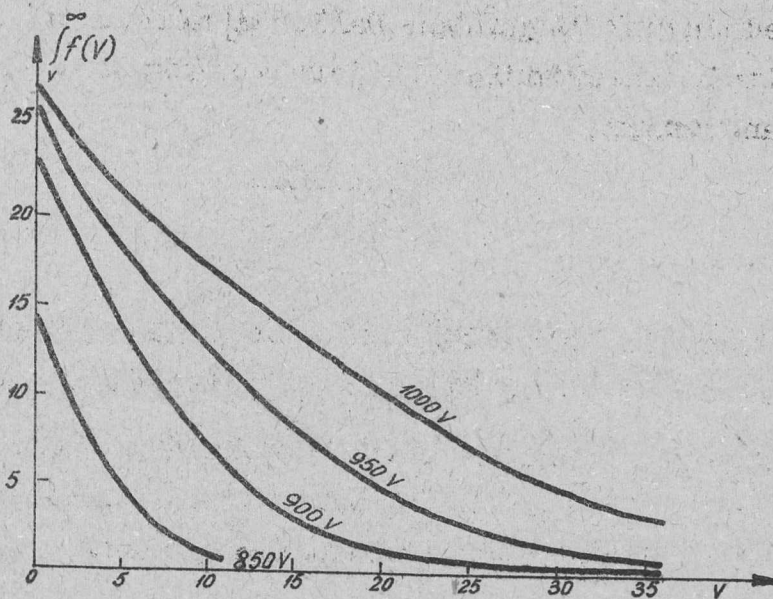


16. ábra

A Schmitt-kör kapcsolási rajza

Ennek a körnek az a tulajdonsága, hogy amint a meghajtó jel elér egy meghatározott feszültségértéket, a kör mint billenőkör működik és az anódon egy négyszögjel jelenik meg. Az indulási feszültség értékét az általunk készített Schmitt körnél 1,5V-tól 45 V-ig lehet szabályozni. A diszkriminációs pontosság jobb volt mint 0,1 V. Az anódon megjelenő jelek nem voltak teljesen uniformisak, de a legkisebb jel is elég nagy volt, hogy a Schmitt kör után következő multivibrátort biztosan megindítsa.

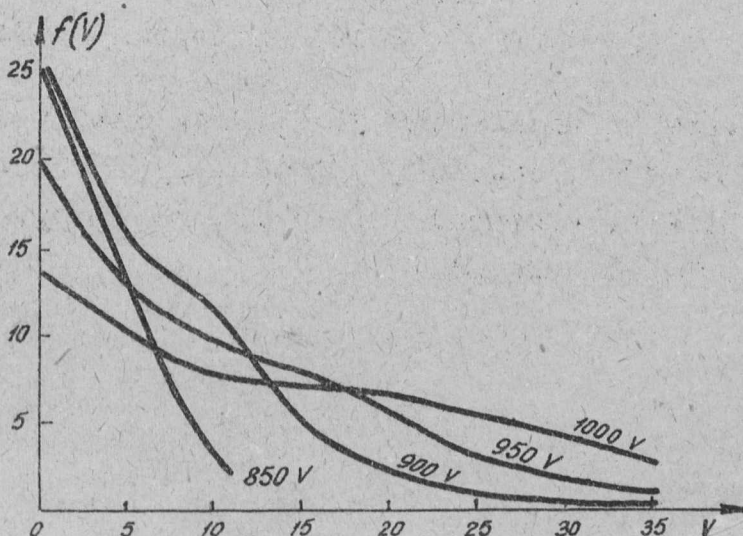
Ezzel a módszerrel megállapítottuk az integrális eloszlás-görbét:



17. ábra

931-A elektronsokszorozó integrális amplitudó karakterisztikái

ahol $f(V)$ a V és $V + dV$ feszültségintervallumba eső impulzusok száma. Az $\int_V^{\infty} f(V) dV$ függvény differenciálásával megkaptuk az eloszlás sűrűségfüggvényét $f(V)$ -t. /Ld. 17. ábra/. Az 1000 V feszültségnél felvett görbe először csökken, majd maximumot mutat. A többi görbében nincs maximum, de látható a 950 és 900 V feszültségnél felvett görbék "kipuposodása" /deriváltjuk nem monoton/. Ez a pup a multiplier feszültség csökkenésével bal felé vonul. 850 V feszültségnél az amplitudó karakterisztika nem mutat pupot.



18. ábra

931-A elektronsokszorozó amplitudó karakterisztikái

Eredményünk legjobban Dallos [4] méréseivel egyezik meg. Az amplitudó karakterisztikájára vonatkozó további mérések folyamatban vannak.

Elsősorban megköszönjük Jánossy Lajos elvtársnak méréseink elvégzésénél nyújtott állandó irányítását és segítségét.

Köszönetet mondunk kiváló munkájáért Koncz Sándornak, valamint Nagy Árpád, Bárdos Lajosné és Bak Miklós munkatársainknak, a numerikus kiértékelésért Deák Ferencnek.

Köszönetet mondunk osztályunk Mechanikai Műhelye dolgozóinak, élükön Kurtha Gézával.

Köszönetet kell mondanunk Szigeti György elvtársnak, hogy lehetővé tette és tanácsaival elősegítette, hogy az általa vezetett intézetben a hűtőegység üveg munkáit elvégezzék. Köszönettel tartozunk Várbiró Emilnek az üvegtechnikai munka kiváló elvégzéséért és Kenderessy Sándornak a vákuumtechnikai segítségért.

Idézett irodalom.

- 1./ Sz.F. Rogyionov i A.L. Oserovics, DAN. 74, 461, 1950.
 - 2./ R.W. Engström, Rev. Sci. Inst. 18, 587, 1947
 - 3./ M.L. Volin, Uszilityeli Promezsutocsnyoj Csasztoti, Moszkva, 1950.
 - 4./ A. Dallos, Acta Phys. Hung. 1, 56, 1951.
 - 5./ R.V. Engström, Journ. Opt. Soc. Am. 37, 420, 1947.
 - 6./ T.M. Lifsic, Uszpechi Fiz. Nauk. 1954. 50, 365.
- Érkezett: 1954. jun. 11.

KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSY LAJOS

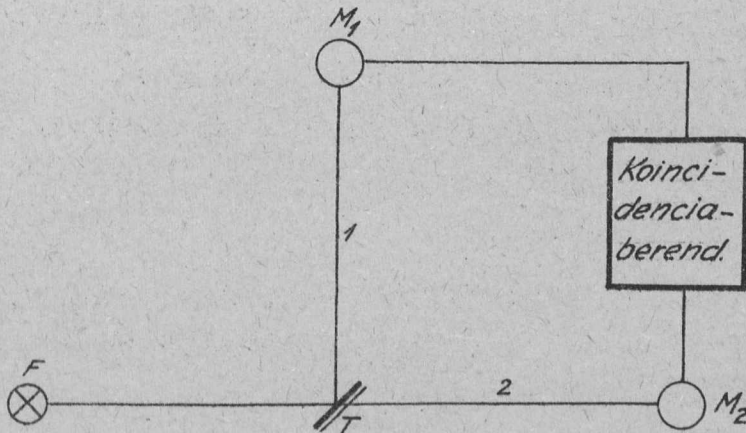
Koherens fénynyalábokban haladó fotonok koincidenciái

Irta: Ádám András, Jánossy Lajos és Varga Péter

I.

1.§. Bevezetés.

Vizsgálatunk célkitűzése megállapítani: vajjon koherens sugárnyalábokban haladó fotonok függetlenek-e. A kvantumelmélet határozottan kimondja, hogy ilyen fotonok függetlenek egymástól. Ha egy fénysugarat egy részben áteresztő, részben visszaverő tükrökre ejtünk, a fénysugár egy visszavert és egy áteresztett sugárra bomlik. A kvantumelmélet szerint minden foton csakis az egyik sugárban halad, vagyis ha a két sugárnyalábot fotonszámlálókra ejtjük, egyszerre csakis az egyik, vagy a másik fotonszámláló fog megszólalni. Az elrendezés, amelyet meg fogunk vizsgálni, a következő lesz /1. ábra/



1. ábra

Koincidencia kísérlet sematikus elrendezése

F fényforrásból a fény T részben áteresztő, részben visszaverő tükörrre esik. A tükörről visszavert 1 fénysugár M_1 fotomultiplierre, az áteresztett 2 fénysugár M_2 fotomultiplierre esik. Megfelelő koincidencia berendezéssel észleljük a két multiplier koincidenciáit.

A fotonkoincidencia kísérletnek a kvantummechanika, illetve a hullám-részecske problémával való kapcsolatát részletesen Jánossy [1] tárgyalta. Ugyanebben a cikkben a szerző rámutat a kérdés kísérleti vizsgálatának a fontosságára.

2.§. Véletlen koincidenciák.

A fenti elrendezésben akkor is kapunk koincidenciákat, ha a koherens fénysugarak nem okoznak szisztematikus koincidenciákat. Ugyanis ha két lökés bizonyos időn belül érkezik, a koincidencia berendezés nem tudja szétválasztani őket és egyidejűséget - koincidenciát - jelez. Ezek az u.n. véletlen koincidenciák. Azt az időt (τ) amin belül érkező két független lökést a koincidencia berendezés egyidejűnek észlel, a koincidencia berendezés felbontóképességének nevezzük.

A fotonkoincidencia kísérletnek tehát azt kell megvizsgálnia, hogy koherens fénysugarakkal való megvilágításnál fellép-e a két elektronsokszorozó között több koincidencia mint véletlen koincidencia.

3.§. A koincidencia felbontóképesség megválasztása.

A következőkben azt a kérdést vizsgáljuk, hogy a multiplier kicsi megszólalási valószínűségének ellenére lehetséges-e a szisztematikus és a véletlen koincidenciák közötti különbséget biztosan megállapítani.

Ha a multiplier megszólalási valószínűsége p , az átlagos fényintenzitás n foton/sec és a sötétáram megszólalások száma másodpercenként N_s , akkor

$$N = pn + N_s \quad /1/$$

lesz a multiplier anódján megjelenő impulzusok átlagos száma másodpercenként. Méréseinknél a multipliért cseppfolyós levegő hőmérsékletére hűtöttük le. Így elértük azt, hogy a sötétáram impulzusok száma a fénytől származó beütésekhez képest elhanya-

golható volt. Így $N = pn$. A véletlen koincidenciák száma t ideig tartó mérésnél, mint ismeretes

$$K_V = 2 N^2 \tau t \quad /2/$$

ahol τ a koincidencia berendezés felbontóképessége. /Az egyszerűség kedvéért feltettük, hogy mindkét multiplier megszólalási valószínűsége, valamint az intenzitások egyenlők. A számítás ugyanígy megy akkor is, ha különböző megszólalási valószínűségeket, illetve különböző intenzitásokat veszünk figyelembe./

Az összes észlelt koincidenciák száma egyenlő a véletlen koincidenciák számával plusz a szisztematikus koincidenciák számával. Ha feltesszük, hogy a fotonoknak ε -od része vagyis εn foton, szisztematikus koincidenciát hoz létre, a szisztematikus koincidenciák száma: $p^2 \varepsilon n t$ lesz. Így az összes koincidenciák száma:

$$K = K_V + p^2 \varepsilon n t = K_V + p \varepsilon N t \quad /3/$$

Ha a fotonoknak nagy része szisztematikus koincidenciákat hozna létre, vagyis ha $\varepsilon \sim 1$, viszonylag rövid mérési idő alatt meg lehetne állapítani, hogy vannak-e szisztematikus koincidenciák. A koincidencia számok közötti eltérést szignifikánsnak mondhatjuk, ha

$$K > K_V + 3 \Delta K_V \quad /4/$$

/ahol ΔK_V a véletlen koincidencia szám hibája/. Ugyanis a háromszoros hibánál nagyobb fluktuációk előfordulásának a valószínűsége elhanyagolhatóan kicsi. Ha /4/ kifejezésbe behelyettesítjük a Poisson eloszlás alapján a hibát: $(\Delta K_V)^2 = K_V$, megkaphatjuk, hogy mennyi ideig kell mérni.

$$t > \frac{18}{p^2} \tau \quad /5/$$

Egy szokásos koincidencia kapcsolásnál könnyen el lehet érni a felbontóképességre $\tau = 2 \cdot 10^{-6}$ sec értéket. Ha ezt az értéket, valamint $p = 3 \cdot 10^{-3}$ behelyettesítjük /5/-be, akkor $t > 4$ sec-ot kapunk.

Az előbbiekből látható, hogy ha a fotonok nagyrésze szisztematikus koincidenciát hozna létre néhány másodperces méréssel ki lehetne ezt mutatni.

Ha a fotonoknak csak kis része ad szisztematikus koinciden-
denciát, vagyis ha $\varepsilon \ll 1$ akkor a szisztematikus koinciden-
ciák előfordulásának a megállapításához viszonylag hosszú ideig
kell mérni. Kérdés, hogy reális mérési idő alatt milyen meg-
állapításokat lehet tenni. Ezt ε hibája szabja meg. /3/-ből

$$\varepsilon = \frac{u-Kv}{pN} \quad /6/$$

és

$$\Delta\varepsilon = \pm \frac{\sqrt{2 K_V}}{pN t} = \pm \frac{2}{p} \sqrt{\frac{\tau}{t}} \quad /7/$$

Fenti kifejezés levezetésénél a Poisson eloszlás alapján a
hibákat az átlagokkal fejeztük ki és $\varepsilon \ll 1$ miatt $K \approx K_V - t$
helyettesítettünk. Ha /6/ kifejezésbe behelyettesítjük az
előbbi értékeket és $t = 5$ órát $\Delta\varepsilon = \pm 7 \cdot 10^{-3}$ -at kapunk, vagy-
is 5 óra méréssel megállapítható lesz ha a fotonoknak több
mint 2%-a szisztematikus koinciden-
denciát hoz létre.

Látható, hogy a multiplier viszonylag kis megszólalási
valószínűsége mellett is egy szokásos koinciden-
cia berendezés-
sel $\tau = 2 \cdot 10^{-6}$ sec./ meg lehet állapítani, hogy van-e több
koinciden-
cia mint véletlen koinciden-
cia, illetve hogy vannak-e
szisztematikus koinciden-
ciák.

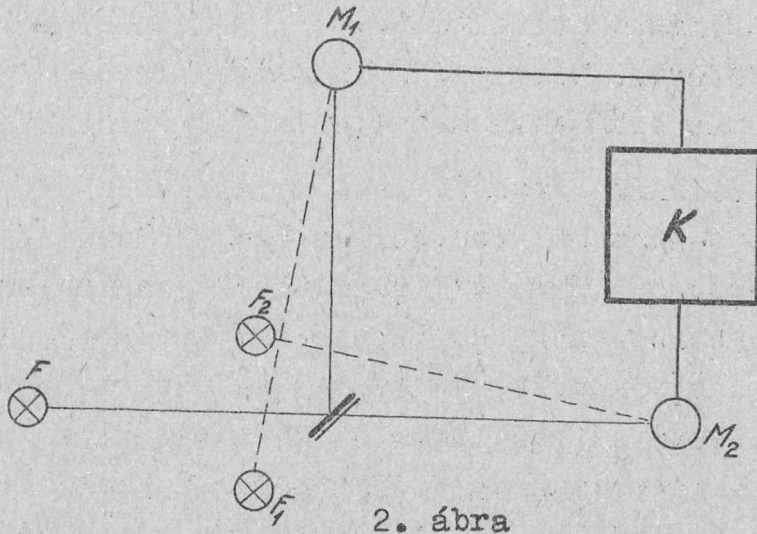
4.§. A mérés módszere.

Hogy eldönthessük fellépnek-e szisztematikus koinciden-
ciák, a véletlen koinciden-
ciák számát pontosan kell ismerni. A mérést
célszerű úgy végezni, hogy a véletlen koinciden-
ciákat közvetle-
nül mérjük. Ha a multipliereket két külön fényforrással világít-
juk meg, biztos hogy csak véletlen koinciden-
ciák lesznek. Cél-
szerű koherens és inkohere-
ns megvilágítással felváltva mérni és
a koinciden-
cia számokat közvetlenül összehasonlítani. /2.ábra
F ill. F_1, F_2 felváltva ég/.

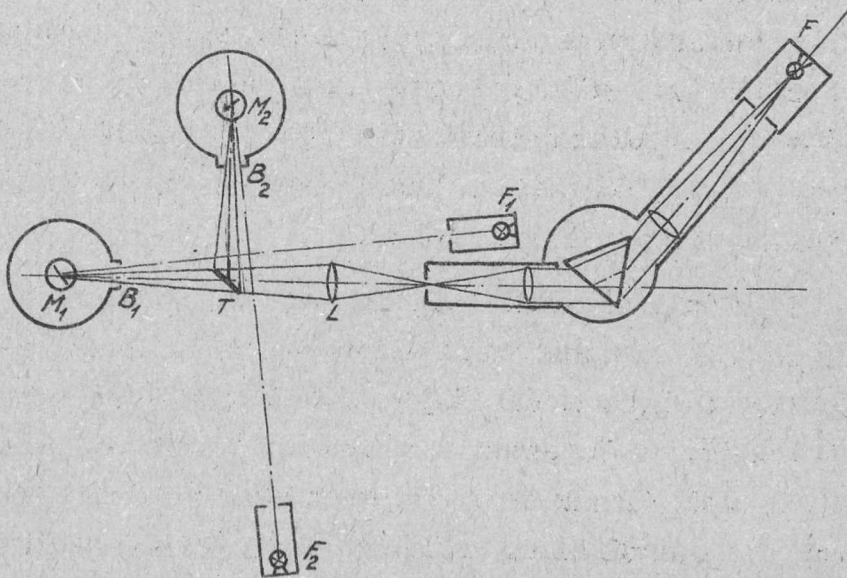
II.

5.§. Az optikai elrendezés.

A kísérletnél használt optikai elrendezés a 3. ábrán látha-
tó.



2. ábra



3. ábra

AZ OPTIKAI ELRENDEZÉS

Az F fényforrás spektrumából prizmás monokromátorral 5000 \AA körüli sávot választottunk ki. A kilépő fényt L lencsén keresztül T tükör az M_1 , M_2 elektronsokszorozókra juttatja el. Az F_1 és F_2 fényforrásokból a fény közvetlenül T tükör mellett megy M_1 ill. M_2 -re. A fotomultiplierek előtt a hűtőedény házában B_1 és B_2 6 mm átmérőjű nyílások voltak. A fényforrások Kz-12-12 típusu glimlámák voltak. A méréseket 13.000-130.000 foton/sec intenzitáson végeztük. Az intenzitásnak a lecsökkentése erre az értékre nem okozott nehézségeket;

mivel a./ a spektrumból csak egy keskeny sávot használtunk ki, és így a primérintenzitás is kicsi volt; b./ a monokromátorba belépő - és kilépő fényt leblendéztük. A fényintenzitás finom szabályozását a glimpek áramának szabályozásával értük el.

Az optika beállításánál ügyelni kellett arra, hogy a fény a T tükör után teljesen az elektronsokszorozók fotokatódjaira jusson. Ellenkező esetben a fény egy része nem hozhatna létre koincidenciákat. Ugyanakkor a használt kis fényintenzitás és a hűtő konstrukciója miatt vizuális módon nem győződhattünk meg a helyes beállításról. Ezért a beállítást a következőképpen végeztük: F fényforrást kicseréltük egy nagy intenzitású fényforrásra. A monokromátor kilépő blendéjét leképeztük a B blendék közepére. Ez a beállítás vizuális megfigyeléssel történt. Ezután visszaállítva az eredeti fényforrást, a multiplier mozgásával kikerestük azt a helyzetet, amelyben a berendezés a legtöbbet számolt. A multipliért, illetve az egész hűtőedényt mozgatni lehetett függőlegesen, haránt és a B blende körüli vízszintes síkban forgatni lehetett.

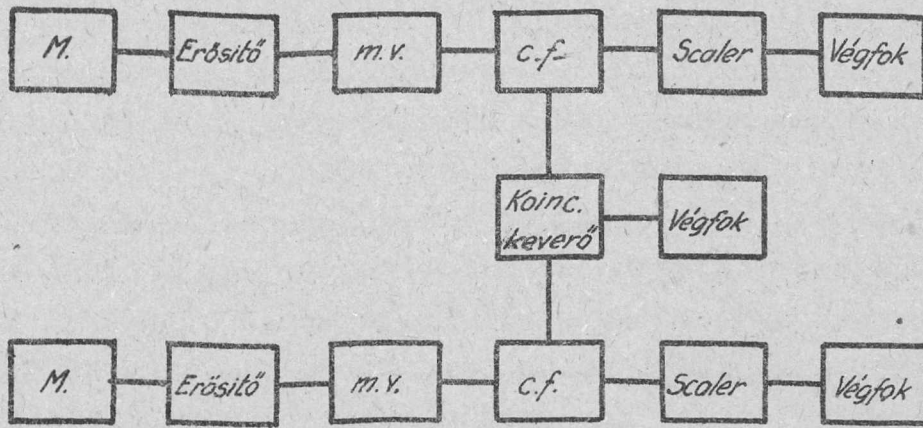
Az F_1 , F_2 fényforrások helyzetével és leképezésével nem kell törődni, mivel ezeknek csak az a szerepe, hogy a két elektronsokszorozót egymástól függetlenül bizonyos gyakorisággal megszólaltassák. U.i. ezek a véletlen koincidencia szám meghatározására szolgálnak és a végeredményben csak az játszik szerepet, hogy a megszólalási valószínűség koherens megvilágításnál mekkora volt.

A T tükör átteresztő, illetve reflexió képességét EMG mikrolumenmérővel határoztuk meg. A tükör a fény 40%-át áttereszti, 60%-át visszaveri.

6.§. Számláló berendezés.

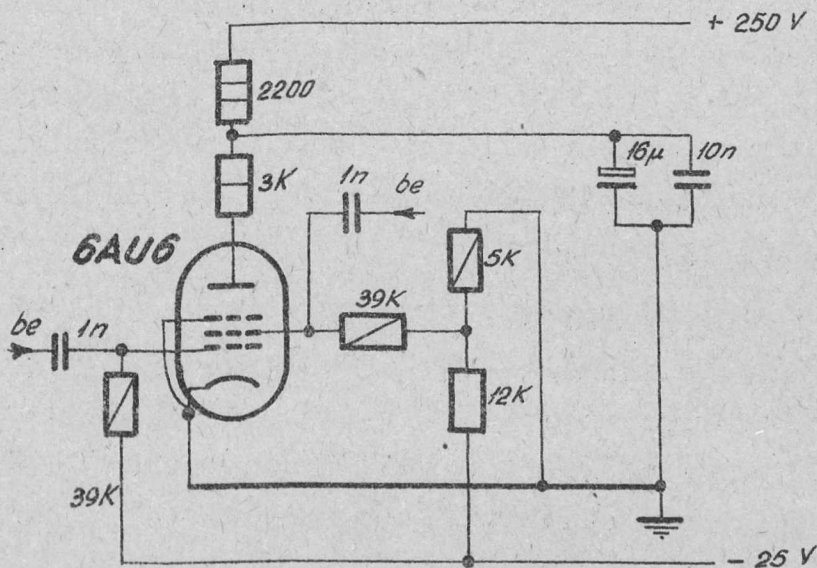
A számláló berendezés a [2]-ben ismertetett fotonszámláló berendezésekből és egy koincidencia részből állott. Az M_1 ill. M_2 multiplier felerősített jeleit egyrészt megszámoztuk, másrészt a jelek koincidencia keverésre kerültek. A koincidencia jeleket számláló végfok számolta meg.

A koincidencia fokozat egy 6AU6-os pentódából állott az 5. ábrán látható kapcsolásban.



4. ábra

A koincidencia berendezés bloksémája



5. ábra

Koincidencia keverő

Ennél a kapcsolásnál az anódon csak akkor jelenik meg jel, ha mind a vezérlőrácsra, mind a segédrácsra jel jut. A koincidencia fokozat megindítására szükséges jeleket katódcsatolási erősítő közbeiktatásával a multivibrátorok adták.

7.§. Ellenőrző mérések.

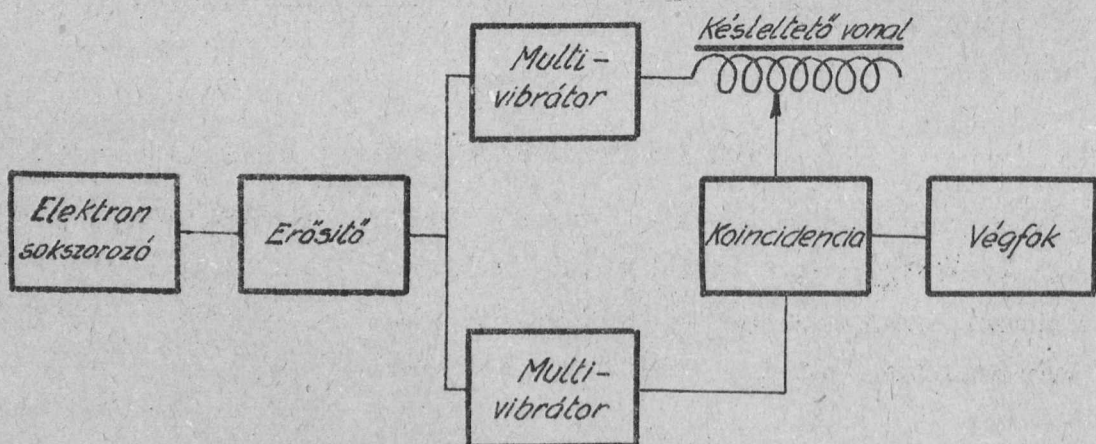
A berendezést a [2]-ben leírt módszerekkel ellenőriztük. Külön figyelmet fordítottunk a koincidencia fokozat ellenőrzésére, hogy nem maradnak-e ki koincidenciák, illetőleg nem

lépnek-e fel téves koincidenciák. A berendezést külső zavarok ellen biztosítottuk, de téves koincidenciák felléphetnek úgy is, ha a berendezés egyik oldala multiplier impulzusra megszólal és a felerősített jel megindítja az igen érzékeny másik oldalt. Az erre vonatkozó ellenőrzéshez az elektronsöves berendezést teljesen bekapcsoltuk, az egyik oldalon az elektronsokszorozó cső is működött, a másik oldalon a multiplier feszültségosztó láncának áramkörét egy nagy kondenzátorral megszakítottuk. Így erre az oldalra mindenféle zavaró impulzus eljuthatott. Létrejöhettek téves koincidenciák.

Téves koincidenciák fellépését sikerült teljesen kiküszöbölnünk.

Végeztünk olyan ellenőrzéseket is, amikor ugyanarról a multipliertől meghajtva a multivibrátorokat, néztük hogy a két oldal ugyanannyit számol-e. Az együttfutás nem volt teljes, aminek oka a két erősítő, illetve a két multivibrátor érzékenységének csekély eltérése volt. A multivibrátor érzékenységének szabályozásával sikerült a két oldalt kb. egyenlő érzékenységre beállítani.

Fontos kontrollmérés volt a véletlen koincidenciákból, valamint az egyes oldalakon mért beütésszámokból a /2/ képlet alapján kiszámolt felbontóképesség s a közvetlenül mért felbontóképesség megegyezése. A felbontóképességet közvetlenül késleltető vonallal mértük meg. /6. ábra/



6. ábra

Koincidencia felbontóképesség mérése
késleltető vonallal

A késleltetés mértékét változtatva, a késleltetés egy bizonyos értékénél a koncidencia szám csökkenni kezd és egy átmeneti tartomány után megszűnnek a koincidenciák. Az átmeneti tartomány a keverésre vitt jelek növekedési, illetve lefutási idejéből származik. Ebből a mérésből a felbontóképesség $\tau = 2,3 + 0,2 \mu \text{ sec}$ -nek adódott. $0,2 \mu \text{ sec}$ az átmeneti tartomány. Ez az érték jól megegyezik a beütésszámokból kiszámolt értékkel.

III.

8.§. A mérések.

A mérésnél úgy jártunk el, hogy kétpercenként felváltva mértünk koherens és inkohereus megvilágítással. Mérésenként leolvastuk mindkét multiplier megszólalásait $/N_1$ és $N_2/$ és a koincidenciákat $/K/$. A mérés folyamán fellépett a beütésszám ingadozása. Ennek okai a következők lehetnek:

- 1./ A fotomultiplier érzékenységének ingadozása, fáradási effektusok stb. miatt.
- 2./ A multiplier erősítési tényezőjének ingadozása pl. nagyfeszültség ingadozása miatt. A nagyfeszültség stabilitására nagyon érzékeny a multiplier; 1%-os feszültségváltozás kb. 10%-os intenzitásváltozást okoz.
- 3./ A multiplier után kapcsolt erősítő erősítésének ingadozása, a kapcsolási paraméterek öregedése, illetve a tápfeszültségek esetleges ingadozása miatt.
- 4./ A fényintenzitások ingadozása.
- 5./ A fényforrás, illetve egyéb optikai eszközök kis elmozdulásai miatt fellépő megvilágítás megváltozása.

A gyakorlatban 10-50 két-kétperces leolvasást sikerült állandó beütésszám mellett elvégezni. A beütésszám megváltozása nem volt nagymértékű, de mégis nehézkes lett volna minden ilyen megváltozás után visszaállítani az eredeti beütésszámokat. Célzerű volt a mérést az intenzitás megváltozásai ellenére folytatni és a kiértékelést úgy végezni, hogy az összehasonlítás a koherens és inkohereus megvilágításnál mért adatok között az intenzitás megváltozásaitól független legyen.

9. §. A kiértékelés módszere.

Hogy a kiértékelést az intenzitás megváltozásától függetlenné tegyük, célszerű a kiértékelés alapjául τ felbontóképeséget választani. U.i. inkohereus fényvel való megvilágításnál csak véletlen koincidenciák vannak. /2.képlet/. Itt τ a berendezés állandója és az intenzitástól független. A koincidencia-számot koherens megvilágításnál is felírhatjuk olyan alakban mint a 2. képlet.

$$K = 2N^2 \tau_k \quad t \quad /8/$$

2. és 8-ból

$$\tau_k = \tau + \frac{\epsilon p}{2N} \quad /9/$$

/9/-ből látható, hogy ha vannak szisztematikus koincidenciák, $\tau_k > \tau$ függetlenül attól, hogy a mérés folyamán az intenzitás nem volt állandó.

