

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

Erő János, Haiman Ottó, Mátrai Tibor,

Nagy László és Tari László

közreműködésével szerkeszti:

Faragó Péter

2. évfolyam 5. szám

1954. október - december

T A R T A L O M J E G Y Z É K

Oldal

1. Molekulaspektroszkópiai Csoport Munkaközössége: A spektroszkópiai osztály Runge-Paschen- felállítású rácsspektrográfjának beállí- tásáról .....	569
2. Náray Zsolt: A katódérzékenységeloszlás meghatá- rozása fotomultipliernél.....	580
3. Kiss Dezső és Szivek János: GM-csővel vezérelt univibrátor késésének vizsgálata.....	597
4. Kiss Dezső és Szivek János: Univibrátorok holt- idejének mérése .....	619
5. Györgyi Géza: Nukleonok spin-kölcsönhatásának korrespondenciaszerű modelje.....	633
6. Feit Pál, Gécs Mária és Mertz János: Mágneses tér stabilizátor magnyomaték mérésére II. A mágnes .....	638
7. Keszthelyi Lajos: Szcintillációs számláló beren- dezés .....	647
8. Kálmán Gábor: Egy 50 kV-os egyenirányító egység.	669
9. Schmidt György: Rotációs termérő nagy egyenfe- szültségek mérésére .....	676
10. Ember György: Hordozható GM-csőves sugármérő készülékek .....	683
11. Tari László: Kéz és láb rádióaktív szennyeződé- sét mérő készülék .....	694
12. Pál Lénárd: Dömen-fal eltolódások dinamikája....	701

- . . -



A SPEKTROSKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: KOVÁCS ISTVÁN

A spektroszkópiai osztály Runge-Paschen-felállítása  
rácsspektrográfjának beállításáról.

Közli a molekulaszpektroszkópiai csoport 1951. évi  
munkaközössége

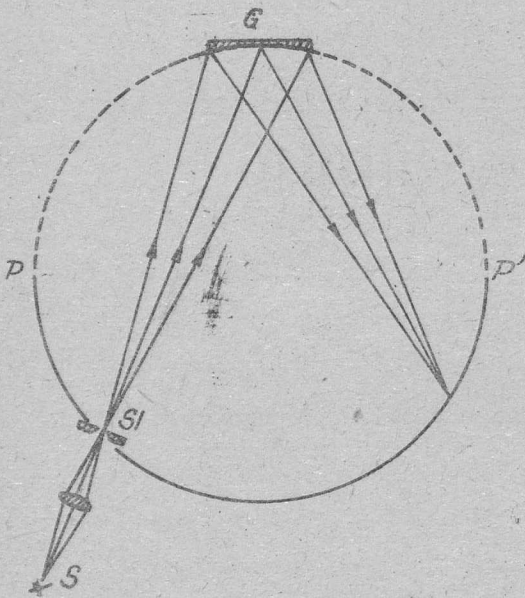
Az alábbiakban abból a célból rögzítjük 21-lábas rácsspektrográfunknak újrajusztálása közben szerzett tapasztalatainkat, hogy e spektrográfot Csillebércen korszerűen átkonstruálva rövidebb üzemszünettel állíthassuk fel.

I. A Runge-Paschen-féle felállítás rövid optikai jellemzése.

A Runge-Paschen-felállítású rácsspektrográfban reflexiós optikai konkávrács használatos. Ennek rovátkáit csupa ekvidisztáns párhuzamos síkok metszik ki egyenletes reflexióképességű homorú gömbfelületen. A rács konkávtükör-felületének optikai gyújtópontja egy a rácshoz rögzítve képzelt körnek, az u.n. Rowland-körnek középpontját határozza meg. A Rowland-körnek a sugara tehát megegyezik a konkávtükör gyújtótávolságával, síkja pedig merőleges a rács karcolataira. A konkávrácsfelület tehát a vele mozgó Rowland-kör felületével másodrendű érintkezésben, oszkulációban van. /1/ L. 1. ábrát.

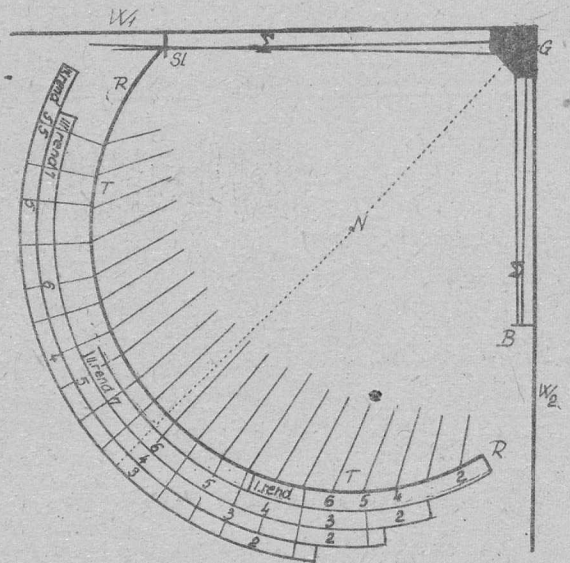
Az S1 optikai rést a PP' Rowland-kör mentén, annak síkjára merőlegesen szokás elhelyezni, ezen a résen át bocsátjuk a sugárnyalábot a G rácsra. E felállítás leglényegesebb optikai jellegzetessége abban áll, hogy a sugárnyalábban tovahaladó fény szinképvonalait a rács a Rowland-kör mentén fókuszálva állítja elő: vagyis a Rowland-kör mentén I., II. stb. rendű elhajlási szinkép áll elő. A rendek egymást bizonyos mértékig átfedik. Ennek mértékét  $45^{\circ}$  beesésű 1700/G.

si szög esetén a mellékelt ábra /2/ illusztrálja. L.2. ábrát.