Az adatok numerikus kiértékelése a következőképpen történt: Külön értékeltünk ki minden méréssorozatot, amelyen belül az intenzitás állandó volt, illetve csak a megengedett statisztikus fluktuáció lépett fel. Az egyes méréssorozatokból kapott eredményeket azután összesítettük. Egy méréssorozatnál a következőképpen jártunk el: Az egyes kétperces mérésekből mind koherens, mind inkohereus megvilágításnál kapott beütésszámokból kiszámoltuk a felbontóképeséget illetve koherens megvilágításnál a látszólagos felbontóképeséget

$$\tau_{ki} = \frac{K_i T}{2N_{1i} N_{2i}} \quad /koherens \text{ adatokból}/ \quad ; \quad \tau_i = \frac{K_i T}{2N_{1i} N_{2i}} \quad /inkohereus \text{ adatokból}/ \quad /10/$$

/T = 120 sec/. Képeztük ezeknek a mennyiségeknek az átlagát és szórását, illetve az átlagok hibáját $\Delta \bar{\tau}_k$ és $\Delta \bar{\tau}$. Ha a $(\tau_k - \tau)$ különbség zérus, vagy a különbség a hibán belül van, nincsenek szisztematikus koincidenciák, illetve legfeljebb annyi lehet, amennyi a hibából következik.

Annak ellenőrzésére, hogy a méréssorozaton belül a fluktuációk valóban csak statisztikus fluktuációk voltak, a méréssorozatból kiszámolt átlagos beütésszámokból \bar{N}_1 , \bar{N}_2 és \bar{K} is kiszámoltuk a felbontóképeséget.

$$\bar{\tau} = \frac{\bar{K} \cdot T}{2 \bar{N}_1 \bar{N}_2} \quad /11/$$

Az így kapott $\bar{\tau}$ mennyiségeknek kiszámoltuk a hibáját

$$\Delta \bar{\tau} = \pm \bar{\tau} \sqrt{\frac{1}{m \bar{K}}} \quad /12/$$

/ahol m az adatok száma/. A /12/ kifejezés levezetésénél a koincidenciaszámok hibáját a Poisson eloszlás alapján az átlagokkal fejeztük ki. Az eljárás szemléltetésére mellékeljük egy rövid méréssorozat kiértékelését /I. táblázat/.

10. §. Mérési eredmények.

Összesen 119-119 mérést végeztünk, mind koherens, mind inkoherens megvilágítással. A méréseknél az intenzitás $N = 400$ imp/sec, vagyis $n \approx 130000$ foton/sec volt. A kiértékelés a következő adatokat szolgáltatotta:

Koherens megvilágításnál:

$$\bar{\tau}_k = 2,484 \pm 0,022 \mu \text{ sec} \quad \bar{\tau}_k = 2,484 \pm 0,022 \mu \text{ sec}$$

Inkoherens megvilágításnál:

$$\bar{\tau} = 2,425 \pm 0,022 \text{ sec} \quad \bar{\tau} = 2,434 \pm 0,023 \text{ sec}$$

Látható, hogy az ellenőrzésképen kiszámolt $\bar{\tau}_k$ és $\bar{\tau}$ jól megegyeznek a $\bar{\tau}_k$ és $\bar{\tau}$ értékekkel. Ugyancsak jól megegyeznek a megfelelő hibák, ami azt mutatja, hogy a méréssorozaton belül a koincidenciaszám fluktuációja nem volt nagyobb mint a Poisson fluktuáció. Erről egyébként közvetlen szórászámi táással is meggyőződünk.

Fenti adatokból kiszámoltuk ε -t és $\Delta \varepsilon$ -t. /9/-ből

$$\varepsilon = \frac{2 N}{p} (\tau_k - \tau) \quad /13/$$

és

$$\Delta \varepsilon = \pm \frac{2 N}{p} \sqrt{(\Delta \tau_k)^2 + (\Delta \tau)^2} \quad /14/$$

/13/, illetve /14/-be behelyettesítve a mérési eredményeket, valamint $p=3 \cdot 10^{-3}$ -t:

$$\varepsilon = 0,0076 \pm 0,0040$$

értéket kapunk.

I. táblázat

T = 120 sec. 1 /Scaler leosztás/ = 256

Koherens						Inkoherens				
Sorsz	N_1/l	N_2/l	K	$10^9 \tau_i$	Δ_i^2	N_1/l	N_2/l	K	$10^9 \tau_i$	Δ_i^2
1	183	173	84	2429	00324	187	182	93	2502	31360
2	179	174	96	2822	11289	185	183	99	2677	01254
3	183	178	94	2642	02433	186	185	107	2847	07952
4	181	181	96	2683	03880	187	186	88	2316	06200
5	179	180	85	2415	00504	185	185	101	2702	01876
6	178	181	93	2643	02464	188	185	84	2211	12532
7	185	181	103	2816	10890	189	186	114	2969	16322
8	178	183	90	2529	00184	186	184	92	2461	01082
9	176	183	92	2615	01664	188	187	77	2005	31360
10	180	186	74	2024	21344	191	189	119	3018	20521
11	180	177	91	2615	01664	187	184	91	2421	02074
12	177	176	81	2381	01102	185	179	110	3041	22658
13	176	181	90	2587	01020	185	183	102	2758	03725
14	175	177	73	2158	10758	194	183	80	2063	25200
15	180	181	65	1827	43428	189	182	89	2369	03842
16	176	179	89	2586	01000	184	184	99	2677	01254
Σ	2866	2871	1396	39772	113948	2996	2947	1545	41037	189212
	\bar{N}_1/l 179,13	\bar{N}_2/l 179,44	\bar{K} 87,25	$\bar{\tau}$ 2,486	$\Delta \bar{\tau}$ $\pm 0,069$	\bar{N}_1/l 187,25	\bar{N}_2/l 184,19	\bar{K} 96,56	$\bar{\tau}$ 2,565	$\Delta \bar{\tau}$ $\pm 0,088$
				$\bar{\tau}$ 2,485	$\Delta \bar{\tau}$ $\pm 0,065$				$\bar{\tau}$ 2,563	$\Delta \bar{\tau}$ $\pm 0,062$

Látható, hogy ξ értéke kb. megegyezik a hibával. Ez azt jelenti, hogy szisztematikus koincidenciák nincsenek, illetve a fotonoknak legfeljebb $\xi + 3\Delta\xi = 2\%$ -a adhatott szisztematikus koincidenciát.

IV.

11. §. Sűrű váltás módszere.

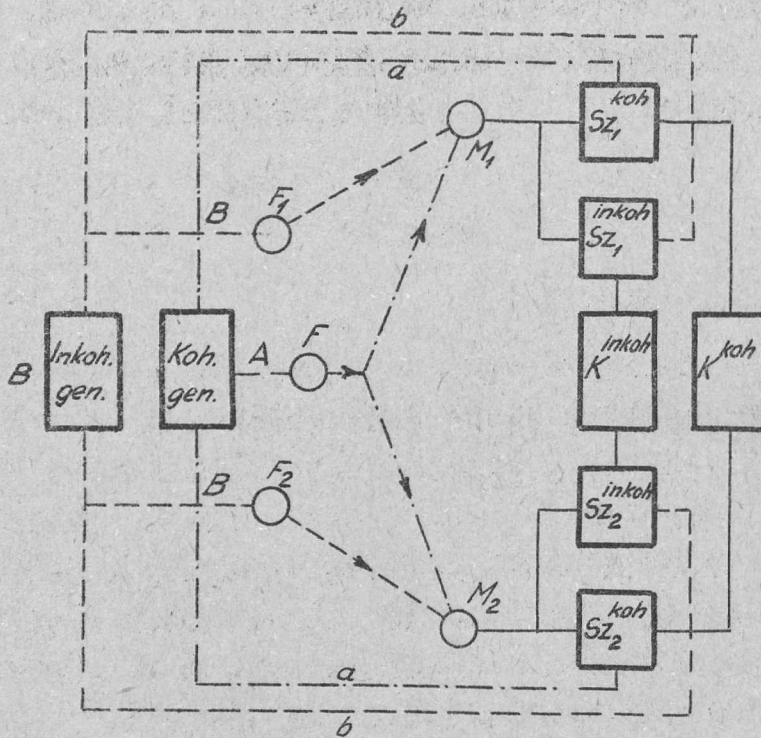
A kísérleti berendezés építése során sok nehézséget okozott a beütésszám stabilitásának biztosítása. A III-ban ismertetett méréseknél sikerült elérni, hogy a beütésszám 10-50 2-2 perces mérés folyamán állandó legyen. Mégis célszerűnek láttuk egy olyan eljárás kidolgozását, amelynek segítségével a mérést az intenzitás megváltozásaitól teljesen függetlenné tehetjük. Ennek az eljárásnak a lényege az, hogy a két mérést /koherens és inkohereus fényvel való megvilágítás/ olyan sűrűn változtatva végezzük, hogy egy koherens és inkohereus mérés tartama alatt a fluktuációk feltétlenül elhanyagolhatók legyenek. Hogy ezt a célt biztosan elérjük, szükséges volt a két mérést másodpercenként többször váltani. Ilyen sűrű váltást feltétlenül elektronikusan kellett megoldani, ugyancsak elektronikusan kellett megoldani a koherens és inkohereus fénytől származó beütésszámok leolvasását, illetve gyűjtését.

A berendezés működését a koherens és inkohereus megvilágítás sűrű váltásánál a 7. számú ábra szemlélteti.

A koherens megvilágításra szolgáló F fényforrást az A generátor gyújtja meg. Az inkohereus megvilágításra szolgáló F_1 és F_2 fényforrásokat a B generátor . A két generátor felváltva működik és ezért az F illetve az F_1 , F_2 fényforrások is csak felváltva égnek. A multiplierek után külön számlájuk meg a koherens, illetve inkohereus megvilágításból származó impulzusokat és koincidenciákat. Sz_1^{koh} és Sz_2^{koh} számlálók csak akkor érzékenyek, amikor az F fényforrás ég. Ezt a koherens generátorból kicsatolt a jel segítségével érjük el. Hasonlóan az Sz_1^{inkoh} és Sz_2^{inkoh} számlálókat a \underline{b} jel teszi érzékennyé.

12. §. A vezérlő berendezés.

A vezérlő berendezésben alkalmas volt a hálózatot felhasználni és a hálózati feszültség megfelelő négyszögesítésével



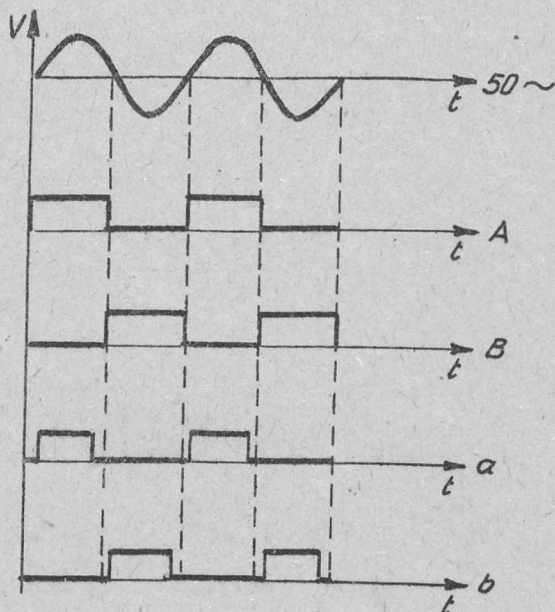
7. ábra

Sematikus elrendezés a koherens és inkohereus megvilágítás sűrű váltásánál

előállítani a szükséges impulzusokat. Az egyik félhullámból az a,A jeleket a koherens fénnel való mérésre, a másik félhullámból a b,B jeleket az inkohereus fénnel való mérésre kaptuk.

Célszerű a fényforrást felgyújtó A,B illetve a számláló berendezést érzékenyebbé tevő a,b jeleket különböző hosszúságra választani. Ha a számláló berendezés a fény felvillanás kezdete után egy kis idővel kezd csak számolni, illetve a fény kialvás előtt ugyancsak egy kis idővel megszűnik érzékeny lenni, akkor elkerüljük a gyújtásnál, illetve kioltásnál fellépő átmeneti jelenségeket. Ezért a lámpát gyújtó, illetve a számlálókat érzékenyebbé tevő jeleket úgy választottuk meg, hogy a jel később kezdődik, mint A és korábban is ér véget. /8. ábra/ Hasonló a b és B jelek viszonya.

A vezérlő generátor részletes kapcsolási rajzát a 9. ábra mutatja. A négyszögjeleket diódák segítségével állítottuk elő. Az a és b fokozatoknál a késleltetést az előfeszültség állításával lehetett szabályozni. A és B fokozatok diódái előfeszültséget nem kaptak.

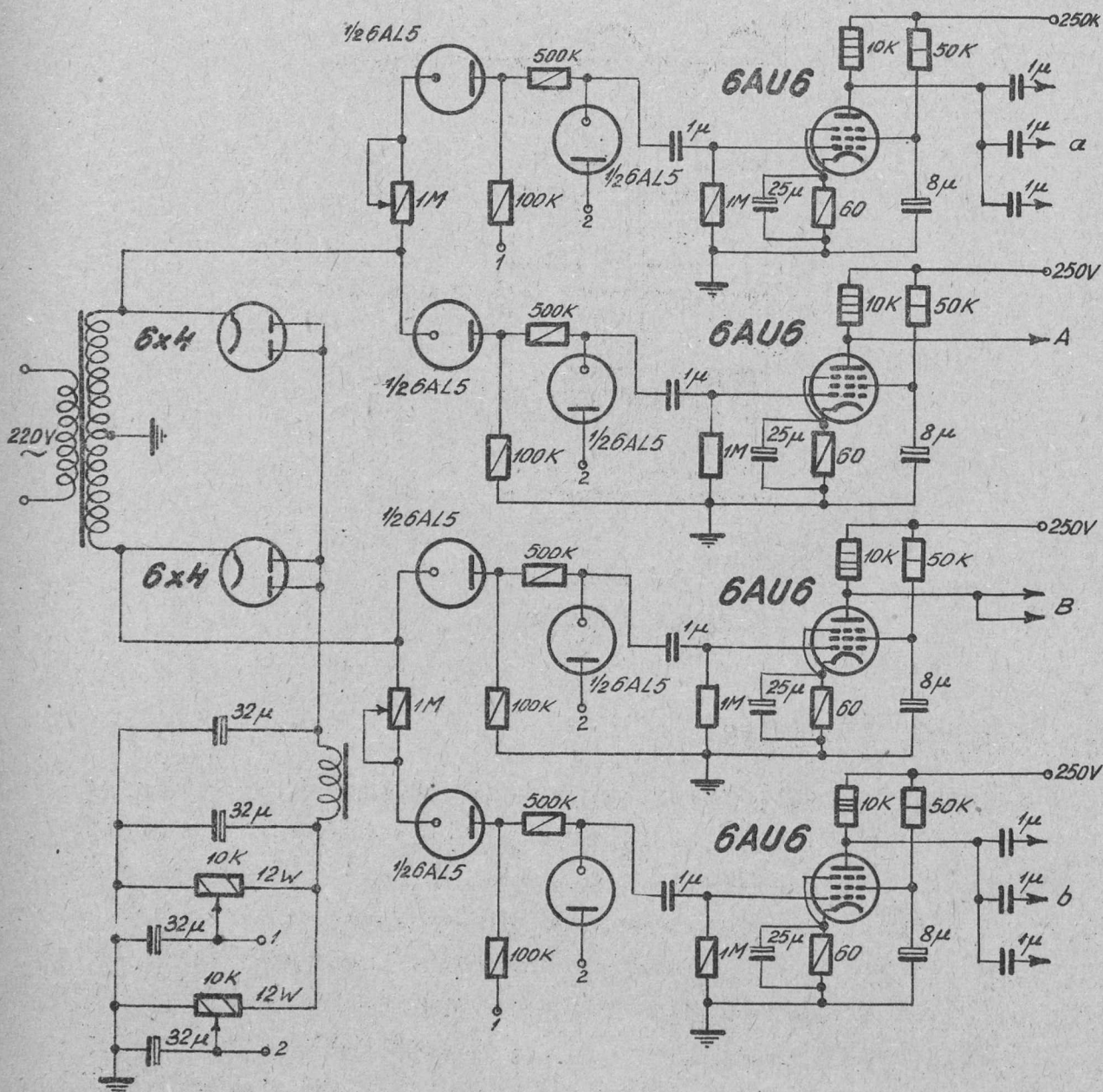


8. ábra
A vezérlő jelek

13.§. Számláló berendezés.

A másodpercenkénti 50-szeres váltás részletes blokksémája a 10. számú ábrán látható. A M_1 és M_2 multiplierek jelei erősítés után multivibrátorokat hajtanak meg. A multivibrátorok után a koherens illetve az inkohereus fénytől származó impulzusok együttesen jelennek meg. Ezeket számlálás előtt külön kell választani. A különválasztást a vezérlő impulzusokkal való koincidencia keveréssel végeztük el. Ez a keverő hasonló a 6.§-ban tárgyalt koincidencia fokozathoz. A vezérlő jelét a segédrecs-ra vittük. A jel hosszúsága miatt a torzulások elkerülésére szükséges volt katódcsatolású erősítőt használni. A multivibrátorokból a multiplier jeleket a vezérlőrácsra vittük. A keverőcső anódján a jeleknek csak az a része jelenik meg, amelyik fedésben van az a vagy b vezérlőjellel, vagyis csak a koherens vagy inkohereus fénytől származó jelek. Ilyen keverőfokozatot minden számláló rész előtt elhelyeztünk. Ugyanilyen keverő fokozatokat alkalmaztunk a koherens és inkohereus fénytől származó koincidenciák szétválasztására.

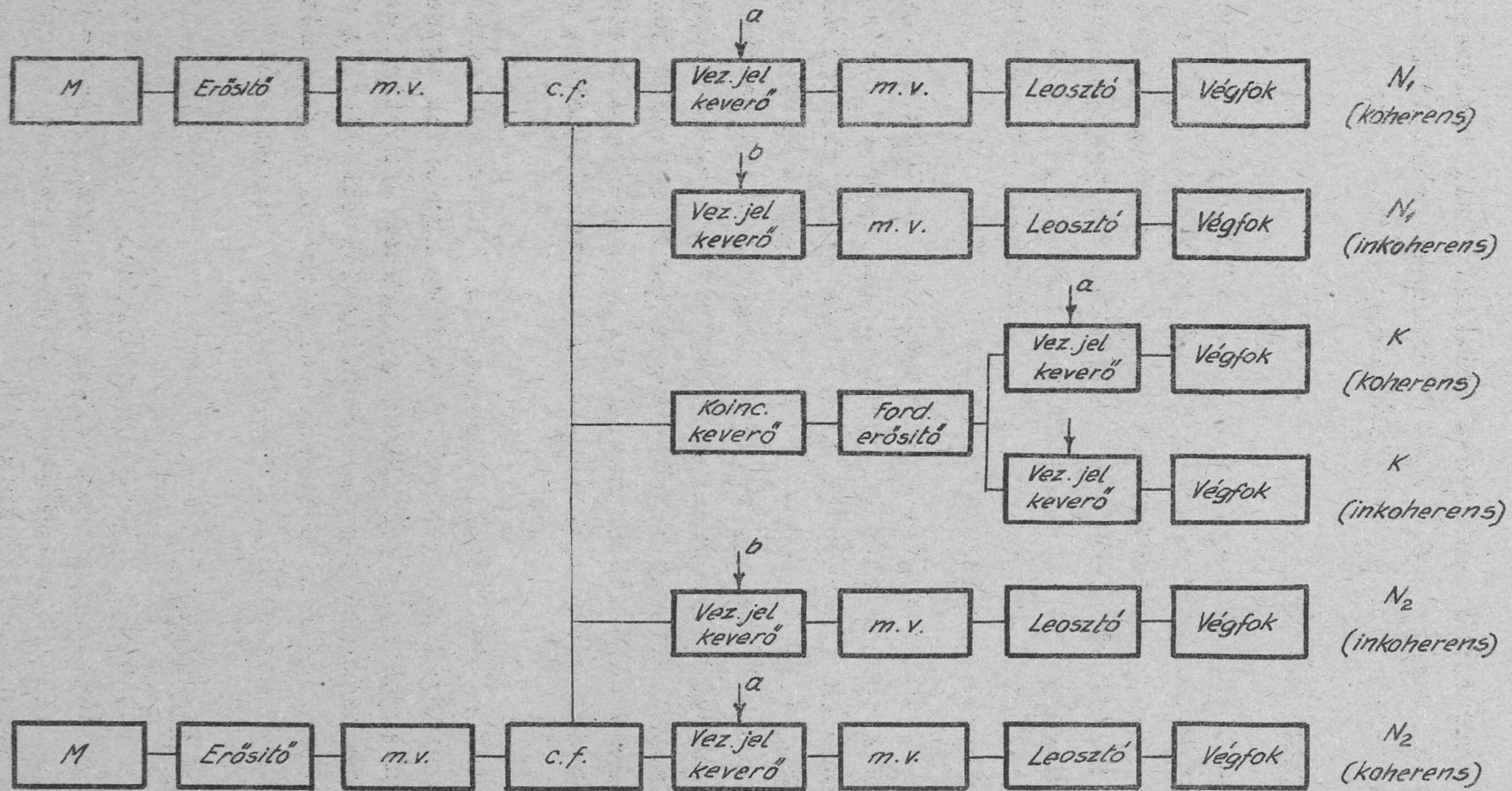
A berendezés működése tehát a következő volt: A multivibrátoron megjelenő impulzusok egy katódcsatolású erősítőn kereszt-



9. ábra

A vezérlő berendezés rajza

től három csatornába jutottak. Az a csatorna a koherens fénytől származó impulzusokat számolja, a b csatorna az inkoherens fénytől származókat, a harmadik csatornán a jel a koincidencia keverőbe jut. A koincidencia fokozat impulzusait újra szétválasztjuk a koherens, illetve inkoherens megvilágításnak megfelelően. Az a illetve b csatornák a mérési időnek kb. 40-40%-ban érzékenyek, mivel a vezérlő impulzusok hossza kb. $8 \cdot 10^{-3}$ sec.



10. ábra. A koincidencia berendezés blokk-sémája másodpercenkénti 50-szeres váltásnál.

Tehát a mérésnél összesen 6 számlálót kell leolvasni. Az a jel által vezérelt N_1, N_2 K /Koherens/ számlálókat és a b által vezérelt N_1, N_2 K /inkoherens/ számlálókat.

14. §. Ellenőrző mérések.

A berendezés ellenőrzését a [2]-ben illetve a 7. §-ban leírt módszerekkel végeztük el. A gyakori váltás elvileg nem hoz be semmi lényeges nehézséget, mégis fokozottan fontossá válik az ellenőrzés, minthogy a felhasznált egységek száma jelentősen megnőtt pl. a számláló berendezés 136 elektroncsőből állt a tápegységek nélkül. Az ellenőrzések azt mutatták, hogy a berendezés megbízhatóan működött.

Mérési eredmények kiértékelésénél fontos tudni, hogy pontosan milyen hosszúak az a és b jelek. Lényeges az is, hogy a és b vezérlőjelek viszonya (a/b) a mérés alatt állandó maradjon. Az utóbbi ellenőrzésére 5 - 5 koincidencia mérés után megmértük a/b értékét. Ez úgy történt, hogy az elektronsokszorozókat állandóan égő fényforrással világítottuk meg és leolvastuk a beütésszámokat. Az egy multiplierhez tartozó a és b jellel vezérelt számlálók beütésszámainak aránya megadja a/b viszonyt. Ezen mérések átlagát használtuk fel a kiértékelésnél. A mérésekből $a/b = 0,987$.

Megmértük a vezérlőjelek hosszát is. Ehhez az egyik számlálórész vezérlőjel keverőjét kiiktattuk, így ez az egység az egész időben érzékeny. Ugyanakkor ugyanehhez a multiplierhez tartozó másik számláló rész a vezérlőjellel működött. A multipliert állandóan égő fényforrással világítottuk meg. A két beütésszám aránya megadja az a jel hosszát. A mérésekből $a = 8,16 \cdot 10^{-3}$ sec.

15. §. Mérési eredmények.

Gyakori váltással $N = 300$ impulzus/sec = 100.000 foton/sec intenzitásnál 306 háromperces mérést végeztünk. 3 percenkénti leolvasásokra itt a statisztikus kiértékeléshez volt szükség.

A következő eredményeket kaptuk:

Koherens megvilágításnál:

$$\bar{\tau}_k = 2,362 \pm 0,026 \mu \text{ sec}$$

$$\bar{\tau}_k = 2,364 \pm 0,030 \mu \text{ sec}$$

Inkoherens megvilágításnál:

$$\bar{\tau} = 2,398 \pm 0,027 \mu \text{ sec} \quad \bar{\bar{\tau}} = 2,405 \pm 0,031 \mu \text{ sec}$$

$$\text{A } \bar{\tau}_k, \bar{\tau} \text{ és } \bar{\bar{\tau}}_k, \bar{\bar{\tau}} \text{ és a } \Delta \bar{\tau}_k, \Delta \bar{\tau} \text{ és } \Delta \bar{\bar{\tau}}_k, \Delta \bar{\bar{\tau}}$$

értékek itt is jó megegyezést mutatnak.

A fenti adatokból kiszámolva ξ és $\Delta \xi$ értékét, a következő eredményt kapjuk:

$$\xi = - 0,0029 \pm 0,0030$$

Amint látható, a 10.§-ban közölt eredménnyel összehasonlítva, az ξ értéke itt még negatívnak is adódik, tehát csakugyan nem tulajdoníthatunk neki zérustól eltérő értéket.

Kisebb intenzitásnál $N = 42$ impulzus/sec ≈ 13000 foton/sec is végeztünk méréseket. A 159 háromperces mérés eredményeképpen ξ és $\Delta \xi$ -ra a következőt kaptuk:

$$\xi = - 0,0017 \pm 0,0036$$

Összevetve a 10.§-ban és ebben a paragrafusban kapott értékeket, a három méréssorozatból ξ -ra és az összesített hibára

$$\xi \pm 3\Delta \xi \approx 0 \pm 0,006$$

értéket kapjuk.

Ebből látható, hogy szisztematikus koincidenciák nincsenek illetve a fotonoknak legfeljebb 0,6%-a adhatott szisztematikus koincidenciát. Eredményeink tehát a kvantumelmélet várakozásával megegyeznek.

Köszönetet mondunk Faragó Péter és Náray Zsolt elvtársaink munkánk iránt tanusított figyelemért és hasznos tanácsaikért.

A berendezés megépítésében és a mérések során végzett kiváló munkájáért köszönetet mondunk Koncz Sándor munkatársunknak, továbbá Bárdos Lajosné, Bak Miklós, és Erbszt Hermann munkatársainknak. Az optikai tervek készítésében kifejtett munkáért Nagy Árpádnak, a kiértékelés numerikus munkáiért Deák Ferencnek.

Külön köszönetet mondunk osztályunk Technikai Műhelye dolgozóinak és vezetőjének Kurtha Géza kartársnak.

Idézett irodalom:

- 1./ I.Jánossy, Acta Physica I.4. 423, 1952.
- 2./ Ádám-Varga: Fotonok számlálása elektronsokszorozóval.
KFKI Közl. /ugyanebben a számban/.

Érkezett: 1954. június 11.

AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: FARAGÓ PÉTER

Folyadékok dielektromos állandójának mérése mikrohullámu

Michelson interferométerrel

Irta: Hedvig Péter és Kurucz István

ÖSSZEFOGLALÁS

Egy 1,5-1,8 cm tartományban dolgozó Michelson interferométer készült el a folyadékok dielektromos állandójának mérésére. Részletesen diszkutáljuk a berendezés működését, a hibalehetőségeket és azok kiküszöbölésének módjait. A készülék ellenőrzésére néhány nem-poláris folyadék dielektromos állandóját mértük meg 1,71 cm hullámhosszon. Az eredmények átlag $\pm 0,5\%$ szórást mutatnak és az irodalomban található, ehhez a hullámhosszhoz közel eső mérésekkel általában megegyeznek. A mért értékek: petróleum /technikai/ $\epsilon = 2,14 \pm 0,01$, terpentinolaj /technikai/ $\epsilon = 2,07 \pm 0,01$, széntetraklorid $\epsilon = 2,22 \pm 0,02$; paraffinolaj $2,18 \pm 0,02$.

I. / BEVEZETÉS

Az optikai módszerek használata a mikrohullámu mérés technikában a legújabb időkben kezdett erőteljesen fejlődni. Ez érthető, hiszen optikai módszert csupán a mm nagyságrendű hullámokon érdemes alkalmazni. Nagyobb hullámhosszokon a berendezés méretei igen kényelmetlenül nagyok lennének. A milliméteres hullámok előállításának és alkalmazásának technikája viszont csupán az újabb időkben fejlődött ki.

Ennek ellenére igen régi közleményeket is találunk, melyek ilyen rövid hullámhosszokon végzett törésmutató, vagy dielektromos veszteségmérésekről számolnak be. Orosz kutatók, így Koszmogov /1901/, Lebegyev /1895/ Hertz-féle hullámok segítségével igen eredeti módon mérték törésmutatót. Így Koszmogov egy sereg nem-poláris folyadékot mért ki 15 - 90 mm hullámhossztartományban. Lebegyev pedig 6 mm-en egy Nikol-prizmát készített. [9]

Ezek a régi mérések azonban a kezdetleges technika miatt nem voltak pontosak. A Hertz-féle szikraadó által kisugárzott hullámok messze nem monokromatikusak, és a jelek detektálásának technikája is igen kezdetleges volt.

Az újabb mérések igen jó közelítésben monokromatikus sugárzást adó klystron oszcillátorokkal dolgoznak, a detektálás technikája a Si-W és Ge diódák segítségével és a korszerű mikrohullámu vételtechnika segítségével igen fejlett. Klystron oszcillátorral hajtott harmonikus generátorok segítségével egészen 1 mm-ig jó lehetőség van monokromatikus hullámok keltésére.

A mérési pontosságot igen nagy mértékben fokozza a jól kidolgozott frekvenciastabilizáció, igen jó Q-ju üreggel /Pound, 1946./ [14], vagy molekulák abszorpciós vonalai segítségével /Lamont, 1951./ [15]. A frekvencia mérés is igen nagy pontossággal végezhető el a heterodin rendszerű frekvencia-normálok segítségével.

A technika ilyen arányu fejlődése lehetővé tette, hogy pl. a mm hullámok terjedési sebességét optikai módszerek segítségével $\pm 0,7$ km/sec pontossággal lehessen lemérni. /Froome 1952, [8] Essen és Froome 1952, [4] Bol 1950 [16]. Ezek az adatok eltérést mutatnak a látható fény hullámhosszon és a mm hullámhosszon mért fénysebességek között.

Michelson-típusu interferométert Lengyel /1949/ és Culshaw /1950/ alkalmaztak mm hullámhosszon fénysebesség /hullámhossz/ és dielektromos állandók meghatározására [5] [7]. Ezek az interferométerek elsősorban hullámhosszmérés, illetve fénysebességmérés céljára készültek 1,25 cm /Culshaw/ és 1,25 és 3 cm /Lengyel/ tartományban.

A fenti szerzők az interferométerek dielektromos állandó és veszteség szög mérésére való alkalmazhatóságát részletesen nem diszkutálták, és csupán néhány szilárd dielektrikumra mérték le a dielektromos állandó közelítő értékét. Egyedül Culshaw Fabry-Perot típusu unterferométerének leírásánál [6] tér ki részletesebben a dielektrikumok mérési lehetőségeire.

A dielektromos állandók mikrohullámu optikai mérésének problémájával azért érdemes foglalkozni, mert

1./ a rövidebb milliméter hullámok felé az optikai típusú készülékek könnyebben kivitelezhetők, mint az egyéb módszerek készülékei.

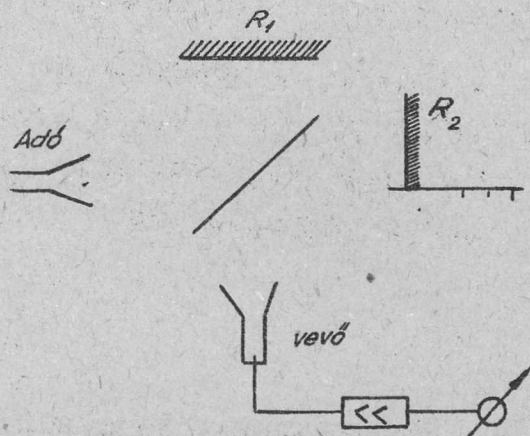
2./ az optikai készülékek könnyebben kiképezhetők úgy, hogy a mérés széles frekvenciasávot átfoghasson, s így diszperzió görbék felvételére alkalmasabb pl. folyadékok esetében.

3./ Nagyobb lehetőség van arra, hogy méréstechnikailag egyébként igen nehéz 1 mm alatti területre is kiterjesszük a méréseket, márpedig ez a terület, mint az infravörös és mikrohullámu tartományok területe sok szempontból érdekes eredményeket adhat.

Az itt ismerttetendő berendezés 1,5 - 1,8 cm hullámtartományban dolgozik, és elsősorban folyékony dielektrikumok vizsgálatára készült. A működés és hibaforrások diszkusszióját is ebből a szempontból végeztük el.

II./ A MÉRÉS ELVE

Minden interferometriás mérésnél két sugár közötti utkülönbséget kell mérni. Az adóból kisugárzott hullám egy féligáteresztő lemezen kettéválik. Az R_1 és R_2 tükrökről reflektál sugarak interferálnak és így jutnak a vevőbe.



1. ábra

Ha az R_1 és R_2 tükrök és a féligáteresztő lemez jól vannak elhelyezve, akkor az R_2 tükröt mozgatva a vevővel minimumokat és maximumokat indikálhatunk. A maximumokra

$$2 nd = N ,$$

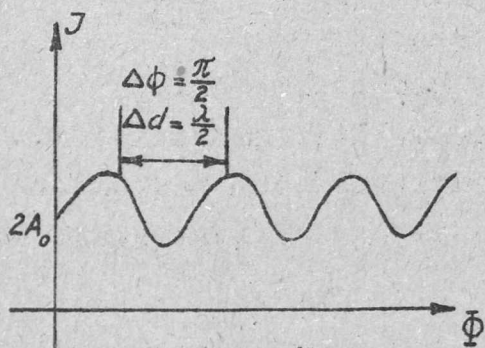
a minimumokra:

$$2 nd = /2 N+1/ \frac{d}{2}$$

Itt $N = 0, 1, 2, \dots$ = hullámhossz, d = A két tükröknek a féligáteresztő tükrőtől mért távolságának különbsége, n = törésmutató.

A két interferáló hullám intenzitása a távolságkülönbség /utkülönbség/ függvényében a következő, ha az amplitudók egyenlők:

$$I = 2 A_0^2 / 1 + \cos \phi /$$



2. ábra

Itt ϕ két hullám közötti fáziskülönbség, amely az utkülönbségtől függ. Két minimum, vagy két maximum közötti távolság $\frac{\lambda}{2}$. Tehát a hullámhossz lemérése egyszerűen a minimumok /sötét "interferencia csikok"/ leszámolásával és a távolság mérésével történik.

A dielektromos állandó mérésénél az egyik sugár útjába tesszük a vizsgálandó anyagot. Mivel az anyagban a hullám fázissebessége más, mint szabad térben, az anyag betétele a két sugár között fáziskülönbséget állít elő.

Az optikai uthossz megváltozását az R_2 reflektor eltolásával kompenzáljuk. Ha az anyag betétele következtében észlelt minimum-eltolódás Δ , akkor d vastag anyagra az optikai uthossz megváltozása

$$nd - d = \Delta$$

$$n = 1 + \frac{\Delta}{d}$$

Tehát a törésmutató a Δ eltolódás mérésével meghatározható.

A dielektromos állandó értéke tehát

$$\epsilon = n^2 = \left(1 + \frac{\Delta}{d} \right)^2 \dots \dots \dots /1/$$

Az így közvetlenül mérhető dielektromos állandó azonban egy nyers érték csupán, mert a Δ utkülönbséget, azaz az interferáló hullámok közötti fáziskülönbséget a közbetett dielektrikum anyagi minőségén kívül még más tényezők is befolyásolják.

III./ Hibaforrások

Bár a mérés elvileg igen egyszerű, mégis sok olyan hibaforrás van, amely az optikai interferométereknél nem lép fel. Így elsősorban a diffrakció zavarja és komplikálja a mérési eredmények kiértékelését. Az optikai berendezéseknél $10^3, 10^4 \lambda$ méretekkel dolgoznak, míg itt $10 - 50 \lambda$ méretnél nagyobbakat már

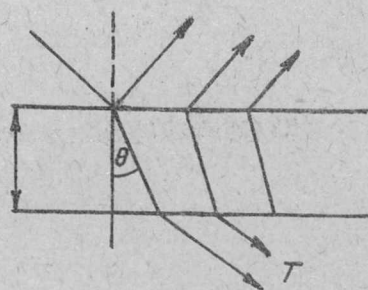
nem érdemes készíteni. Jó összehasonlító képet ad a viszonyokról az, hogy mikrohullámu tartományban használatos 30 - 50 lesugárzási apertúra fénynél egy 10^{-3} mm-es lyukon keresztül kibocsátott sugarat jelentene. Természetes, hogy ilyen méretek mellett már igen erős diffrakció lép fel.

Ugyancsak a méreteknek a hullámhosszhoz képest kicsi volta okozza az anyagállandó mérésének másik igen lényeges hibaforrását, a többszörös reflexió okozta hibákat.

A mikrohullámu interferometriának azonban igen lényeges előnyei is vannak az optikához képest. Így sokkal kisebb hibákat okoznak a megmunkálási egyenetlenségek /mivel a valóságos méretek nagyok/, és a távolságmérés is kisebb relatív hibával történhet. A hibaforrásokat a következőkben főként a folyadékok dielektromos állandójának mérése szempontjából diszkutáljuk.

1./ Többszörös reflexiók okozta hiba.

Ha egy anyagon elektromágneses sugárzást bocsátunk keresztül, akkor ez a sugár nemcsak az anyag törésmutatója miatt szenved fáziseltolást, hanem az anyagban többszörösen reflektált sugarak interferenciájának hatása következtében is.



3. ábra

Egy dielektrikum rétegen áthaladt sugár relatív intenzitása Airy formulája szerint /Tolansky 1948./

$$T = \frac{p^2}{1 - \cos \phi + R^2} \quad /2/$$

Itt $\phi = \frac{2\pi}{\lambda} n d \cos \theta$ a többszörösen reflektált sugarak közti fáziskülönbség. P = relatív áthatolási koeficiens, R = reflexiós koeficiens, n = törésmutató és d = az anyag vastagsága. θ = a belső reflexiók szöge.

Ez tehát azt jelenti, hogy a rétegen áthaladó hullám intenzitása függ a rétegvastagságtól; a rétegvastagságot változtatva, az áthaladó intenzitás maximumokat és minimumokat mutat. Az át-eresztett intenzitás maximális, ha $\cos \phi = 1$, azaz $\phi = K\pi$, tehát

$$\frac{2\pi}{\lambda} n d \cos \theta = K\pi$$

$$d \cos \theta = K \frac{\lambda}{2n} \quad / \text{minimumokra} / \quad /3/$$

Ezen a helyen az intenzitás értéke

$$T = \frac{p^2}{/1-R/2} \quad /4/$$

Látható, hogy $P = 1 - R$ esetén, azaz akkor, ha nincs az anyagon belül veszteség, akkor az átvitt relativ intenzitás értéke $T=1$. Ez azt jelenti, hogy az anyag a teljes beeső intenzitást átteresztette.

Az átteresztett intenzitás minimális akkor, ha $\cos \phi = 0$, azaz $\phi = /2K+1/ \frac{\pi}{2}$ tehát

$$\frac{2\pi}{\lambda} n d \cos \theta = /2K+1/ \frac{\pi}{2}$$

$$d \cdot \cos \theta = /2K+1/ \frac{\lambda}{4n} \quad / \text{minimumokra} / \quad /5/$$

Ilyen rétegvastagság esetén az átvitt intenzitás értéke:

$$T = \frac{p^2}{1+R^2} \quad /6/$$

Ha $P = 1 - R$, azaz az anyag vesztesége elhanyagolhatóan kicsiny, akkor az átteresztett intenzitás

$$T = 1 - \frac{2R}{1+R^2}$$

Ez az intenzitás $R \neq 1$ esetén láthatóan sohasem lesz zérus.

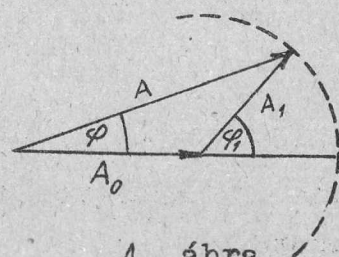
A fenti kifejezésekből látható, hogy a többszörös reflexió megváltoztatja a mérendő anyagon áthaladó sugár amplitudóját a réteg vastagságától függően. Ez a hatás főként a veszteségszög mérését zavarja meg. Folyadékok mérése esetén ez a hiba egyszerűen kiküszöbölhető azáltal, hogy a 3./ formulának /maximális átvitt intenzitás/ megfelelő rétegvastagságot alkalmazunk. Ennek a vastagságnak a beállítása kísérletileg könnyen elvégezhető.

Szilárd anyagok esetén a kívánt rétegvastagság beállítása csak közelítőleg lehetséges, ezért ilyen méréseknél a többszörös

reflexió okozta hibát számítással kell korrigálni. /Szukcesszív approximációval. Ilyen korrekciót Benoit és Talpey /1952/ egy más típusu mérésnél alkalmaztak, a Brewster-szög alatti mérések-nél./

Az anyagban fellépő többszörös reflexió hatása nemcsak az áteresztett intenzitás megváltoztatásában jelentkezik, hanem a sugarak interferenciájának függvényében az áteresztett hullám fázisát is megváltoztatja. Ez a mérésnél úgy jelentkezik, hogy az általunk mért fáziseltolást nemcsak a fázissebességek különbsége, hanem a többszörösen reflektált sugarak is okozzák. Tegyük fel, hogy a többszörösen reflektált sugarak közötti fáziskülönbség φ_1 .

Ez a réteg vastagságától és a beesés szögétől függ. Az A_0 amplitudójú hullám az A_1 amplitudójú reflexiós hullámmal interferálva A amplitudójú és φ fázisu hullámmá alakul, ahol



4. ábra

$$A^2 = A_0^2 + A_1^2 - 2A_0A_1 \cos \varphi_1$$

$$\varphi = F(\varphi_1, A_1)$$

A vektorábrából azonnal látható, /4. ábra/, hogy ezen a hibán a legegyszerűbben úgy segíthetünk, ha a beeső és a többszörösen reflektált sugarak közötti fáziskülönbséget zérussá tesszük. Ez a rétegvastagság megfelelő választásával /5. formula/ elérhető.

Összefoglalóan megállapíthatjuk, hogy a többszörös reflexió okozta hibákat folyadékok mérése esetén a rétegvastagság megfelelő megválasztásával kiküszöbölhetjük.

2./ Az amplitudók különböző volta miatt fellépő hiba

Az interferométer két interferáló sugara általában nem egyenlő amplitudójú. Hullámhosszmérésnél ez azért van, mert a mozgó tükör és a féligáteresztő anyag közti távolság a pontosság növelése miatt több méterre felmehet, anyagállandó mérésnél pedig az anyag abszorpciója és a reflexiós veszteség miatt jön létre amplitudó különbség. Ezen kívül a féligáteresztő tükör és a két tükröző felület is okozhat amplitudó különbséget. Két kü-

lőnböző amplitudóju rezgés interferálva a következő eredő amplitudót adja:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2 \cos \varphi =$$

$$= A_1^2 + A_2^2 \left(1 + \frac{2 A_1 A_2}{A_1^2 + A_2^2} \cos \varphi \right)$$

Mivel $\frac{2A_1A_2}{A_1^2 + A_2^2} = \frac{1}{1 + \frac{(A_1^2 - A_2^2)^2}{2 A_1 A_2}}$ az eredő intenzitás

$$I = A^2 = (A_1^2 + A_2^2) \left[1 + \frac{1}{1 + \frac{(\Delta A)^2}{2A_1A_2}} \cos \varphi \right] \quad /7/$$

Itt ΔA a két amplitudó közti különbség. Ezt az eredményt összehasonlítva az egyenlő amplitudóju rezgések interferenciája esetén kapott

$$I = A^2 = 2 A. (1 + \cos \varphi)$$

intenzitással, látható, hogy, mivel $\frac{1}{1 + \frac{\Delta A}{2A_2A_2}} < 1$, $A_1 \neq A_2$ esetén

a kapott maximális amplitudó általában kisebb lesz.

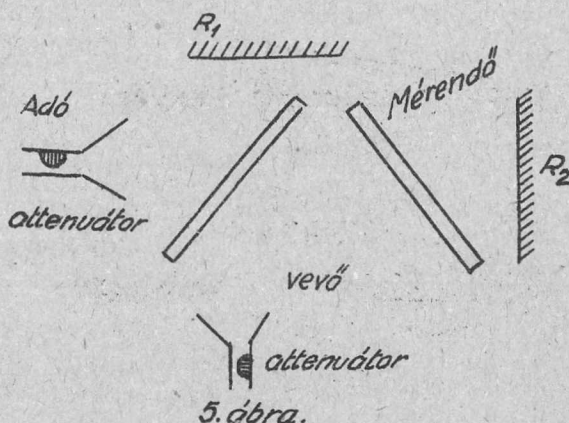
Ez a hatás tehát azért, hogy a maximumok és minimumok közötti nivőkülönbséget csökkenti, lényegében a minimumok leolvasási pontosságát rontja.

Tehát minél inkább egyenlővé tesszük a két interferáló sugár amplitudóját, annál "élesebbek" lesznek a minimumok, annál kisebb hibát követünk el a minimum kiértékelésekor végzett interpoláció alkalmával.

Az amplitudók egyenlővé tétele a gondos beállításon túl attenuátorok segítségével közelítőleg jól megvalósítható.

Hasonló jellegű az a hiba, amelyet az okoz, hogy az interferométer egyes elemei között állóhullámok alakulhatnak ki. Így az adóantenna és a vele szemközt lévő tükör, valamint a vevőantenna és a vele szemközt lévő tükör között kisebb távolságok esetén állóhullámok alakulhatnak ki. A dielektrikum és a tükör között, ha

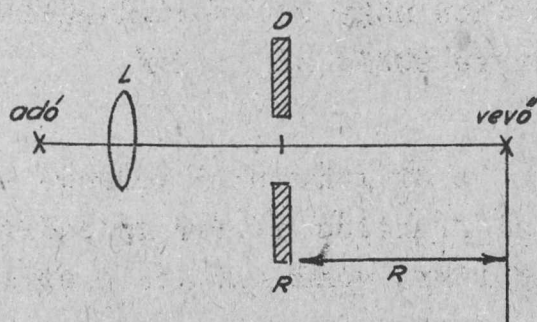
azokat párhuzamosan helyezük el, igen jelentős állóhullámviszony állhat elő. Ezért a mérendő dielektrikumot célszerű ferde szög alatt elhelyezni, és az így létrejött amplitudókülönbséget attenuátorral kiegyenlíteni. Az állóhullámok megszüntetésére és a generátorra való visszahatás csökkentésére az adó és a vevő antennába is attenuátorokat helyeztünk el. /5. ábra/



3./ A diffrakció következtében fellépő hibák.

A mikrohullámú optikai méréseknél természetesen igen fontos a diffrakció következtében fellépő hatások vizsgálata. A berendezések méretét alig lehet olyan mértékben növelni, hogy lényeges diffrakciós hatás már ne lépjen fel.

A diffrakció legfontosabb hatása az, hogy az adóberendezés által produkált sugarak sohasem tökéletesen párhuzamosak: a mikrohullám optikában már elvileg sem lehet szigorúan párhuzamos sugárnyalábot előállítani. Ez teljesen érthető, ha meggondoljuk,

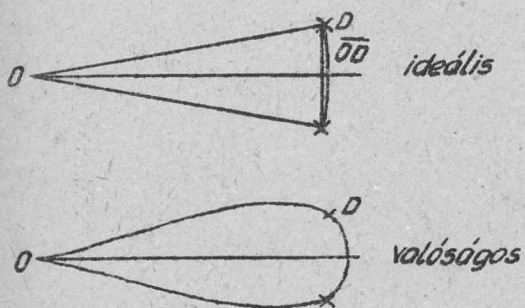


6. ábra

hogy a sugárzó antenna, lencse és egyéb elemek aperturája a hullámhosszhoz képest nem elég nagy. Az adó tölcserantennát pl. optikai szempontból az ábra szerinti elrendezéssel szemléltethetjük. /6. ábra/ Egy pontszerű fényforrás fénye a D diafragmán keresztül jut a vevőhöz. Az L lencse az adóantennának azt a sajátosságát reprezentálja, hogy az jó méretezés esetén, elvileg párhuzamos nyalábot állít elő. A "D" diafragmán /azaz a horn kilépési aperturáján/ Fraunhofer-féle elhajlás jön létre. A diffrakció hatása az, hogy az R távolságban elhelyezett vevő nem az apertúra éles képét látja, hanem egy diffrakciós képet. Ennek megfelelően a vevő helyén a hullámfront nem sík, hanem egy

az ideálistól lényegesen eltérő poláris sugárzási diagrammot tapasztalunk. /7. ábra/. Ez azt jelenti, hogy még ideálisan

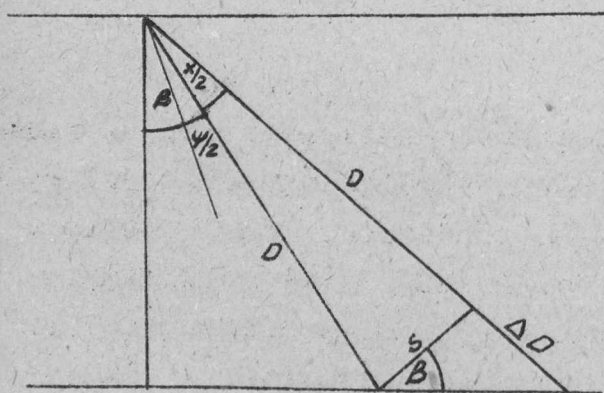
méretezett antenna esetén is szférikus lesz a hullámfrontunk. Ez hullámhosszmérésnél is és anyagállandó mérésnél is hiba jelent. Az effektus miatt a valóságban hullámhossz mérés esetén nagyobb utkülönbség jön létre, mint amekkorát lemértünk, mert a hullámfront szférikus volta miatt a visszaverő tükörnél és a vevő hornnál is



7. ábra

egy többlet utkülönbség keletkezik. Az ebből adódó hiba nem nagy, és aránylag könnyen korrigálható. /Froome, 8 /. A korrigálás különböző aperturáknál és távolságoknál történő mérési adatok segítségével vihető végbe. Az így korrigált hiba nagyságrendje 10^{-4} , ezért ezt a korrekciót csak akkor kell elvégezni, ha igen nagy pontosságú hullámhossz-mérésre van szükség, pl. fénysebesség mérésekor.

A dielektromos állandó mérésénél már nagyobb hibát okozhat a diffrakciós hatás. Az eddigi számítások szigorúan párhuzamos sugarakra vonatkoztak. A szférikus hullámfront miatt azonban a



8. ábra

sugárforrás kilépési aperturájától is. Az interferométernél a sugarak kétszer haladnak át az anyagon, oda és vissza, tehát az eredeti fázis és amplitudóhiba is megkétszereződik.

beesés szöge nem lesz egyértelműen meghatározott. A vevőantenna különböző beesési szöggel érkező sugarakat és így azoknak eredőjét detektálja. Tehát a detektált hullám amplitudója és fázisa nemcsak a rétegvastagságtól és anyagi minőségtől függ, hanem a beesési szög "szórásától", azaz végeredményül a

A diffrakció következtében fellépő szférikus hullámfrontnak ez a hatása igen nagy lehet, az eddig tárgyalt effektusoknál is nagyobb. A többszörös reflexiónál tárgyalt esethez hasonlóan ismét a rétegvastagságtól függ az átvitt amplitudó és fázis azonos apertúra esetén is. A kis nyílású sugárzási kup két szélső sugara közt fellépő utkülönbség ΔD , a következő módon fejezhető ki a rétegvastagság, vagy az ezzel arányos D "ferde rétegvastagsággal" /8. ábra/:

$$\Delta D \approx \left(\frac{\cos \beta}{\cos \beta + \psi} - 1 \right) D$$

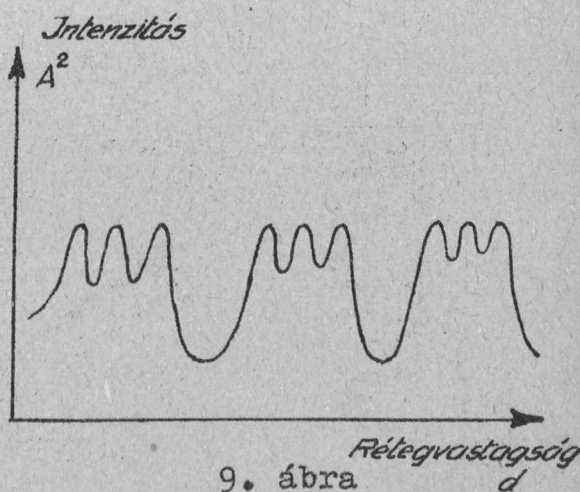
Itt β a sugárkup közepének törési szöge a merőlegeshez
 ψ a megtört sugárkupszög értéke

Egy meghatározott apertúra és beesési szög esetén a sugárkup szélső sugarainak utkülönbsége

$$\Delta D = \theta(\psi, \beta) \cdot D.$$

Itt θ a ψ és β -től függő konstans. Ez azt jelenti, hogy a diffrakció következtében fellépő szférikus hullámfront miatt is fellép egy effektus, amely szerint az átvitt intenzitás a rétegvastagság periódikus függvénye lesz. Ha a rétegvastagság függvényében megvizsgáljuk az átvitt intenzitást, akkor a két hatás szuperpozíciójának megfelelő görbét kell kapnunk. /9. ábra/

A szférikus hullámfront miatt fellépő hiba korrekcióját ennek a görbének kimérésével lehet véghezvinni. /1.ké-sőbb/



9. ábra

4./ Egyéb hibaforrások.

A fenti három fő-hibaforrás mellett még a következő tényezők okozhatnak szisztematikus vagy véletlen hibákat.

a./ Frekvenciaingadozás. A klisztron frekvenciája erősen függ az alkalmazott feszültségektől és a hőmérséklettől. Tehát igen könnyen léphetnek fel frekvencia ingadozások, melyek a mérések szórását megnövelik. Ez a hiba gondos stabilizációval igen kis értékre csökkenthető 10^{-8} relatív ingadozásig/.

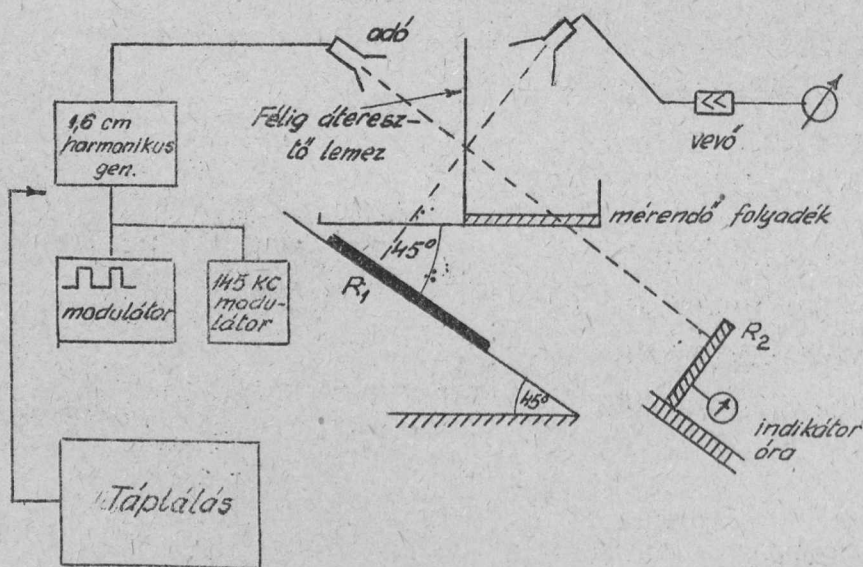
b./ Párolgás és utánfolyás. A folyadék réteg vastagságának mérésénél mindkét effektus erősen zavarhat, azonban megfelelő körülményekkel szintén egészen lecsökkenthető a hatásuk.

c./ Hőfokváltozás: a mérendő anyag hőfokát stabilan kell tartani. A hőfokingadozás következtében fellépő hiba $\pm 10\%$ hőfokingadozás esetén a jelen mérésnél, nem poláros folyadékokra nem haladja meg a 10^{-4} nagyságrendet.

d./ Oldatok szennyeződése. A mérendő anyagok tisztaságát gondosan kell ellenőrizni, mert poláris szennyeződés nagy változásokat okozhat. Nem poláris anyagokkal való szennyeződés nem okoz lényeges hibát.

IV. Az interferométer leírása.

Az interferométer teljes sémája a 10. ábrán látható. Egy 3,2 cm-es klisztronnal hajtott harmonikus generátor 1,6 cm-es



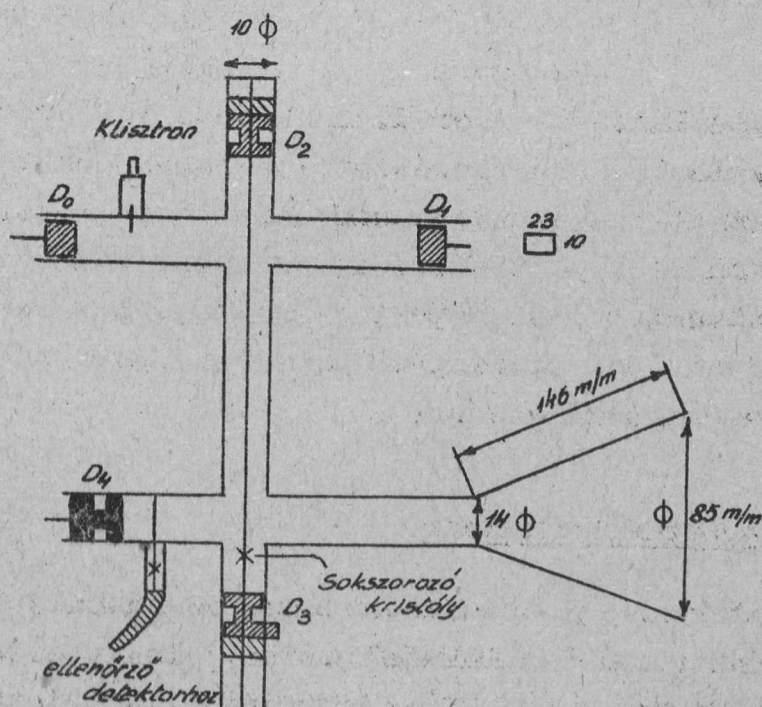
10. ábra

hullámokat kelt, és ezt egy tölcserantenna sugározza ki. A klisztron négyzögjelek segítségével amplitudóban moduláltuk és a detektálás érzékenyebbé tételére 145 KC szinuszrezgéssel mintegy 5 %-ra még egyszer moduláltuk. Az interferométeren áthaladó sugarat 1 M23/A/Si - W kristálydióda segítségével detektáltuk, melyet egy, az adóhoz hasonló tölcserantennához csatoltunk. A kristály jeleit egy 145 KC-ra lehangolt szelektív vevő segítségével másodszor is demodulálva vittük egy csővoltmérőre. A detektálás közvetlenül galvanométerrel is elvégezhető, ha a mérendő anyag vesztesége nem túl nagy.

Az interferométer elrendezése olyan, hogy a sugarakra 45° -ra állított dielektrikumot tartalmazó edény vízszintes legyen. Így a folyadékréteg vastagsága kényelmesen változtatható és katetométerrel mérhető. A mozgó tükör eltolását 1/100 mm beosztású indikátor óra segítségével lehet megmérni.