1. ábra.

A felállítás elvi elrendezése.



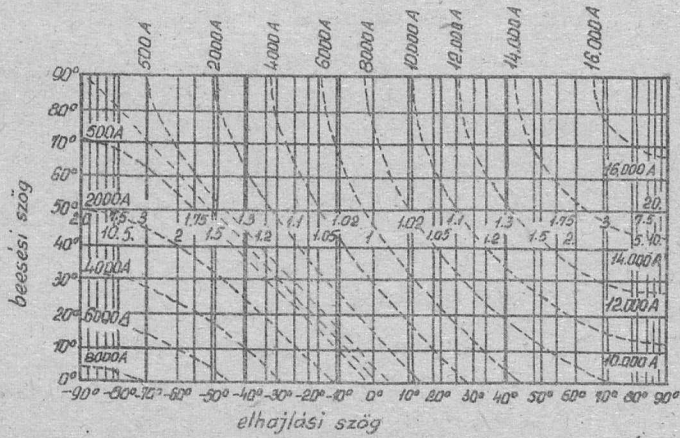
2. ábra.

A felállítás alaprajza, a különböző rendű elhajlási spektrumoknak kölcsönös átfedése.

A diszperzió ugyanazon rendű spektrum mentén állandó. Ha az első rendben pl.  $1,3 \text{ \AA/mm}$ , akkor a nála sokkal fénysegegyebb n.-ik rendben n.  $1,3 \text{ \AA/mm}$ . A diszperzió pontosabb eloszlását a 3.a. ábrán látható diagrammen tekinthetjük át.

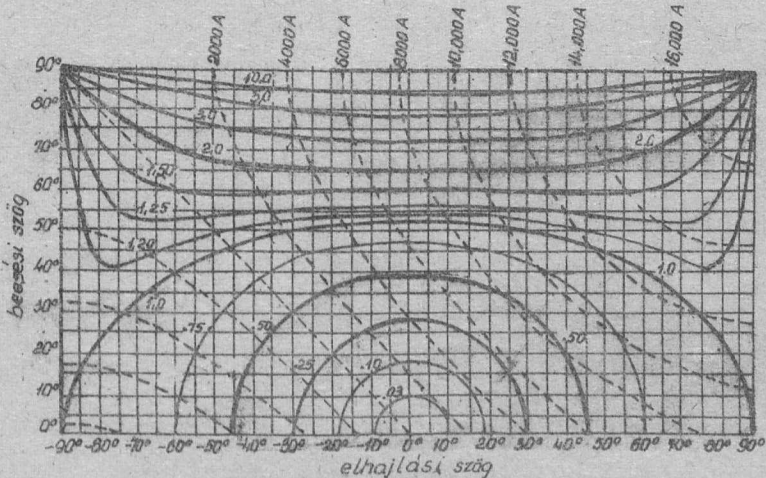
A spektrográf optikai feloldóképessége:  $\lambda/\delta\lambda$  számítások eredményeképpen megegyezik az összes rácskarcolatok számával. Itt  $\delta\lambda$  az előállított vonalnak u.n. félérték-szélessége.

A rést a rács a normálisának irányában sztigmatikusan, más irányban azonban asztigmatikusan képezi le, vagyis ilyen helyen a rés bármely pontjának elhajlási képe egy a Rowland-kör síkjára merőleges vonaldarab. Éles vonalakat tehát csak akkor kaphatunk, ha a rés a Rowland-körre szigorúan merőleges. Az asztigmatizmus mértékét az elhajlási szög függvényében a tuloldali diagramm tünteti fel. L. 3.b. ábrát.



3.a. ábra.

A konkávrács diszperziója a normális mentén mért diszperzióegységekben kifejezve. A szaggatott görgek hüvelykenként 30.000 karcolatu rács által elhajlitott sugarak hullámhosszait adják meg különböző sebességi szögek mellett.



3.b. ábra.

A konkávrács asztigmatizmusa. A megvilágított rész egy pontjának képhossza a karcolatok hosszának egységeiben van megadva. A szaggatott görbék hüvelykenként 30.000 karcolatu rács által elhajlitott sugarak hullámhosszait adják meg különböző beesési szögek mellett.

Valamely spektrumvonal előállítására nézve optimális méretű résszélesség függ a spektrumvonal hullámhosszától. A választandó  $s$  résszélesség a hullámhossz függvényében az optikai leképezés hullámelmélete alapján nyert következő formulából /4/ számítandó függetlenül a rácsfelállítás rendszertől:  $s = \lambda R/B$ , hol  $R$  a rácsrádusz,  $B$  a rácsszélesség.

Ugyanazon résszélesség tehát a rácsspektrográf által átölelt teljes spektrumtartományra /2000 - 10000 Å/ nem megfelelő: amíg a vörösben esetleg túl kicsinek bizonyul, addig az ultraibolyában túl nagy értékű lehet. Ezért a Runge-Paschen felállítás fő előnyét nem az egyszerre felvehető nagy spektrális terjedelemben kell látnunk, hanem leginkább abban, hogy e rácsfelállítás mozgó alkatrészeket nem tartalmaz.

A fényforrás optikai leképezésének két szélső határesetete különböztethető meg: 1. leképezés a résre, 2. leképezés a rácsra. Ezzel kapcsolatban csak a különböző esetek hátrányait akarjuk összehasonlítani. Az első esetben a rés megvilágítottságának egyenetlensége különösen a normálismenti /szigmatikus/ spektrumterületen /vagyis az első rend zöld tartományában/ a spektrumvonalak erősségében vonalmenti egyenetlenséget idéz elő. Ez az egyenetlenség a spektrumvonal komparálhatóságát megnehezíti. A második leképezési mód az előzővel szemben rendkívül kényes a rés szerkesztési és beállítási hibáira nézve. E hibák leggyakrabban a résfókának a párhuzamosságtól való, továbbá a résnek a Rowland-körre való merőlegességtől eltérése következtében jelentkeznek.

## II. Észrevett beállítási hibák, melyek a rácsspektrográf újra-pontosítását szükségessé tették.

A spektrumvonalak egyoldali felhasadást mutattak, melynek mértéke egyazon vonal mentén magasság szerint is változott.

Az észlelt symptoma optikai magyarázata. Különböző ellenőrző mérésekből arra lehetett következtetni, hogy 1700/G.

1. Az optikai rés élei nem voltak párhuzamosak. Felül előbb zárt a rés, mint alul.
2. A rés nem volt merőleges a Rowland-körre. A rés  
a/ a Rowland-kör síkjában a rács felé haladó fénysugarakra sem volt merőleges.  
b/ A rés nem volt párhuzamos a rács karcolataival.
3. A Rowland-kör nem ment át a rés nyílásán. A rés magassági középpontja is lejjebb volt a Rowland-kör síkjánál 4 mm-el.
4. A lemeztartó kör síkja és a rács Rowland-köre nem esett egybe.
5. A rács optikai tengelye nem haladt át a lemeztartó kör középpontján, attól eltért.

Egyéb konstrukciós fogyatékoság a következő:

A rácsnak a bepontosításnál megkívánt hat szabadsági fok helyett jelenlegi felállításban csupán két mozgási lehetősége van, ez a mozgási lehetőség is két egymástól kitérő tengely körül való forgathatóságban áll, holott a beállításnál három egymásra merőleges forgatásnak kell szerepelnie. Az egyik forgatás a konkávrács optikai tengelye körül, a másik az optikai tengelyre és a rácskarcolatokra merőleges tengely körül, a harmadik pedig az előbbi két tengelyre merőleges tengely körül történik.

Más konstrukciós hiba a rés felállításában van: jelenlegi felszerelésénél a rés nem állítható függőlegesen, vagyis a Rowland-körre merőleges irányban.

III. A Runge-Paschen-felállítású konkávrács-spektrográf beállításának munkafázisai a következők voltak:

1. A konkávrács görbületi sugarának megmérése.

A konkávrács reflexiófelületének görbületi sugara a rács készítője szerint 21 foot = 6,5 m. Ezt az értéket optikai uton és pedig kivilágított rés éles képének nullarendben való előállítása útján a kép és tárgy távolság mérésével

cca.  $\pm$  3 mm középhibával ellenőriztük és azt helyesnek találtuk.

2. A lemeztartó kör kitűzése és a kör síkjának optikai uton való ellenőrzése /nivellálás teodolittal/.

A lemeztartó körnek ellenőrzés céljából való letapintása a lemeztartó kör középpontjában a beton alapzatba beágyazott függőleges tengely körül kifeszítve elforgatható acélhuzal segítségével történt. A réshelyzettől kezdve számozott konzolok közelében a korábbi jusztírozás eredményeként a szabályos körhöz képest néhány mm-es eltérés mutatkozik. Ezt az eltérést nem korrigáltuk, mert azt a használt konkávrács szerkesztési sajátosságának tulajdonítottuk. A lemeztartó kör síkjának durva ellenőrzése vízmértékkel, finom ellenőrzése pedig teodolittal történt és a mellékelt mérési eredményeket szolgáltatatta.

3. A konkávrács felerősítése, továbbá a rács csucspontjának a lemeztartó körív meghosszabbításába való beállítása teodolittal. E művelet közül az első nem igényel közelebbi részletezést. A másodiknak, vagyis a nagyrács-spektrométer lemeztartó pántja szintezésének eredménye a következő volt. A Műegy. Geod. Tanszékének három mérnöke: névszerint L'Auné Ottó, Györke Zoltán és Torök István adjunktusok 1951. április 5-én 11<sup>h</sup>-tól 13<sup>h</sup>-ig szintező műszerrel megállapították, hogy a rácestéglány középvonalán átfektetett vízszintes síknál a rés magassági közepe egy lépcsős rekesz fokozattal lejjebb van, a lemeztartó pántok középvonala pedig:

a 1-es /vagyis a réshez közelfekvő/ konzolnál		+0.02	cm-rel
2-es	• "	-0.04	"
3-as	"	+0.47	"
4-es	"	+0.53	"
5-ös	"	+0.57	"
6-os	"	+0.67	"
7-es	"	+0.74	"
8-as	"	+0.74	"
9-es	"	+0.87	"



1. Az optikai rés élei nem voltak párhuzamosak. Felül előbb zárt a rés, mint alul.
2. A rés nem volt merőleges a Rowland-körre. A rés  
a/ a Rowland-kör síkjában a rács felé haladó fénysugarakra sem volt merőleges.  
b/ A rés nem volt párhuzamos a rács karcolataival.
3. A Rowland-kör nem ment át a rés nyílásán. A rés magassági középpontja is lejjebb volt a Rowland-kör síkjánál 4 mm-el.
4. A lemeztartó kör síkja és a rács Rowland-köre nem esett egybe.
5. A rács optikai tengelye nem haladt át a lemeztartó kör középpontján, attól eltért.