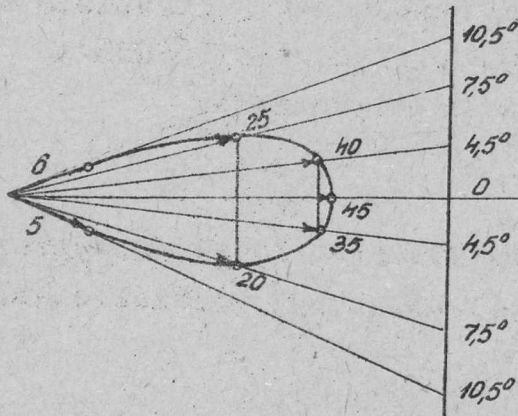
1,6 cm harmonikus generátor

Egy OSW 2013 típusú klisztron oszcillátor rezgését négyzögkeresztmetszetű hullámvezetőbe tápláljuk be. Egy koaxiális érben



11. ábra

elhelyezett Ge - kristállal /Ds35/ történik a frekvenciasokszorozás. A koaxiális sokszorozót a D_1 , D_2 , D_3 hangoló dugattyuk segítségével lehet illeszteni./11. ábra./A koaxiális ér egy 14 mm átmérőjű körkeresztmetszetű csövet gerjeszt 1,6 cm-es TE_{11} módusu hullámokkal. A D_4 dugattyu segítségével lehet a kapott rezgést az adóantennára illeszteni. Az 1,6 cm-es ágban elhelyezett detektor a sokszorozás beállításának ellenőrzésére szolgál.,Az adóantenna méretezése Southworth /1950/ diagrammjai alapján történt. A méretek a 11. ábrán láthatók. A tölcsér antenna kilépési aperturája kb. 8,7 cm. Ez mintegy 5λ -nak felel meg csupán. Az antenna sugárzási karakterisztikáját a 12. ábra



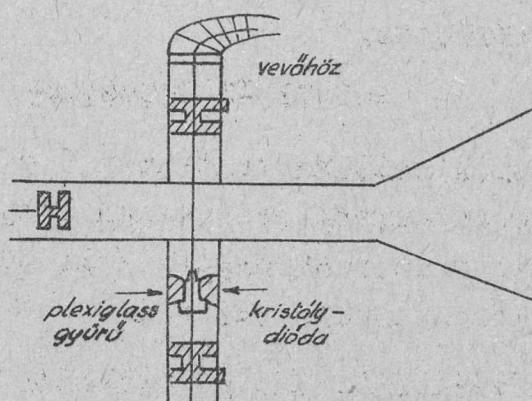
12. ábra

mutatja. Ez a sugárzás polár-diagrammja, a szögeket erősen torzított léptékben felvéve. Az iránykarakterisztikát 1 m sugaru körön, az intenzitás változás indikálásával mértük ki. A rádiuszokra irt számok az indikáló műszer kitérését jelentik.

Az iránykarakterisztika egy kis asszimetriája valószínűleg a tölcsér megmunkálásának pontatlanságától ered. Mindenesetre látható, hogy az antenna az energia legnagyobb részét 10^0 -os szögön belül sugározza ki, /kb. 90%-át/. A sugárzás szög szerinti eloszlása főként az aperturán fellépő diffrakció eredménye, hiszen a kilépő apertúra a hullámhosszhoz képest nem nagy. A karakterisztika lényegesen javítható a kilépési apertúra növelésével vagy a kilépés után lencse alkalmazásával.

Vevőantenna és detektor

A vétel egy, az anódantennához hasonló tölcsérrel történik. A tölcsérantenna által felfogott jeleket először egy koaxiális érben elhelyezett 1N23 /A/ típusu Si-W kristály detektálja. /13. ábra/ Az erről kapott, négyszöggel és 145 Kc-os szinusz rezgéssel modulált jelet egy szelektív vevő segítségével másod-



13. ábra

szor is demoduláljuk.

Tápperendezések.

A klisztron táplálása stabilizált áramforrás segítségével történik. A reflektor telepéből vett egyenfeszültségre szuperponált négyszög és 145 Kc-os szinusz-jeleket kap. A négyszögjeleket egy ECC40 csővel készült multivibrátor szolgáltatja, a 145 Kc szinuszoid jelet pedig egy szignálgenerátor.

A készülék folytonos üzemben is használható galvanométer detektálással abban az esetben, ha a mért dielektrikumok vesztesége nem nagy, és a vevőkristályon fellépő feszültség így elég kényelmesen közvetlenül detektálható.

V. Mérések az interferométerrel

Az interferométer működésének ellenőrzésére néhány mérést végeztünk nem polaris folyékony dielektrikumokra.

A méréseknél a közvetlen, galvanométerrel való detektálást alkalmaztuk. A $2 \cdot 10^{-8}$ A érzékenységu galvanométer 25-30 osztályzatig tért ki 1,71 cm hullámhosszon. Az alkalmazott anyagok igen kis vesztesége miatt ez az érték volt elérhető a dielektrikum nélkül is. A mozgó tükör elmozdulását - mint említettük - egy 1/100 mm-re beosztott indikátor órával, a folyadékfelszín változását pedig egy 5/100 mm-re beosztott katetométerrel mértük. A mérés menete a következő volt:

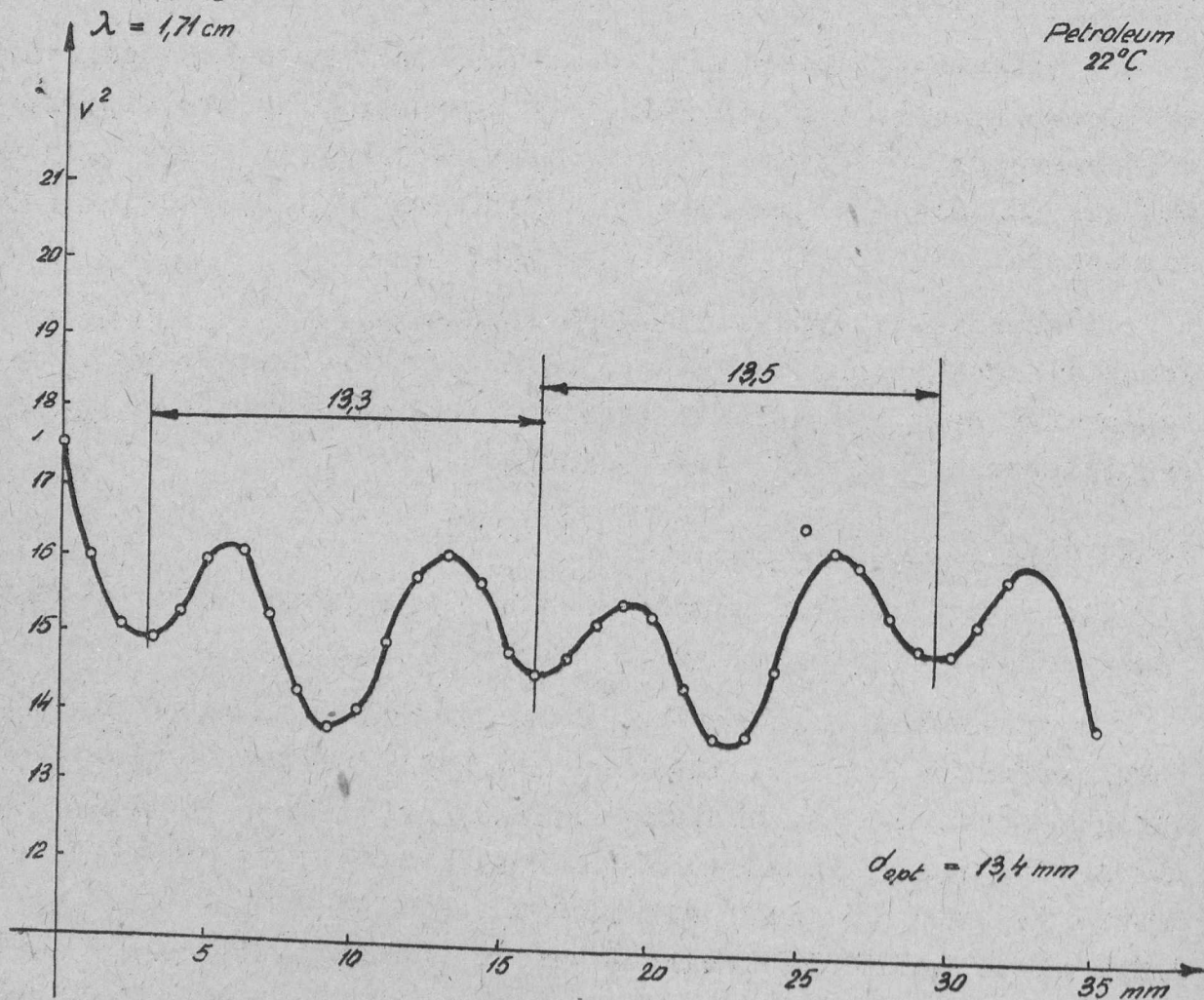
1./ Hullámhosszmérés. A mozgó tükör megengedett mozgási lehetősége a jelen berendezésnél kb. 2λ volt. Ezen a távolságon mérve a hullámhossz

$$= 1,71 \pm 0,002 \text{ cm}$$

értéknek adódott. A feltüntetett hiba 5 mérés szórásából adódott. A hullámhossz mérési pontossága lényegesen megjavítható akkor, ha a mozgó tükörnek nagyobb /pl. 50 cm/ pontosan mérhető mozgási lehetőséget biztosítunk.

2./ Rétegvastagság-függés kimérése. A hibaforrások diszkussziójánál látható volt, hogy a rétegvastagság és az átvitt intenzitás közti összefüggés mindkét döntő hibaforrásra jellemző a többszörös reflexió és a szférikus hullámfront miatti hibára is. A mért görbe a két hatás szuperpozícióját adja.

A mérést a petroliumra végeztük el /14. ábra/. A diagrammon a



14. ábra

maximum van felmérve a galvanométer-kitérés skálaértékeiben. Ez, a kristálynak négyzetes karakterisztikát tulajdonítva, megegyezik az átvitt /relatív/ intenzitással.

A rétegvastagság-függésből megállapítható a kapott görbe periódusa. Nem kell mást tennünk, csak kiválasztani két azonos fázisu helyet /1. az ábrán/ és a közötti rétegvastagsággal mérni le a maximum eltolódását.

Világos, hogy ebben az esetben a két mérési pont között nincs fáziskülönbség a többszörös reflexió és diffrakció okozta hatás szempontjából, tehát az általunk mért fáziskülönbség kizárólag az anyagban létrejövő fázissebességváltozás következménye. A petróleumra mért optimális vastagság érték

$$d_{\text{opt}} = 13,4 \text{ mm} \quad \text{/petróleum/}$$

adódott. Ez az érték függ a dielektromos állandó nagyságától és a készülék konstrukciójától, elsősorban az antennák kilépési sperturájától. A dielektromos állandótól való függés valóban csak nagyságrendi. Az általunk mért esetekben a dielektromos állandó értéke $\epsilon \approx 2 - 2,2$ volt. erre az optimális vastagság valóban azonos értéknek adódott:

$$d_{\text{opt}} = 13,4 \text{ mm} \quad \text{/petróleum/}$$

$$d_{\text{opt}} = 13,2 \text{ mm} \quad \text{/terpentin/}$$

$$d_{\text{opt}} = 13,5 \text{ mm} \quad \text{/paraffin olaj/}$$

Ez azt jelenti, hogy a rétegvastagság görbéket az egyes nagyságrendekre kimérve előre megadhatjuk a készülékhez az optimális rétegvastagságokat. A mérést mindig erre a vastagságra, vagy ennek egész számu többszörösére kell elvégezni.

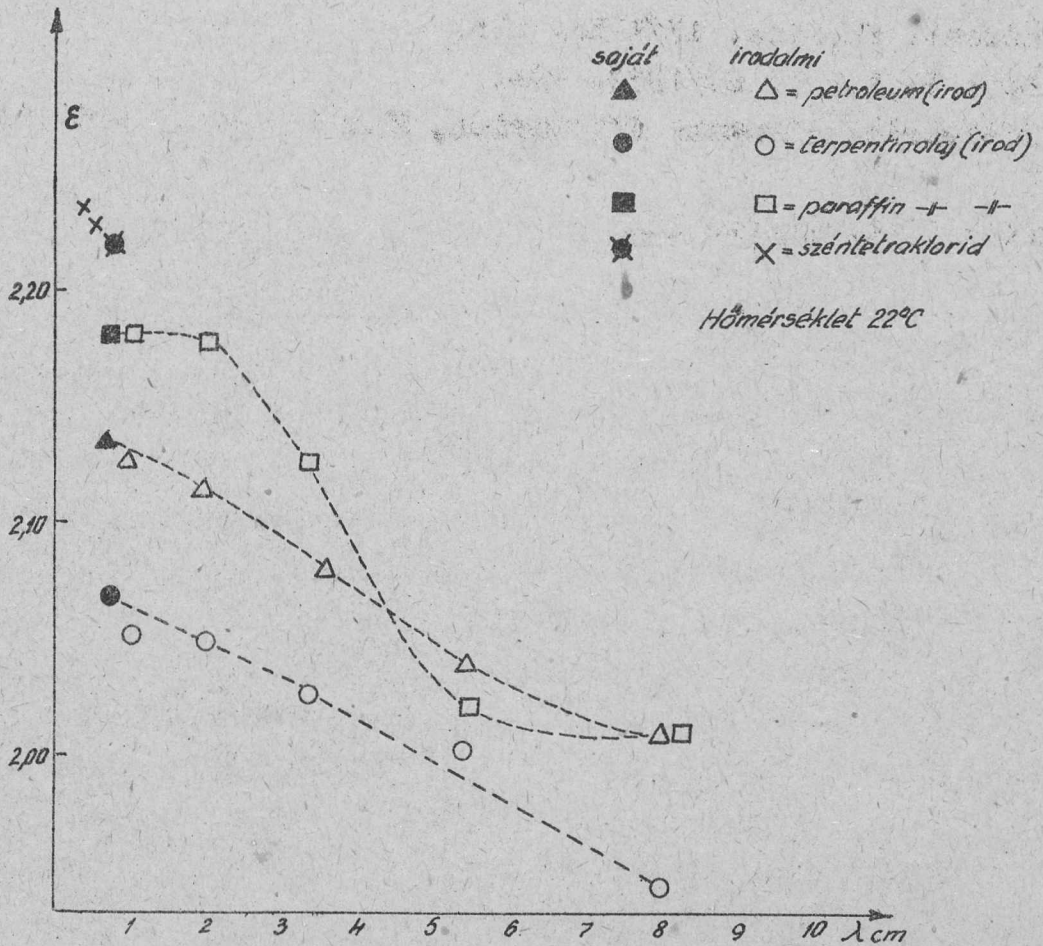
3./ Az optimális rétegvastagság mellett maximum eltolódás mérése. Az optimális rétegvastagságon a maximum helyét interpolációval állapítottuk meg, majd a folyadékot leeresztve megmértük a maximum eltolódását. A mérések eredményeit a következő táblázat adja. Hőmérséklet 22°C .

Anyag	Mért értékek		Irodalmi értékek		Ref.
	λ_{cm}	ϵ	λ_{cm}	ϵ	
Petróleum /techn/	1,71	2,14 \pm 0,01	1,92 3,95 4,30 6,43 9,04	2,129 2,111 2,082 2,042 2,008	9.
Terpentin- olaj /techn/	1,71	2,07 \pm 0,01	1,92 2,95 4,30 6,43 9,04	2,053 2,050 2,028 2,002 1,940	9.
Paraffin- olaj /puriss./	1,71	2,18 \pm 0,02	1,92 2,95 4,30 6,43 9,04	2,179 2,176 2,126 2,088 2,053	9.
Széntetra- klorid /pro anal./	1,71	2,22 \pm 0,02	1,46 1,35	2,23 2,239	9. 17.

Az optimális rétegvastagságot 13,4 mm-nek vettük minden anyagra.

A mérések eredménye a hibahatárokon belül látható egyezést mutat az irodalom szerint a hasonló hullámhosszon végzett mérések eredményével, ha a diszperzió menetét figyelembe vesszük. Az egyezést a 15. ábrán látható grafikon mutatja. Itt az irodalmi adatokat üres jelekkel ábrázoltuk, a mi méréseink eredményét pedig kitöltött jelekkel. A kiválasztott anyagoknál nem végeztünk analízist azok tisztaságára, ezeknek a méréseknek a célja csupán az interferométer működésének ellenőrzése volt. Annak ellenőrzésére, hogy a rétegvastagság rossz megválasztása mennyi hibát hozhat be, méréseket végeztünk a rétegvastagságot 50%-ig változtatva.

Az így adódó hibák aránylag igen nagyok bizonyultak; $\pm 20\%$ ennek fő oka az, hogy a diffrakciós hatás ezen a hullámhosszon és a hosszméreteken igen jelentős szerepet játszik. Az optimális rétegvastagság közelében végzett mérések szerint azonban azt $\pm 5\%$ -al változtatva, a dielektromos állandó hibája még $\pm 0,5\%$ -on belül maradt.



15. ábra

Irodalom:

- 1./ Tapley: L, onde électrique 33/1953, 561. 319.sz.
- 2./ Row: J.appl.Phys. 24/1953. 1148.
- 3./ Benoit: Suppl.N.cim. 3/1952. 231.
- 4./ Essen-Froome: Suppl.N.cim. 3/1952, 277.
- 5./ Lengyel: Proc.Inst.rad.eng. 37/1949. 1242.
- 6./ Culshaw: Proc.Roy.Soc. B. 66/1953. 597.
- 7./ Culshaw: Proc.Phys.Soc. B. 63/1950. 939.
- 8./ Rrome: Proc.Roy.Soc. A. 213/1952. 123.
- 9./ Szkanavi: Dielektrikumok fizikája.
- 10./ Kebbel: Hochfrekveztechnik und elektr. 53/81 /1939/
- 11./ Fejér-Scherrer: Helv.Phys.Acta 14/1941. 141.
- 12./ Borgniss: Z. für Phys. 35/1942. 284.
- 13./ " Hochfrekv. und elektr. 53/1939. 81.

- 14./ Pound: Rev.Sci. Instr. 17/1946. 490.
- 15./ Lamont: Physica. 17/1951. 446.
- 16./ Bol: Phys.Rev. 80/1950. 298.
- 17./ Dieletrics /General discussion, Faraday soc./ 1946,155.

Érkezett: 1954. június 26.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

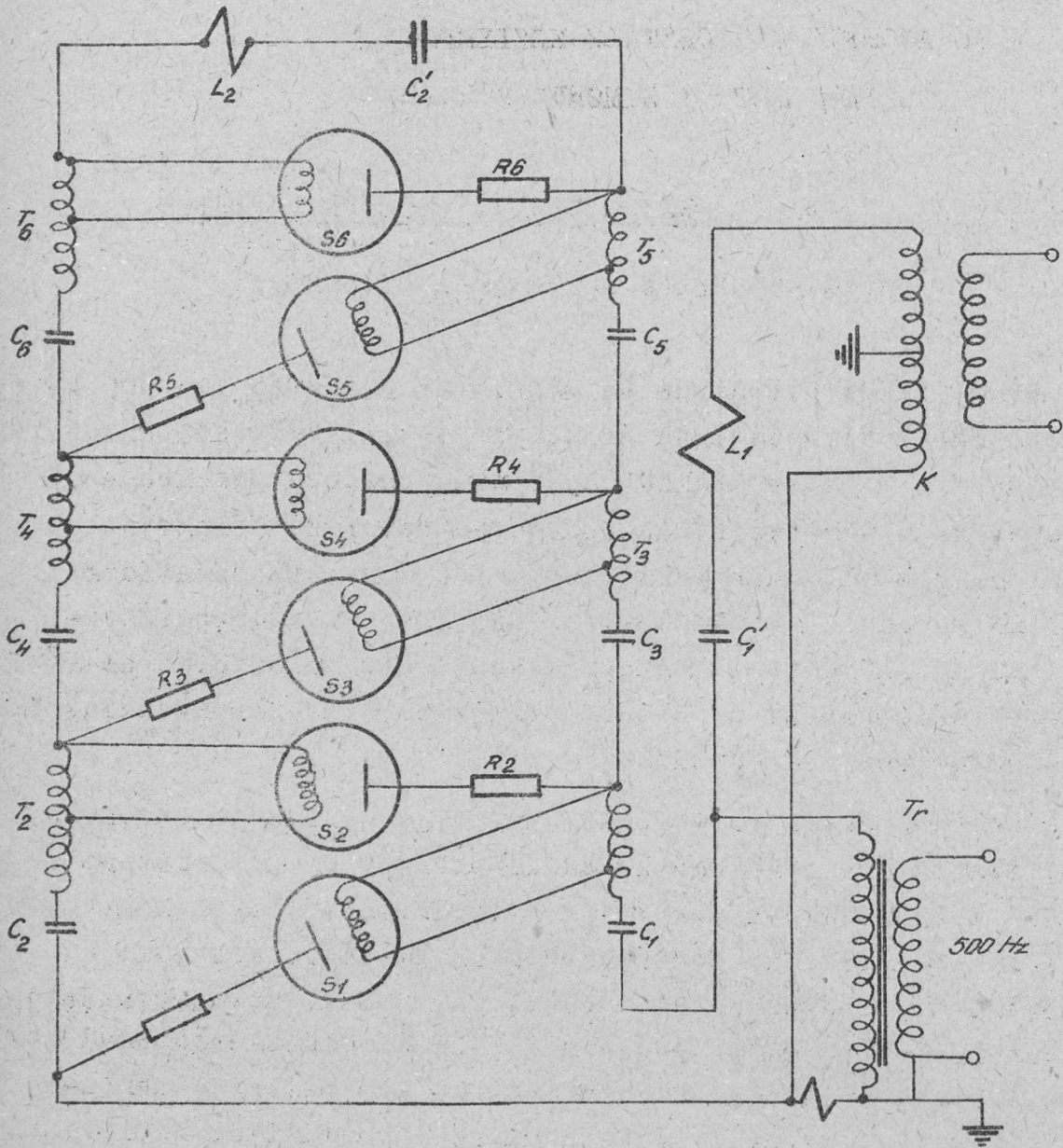
OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Nagyfrekvenciás fűtési kaszkádgenerátor előkísérletei.

Irta: Kálmán Gábor és Varga László

Az Atomfizikai Osztályon az elmúlt év folyamán egy 600 kV-os kaszkádgenerátor elkészítését határoztuk el. E kaszkádgenerátor főfeladata egy folyamatosan működőképes neutronforrás üzembentartása lenne. Mint ismeretes, a kaszkádgenerátor konstrukciójánál egyik főprobléma a nagyfeszültségen lévő ventilcsőkatódok izzítása. A használatos megoldások, úgymint akkumulátorral, szigetelttengelyű dinamóval, vagy nagyfrekvenciával való fűtés közül legüzembiztosabbnak az utóbbi látszik: ezért nagyfrekvenciával való fűtés mellett döntöttünk.

A nagyfrekvenciás fűtés alapelve az, hogy a kaszkádgenerátor szerves alkotórészét képező kondenzátorokon egyszersmind az izzószálak izzítására olyan nagyfrekvenciás áramot vezetünk keresztül, amely számára a kondenzátorok számottevő impedanciát nem jelentenek. A szokásos kapcsolást /1./ az 1.sz. ábra mutatja. A nagyfrekvenciás energia betáplálása a K kicsatolótekerccsen át történik. E tekercs feladata egyrészt a fűtőkör bemenő ellenállásának illesztése az oszcillátorhoz, másrészt a fűtőkör leválasztása potenciál szempontból az oszcillátorról. Az L_1-C_1' és az L_2-C_2' kör a nagyfrekvenciás áramkört zárja - ugyanis a nagyfrekvenciás oszcillátor frekvenciájára van hangolva - de ugyanakkor a C_1' és C_2' kondenzátorok, amelyek a tápláló 500 Hz-re nagy impedanciát képviselnek, megakadályozzák a T_r nagyfeszültségű transzformátornak, illetőleg az S_6 szelepcsőnek a rövidrezárását. A T_1-T_6 transzformátorok a viszonylag kis nagyfrekvenciás áramot transzformálják a csöveknek szükséges nagyobb fűtőárammá. A teljes fűtőáramot a körben cirkuláltatni ugyanis nem tanácsos, minthogy a különböző soros veszteségi ellenállásokon disszipáló teljesítmény az áramerősség négyzetével arányos. /A probléma hasonló a nagyfeszültségű hálózatok problémájához/. Az R_1-R_6



1. ábra
Nagyfrekvenciás kaszkád generátor elvi kapcsolása

ellenállások szerepe, hogy megakadályozzák, hogy a szelepcsövek nyitott állapotban rövidrezárják a nagyfrekvenciás áramkör mögöttük lévő részét. A kicsatolótekercs középpontjának a földelése azt a célt szolgálja, hogy egyrészt a kaszkádgenerátor felső nagy elektródája nagyfrekvenciás szempontból földpotenciálon legyen, másrészt, hogy a két kondenzátoroszlop közbülső elektródái mentén a nagyfrekvenciás feszültségeloszlás nagyjából azonosan történjék. Ezek a megfontolások az elektródák

szórt kapacitásain keresztül elfolyó nagyfrekvenciás áramot vannak hivatva csökkenteni.

Ez év első heteiben megindult számítás- és méréssorozat az alábbi kérdéseket volt hivatva tisztázni:

- a./ Megválasztandó a nagyfrekvenciás oszcillátor működési frekvenciája
- b./ Méretezendők a T_1-T_6 fűtőtranszformátorok
- c./ Méretezendők a C_1, C_2 leválasztó kondenzátorok
- d./ Megállapítandó egy cső fűtőkörének pontos kapcsolása

1./ Az oszcillátor működési frekvenciája.

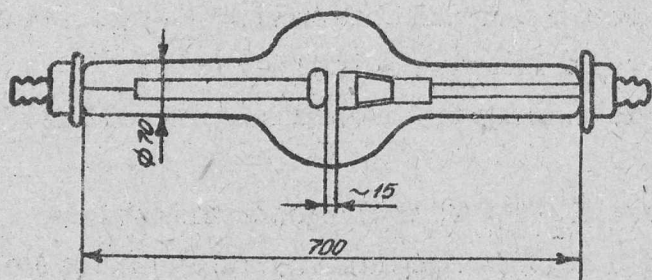
A működési frekvencia megválasztásánál az alábbi szempontok jönnek figyelembe:

- 1./ A frekvencia növelése azért célszerű, hogy
 - a./ a C_1-C_6 kondenzátorokon létrejövő feszültségesés és veszteség minél kisebb legyen;
 - b./ a nagyfrekvenciás teljesítmény könnyen transzformálható legyen;
 - c./ a tápláló 500 Hz-ről a nagyfrekvenciás kör könnyen elválasztható legyen.
- 2./ A frekvencia csökkentése viszont azért célszerű, hogy a nagyfeszültségű elektródáknak egymáshoz és a földhöz képesti szórt kapacitásain elfolyó áram értékét lecsökkenthessük.

A frekvenciák régebben megépített készülékeknél [3,4,5] 500-750 kHz között választották meg. Újabb irodalmi adatok [1,2] az alacsonyabb frekvenciát javasolják. Ezeknek a tájékoztató számításoknak alapján mi előzetesen a 300 kHz-es frekvenciát választottuk. A kísérletek eredményeképpen azonban - mint ahogy ezt később megindokoljuk - a 200 kHz-es működési frekvencia mellett döntöttünk.

2./ Fűtőtranszformátorok.

A fűtőkör méretezésénél a kaszkádgenerátor alapvető alkatrészeiből: a ventilcsövekből és a nagyfeszültségű kondenzátorokból kell kiindulni. A rendelkezésre álló ventilcsövek 230 kV zárófeszültségű wolframkatódos vákuumtöltésű Phönix-típusú csövek /2. ábra/ fűtőfeszültségük / 15 m anódáram mellett/ 10,5 V



2. ábra

Ventilcső

fűtőáramuk kb 12A. A fűtőteljesítmény tehát 120 W körül van. A megépített külföldi berendezéseknél mindenütt gáztöltésű oxidkatódos csöveket használtak, melyek fűtőteljesítménye 7-8 W. Ilyen csövekhez azonban nem sikerült hozzájutnunk. Minthogy a mi esetünkben a fűlészállítandó nagyfrekvenciás teljesítmény kb. 15-szöröse csövenként a publikációkban szereplőknek, az ott rendelkezésre álló adatok csak irányadóként alkalmazhatók.

Nagyfrekvenciás transzformátor méretezésnél a szokásos transzformátorméretezési eljárás, amely szerint

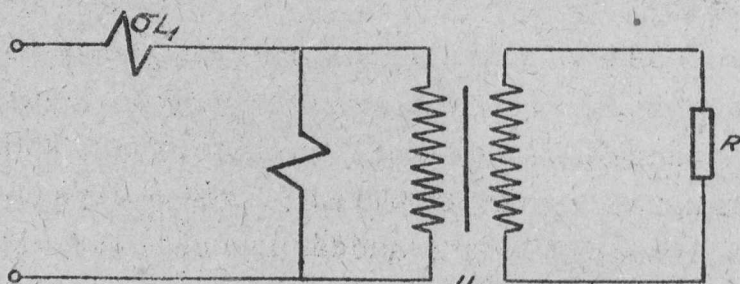
$$n/U = \frac{1}{4,44B \cdot f \cdot A} = \frac{1}{\omega BA}$$

nem használható, ekkor ugyanis a primértekerics inductivitása

$$L = n^2 \mathcal{L} = n^2 \mu \frac{A}{l}$$

$$= \frac{\mu n^2}{\omega^2 BA l}$$

növekvő frekvenciával rohamosan csökken és igen kicsi lesz. /A feszültség növelésével ugyan ez kompenzálható, de a feszültség maximális értékét más szempontok megszabják./ A transzformátor helyettesítő képéből /3. ábra/ viszont nyilvánvaló, hogy a túl-



11-0/4,

3. ábra

Transzformátor helyettesítő képe

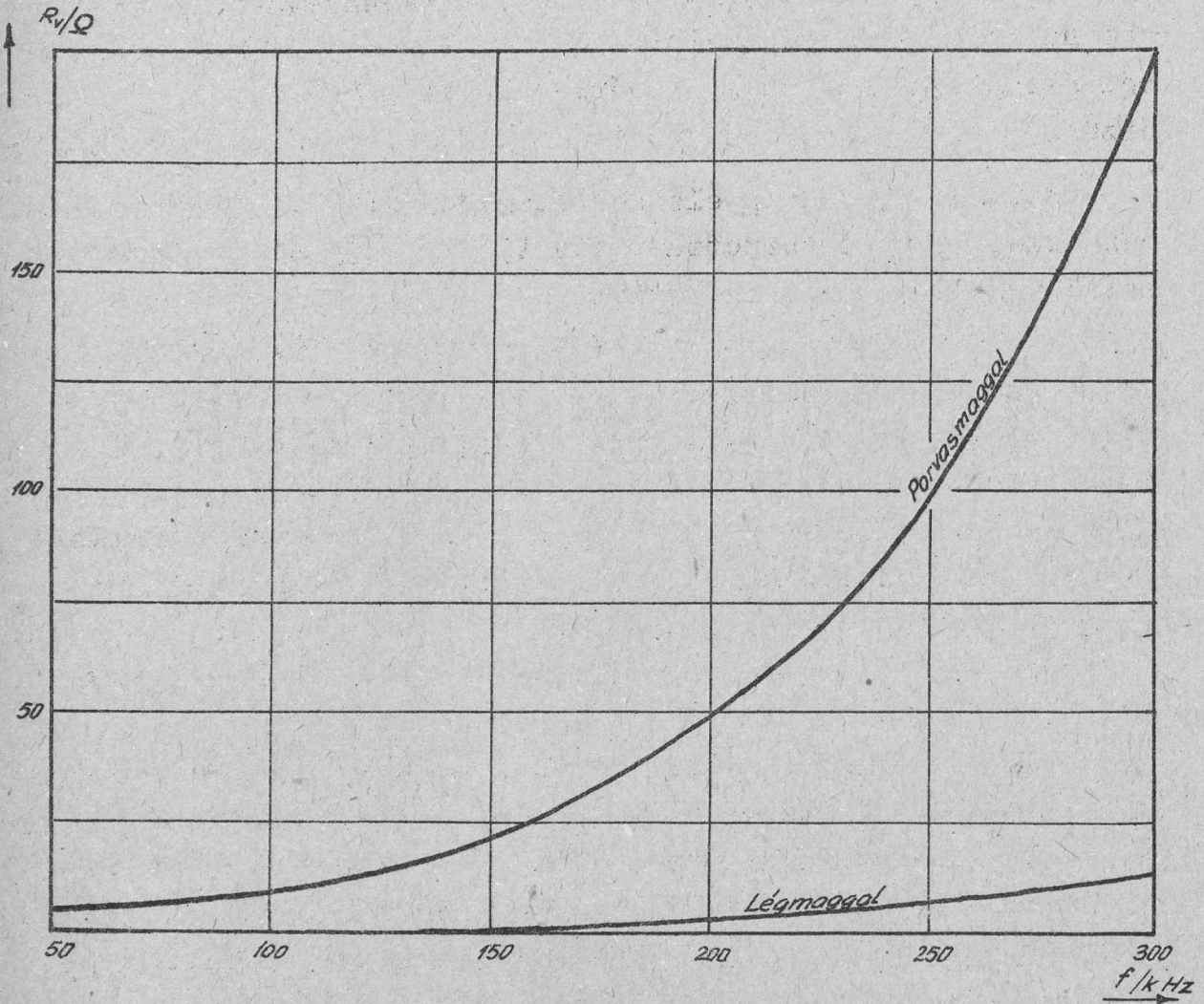
kicsi primérinduktivitás a terhelés leszűntetéséhez vezet és az adót fölöslegesen nagy reaktív teljesítménnyel terheli. Míg tehát hálózati transzformátornál a menetszámot maximális indukcióból állapítjuk meg és a primérinduktivitásra legfeljebb ellenőrizzük, itt a primérinduktivitást kell elsőnek megállapítanunk.

A transzformátort először vasmagos kivitelben próbáltuk elkészíteni, mert tartottunk attól, hogy egyrészt nem tudunk kellő nagyságú primérinduktivitást előállítani, másrészt a szórástulságosa megnő. Ferrit vasmag használata lett volna az ideális, de ezt nem sikerült beszerezni. Így egy kettős E-nagyfrekvenciás porvasmag kerül kipróbálásra. Permeabilitását és veszteségi ellenállását mértük oly módon, hogy a vasmaggal egy tekercset készítettünk és egyrészt áram-feszültség méréssel a tekercs impedanciáját, másrészt Q-mérővel Q-ját mértük meg. Az impedanciába a különböző szórt kapacitások is belejártak, így azokat az induktivitástól el kellett választani. Ez úgy történt, hogy egymástól 25 kHz-re levő frekvenciapárokon mértük a transzformátor impedanciáját. Ebben a tartományban az induktivitást konstansnak vettük és így a két impedancia-értékből a tekercs kapacitásának és induktivitásának nagyságát meghatároztuk. Így megállapítottuk a tekercs veszteségi ellenállását vasmaggal és anélkül, továbbá a vasmag permeabilitását. Az utóbbi kb. 3-nak adódott. A veszteségi ellenállást pedig a 4. sz. ábra mutatja. Látható, hogy a veszteségi ellenállás növekedése olyan gyors és a permeabilitás viszonylag olyan kicsi, hogy nem látszik lehetségesnek a vasmaggal való megoldás. Később a közvetlen mérések ezt a feltevést igazolták és így a légmagos transzformátor mellett döntöttünk.

A transzformátor áttételének meghatározásához abból kell kiindulnunk, hogy a priméráram minél kisebb legyen. Adott teljesítmény átvitele esetén ugyanis az átvivő kör veszteségi ellenállása adott, a keletkező veszteség

$$P_V = I^2 R = \frac{P_0}{n^2 R_0} R_V$$

ahol P_0 az átviendő teljesítmény R_0 a hasznos terhelés n a transzformátor áttétele R_V a veszteségi ellenállás. Az áram

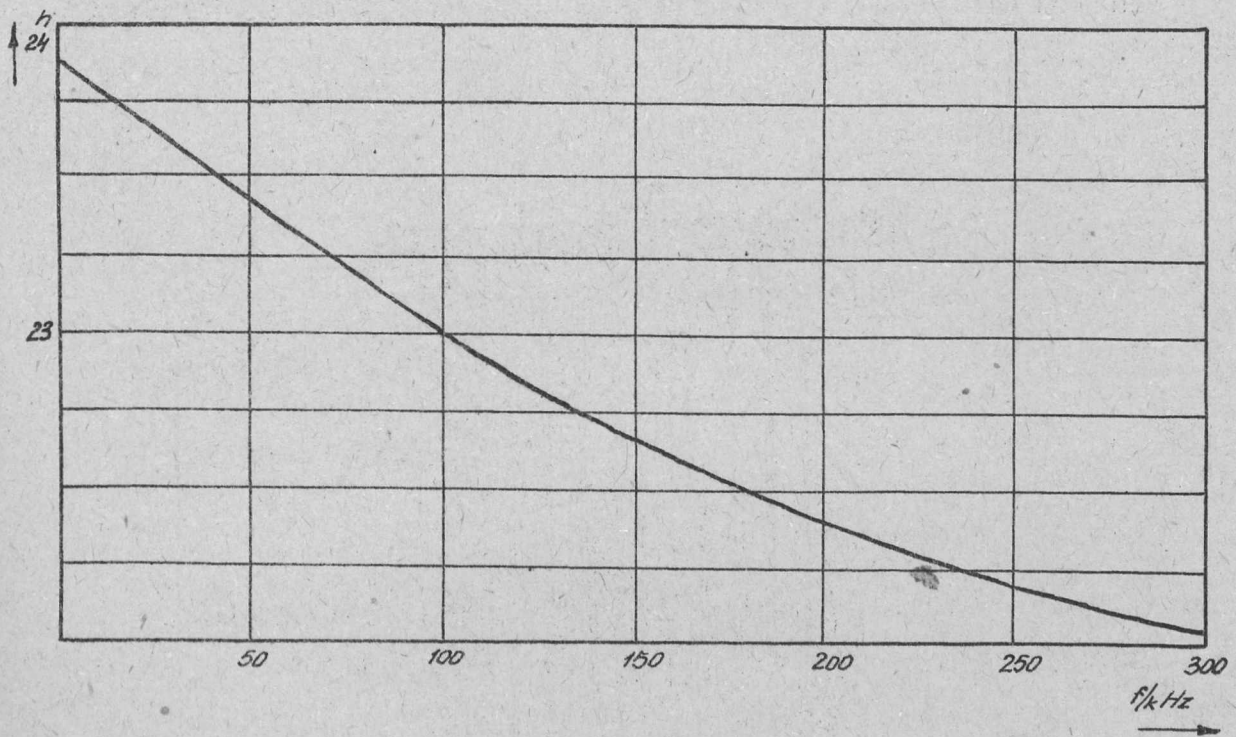


4. ábra

Önindukciós tekercs soros veszteségi ellenállása a frekvencia függvényében

csökkentésének azonban határt szab, az, hogy csökkenő árammal növekvő oszcillátor-feszültség kell hogy együttjárjon. A túl nagy feszültség pedig egyrészt konstrukciós nehézségeket okoz, másrészt a feszültség növelésével a már említett szórt kapacitásokon az elfolyó áram növekszik meg. Ezek alapján célszerűnek látszik kb 4-500 mA priméráramot megengedni. Ha a kör relatív teljesítményt nem vesz föl akkor ez 50%-os hatásfok esetén $P_0 = 2.6 \cdot 120 = 140$ W mellett $U = P_0 / I = 1440 / 500 \approx 3000$ V. primér feszültségnek felel meg. Így tehát a transzformátor áttétele 24. Ha a ventilcső nagyfrekvenciás ellenállását egyenlőnek vesszük egyenáramu ellenállásával - amint ezt később látni fogjuk, közelítőleg igaz - az $R_0 = 0,875 \Omega$ fűtőszál-ellenállás a szekunder oldalon

$R = n^2 R_0 = 500 \Omega$ -ként jelenik meg. Hogy a primer induktivitás söntölő hatása ne érvényesüljön, azt minél nagyobbra kell venni. A rendelkezésre álló kalit csévetest $800 \mu H_y$ föltekercselését teszi lehetővé. Ez 300 kHz-en 1460Ω impedanciának felel meg. A szkinmélység 300 kHz-en 0,125 mm, ezért a tekercs $19 \times 0,2$ mm litzehuzalból készült. A szekundertekercsben, ahol 10-12 A áram folyik, a litzet tizszeresen vettük és a tekercselést úgy készítettük, hogy több rétegben haladó meneteket, melyek között a primer tekercs egy-egy rétege foglalt helyet, párhuzamosan kötöttünk. Ez a tekercselési módszer a szórás nagymértékben csökkenti. A véglegesen kivitelezett transzformátornál a menetszám áttétel 120:5-24. Ez a szórt kapacitások miatt nem egyezik meg az üresjárású feszültség áttétellel. Utóbbit a frekvencia függvényében az 5. ábra mutatja. A transzformátor szekunder tekercsének induk-



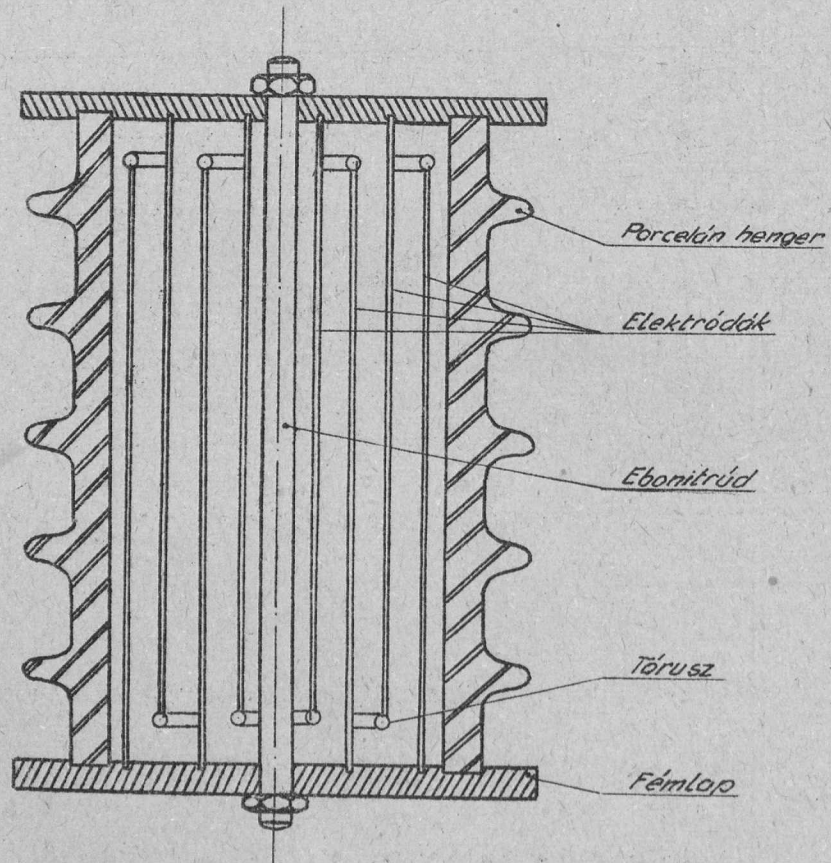
5. ábra

120/5-ös transzformátor áttételének frekvenciafüggvénye
tívitésa $1,6 \mu H_y$, szórt induktívitésa $0,25 \mu H_y$.

3./ Leválasztó kondenzátorok.

Az alsó C_1 kondenzátornak 100 kV-ot, a felső C_2 kondenzátornak 200 kV feszültséget kell kibírnia. Kapacitásukra nézve az a kikötés, hogy 500 Hz számára nagy impedanciát jelentsenek, de soros eredőjük mindenesetre felette legyen a generátor kb 50 pF

nagyságrendű szórt kapacitásának. nagyfrekvenciás szempontból kapacitásuk különben nem túl érdekes, mert L_1 , L_2 ugyanis kihan- golják. A kondenzátorok koaxialisan egymásbahelyezett hengerek- ből állanak. A szigetelőanyag-olaj, melynek veszteségi tényező- jét nagyfrekvencián megvizsgáltuk. Az élekre tóruszok kerültek, hogy ne jöhessen létre átívelés. 1:4 kicsinyítési modellel ki- sérleteket végeztünk arra vonatkozólag, hogy a tórusz-felületek nem hagyhatók-e el. Ugyanis az élek környékén a tér erőssége csak kis tartományban haladja meg a kritikus értéket, úgyhogy föltehető, - minthogy az olaj átütő szilárdsága kistávolságon az általánosan elfogadott értéknél jóval nagyobb, - hogy a föl- lépő nagy térerősség nem vezet okvetlenül átütéshez. A kísérle- tek azonban negatív eredménnyel jártak. Az alsó kondenzátor konstrukcióját vázlatosan a 6. ábra mutatja. Ennek legyártása most van folyamatban. Kapacitása kb. 300 pF, a felső kondenzá- toré 100 pF.

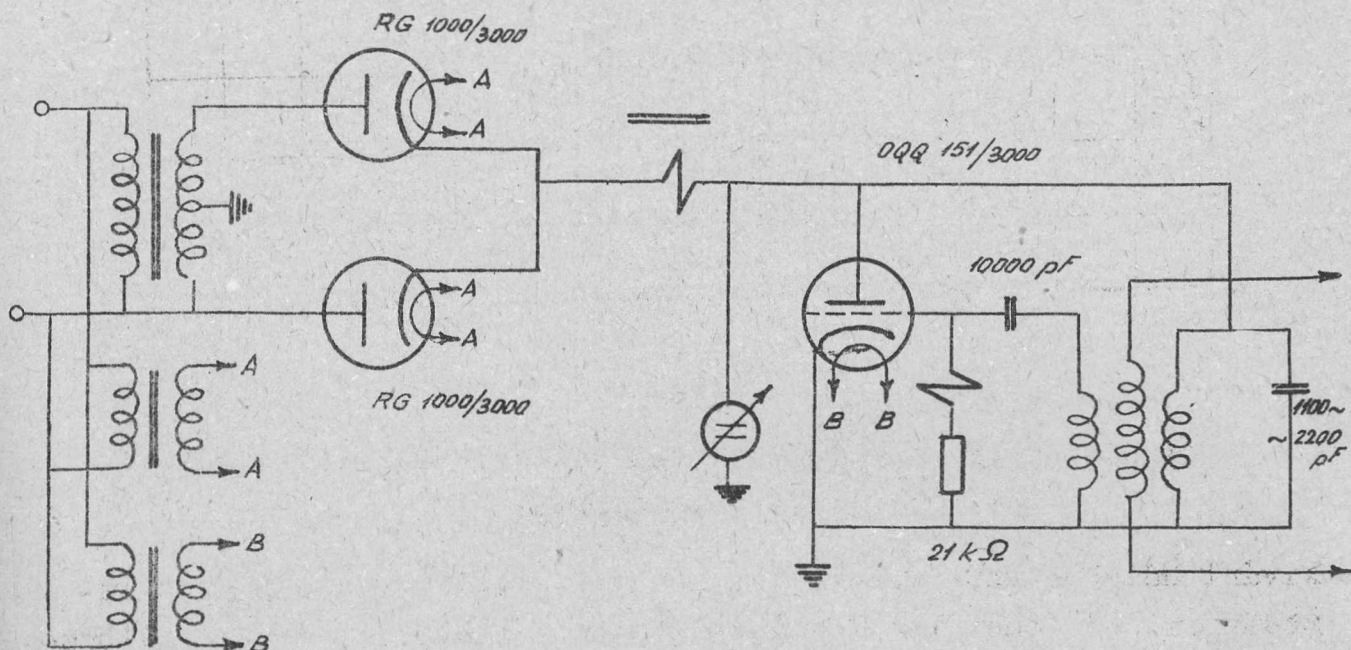


6. ábra

Leválasztó kondenzátor

4. Kísérleti adó.

Az előzetes méretezések után egy kísérleti adó építését határoztuk el, amely egy cső fűtéséhez szükséges teljesítmény leadására képes és alkalmas egy fűtőkör pontos kikísérletezésére és beállítására. Az elkészült adó kapcsolását a 7. sz. ábra mutatja. A frekvenciát 210-300 kHz között a parallel kapcsolt kondenzátorok számának változtatásával állítottuk be. A kicsatolást pedig a rezgőköri tekercscsel koaxiálisan elhelyezett kicsatoló tekercs axiális irányu mozgásával változtattuk.

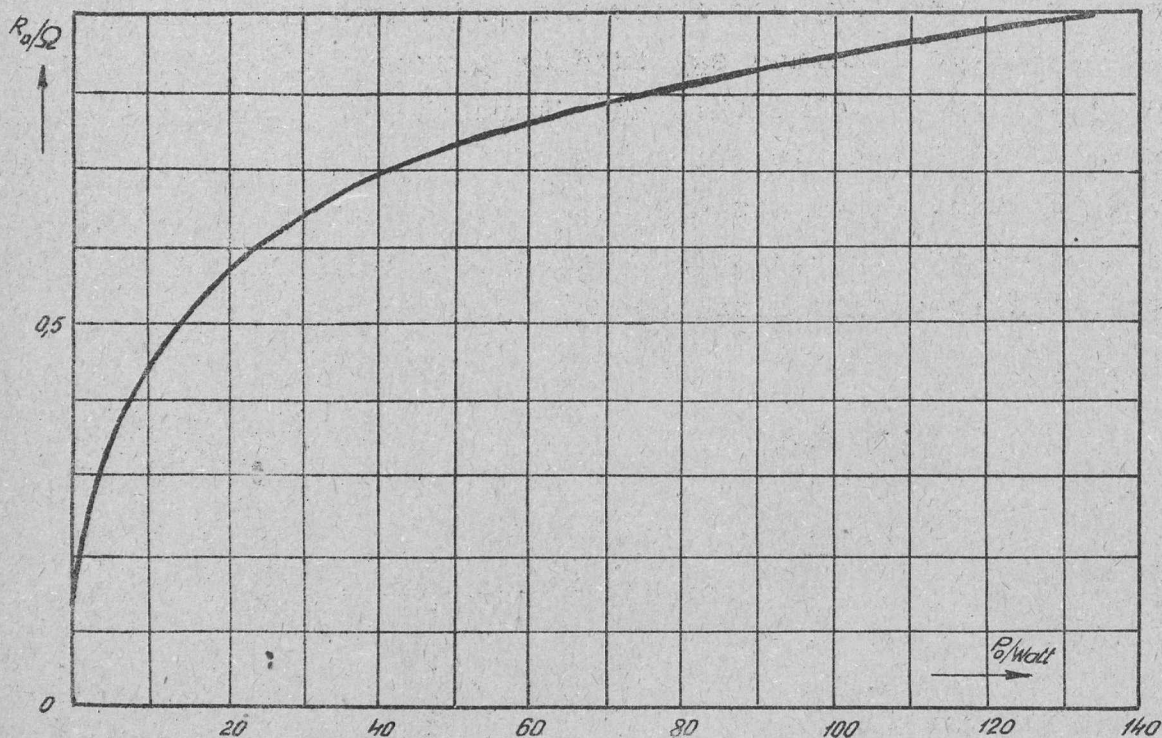


7. ábra

Kísérleti adó

5. Ventilcső.

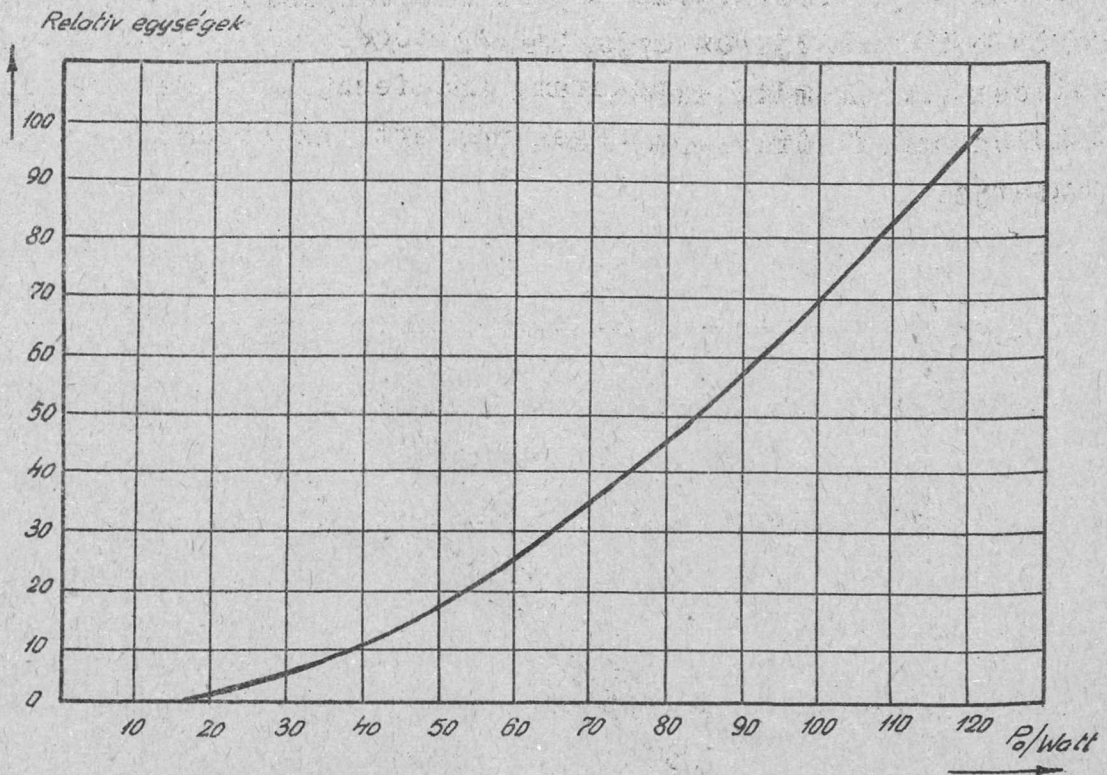
A megépített adóval először is a ventilcső fűtőszálának impedanciáját mértük ki. Az izzószál csavarva van, várható, hogy számottevő induktivitással rendelkezik. A szál átmérője kb. 0,6-0,8 mm, tehát a szkin-hatás is számításba jön /bár a wolfram fajlagos ellenállása nagy/. Ezen a frekvenciafüggésen kívül az ellenállás erős hőfokfüggést is mutat, így a hidegen kimért nagyfrekvenciás impedancia nem mérvadó. /A szkinmélység hőfokkal változik/. A hőfokfüggést /pontosabban a fűtőszál impedanciájának függését a betáplált teljesítménytől/ a 8. sz. ábra mutatja. A nagyfrekvenciás fölfűtésnél probléma annak megállapítása, hogy a fűtőszál a



8. ábra

A ventilcső egyenáramu ellenállásának függése a fűtőteljesítménytől

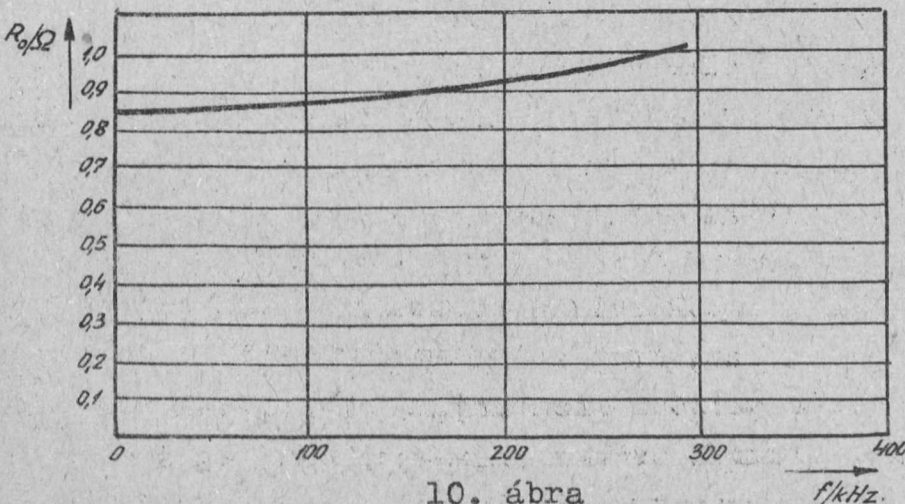
kivánt hőfokra van-e földütve. Áramméréssel ez, minthogy az impedancia nem ismert, nem oldható meg. Az alábbi megoldást választottuk: az izzószál közelében, fix helyen, a külvilágtól elzárva, fénymérőt helyeztünk el, és az izzószálat egyenárammal fölfűtve a fénymérőt úgy állítottuk be, hogy műszere végkitérésbe menjen. A fényintenzitás érzékenyen függ a teljesítménytől /lásd 9. sz. ábra/. Így a fénymérő beállása egyértelműen mutatja a felvett teljesítményt. Az impedanciamérésnél először külön egyenáramu fölfűtéssel és kis nagyfrekvenciás árammal való méréssel próbálkoztunk. Az egyenáramu kör szórt induktivitásai és kapacitásai miatt azonban ez a módszer nem vezetett eredményre. Végeredményben az impedancia mérése úgy történt, hogy a cső fűtőszálával kondenzátort kötöttünk parallel, amelynek értékét úgy választottuk meg, hogy a kör rezonanciára legyen hangolva. /A rezonanciát kétsugaras oszcillográfon néztük./ és a kört közvetlenül az adóra kötöttük. A parallelkörös megoldásra azért volt szükség, mert a cső kis impedanciája az adóból rossz illesztési viszonyok miatt nem



9. ábra

Az izzószál fényintenzitásának függése az izzító teljesítménytől

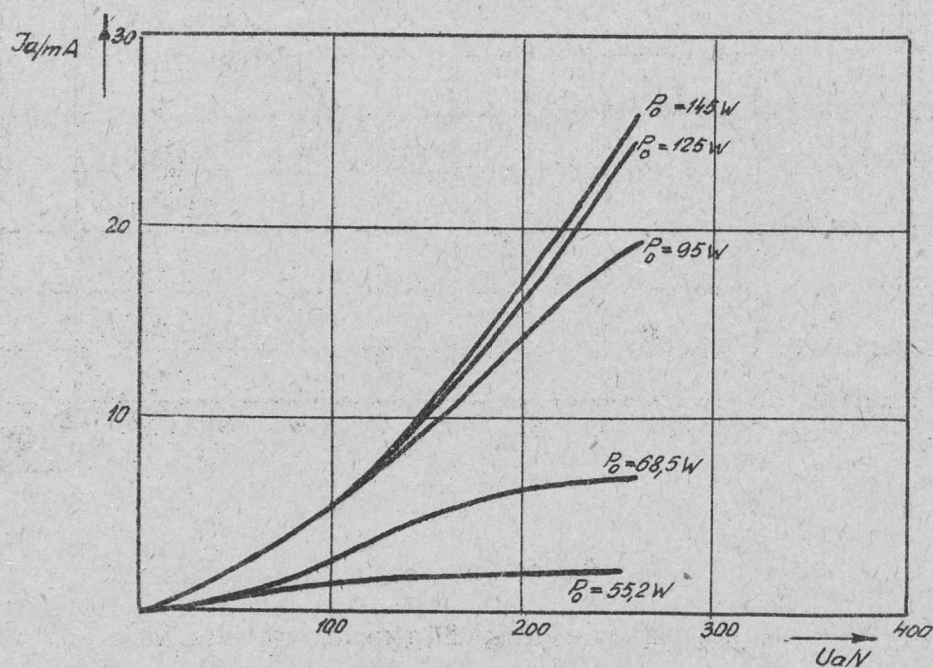
volt fölfűthető, transzformátor használata viszont meghamisította volna a mérést. A csövet felfűtöttük, mértük a 120 W-t, a rezgőkör feszültségét, az átfolyó áramot és a hangoló kapacitást. Így a cső fűtőszálának ellenállása és induktivitása számolható. Az induktivitáson $1,72 \mu\text{Hy}$ adódott. A fölfűtött ellenállásának frekvencia függését a 10. sz. ábra mutatja.



10. ábra

A ventilcső ellenállásának fr. függése

Végül annak megállapítására, hogy a fűtőteljesítmény ingadozása hogyan befolyásolja az egyenirányítócső működését, lemértük a ventilcső anódáramát, anódáram, anódfeszültség karakterisztikáját különböző fűtőfeszültségek mellett. Az eredményt a 11.sz. ábra mutatja.