Egyéb konstrukciós fogyatékoság a következő:

A rácsnak a bepontosításnál megkívánt hat szabadsági fok helyett jelenlegi felállításban csupán két mozgási lehetősége van, ez a mozgási lehetőség is két egymástól kitérő tengely körül való forgathatóságban áll, holott a beállításnál három egymásra merőleges forgatásnak kell szerepelnie. Az egyik forgatás a konkávrács optikai tengelye körül, a másik az optikai tengelyre és a rácskarcolatokra merőleges tengely körül, a harmadik pedig az előbbi két tengelyre merőleges tengely körül történik.

Más konstrukciós hiba a rés felállításában van: jelenlegi felszerelésénél a rés nem állítható függőlegesen, vagyis a Rowland-körre merőleges irányban.

III. A Runge-Paschen-felállítású konkávrács-spektrográf beállításának munkafázisai a következők voltak:

1. A konkávrács görbületi sugarának megmérése.  
A konkávrács reflexiófelületének görbületi sugara a rács készítője szerint 21 foot = 6,5 m. Ezt az értéket optikai úton és pedig kivilágított rés éles képének nullarendben való előállítása útján a kép és tárgy távolság mérésével  
1700/G.

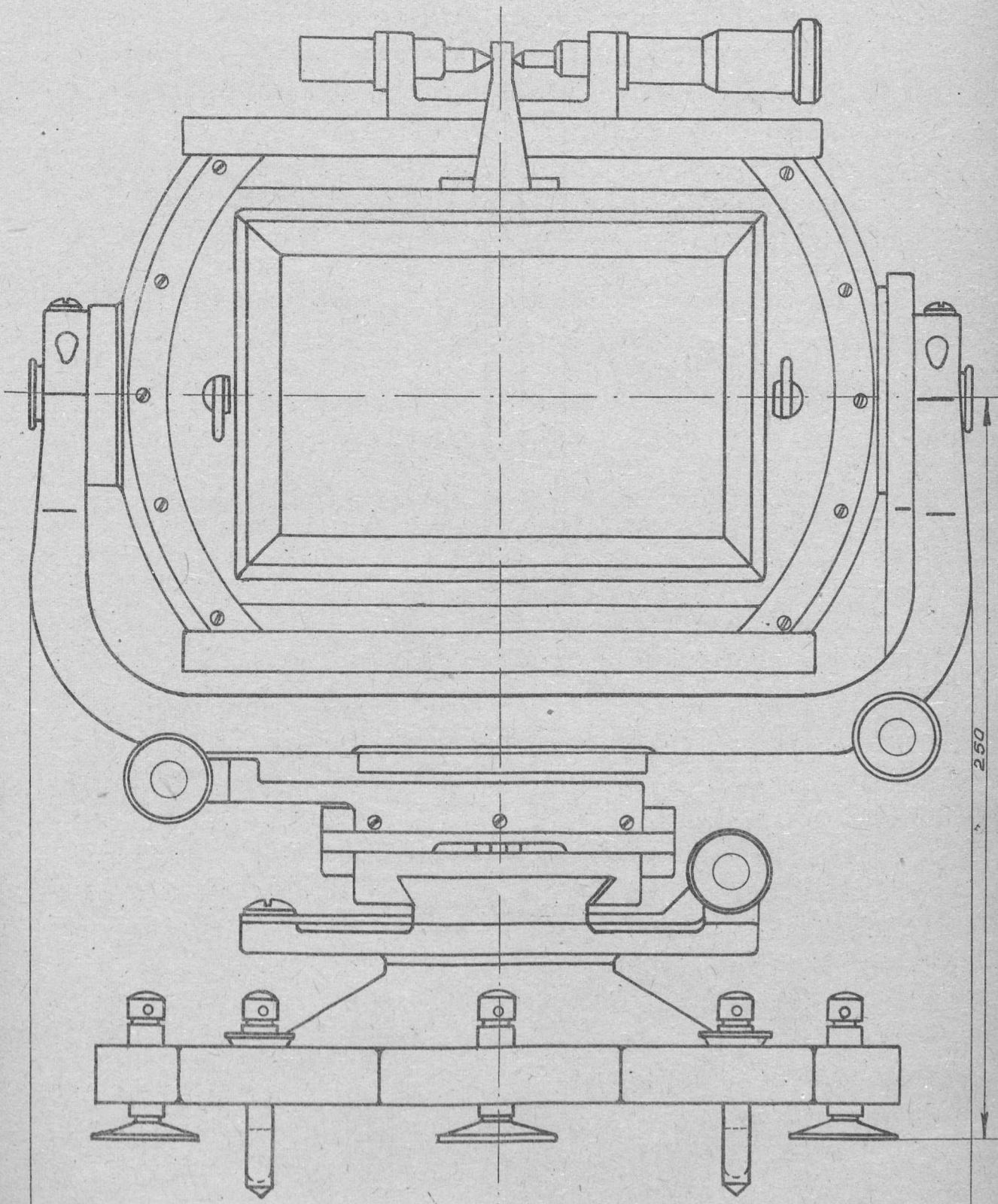
szukcessziv módon hajthatók végre a rácsfoglatnak jelenlegi fogyatékos konstrukciója mellett.

7. Az optikai résznek a rács karcolataival való párhuzamosra állítása. Ez a művelet a következőképen történik. A rést fecskefark-alaku fényrekesszel két mezőre bontjuk, majd vonalas szinképet adó fényforrás fényével a rácsspektrográfban spektrumot állítunk elő. Ha a rés a rács karcolataival párhuzamos, akkor a megszakított részmezőnek asztigmias leképezése folytán az egymás fölött keletkező spektrumvonalak egymásnak szigorú folytatásai, vagyis kollinearírisak.

A fent részletezett munkálatok 3 kutatónak cca. 6 hónapra terjedő munkaidejét emésztették fel és különösen a 7. alatt részletezett munkafázis több száz próba-spektrogramm felvétele árán volt befejezhető.

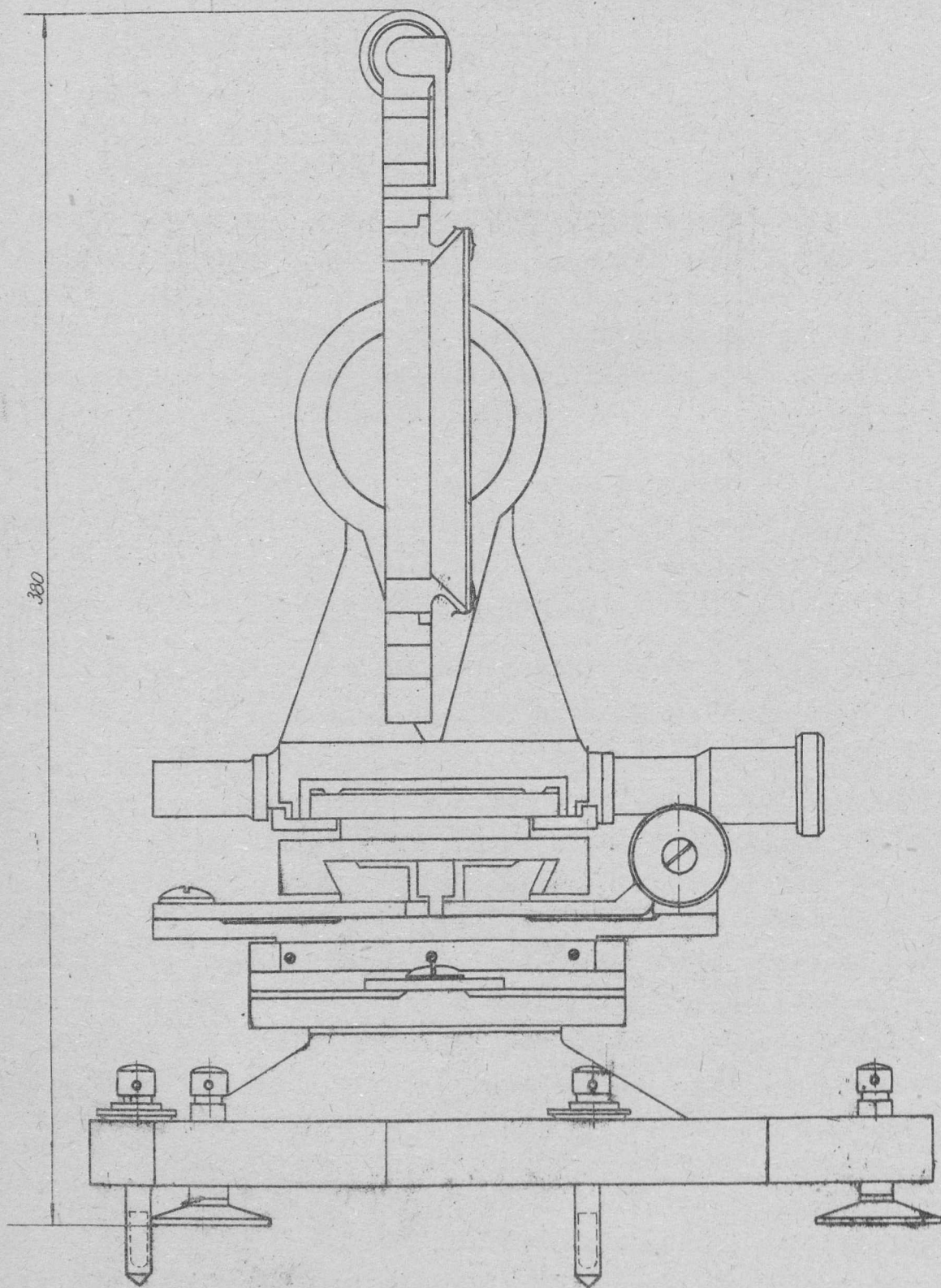
IV. Felfedett, de ki nem küszöbölt konstrukciós hibák eltüntetése céljából új rács-, ill. résfoglatnak tervezete.

E készülék jelenlegi felállításában két konstrukciós hiba nem volt kiküszöbölhető. Ezek egyike az 5.-ben említett résdőlés, másika pedig az a különösen a zöld tartománytól távol eső spektráalterületeken a fókuszálást zavaró, a 4.-ban említett hiba, hogy a konkávrács geometriai tengelye nem a diametrális ponton metszi a Rowland-kört, hanem a metszéspont ettől több mm-re az ultraibolya spektrumtartomány felé esik. Mindkét hiba kiküszöbölése legegyszerűbben olyan rés-, ill. rácsfoglallattal volna csupán keresztülvihető, mely a befogott optikai eszköznek hatszoros mozgási szabadságot biztosítana. Ezek közül három mozgási szabadságnak egymást egy pontban merőlegesen metsző három tengelykörüli elforgathatóságban kell állnia. Ilyen univerzál-foglaltnak a molekula-csoportban kidolgozott tervezetét az alábbi rajz tünteti fel./1. a köv. oldalon/.