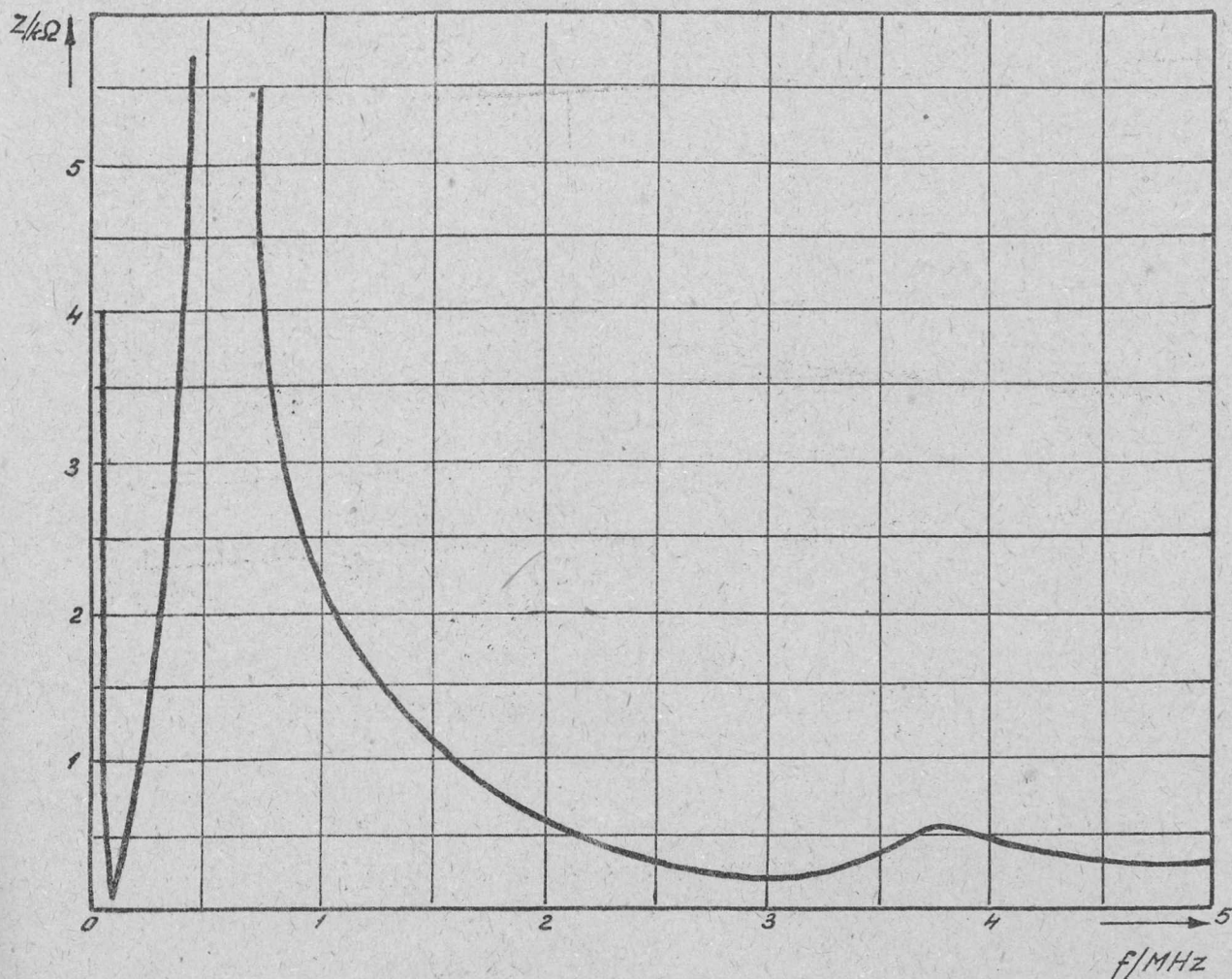


11. ábra

A ventilcső anódáram-anódfeszültség karakterisztikája

6. Nagyfeszültségű kondenzátor.

Az első felfűtési próbálkozások során kitűnt, hogy a nagyfeszültségű Ducati kondenzátor a vártnál - t.i. a 10 nF-nak megfelelőnél nagyobb impedanciát képvisel. Lemértük tehát a kondenzátor impedanciáját a frekvencia függvényében. Ezt a 12. sz. ábra mutatja. A kép az első pillanatra igen meglepő: a változó maximumok és minimumok arról tanuskodnak, hogy a kondenzátor helyettesítő kapcsolása bonyolult kétpólus. Az első szakaszok nyilván kapacitív az emelkedők induktív jellegűek. A működési frekvenciát magában foglaló szakasz éppen induktív és 300 kHz-hez 1,6 mHy induktivitás tartozik. A magyarázat minden valószínűség szerint az, hogy a kondenzátor fölcsavart elektródákból áll, és az egymással szembenálló elektródák tápvonalként viselkednek. A maximumok csökkenésének, illetőleg a minimumok növekedésének oka a veszteségi ellenállásnak a frekvencia függvényében

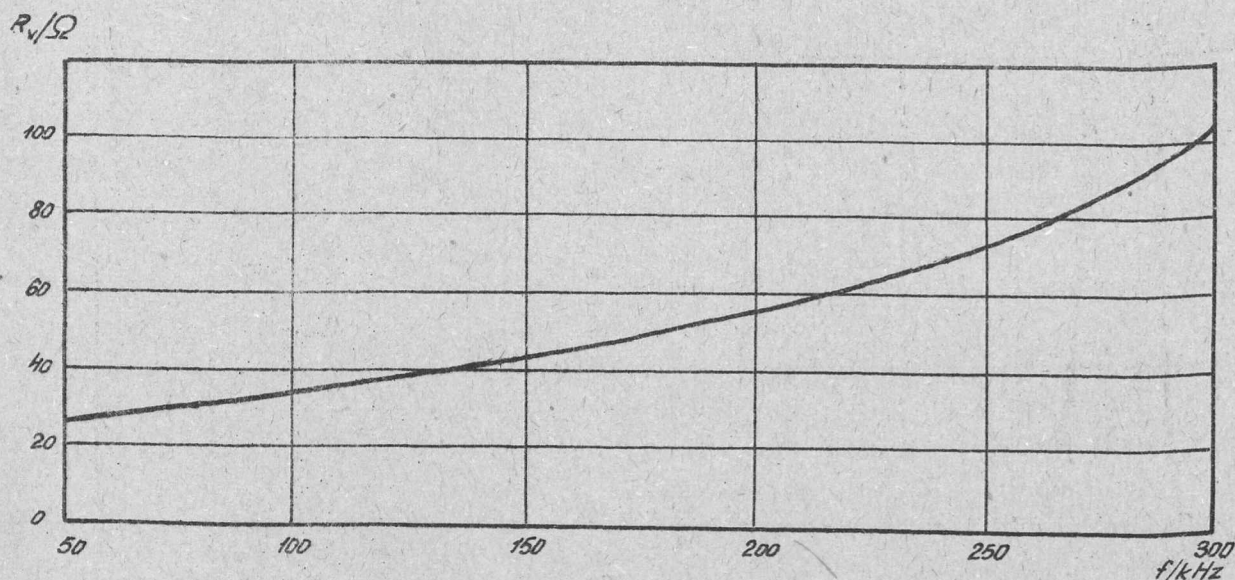


12. ábra

Ducati kondenzátor impedanciájának absz. értéke a frekvencia függvényében

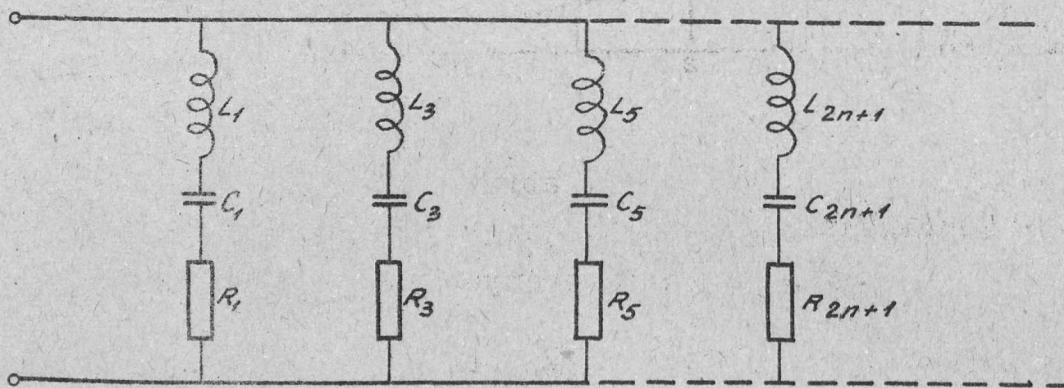
való gyors növekedése. A veszteségi ellenállást az első induktív szakaszban kimértük oly módon, hogy egy légszigetelésű forgókondenzátorokat sorbakapcsolva a Ducati kondenzátorral és a mérési frekvenciákra beállva az induktivitást kihangoltuk és a megmaradó soros veszteségi ellenállást feszültség-áramméréssel meghatároztuk. Az eredményt a 13.sz. ábra mutatja.

A választható helyettesítő kapcsolások közül legkézenfekvőbb a párhuzamos kapcsolás soros körökkel álló helyettesítés. /Lásd 14.sz. ábra/ Ha valóban elfogadjuk a tápvonal-elméletet, akkor végtelen sok soros kört kell párhuzamos kötni. A mért tartományban azonban a kapcsolás jól approximálható a 15. sz. ábra szerinti helyettesítőképpel.



13. ábra

Ducati kondenzátor soros veszteségi ellenállása



14. ábra

Ducati kondenzátor helyettesítő képe

A kapcsolási paraméterek azzal a feltevéssel, hogy

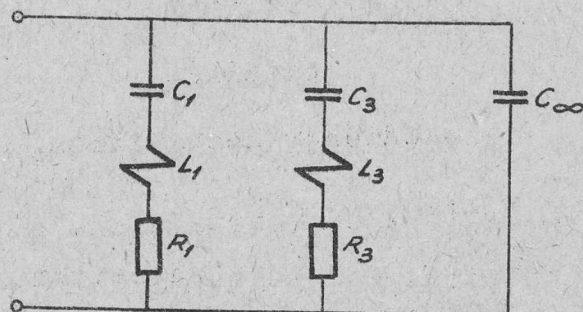
- a./ az antirezonanciákat csak az őket közrefogó rezonanciákhoz tartozó kétpólusuk kapcsolási elemei szabják meg,
- b./ a veszteségi ellenállások a rezonancia, illetőleg antirezonancia helyeket nem befolyásolják,
- c./ egy kör rezonanciája esetén a soros veszteséges ellenállása mellett a vele párhuzamos kapcsolódó egyéb impedancia elha-

nyagolható
az alábbiakban adódnak.

$$C_1 = 12,500 \text{ pF} \quad C_3 = 410 \text{ pF} \quad C_\infty = 516 \text{ pF}$$

$$L_1 = 1 \text{ mH}_y \quad L_3 = 6,9 \mu\text{H}_y$$

$$R_1 = 30 \Omega \quad R_3 = 250 \Omega$$



15. ábra

A Ducati kondenzátor közelítő helyettesítő képe

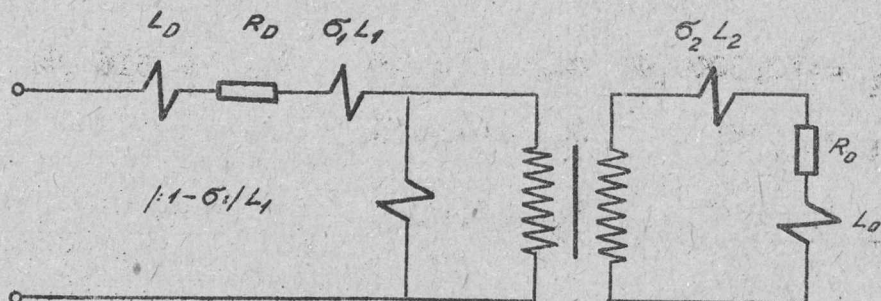
7. Egy fűtőkör beállítása.

Az a tény, hogy a Ducati kondenzátor nagyfrekvenciás szempontból induktivitást jelent - megjegyezzük, hogy hasonló jelenségre való utalás az irodalomban seholsem található - jelentősen megváltozott viszonyokat teremtett. Az eredeti elgondolás szerint a leválasztó kondenzátorok miatt a fűtőkör kapacitív lett volna, úgyhogy ennek a kapacitásnak kihangolásáról külön induktivitással kellett volna gondoskodni. Így viszont a Ducati kondenzátor miatt a kör erősen induktív és kapacitív kihangolást kell alkalmazni. Figyelemmel kell lenni továbbá a fűtőszál induktivitásának kihangolására is.

A kapacitív kihangolás többféle módon oldható meg. Ha fölrajzoljuk egy csőnek a fűtőkörét, egyenlőre kapacitások nélkül, és transzformátort helyettesítőképpel ábrázolva, látható, hogy a kihangolandó induktivitások az alábbiak:

A Ducati kondenzátor induktivitása

A transzformátor szórt primér induktivitása



16. ábra

A fűtőkör inductivitása

A transzformátor fő inductivitásából és a terhelésből álló
parallelkör equivalens soros inductivitása

A transzformátor szórt szekunder inductivitása

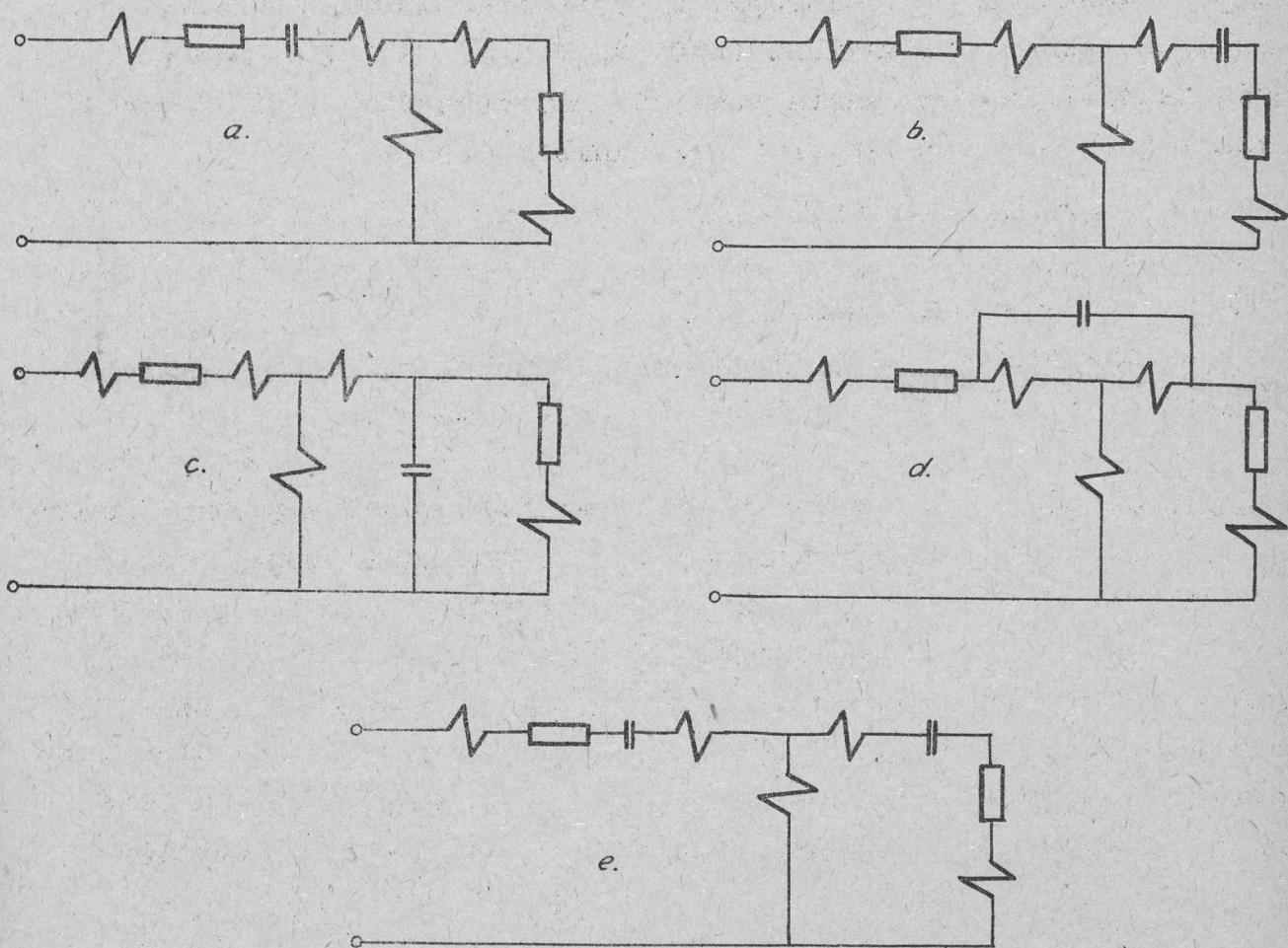
A ventilcső fűtőszálának inductivitása.

Ezek részint a kihangolendő inductivitások részint a primer körben, részint a szekunder körben helyezkednek el. Kihangolásuk azonban elvileg egy kapacitással is megoldható, mert a primer körben, illetőleg a szekunder körben elhelyezett kapacitás áttevődik a szekunder, illetőleg a primer körbe is. Így az alábbi hangolási lehetőségek kínálkoznak:

- a./ Hangolás csak a primer körben /17/a ábra/
- b./ Hangolás csak a szekunder körben /17/b ábra/
- c./ Parallel hangolás a szekunder körben /17/c ábra/
- d./ Hangolás a két kör között /17/d ábra/
- e./ Hangolás a primer és szekunder körben /17/e ábra/

Vegyük sorra az egyes lehetőségeket.

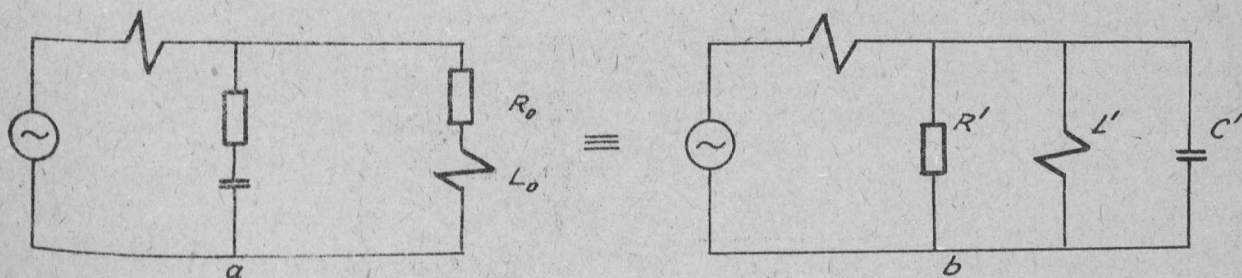
ad a./ A primer körben - minthogy ez egyuttal az egyenáramú kör is - hangoló kapacitást csak úgy lehet elhelyezni, hogy azt ellenállással, vagy inductivitással áthidaljuk. Ellenállást nem használhatunk, mert nagyon megnövelné a kaszkádgenerátor belső ellenállását. Inductivitás használata viszont nem látszik tanácsosnak, mert az átfutó áramlökések nagy feszültséglökéseket hozhatnak létre. A második akadályozó szempont az alábbi: konden-



17. ábra

Különböző hangolási lehetőségek

zátor impedanciájának nyilván nagyobbak, tehát a kondenzátornak kisebbnek kell lenni a primer oldalu inuktivitások kihangolásához szükséges értéknél, annyival, hogy a szekunder oldalra átjutó kapacitancia kihangolja az ottani inuktanciákat. Veszteségmentes esetben mindig található megfelelő nagyságu primer kapacitás. Veszteséges esetben azonban nem. A szekunder kör ugyanis



18. ábra

A primérololdali hangoláshoz

a 18/a sz. ábra szerinti és ez equivalens a 18/b ábra szerinti kapcsolással. Az itt szereplő C' értékének azonban maximuma van $1/2R_0$ értéknél. Amennyiben tehát az $1/\omega L' > 1/2R_0$ egyenlőtlenség fennáll, a rezonancia semmikép nem érhető el. Kisérletek és számítások tanúsága szerint esetünkben épen így van.

ad b./ A szekunder körből való hangolásra ugyanezek a megfontolások érvényesek, ugyanis a primer körbe átindukált kapacitásnak szintén maximuma van. A maximum azonban nagyobb az elérendő kapacitásértéknél, úgyhogy ez nem jelentene akadályt. A primer oldalon keletkező paralell kör /19.sz. ábra/ azonban, bár az antirezonancián túl van, - hiszen kapacitív - elég közel van hozzá, hogy impedanciájának valós része megnöjjon, közel a primérololdalra átindukált terhelés Q^2 -szeresére. Ez a körülmény meglehetősen kellemetlen: a kívánt teljesítmény eléréséhez ugyanis nagyon meg kell növelni az oszcillátor kimenő feszültségét. /10-12 kV-ra/ Ez egyrészt konstrukciós szempontból nem jó, másrészt nagymértékben megnő a szórt kapacitásokon elvesző reaktív teljesítmény. Az áttétel csökkentésével nem változtathatunk ezen. Ez belátható, ha arra gondolunk, hogy a paralell kör rezonancia-ellenállása

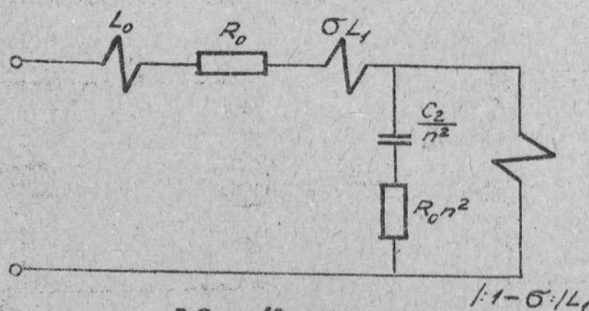
$$Z_0 = \frac{L_1}{R_1 C_1} \quad \text{és} \quad R_1 = n^2 R_0$$

$$C_1 = \frac{C_2}{n^2}$$

vagyis

$$Z_0 = \frac{L}{R_0 C_2}$$

független az áttételtől. A primer induktivitás csökkentésével egyrészt csökkenthetnénk a rezonancia impedenciát, másrészt el távolodhatnánk a rezonanciától: de ez az üresjárási áram növekedését okozza és a szekunder induktivitást is csökkenteni kellene, ami a szórás megnövekedése miatt veszélyes.



19. ábra

Szekunder oldali hangoláshoz.

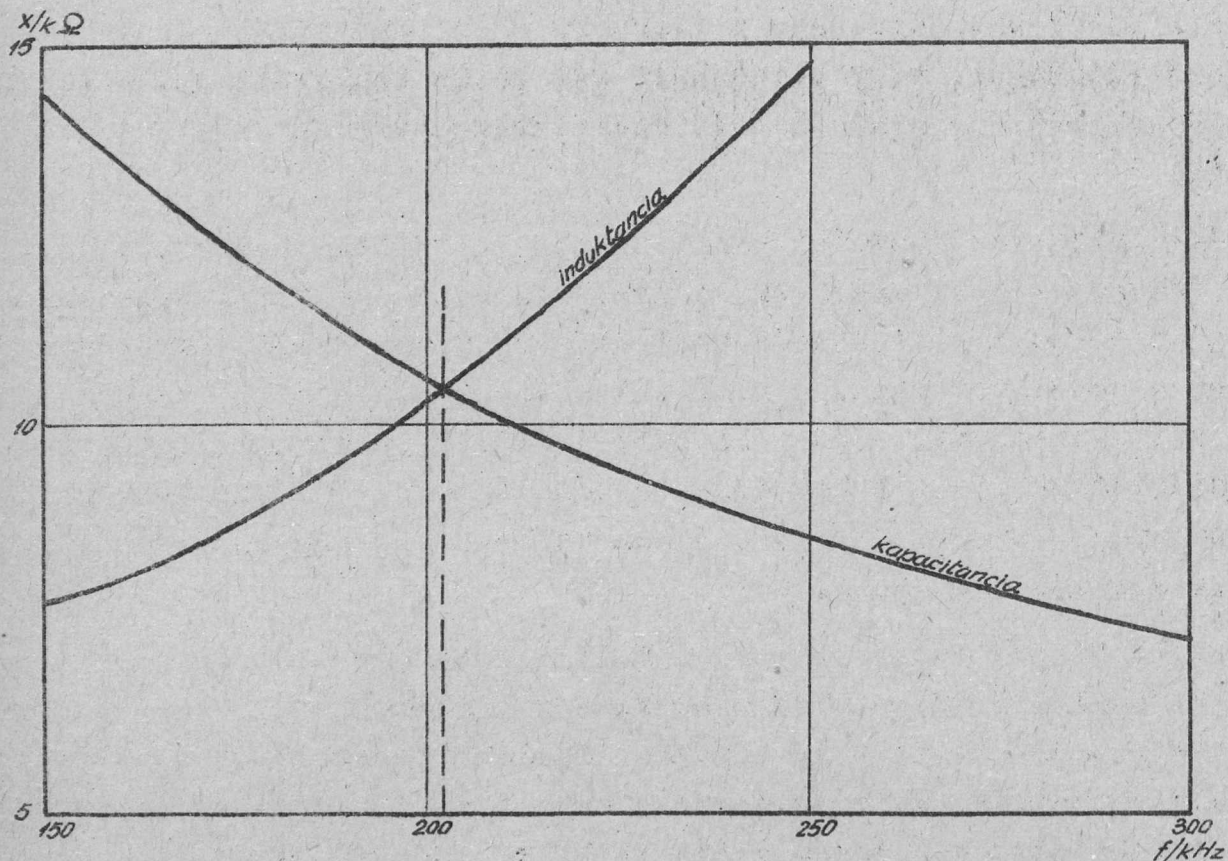
ad c./ Fennáll annak a lehetősége is, hogy a fűtőszál induktivitását parallel körként hangoljuk ki. Az eddigiekkel szemben semmiféle új előnyt nem mutat és kimutatható, hogy a szekunder oldali soros hangolással azonos viszonyokra vezet. Megoldható a parallel hangolás primer tekercsel parallel kötött kondenzátorral is, így - a soros primer hangolással szemben - az átindukálódó kapacitás tetszőleges nagyra vehető. Mindkét parallel hangolós megoldásnál közös hátrány, hogy a transzformátor szekunder oldalán megjelenő valóságos, vagy beindukált két pólus bonyolultabb, - másodrendű helyett harmadrendű - és ezért frekvenciaváltozásra érzékenyebb.

ad d./ Teljesség kedvéért említjük meg azt a lehetőséget, hogy a két tekercs között elhelyezett áthidaló kondenzátorral végezzük a hangolást. Az így keletkező áthidalt T számítása meglehetősen nehezen követhető csak. A kísérletek tanulsága szerint a kapacitás változtatásával a kör jól hangolható. Ugy látszik, hogy rezonanciahatások miatt a két tekercs között jelentős feszültségek jelennek meg. Ezért és ismét a fokozott bonyolultság miatt ez a megoldás sem látszik jónak.

ad e./ A primer és szekunder körbeli hangolások előnye egyesíthető, ha mind a primer, mind a szekunder körben hangoló kapacitásokat helyezünk el. Ugyhogy a szekunderoldali hangoló kapacitás a szekunderkört, éppen rezonanciába hangolja, és így a transzformátor primerjére csak ohmos ellenállás kerüljön át. A primer oldali kapacitás pedig a primer kört hangolja ki. Így a rezonancia folytán föllépő impedancia növekedés elmarad.

A legjobbnak tehát a primer-szekunder hangolás mutatkozik. A primerbe beiktatott áthidalandó soros kapacitás azonban még mindig kellemetlen. Megmarad továbbá egy hátrány, amely minden eddig említett megoldásnál föllép: t.i. az, hogy a primerkör kapacitása, a szórkapacitások nagyságrendjébe - 50 pF - esik már. Ez a körülmény pedig a fűtőkör működését teljesen megváltoztatná. Ezért végeredményben az alábbi megoldást választottuk: úgy változtatjuk meg az oszcillátor frekvenciáját, hogy a leválasztó kondenzátorokkal a kör induktivitása éppen rezonanciában legyen. Az induktivitás frekvenciafüggő egyrészt mert a Ducati kondenzátor induktivitása frekvenciafüggő, másrészt, mert a primerinduktivitásból és a terhelésből álló parallelkör equivalens soros induktivitása

is függ a frekvenciától. A feladat tehát csak grafikusán oldható meg. Felrajzoltuk a kör induktanciáját és kapacitanciáját a frekvencia függvényében: az a frekvencia, ahol a két görbe metszi egymást, lesz a működési frekvencia. Az eljárást a 20. sz. ábra mutatja. Látható, hogy a metszéspont kerekén 200 kHz-re adódik.



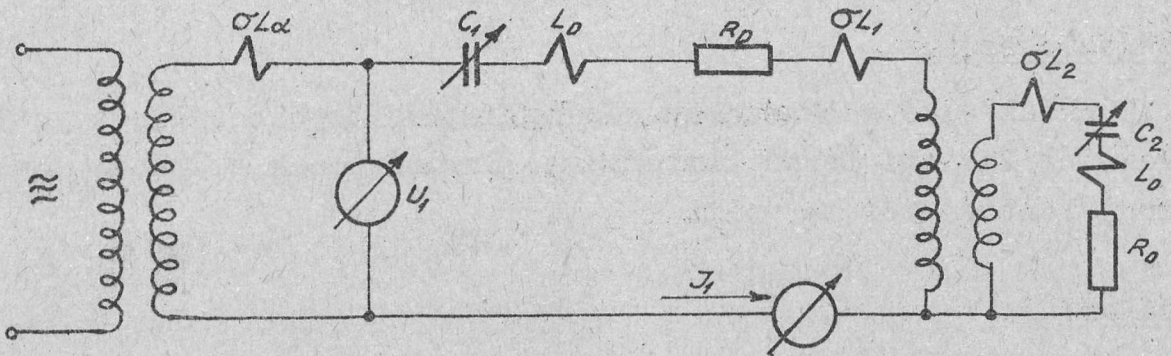
20. ábra

A működési frekvencia meghatározása

8. Egy ventilcső fölfütése.

A fentiekben felsorolt eredmények többségükben nem előzetes megfontolások alapján születtek meg, hanem az adót 300 kHz-en hosszú ideig működtettük és próbáltuk az optimális beállítást elérni. Ennek a kísérletsorozatnak az eredményeképpen sikerült a működési viszonyokat tisztázni. Nehézségeket okoztak mindvégig olyan tényezők, hogy a föllépő nagy nagyfrekvenciás áramokat és feszültségeket megfelelő műszer híján nem tudtuk mérni. Így ilyen műszereket magunknak kellett összeállítani.