/előlnézet/

4. a.) ábra  
Uj rács és rés-foglatat tervezete.



4/b. ábra.

Uj rác s és rés-foglalat tervezete. /oldalnézet/

Fenti rajz alapján készülő optikai foglalat finommechanikai kidolgozása a geodéziai teodolitnál is előírt tolerancia-értékeket követeli meg.

I r o d a l o m :

- 1/ Harrison L. and Loofbourow: Practical Spectroscopy  
/New York, 1948./ /85./
- 2/ Wien-Harms: Handbuch der Experimentalphysik XXI.  
/Leipzig, 1927./ /303./
- 3/ Ralph A. Sawyer Ph.D.: Experimental Spectroscopy  
/New York, 1944./ /130.,157./
- 4/ F.Kohlrausch: Praktische Physik /Leipzig 1950./  
Bd.I. S. 434.

Érkezett: 1954. július 1.

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

A katódérzékenységeloszlás meghatározása

fotomultipliernél

Irta: Náray Zsolt

Az alábbiakban fotokatódok érzékenységeloszlásának meghatározására alkalmas módszert ismertetünk. A vizsgálatok célja fotocella, illetve fotomultiplier felhasználásával végzett mérések reprodukálhatóságában mutatkozó nehézségek tisztázása. Vizsgálatainkban meghatározzuk a fotomultiplier katódjának érzékenységváltozását a hely, valamint a fény beesési irányának függvényében.

I. B e v e z e t é s .

A sugárzási intenzitásának fotocellák, illetve fotomultiplierek segítségével történő mérése esetén a mérési eredmények gyakran nehezen reprodukálhatók. A reprodukálhatóságban mutatkozó nehézség az alábbi okokra vezethető vissza: a fotókatód jel/zaj viszonyának hőmérsékletfüggése, a fotókatód időbeni fáradása /1/ és a fotókatód felületén az érzékenységnek helytől való függése. Ugyanakkor feltételezhető, hogy a fotókatód érzékenységére a fény beesési irányának változása is hatást gyakorol.

A következőkben a fenti okok közül kizárólag a multiplier-fotokatódok érzékenységeloszlásának meghatározásával kívánunk foglalkozni, majd kiterjesztjük méréseinket a fotókatód érzékenységeloszlásának a fény beesési irányától való függésének vizsgálatára is.

A fotókatód érzékenységeloszlását lényegében két tényező határozza meg: egyrészt a fotoelektromos hatást mutató felület érzékenységének helytől való függése, mely túlnyomórészt annak inhomogén fotoelektromos tulajdonságaira vezethető. 1700/G.

tő vissza, másrészt a multiplier elektronoptikája. A két tényező eredőjét a következőkben effektív katódérzékenységnek nevezzük.

Az érzékenységeloszlásban mutatkozó ingadozások különösen olyan méréseknél játszanak lényeges szerepet, melyeknél a mérendő fényáram a fotokatódot annak teljes felületéhez képest csakis kis részen éri. /A sokszorozónak ilyen jellegű felhasználása pl. csillagászati vizsgálatokban fordul elő./ Ekkor u.i. az jelent fokozott nehézséget, hogy a fényfoltoknak a katód egy meghatározott pontjára való beállítását kell reprodukálnunk. Megjegyzendő, hogy a katódfelület teljes kihasználása esetén az érzékenységeloszlás kisebb szerepet játszik, miután a fotokatód megvilágított felületén belül a helyi érzékenységekülönbségek kiközepelődhetnek.

## 2. A mérési eljárás ismertetése

Az érzékenységeloszlás vizsgálatára az alábbi eljárást dolgoztuk ki:

A fotokatódot egy pontszerű fényforrással teljes felületéhez képest kis területen világítjuk meg. Ekkor a multiplier anódeállásán létrejövő feszültség a katód megvilágított pontjában mutatkozó érzékenység és a beeső fényenergia szorzatával arányos. Így a katód teljes felületén az érzékenység pontról-pontra meghatározható, azonban az eljárás igen hosszadalmas és pontossága sem kielégítő. Ez utóbbi nehézség kiküszöbölésére a katód felületén a fényfoltot egy egyenes mentén elmozdítjuk. Az elmozdulással arányos feszültséget egy katódsugárcső egyik eltérítő lemezpárjára, a multiplier anódeállásán fellépő feszültséget a másik lemezpárra kapcsolva a katódsugárcső ernyőjén a fotokatódnak érzékenységeloszlását egy egyenes mentén közvetlenül felrajzolhatjuk. Vizsgálatainkban csupán a letapogató sugár intenzitásának állandósága biztosítandó, miután bennünket kizárólag

1700/G,

a katód egyes pontjainak relativ érzékenysége érdekel. Ugyanakkor a fénynyaláb intenzitása bizonyos határok között tetszőleges lehet.

A mérőberendezés elvi elrendezése az 1. ábrán /1. a köv. oldalon/ látható. A fentiekben említett mozgó pontszerű fényforrást oly módon állítottuk elő, hogy a  $K_1$  katódsugárcső ernyőjét cca 0,5 mm átmérőre fókuszált elektronnyalábbal gerjesztettük és az egyik lemezpárra kapcsolt EG eltérítőgenerátorral az elektronnyalábot egy egyenes mentén mozgattuk.

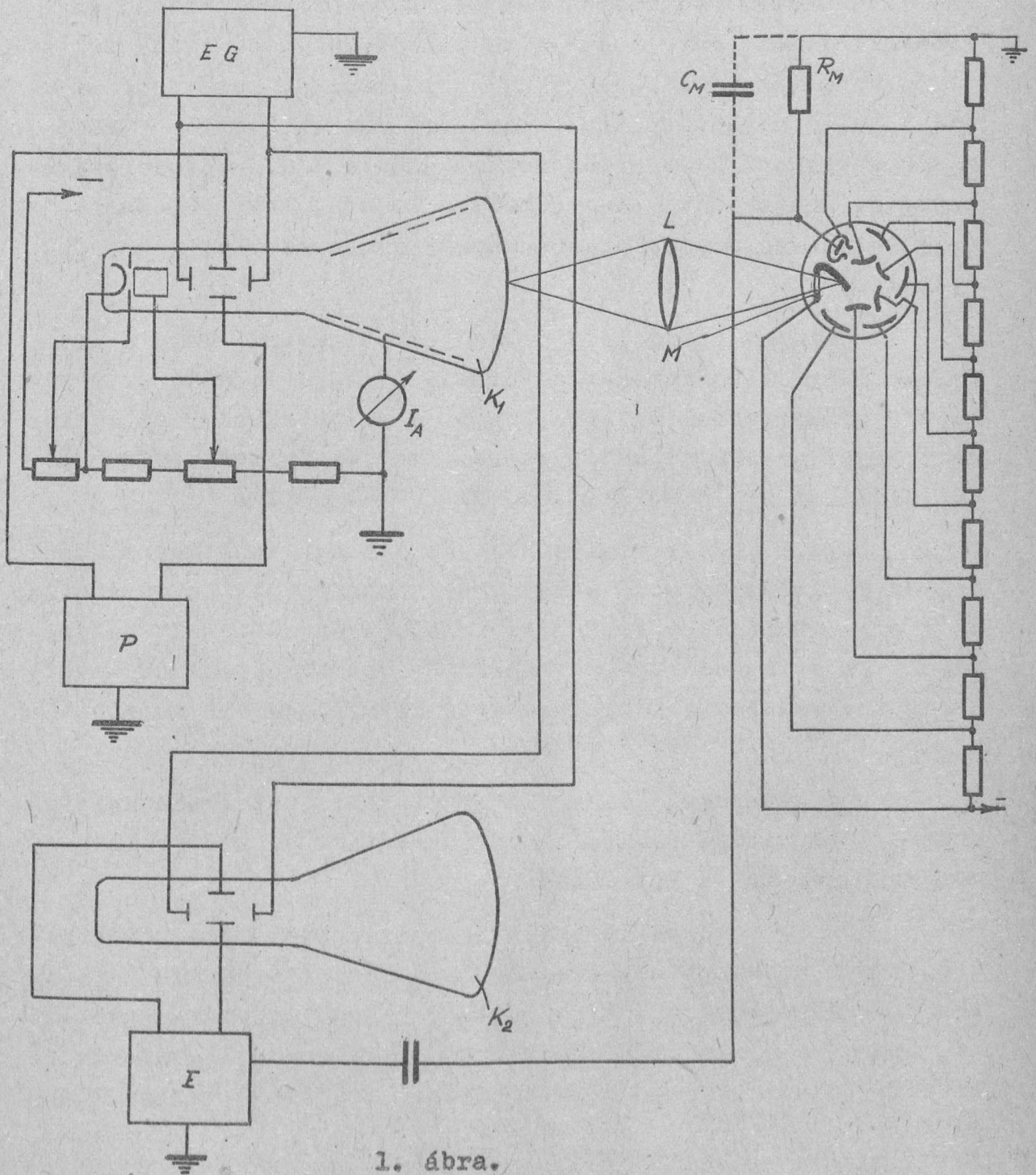
A mozgó pontszerű fényforrásnak ilyen módon történő kialakítása méréseink céljaira teljesen megfelelő és elkészítése, valamint a mérésben való felhasználása sokkal egyszerűbb, mint egy megfelelő mechanikai megoldásé.

A  $K_1$  katódsugárcső ernyőjén A amplitudóval mozgó fényfoltot az L objektív segítségével N-szeresen lineáris nagyítással képezzük le az M multiplier fotokatódjára.

Az effektív katódérzékenységi görbe közvetlen felrajzolására a  $K_2$  katódsugárcső szolgál. Ez utóbbi egyik eltérítőlemezpárját az E szélessávu erősítőn keresztül az M multiplier  $R_M$  anóellenállásán létrejövő feszültségre kapcsoljuk, míg a másik lemezpár a  $K_1$  katódsugárcső megfelelő lemezpárjával van párhuzamosan kötve. A  $K_1$  katódsugárcső segítségével előállított mozgó pontszerű fényforrás felhasználásával a fotokatód érzékenységét egy egyenes mentén letapogatjuk. A fotokatód teljes felületén az effektív érzékenységeloszlás meghatározása oly módon történik, hogy a  $K_1$  katódsugárcső másik eltérítő-lemezpárjára a P kettős potencióméterrel megfelelő egyenfeszültséget kapcsolva, a sugarat a fotokatódon a letapogatás irányára merőlegesen eltoljuk. Ilyen módon az effektív érzékenységeloszlást több egymással párhuzamos egyenes mentén megállapítva, az a letapogatási irányra merőlegesen is megszerkeszthető. Ez utóbbi szerkesztési munka elkerülésére az eltérítőgenerátort a  $K_1$  cső másik eltérítőlemezpárjára kapcsolva az előbbi letapogatási irányra merőleges érzékenységeloszlás a  $K_2$  oszcillográfcsövön közvetlenül megfigyelhető.

1700/G.





1. ábra.