Befejezésésképen egy csőnek a fűtőkörét állítottuk fentiek alapján össze /21.sz. ábra/. Az oszcillátor frekvenciájával csak



21. ábra

Egy cső fűtőköre

210 kHz-ig tudtunk lemenni, de a számítások helyessége itt is ellenőrizhető. A beállítást úgy végeztük, hogy egy adott C_2 kapacitás esetén C_1 -gyel megkerestük U_1 minimumát, természetesen a kicsatolás szabályozásával mindig konstanson tartva a 120 W fűtőteljesítményt. Ezután C_2 változtatásával megkerestük U_1 legkisebb minimumát. Így az alábbi értékek adódtak:

$$I_1 = 0.49 \text{ A}$$

$$U_1 = 330 \text{ V}$$

$$C_1 = 370 \text{ pF}$$

$$C_2 = 0,3 \text{ uF}$$

C_1 és C_2 számított értéke 380 pF, illetőleg 0,33 pF. Az eltérést nyugodtan betudhatjuk mérési hibának. A primer áramból és a Ducati kondenzátor veszteségi ellenállásából számítva a nagyfeszültségű kondenzátorra mindössze 12 W teljesítmény jut, így a hatásfok 85-90 %. Ez természetesen nem fog megmaradni a teljes berendezés összeállítása után, mert előtérbe fognak lépni a szórt kapacitások okozta veszteségek. A 330 V bemenőfeszültségből valóban a kicsatoló tekercs szórt induktivitásán létrejövő feszültségvesztést vektorialisan le kell vonni, hogy megkapjuk azt a bemenő feszültséget, amelyet a csövek számával szorozva, a teljes berendezés oszcillátorának szolgáltatni kell. Ez kb 290-300 V.

A teljes berendezés oszcillátorának tehát kb 1 kW /2000 V, 0,5 A/ teljesítményt kell majd kiadnia. Elkészítése előreláthatóan túl nagy gondot nem jelent.

9. Megemlékezés.

Munkánk első szakaszában néhány kérdés megoldásában együtt dolgoztunk Pallagi Dezső kartárrsal. Eredményeink elérésében neki is jelentős szerepe volt.

Irodalom:

- 1./Tjs. Douma; H.P.J.Brækoo: Heating the Filaments of Valves in a Cascade Generator by Means of High-Frequency Current Philips Technical Review Vol.11.No.4. .
- 2./ E.W.Titterton: 1.2-Mev Accelerator at the Australian National University. Nucleonics Vol.10.No.5.
- 3./Eine moderne Hochspannungsanlage. Philips Technische Rundschau 1. Jahrgang, Heft 1.
- 4./A.Kuntke: Ein generator zur Erzeugung sehr hoher Gleichspannung Philips, Technische Rundschau 2. Jahrgang Heft 6.
- 5./A.Bouwers; A. Kuntke: Ein Generator for dre Millionen Volt Gleichspannung. Zeitschrift für technische Physik 1937 Achzenter Jahrgang Nr.8.

Érkezett: 1954. június 14.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

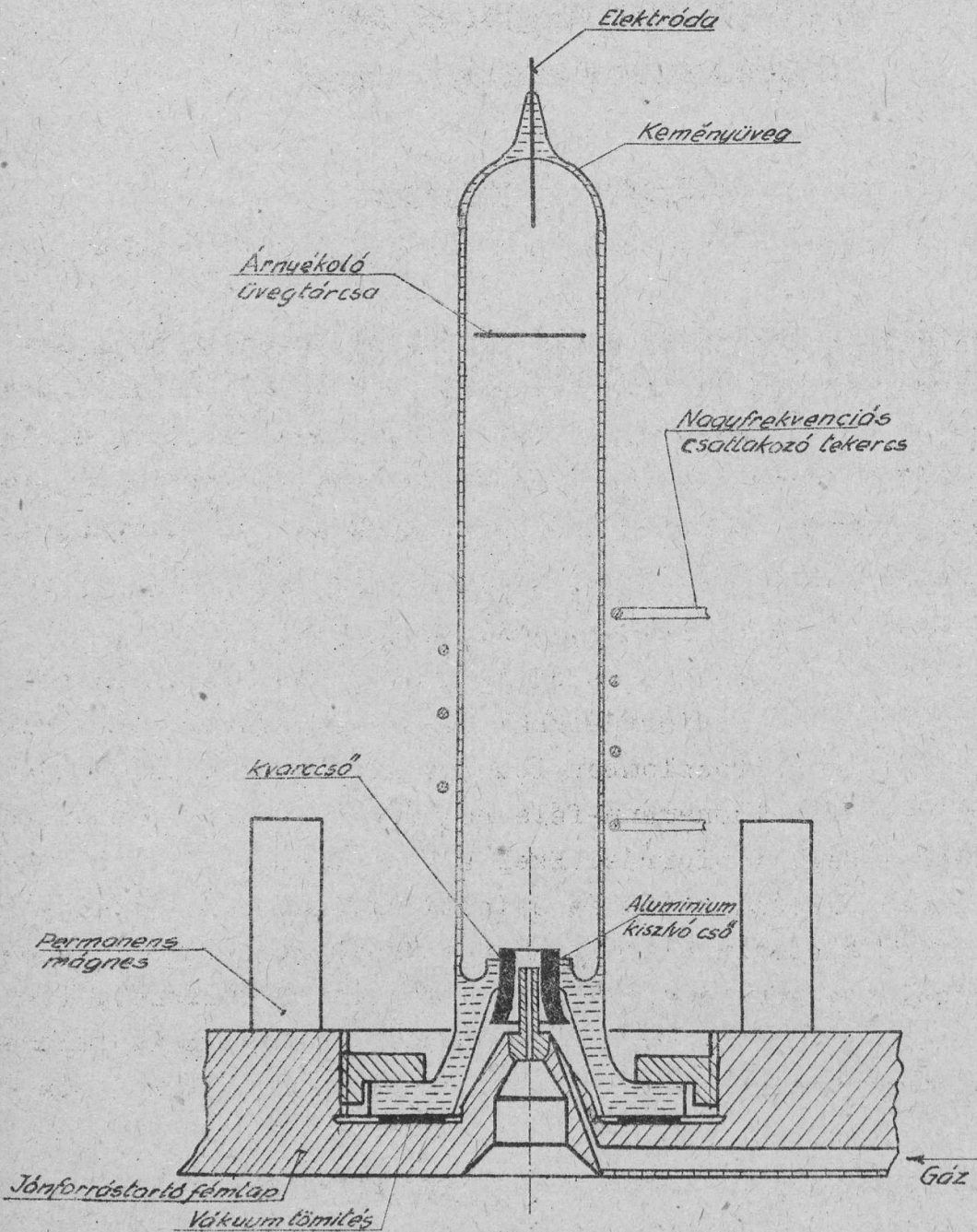
Ionforrások vizsgálata

Irta: Pásztor Endre, Roósz József, Siegler Jánosné és Várkonyi L.

Intézetünkben működő és épülő gyorsítók feladata nagy keménységű gamma-sugárzás előállítására, ipari röntgencélokra, továbbá magreakciók létrehozása magtermék kimérésének céljából és végül mesterséges rádióaktív izotópok termelése, az ipar, a gyógyászat, a mezőgazdaság és különböző tudományok kutatásai számára.

A gyorsítók ezen feladatának megvalósításához szükségesek olyan elektron-, és ionforrások, amelyek nagyintenzitású, jól fókuszált elektron-, proton- és deuteron sugarat állítanak elő. Jelen cikkünkben csak ionforrásokkal és azok fókuszálórendszerével foglalkozunk. Az irodalomban leírt ionforrások közül céljainknak legmegfelelőbb a Thonemann-féle nagyfrekvenciás és az Oliphant-féle nagyfeszültségű ionforrás. Ezek a rendelkezésünkre álló anyagból könnyen elkészíthetők és a fenti kívánalmakat kielégítik. Mindkét ionforrás hosszú élettartamu és üzembiztos, amely különösen a nyomásalatti generátoroknál igen fontos követelmény, mert ezeknél a belső javítások igen körülményesek és sok időt vesznek igénybe. Az irodalmi adatok szerint a targeton mért áram 1 mA körül van.

A Thonemann-féle ionforrásban nagyfrekvenciás elektromos tér és permanens mágnes együttes alkalmazásával ionizáljuk a gázt, majd 2-5 kV egyenfeszültséggel az ionizált részeket kiszívjuk a forrásból a gyorsítótérbe. Ennek a típusnak legnagyobb előnye a többivel szemben az, hogy az ionsugár atomion-tartalma 90% körül van. Ez annak köszönhető, hogy az üvegből készült ionforrásban igen kevés fémfelület van, amely az atomok rekombinációját elősegítené. Kisnyomáson /kb 10^{-3} Hgmm/ működik, ezért kicsi a gázfogyasztása /kb. 6 cm^3 /óra/ és nem kell erős folyadékot alkalmazni az ionforrás és a gyorsító tér között. Hátránya azonban aránylag nagy energiafogyasztása. A kilépő ionsugár kb 10^0 -os kúpszög

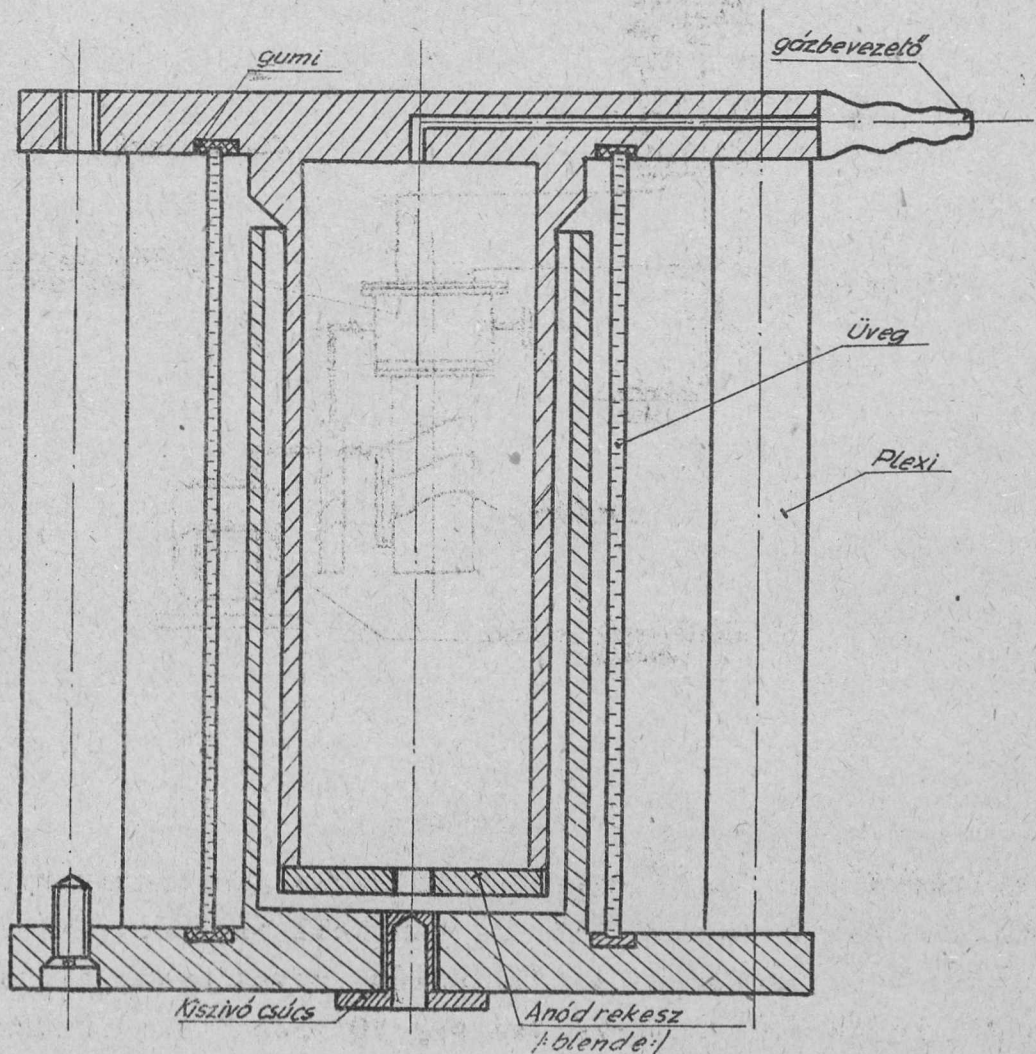


1. ábra

alatt hagyja el a katód nyílását, ami fókuszálási nehézségeket jelent. Ezt a típusu ionforrást az 1. ábrán láthatjuk.

Az Oliphant-féle ionforrásban 20-50 kV egyenfeszültséggel hozunk létre hidegkatódos gázkisülést a második ábrán feltüntetett készülék belső fémhengerében, az anódban. A külső fémhenger a katód, amely az előbbitől 4 mm távolságra van. Mivel a működéséhez szükséges nyomás kb 5×10^{-2} Hgmm, ezért az ionforrásban a

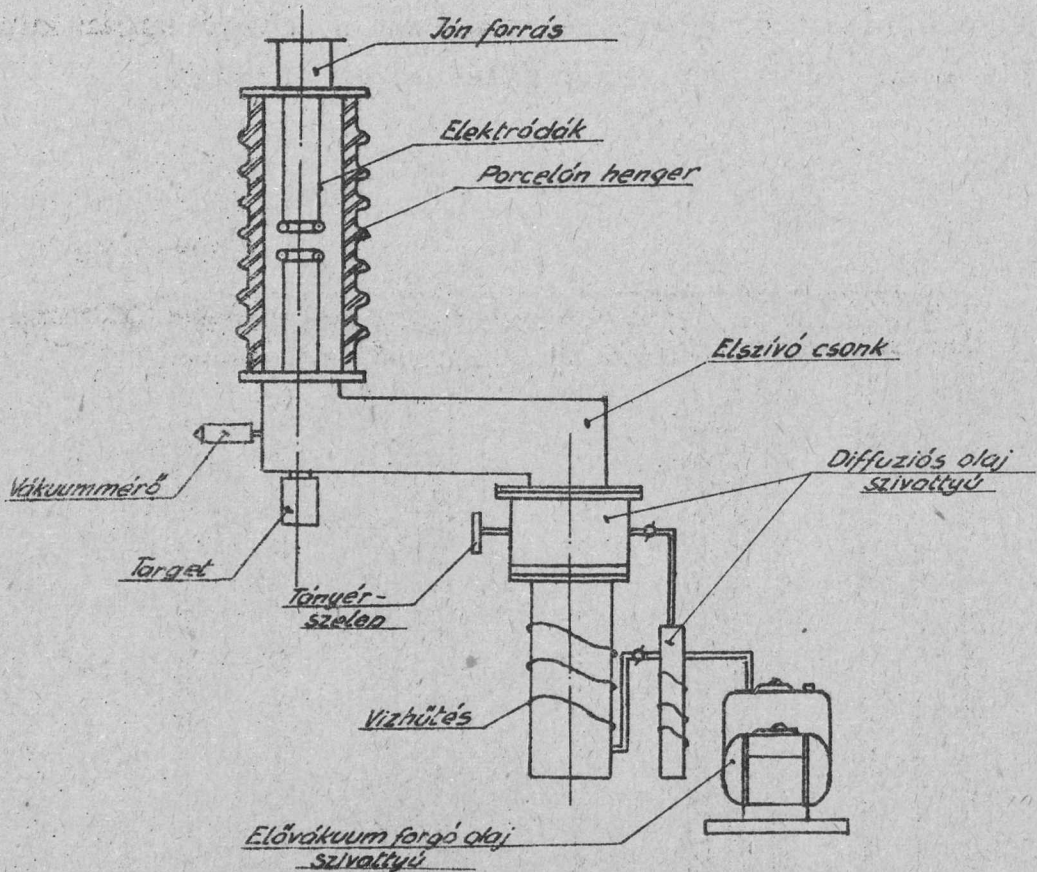
gázkiszülés az anód és a katód közötti térben a gázmolekulák szabaduthossza miatt/ amely nagyobb, mint 4 mm/, nem jöhet létre. A plazmából az ionokat maga a kiszülést létrehozó feszültség húzza ki a katód nyílásán keresztül a gyorsítótérbe. Az ionok nagy sebességgel lépnek ki, fókuszálásukhoz nagyobb feszültség kell, mint az előbbi ionforrásnál, de viszont a kilépő sugár kúpszöge csak $1-2^\circ$, ami előnyös a fókuszálás szempontjából.



2. ábra

Hátránya, hogy nagy nyomáson működik, ezért sok a gázfogyasztása, kb $100 \text{ cm}^3/\text{óra}$, energiaspektruma a nagy kiszívó feszültség miatt széles. Üzem közben a nagy fémfelületek melegedésekor, főleg az első órában, sok gázt ad le. Hátrányai ellenére, egyszerűsége és könnyen kezelhetősége miatt, érdemes felhasználni olyan helyeken, ahol a sebesség inhomogenitása és a nagy gázfogyasztás nem játszik szerepet.

Az ionforrások vizsgálatára és a megfelelő üzemi viszonyok beállítására egy nagyobbméretű készüléket építettünk. /3. ábra/. Ennek leírását röviden az alábbiakban ismertetjük.



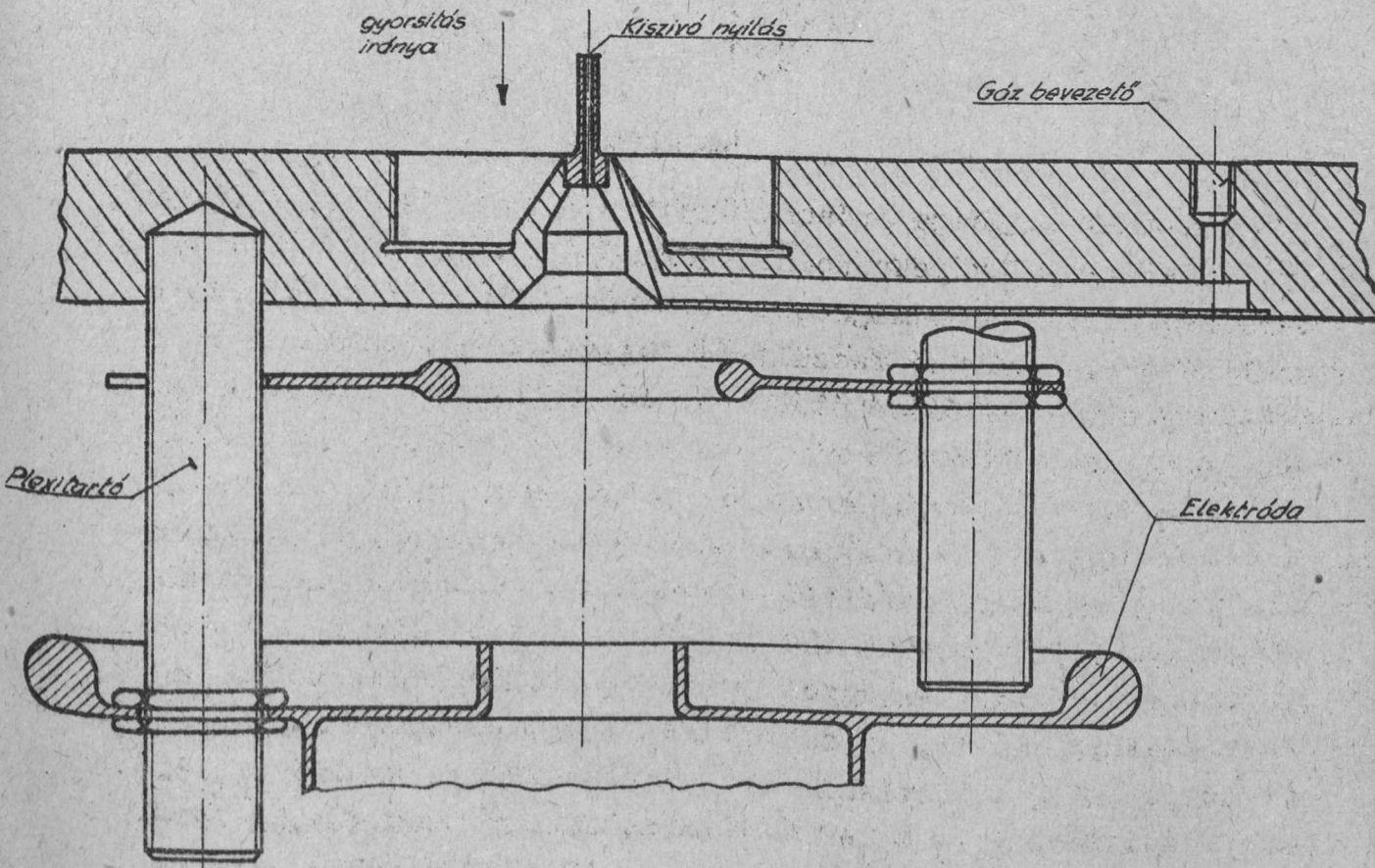
3. ábra

A gyorsításhoz kb. 5×10^{-5} Hgmm nyomás szükséges, amely nyomást $100 \text{ cm}^3/\text{óra}$ gázbeömlés mellett is fenn kell tartani. Ezt egy 1500 l/sec szívósebességű olajdiffúziós szivattyúval érjük el. A szivattyú rendszer további részei egy 50 l/sec olajdiffúziós és egy $5 \text{ m}^3/\text{óra}$ forgó olajszivattyú. A vákuum mérésére Penning-rendszerű műszert használunk. Különös nehézséget jelentett az alkatrészek lyukmentes illesztése és a berendezésen lévő lyukak megkeresése, megszüntetése.

A gyorsítórendszer ezen a berendezésen nem állandó jellegű. Az alkalmazott elektródák a mindenkori mérés követelményei szerint készülnek. A gyorsítócső egy 200 kV feszültség szigetelésére méretezett porcelánhenger, amelynek belsejében helyezkednek el az elektródák.

A különböző ionforrásokhoz és a fókuszáláshoz szükséges feszültségeket az Osztályunkon készült nagyfeszültségű anódpótlók szolgáltatják. Tekintettel arra, hogy az ionforrást tartó vákuumzárólemez és a fenti anódpótlók stb. a gyorsító /50-200 kV/ feszültség potenciálján vannak a hálózathoz képest, ezeknek az anódpótlóknak energiaellátását egy 200 V-os 500 VA-es. váltóáramu generátor biztosítja, amelyet 200 kV szigetelésű bakelit tengellyel forgatunk a meghajtó motorral.

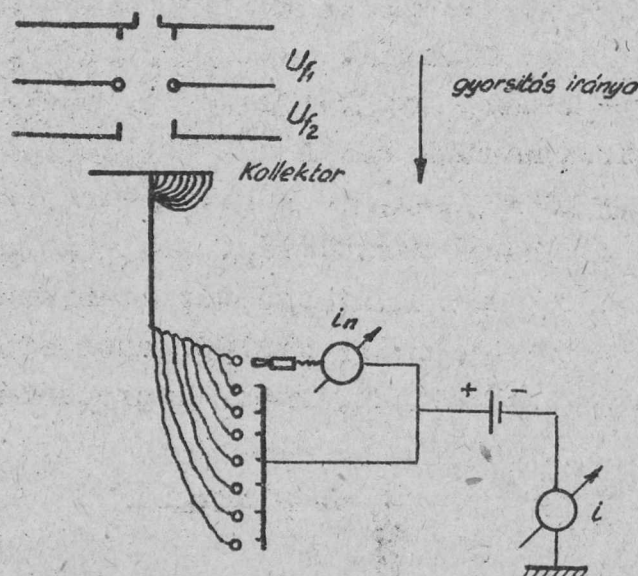
A következőkben leírjuk a kétfajta ionforrással végzett vizsgálatainkat. Kísérleteinket az előzőekben ismertetett nagyfrekvenciás ionforrás vizsgálatával kezdtük. /lásd 1. ábra/. Maga az ionforrás kemény üvegből készült, amelybe a csucsán egy Wolfram-anódot forrasztunk be. A nagyfrekvenciás teret induktív kicsatolással egy 50 Mc/s-u, 60 W kimenő teljesítményű oszcillátorból nyertük. A kihuzó feszültség, amely az anód és a katód közé volt kapcsolva 2-7 kV. A kihuzó tér irányára merőlegesen állt a permanens mágnes tere, amely kb 100 Gauss erősségű. A katód 1,6 mm furatú alumínium csövecske, amely kvarccsőben van. Az ionokat



4. ábra

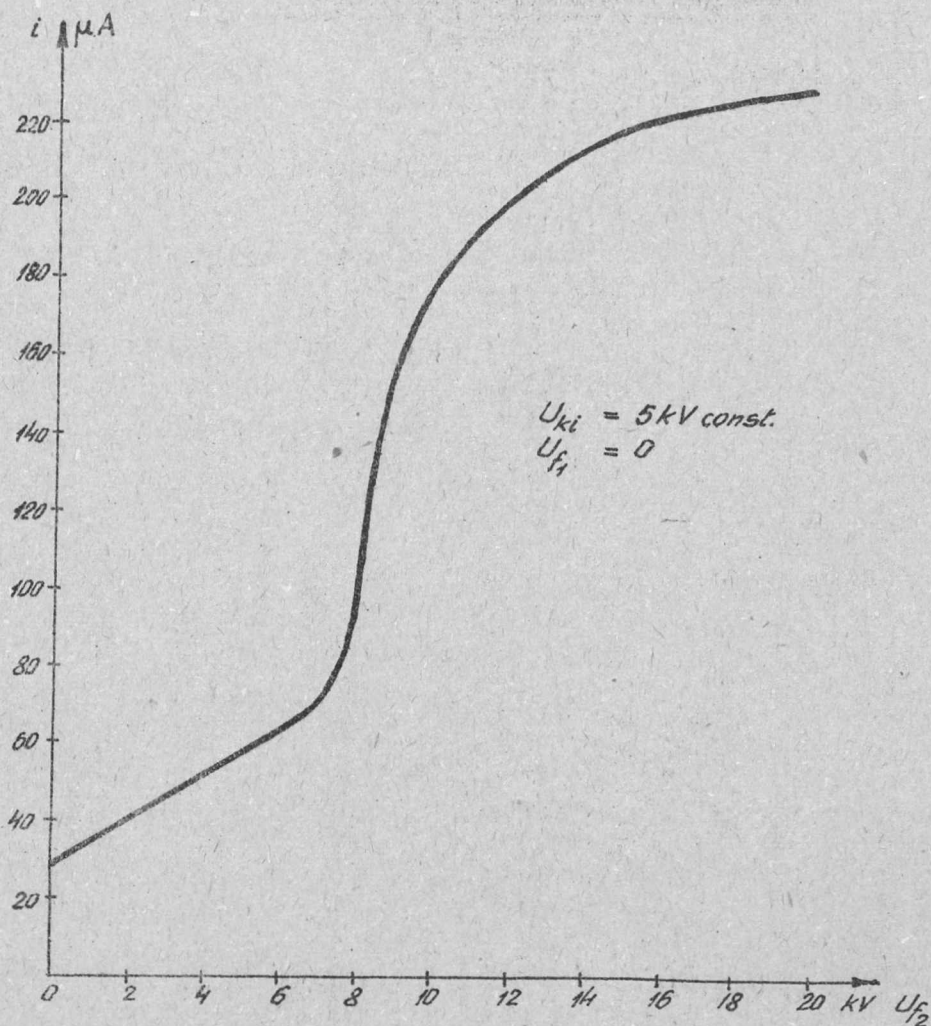
a kvarcesövecske úgy fókuszálja be a lyukba, hogy azok a fémkatódra nem ütköznek bele. A gázadagolást mechanikus tüszeleppel végeztük, amely a katód oldalán volt elhelyezve. Tekintettel arra, hogy az ionforrás eléggé széttartó ionsugarat adott, a kellő target áramsűrűség, valamint a maximális ionáram elérése érdekében a gyorsítólenyce és az ionforrás közé előfokuszáló lencsét építettünk be /lásd 4. ábra/.

Első feladatnak a maximális ionáram elérését tűztük ki.



5. ábra

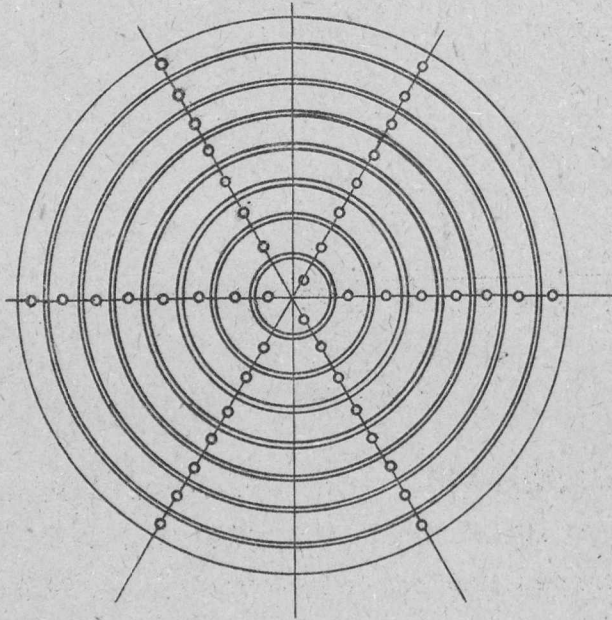
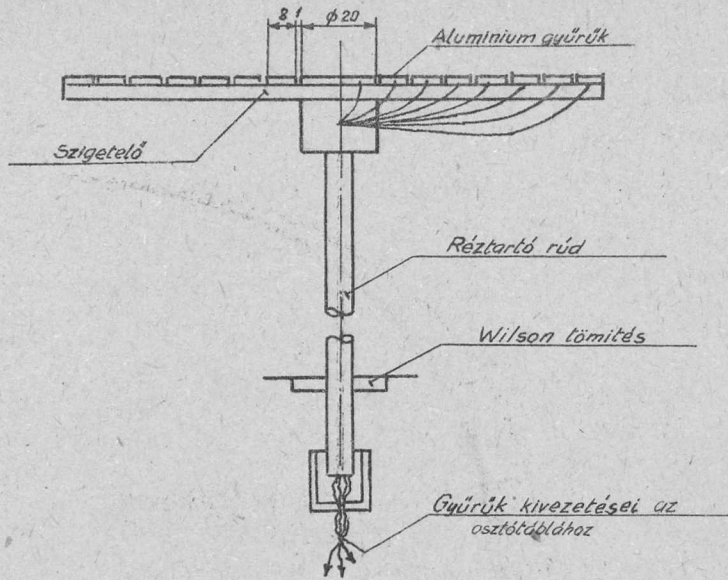
Az áram nagysága erősen függött az ionforrásban lévő gáz nyomásától, a nagyfrekvenciás energiától, a nagyfrekvenciás tekercs helyzetétől, a mágneses tér erősségétől, és a kihuzó feszültségtől. A kihuzó feszültség függvényében az ionáram a feszültség egy küszöbértékétől felfelé /2,5 kV/ nem változott lényegesen. Az 5. ábra szerinti elrendezésben lefolytatott mérés diagrammját a 6. ábrán mutatjuk be azzal a megjegyzéssel, hogy az ábrán látható osztótábla összes kivezetéseit közösitve kapcsoltuk a mikroampermérőhöz. Az osztótábla bemenő kapcsaira kötöttük a később ismerttetendő kollektor kivezetéseit és így külön-külön mérhető volt az egyes gyűrűkre érkező ionáram. Amikor a részáramokat mértük, az osztótábla egyik kivezetését műszerhez, a többi pedig közvetlenül földhöz kapcsoltuk. A görbét $U_{ki}=5kV$ kihuzófeszültség és $U_{fl}=0 V$ értékek mellett vettük fel. A többi változókat a tapasztalat szerinti optimális értéken tartottuk.



6. ábra

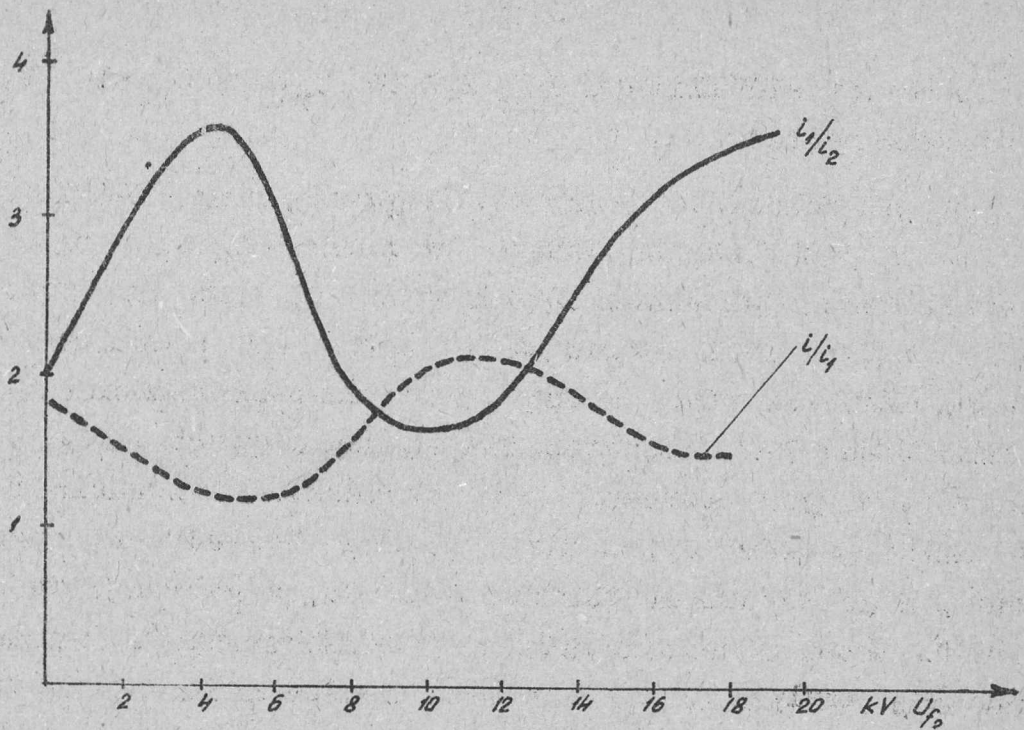
A görbéből megállapítható, hogy a fenti elrendezés mellett $U_{f2}=8$ kV-ig kevés, majd 8-10 kV-ig meredeken növekvő, ezen felüli feszültség alkalmazása esetén ismét kevéssé változó ionáramot kaptunk. Más előfokuszáló lencseelrendezésnél hasonló menetűek a görbék. Tehát a további kísérleteinket $U_{f2}=10-20$ kV tartományban végeztük. Miután megállapítottuk az optimális feszültségeket, az előfokuszáló lencse után kilépő ionáramnak a target felületén való áram eloszlását vizsgáltuk. Erre a célra a 7. ábrán feltüntetett kollektort készítettük el.

A kollektor felülete 8 db egymástól elszigetelt, egy síkban elhelyezkedő gyűrűből áll, amely gyűrűket elektromosan kiveztettük a vákuum-rendszerből és a rájuk eső ionáramot az osztótábla közbeiktatásával külön-külön mértük. Ábrázoltuk az összes ionáram és



7. ábra

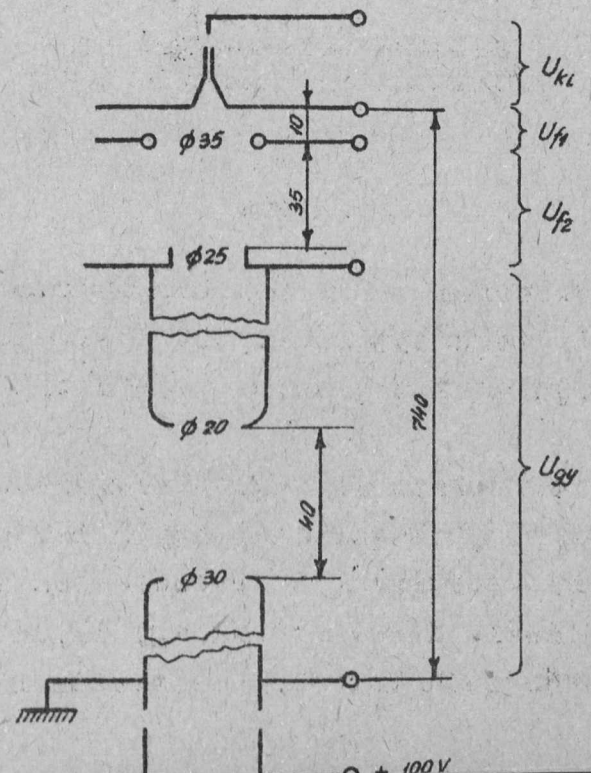
és a középső gyűrűre érkező ionáram viszonyát i/i_1 illetve az első és második gyűrűre érkező áramok viszonyát i_1/i_2 . A többi kollektor gyűrűre érkező ionáram az első kettőhöz képest elhanyagolható volt. Számunkra értékes tartományok azok, amelyeknél az $i/i_1 \rightarrow 1$, és egyidejűleg az $i_1/i_2 \rightarrow \infty$. A görbékből látjuk, hogy az ilyen szakasz két helyen van, $U_{f2}=4-5$ kV és $U_{f2}=16-20$ kV-nál.



8. ábra

Az előbbi mérés figyelembevételével számunkra hasznos /nagy-áramu kis kupszögű/ tartomány az $U_{f2}=16-20$ kV. Ha figyelembe vesszük azt, hogy az egyes gyűrűk felülete nem egyforma, és ha az áramsűrűséget ábrázoljuk, akkor az árameloszlásról még kedvezőbb képet kapunk. A kollektor távolságának állításával a fenti görbék kevéssel eltolódtak.

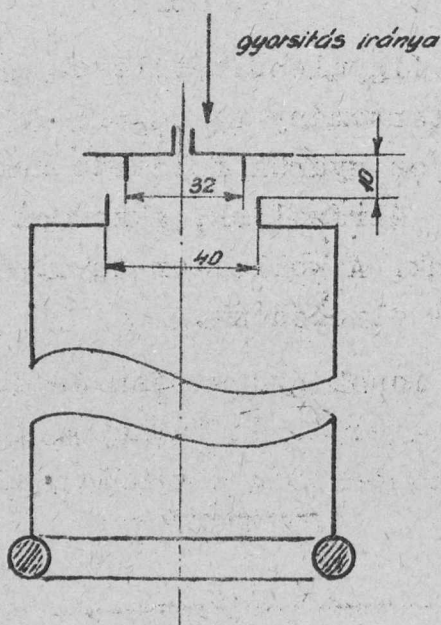
Végső célunk az ionok gyorsítása és fókuszálása volt. Az alkalmazott elrendezés a 9. ábrán látható. Az előző kísérletnél alkalmazott előfokuszáló lencsét használva sikerült a targeton kb.



9. ábra

30 μ A ionáramot előállítani $U_{ki}=2,2$ kV, $U_{f1}=0$, $U_{f2}=19$ kV, $U_{gy}=32$ kV feszültségek mellett.

Igen jól fókuszált ionáramot kaptunk, 1 mm² felületen az alumínium target vörösén izzott. Ez a beállítás nem volt teljesen megfelelő céljainknak, egyrészt azért, mert az előfokuszálási vizsgálatoknál kapott kb 100 μ A-s áram a gyorsítás után 30-ra csökkent, másrészt mivel a nagy gyorsító-berendezéseknél a gyorsító feszültség l-l fokozaton lényegesen nagyobb mint 32 kV. A mérés alatt a gyorsítófeszültség növelésével a fókuszáltság rohamosan romlott, ezért olyan elrendezésre törekedtünk, amely lehetővé teszi, a jó fókusz megtartása mellett, a gyorsító feszültség növelését. Ebből a célból különböző előfokuszálási lencsákat próbáltunk ki, amelyek közül a legmegfelelőbb a 10. ábrán látható.



10. ábra

Ennél az elrendezésnél 42 μ A-s targetáramot kaptunk, és az előbbi 32 kV gyorsító feszültség helyett 63 kV-nál volt a jó fókusz. A további vizsgálatokat későbbi időpontban fogjuk folytatni.

Az Oliphant-ionforrással is végeztünk méréseket. Ezek a mérések még csak tájékoztató jellegűek, és így a levont következtetések még további bővítésre szorulnak. A bevezetésben ismertettük az ionforrás elvi működését. Készítettünk egy ilyen típusu ionforrást, amely a 2. ábrán látható. Ugy állítottuk be a mérés folyamán

a kiszívó rendszert, amely a kiszívó csucsból és anódrekeszből /anódblendéből/ áll, hogy az ionáram maximális legyen de ugyanakkor a gázfogyasztás még ne legyen túl nagy. Az anódblende 10 mm átmérőjű, a kiszívónyílás pedig 1 mm átmérőjű furattal készült.

Az Oliphant rendszerű ionforrás mérésével kapcsolatban a következő feladatokat tüztük ki:

1./ Néhány száz μ A ionáram elérése.

2./ Az ionáram fókuszálása targetre

ad 1./ Az irodalom szerint ebből a típusu ionforrásból mA nagyságrendű ionáramot vesznek ki. A mi berendezésünkön az ionforrásból 1,2 m távolságra lévő targeten gyorsító elektródák nélkül 250 μ A áramot mértünk és mivel jelenlegi feladatunk megoldásához ez az áramerősség elég volt, nem foglalkoztunk az ionáram további növelésével. Annyit azonban megállapítottunk, hogy a geometria változtatásával, valamint nagyobb feszültséggel és gázbeömléssel ez az áram tovább növelhető.

ad 2./ Gyorsító feszültséget alkalmazva, 20 mm gyorsítólenccse nyílás esetén a targeten 100 μ A áramot mértünk, amely 1 mm² felületen a target-lemezt pirosizzásba hozta. Mivel az ionforrásból kilépő ionsugár nem elég energiahomogén, a targetet képező Willemitt-ernyő egész felületén világított.

A 11.sz. diagramm a gyorsító feszültség függvényében a targeten mért ionáramokat mutatja. A különböző görbéket a kiszívófeszültség és a gázbeömlés változtatásai mellett vettük fel.

A görbékéből megállapítottuk, hogy:

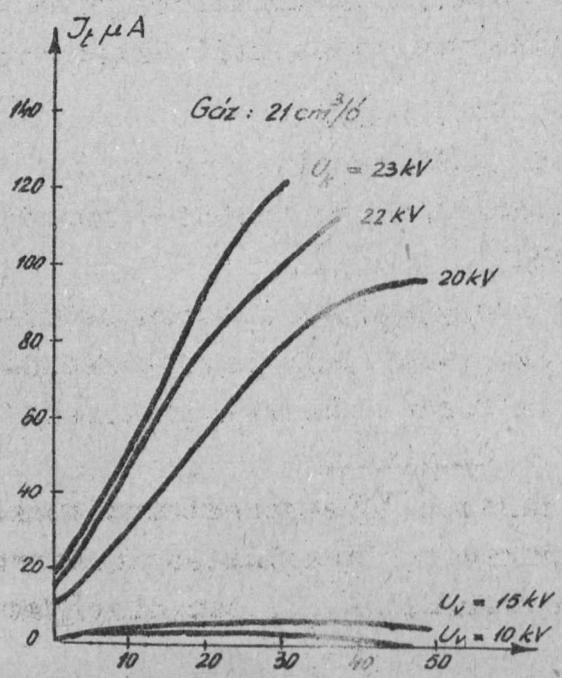
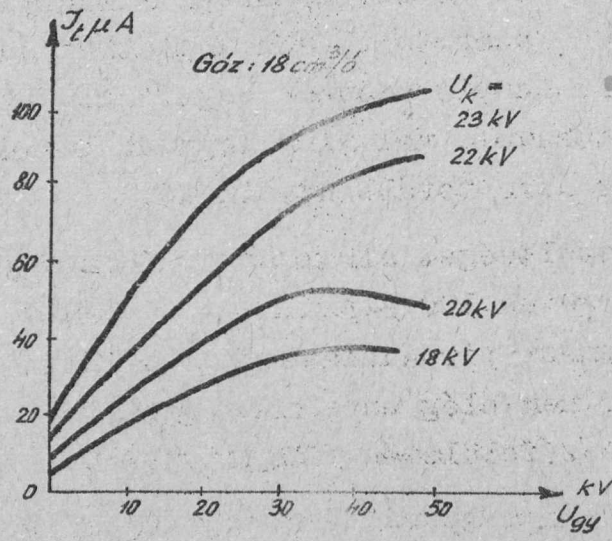
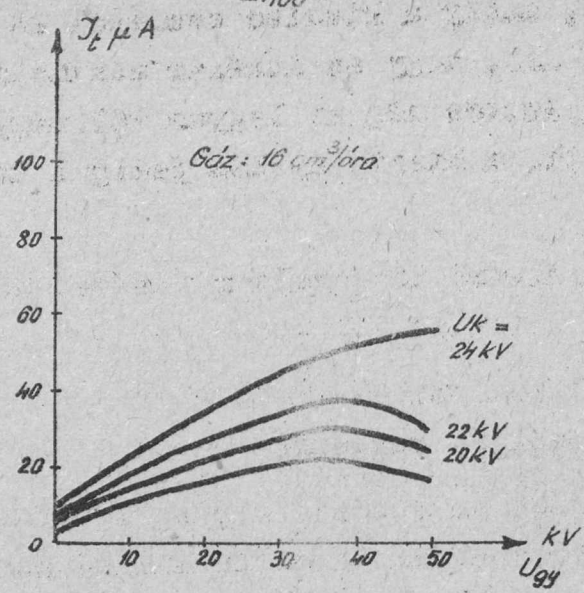
a./ Nagy targetáram nagy gázfogyasztást igényel.

b./ Növekvő ionáram fókuszálásához növekvő fókuszáló /gyorsító/ feszültség szükséges

c./ Nagy gyorsító feszültségeknél az ionáram csökken /Ennek oka - véleményünk szerint - az, hogy nagyobb feszültségeknél a fókuszpont magasan a target fölé került, ezért az ionáram egyrésze elkerülte a targetet./

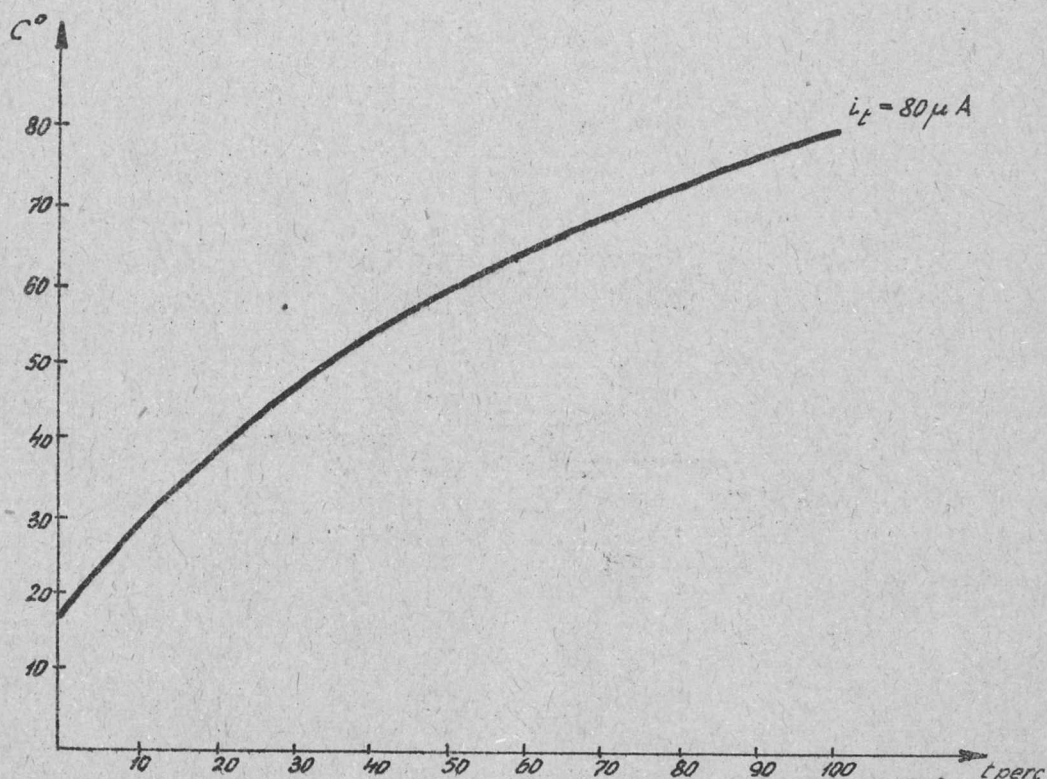
Megfigyeléseink az irodalommal jó egyezést mutatnak.

Érdekes volt számunkra megvizsgálni az ionforrás tartós üzem közbeni felmelegedését. Ezt a 12. sz. diagramm ábrázolja,



H. óbra.

amelyet $80 \mu\text{A}$ -es ionáram mellett vettünk fel. Ebből látható, hogy tartós üzem esetén kismértékű hűtést kell biztosítani.

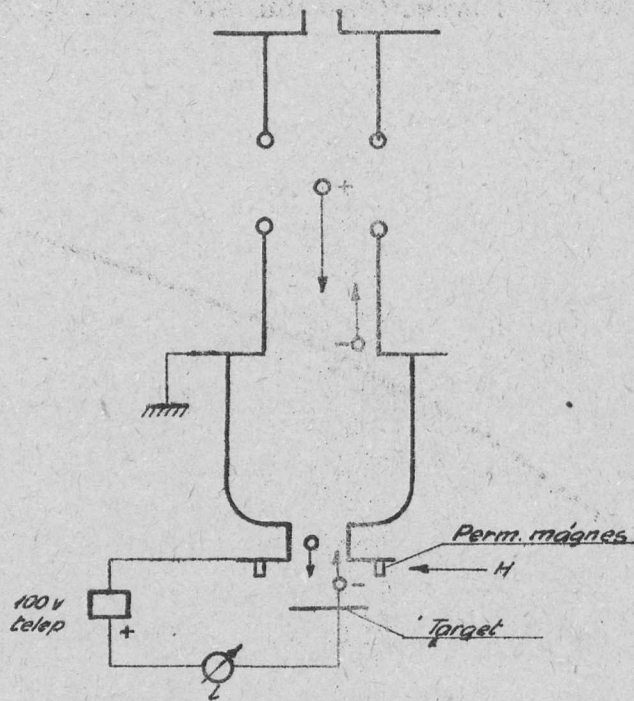


12. ábra

Az eddig elmondottaknál nem tettünk említést az ionok becsapódásakor kilépő, valamint a térben egyéb módon jelenlévő elektronok hatásáról. A 13. sz. ábrán végig tudjuk követni az ionok, illetve az elektronok utját.

Az elektronok jelenléte meghamisítja méréseinket és ezért különböző módszereket kell alkalmazni arra, hogy őket az ionáram mérőköréből eltérítsük. Ismerve, hogy a fémek felületéből töltött részecskék bombázásának hatására kilépő elektronok energiája 5-20 eV nagyságrendű, ezért a target és a föld közé 100 V-os fékezőteret kapcsolunk. Így a targetból kilépő elektronok ennek a térnek a hatására visszakanyarodnak a targetre. További védekezést nyújtott a Faraday-kalitka alkalmazása.

A telep alkalmazása azzal a hátránnyal járt, hogy a rendszer egyéb részeiből kilépő elektronok egy részét, /mint ahogy a rajzon a nyilak jelzik, /behozta az ionáram mérőkörébe. Hogy ezt meggátoljuk, az ionáram tengelyére nézve merőleges mágneses teret alkal-

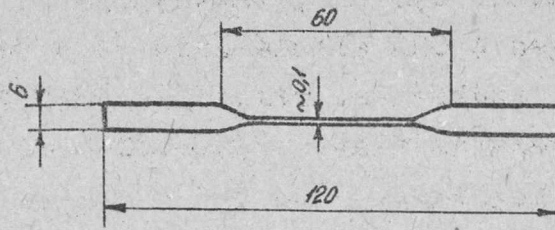


13. ábra

maztunk, amely ezeket az elektronokat eltérítette az ionáram mé-
rőköréből. A gyorsítófeszültség hatására felfelé, tehát az ion-
forrás felé mozgó elektronok kikiszöbölése kísérleti berendezé-
sünkön nem vált szükségessé.

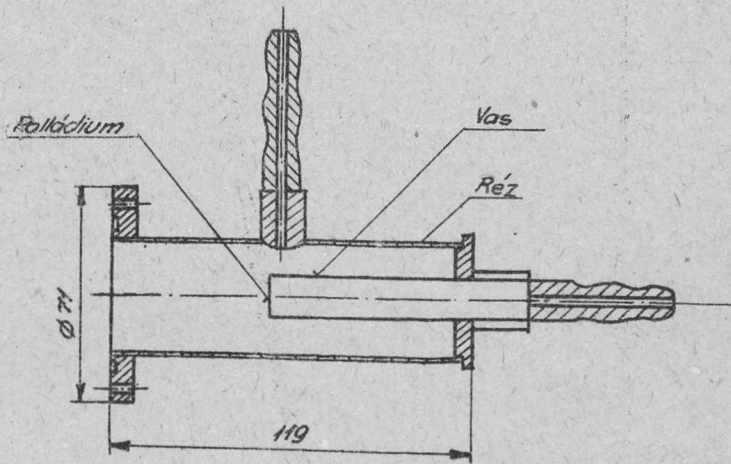
Az ionforrások vizsgálatánál és összehasonlításánál komoly
problémát jelentett a gáz adagolása. Eddigi gyakorlatunkban há-
romféle gázadagolót alkalmaztunk.

- 1./ Mechanikus túszelep. Kónuszos tü megfelelő szelepülésben
való finom mozgatásával a beömlő gáz mennyiségét szabályoz-
tuk. A rendelkezésre álló ilyen példányok nem feleltek meg a
céljainknak, mert a visszaállási pontosságuk rossz. Így ezen
túszeleptípus alkalmazásakor minden gázbeállításnál újra és
újra kellett mérni a beömlő gázmennyiséget.
- 2./ Igen egyszerű gázadagolót készítettünk egy 12 cm hosszú, 6 mm
átmérőjű, 0,5 mm falvastagságú nikkelcsőből. A megoldást a
14. ábra mutatja be. A megmunkálás igen egyszerű: A csövet
közepétől számítva 3-3 cm hosszban összesajtoltuk, majd az
így nyert formát a kívánt gázbeömlésnek megfelelően U alakúra
hajlítottuk meg. Az U-alak görbületű sugarának változtatása
az áramlási ellenállást változtatja meg.

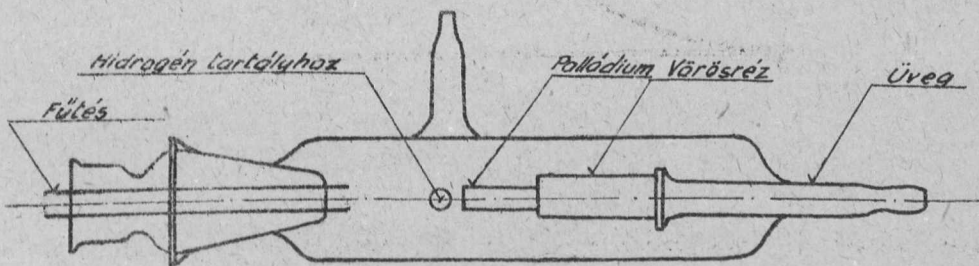


14. ábra

Legmegfelelőbbnek bizonyult hidrogénadagolásra a palladium zárófelülettel rendelkező rendszer. A palladium melegítve hidrogént képes átbocsátani. A gázátbocsátás mértéke a palladium felületének vastagságának és hőfokának függvénye. Készítettünk egy gázadagolót fémből /15. ábra/ és egyet üvegből /16. ábra/



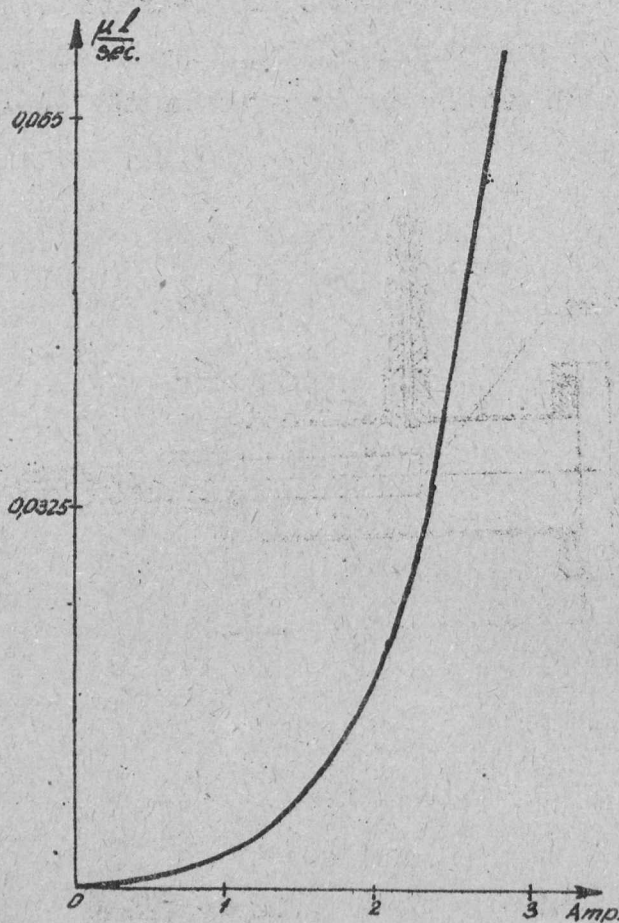
15. ábra



16. ábra

Mivel technológiailag a fémrendszer könnyebben megvalósítható, az alábbiakban kissé részletesebben ismertetjük.

A palladium felülete $0,8 \text{ cm}^2$, vastagsága $0,35 \text{ mm}$. A hozzátartozó fűtőtest hűvegen 4 Ohm ellenállású és a teljes gázátéréshez 3 A kb 10 V szükséges. Tekintve, hogy fémrendszerrel van szó, a káros hőelvezetés miatt a palládiumlapot tartó csövet igen vékony falvastagságúra $/0,2 \text{ mm}/$ elég hosszúra, vasból készítettük. A feszültség kikapcsolásától számított 1 perc múlva a hidrogén átáramlása teljesen megszűnt, és ugyancsak kis tehetetlenségeket mutatott az üzemi változtatásokkal szemben. A gázadagoló kalibrációját a 17. ábra mutatja.



17. ábra

A palladium gázadagoló előnye az előzőekkel szemben az, hogy az ionforrásba bekerülő hidrogén a lehető legkevesebb gázszennyeződést viszi be magával, egyszerűen kezelhető, kalibrálható elektromos műszerre és távvezérlésre könnyen megoldható.

Jelen cikkünkben az eddigi eredményekről számoltunk be, a mérések tovább folynak és egy későbbi közleményben részletes

tájékoztatást fogunk adni.

A mérőberendezések elkészítésében elvégzett munkájáért Tonelli Miklós, Magyar János és a gázadagoló elkészítéséért Pozsgai Károly kartársainknak mondunk köszönetet. A mérések elkészítésében Szücs Margit kartársnő végzett lelkes munkát, a rajzokat Ritter Endréné kartársnő készítette.

Irodalom:

O.Reifenschweiler: Zur Erzeugung von Ionenstrahlen aus dem Plasma von Gasentladungen.

Analen der Physik 6. Folge. Bd. 14. 1954.

Gentner: Erzeugung schneller Ionstrahlen Ergebnisse der Naturwissenschaften XIX. /1940/107.

Joumeria: Un nouveau principe général d'extraction dans les sources d'ions.

Le Journal de Physique et le Radium 13/1952/645

C.D. Moak, H.Reese, W.M.Good: Design and Operation of a Radio-Frequency Ion Source for Particle Accelerators Nucleonics 9.3 /1951/ 18.

Max Hoyaux, Ignace Dujardin: Ion ágyuk összefoglaló áttekintése. Nucleonics 4 /1949/ 67.

Beausegard: Source d'Ions a Haute Fréquence Sur Générateur a Neutrons de 250 kV

Le Journal de Physique et le Radium 14/1953/ 547.

Dushmann: Vacuumtechnique.

Érkezett: 1954. június 14.