- K<sub>1</sub> 5 EP típusu katódsugárcső 10 $\mu$  sec utánvilágítási idejű, speciális kék ernyővel.  
 K<sub>2</sub> Kétsugaras katódsugárcső /a mérésnél csupán az egyik sugár került közvetlen felhasználásra/.  
 M 931-A típusu multiplier, L Mayer Trioplan 1:2,9, f=7,5 cm  
 R<sub>M</sub> 130 k.Ohm

1700/G.

A mérés folyamán a letapogató sugár a fotokatód normálisával különböző szöget zár be. Ennek következtében az effektív érzékenységek eloszlása az állandó beesési irány melletti letapogatáshoz képest bizonyos módosulást mutathat. Ez utóbbi hatás meghatározása - mint azt már említettük - méréseink egyik célja és arról részletesen a 3/c. pontban számolunk be, megjegyezve ezen a helyen is azt, hogy a beesési szög változása méréseink eredményét gyakorlatilag nem befolyásolja.

Miután vizsgálatainkban feltételeztük, hogy a letapogató fényfolt a fotokatód bármely pontján egyenlő intenzitású, szükségesnek látszik, hogy az alábbiakban részletesen megvizsgáljuk azokat a tényezőket, melyek feltételezésünket befolyásolják.

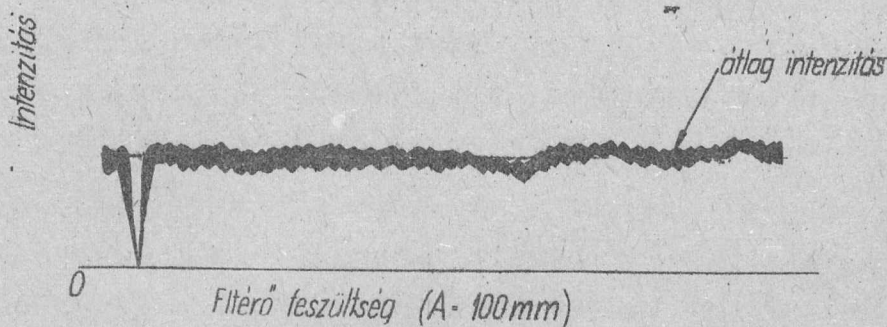
Ezek között elsősorban azt a tényt kell megemlíteni, hogy a  $K_1$  katódsugárcső ernyőjéről kisugárzott fényintenzitás függ a fényfoltnak a foszforeszcens ernyőn elfoglalt helyzetétől. Ez a függés részben az ernyő inhomogenitásának következménye, részben a fénykibocsátás irányfüggésére vezethető vissza.

A letapogató sugár intenzitásában mutatkozó helyfüggőség /intenzitáseloszlás/ meghatározására végzett ellenőrző méréseink lényege a következő:

A  $K_1$  katódsugárcsőben A amplitudóval mozgó fényfoltot erősen kicsinyítve képezzük le a fotokatódra. Ha a fotokatód érzékenysége a lekicsinyített A amplitudónak megfelelő tartományban állandónak tekinthető, a  $K_2$  oszcillográfcsőben látható oszcillogramm az intenzitáseloszlást közvetlenül adja.

Az 1. ábra szerinti elrendezésben az optikai rendszer nagyítását  $A = 100$  mm-es amplitudónak megfelelő eltérítőfeszültség mellett  $N \approx \frac{1}{40}$  -re választottuk. Ebben az esetben a letapogató fényfolt a multiplier fotokatódon csupán 2,5 mm-es amplitudóval mozdul el. Miután azonban a fotokatód 1700/G.

érzékenysége egy 2,5 mm hosszú egyenes darab mentén sem tekinthető teljesen állandónak /lásd 3./, a katódra való optikai leképezéstől eltekintünk, a katód érzékenységváltozásának hatását ily módon a lehetőséghez képest lecsökkentve. A mérés eredménye a  $K_2$  oszcillográfcső ernyőjéről készült felvételen látható. /2. ábra/. Hogy az intenzitáseloszlás változá-



2. ábra

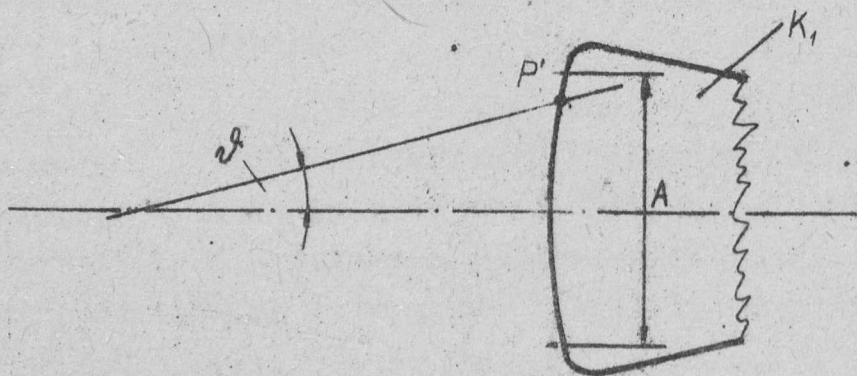
/ A 2., 4., 6A, 6B, 7. és 8. ábrák oszcillogrammokról készült másolatok, miután az eredeti felvételek másolása nyomdatechnikai nehézségekbe ütközik. /

sának nagysága százalékosan meghatározható legyen a  $K_1$  oszcillográfcső ernyőjét a fényfolt mozgásának irányára merőlegesen cca 1 mm szélességében letakarva megállapítjuk az intenzitás nullnivóját.

Miután a katódsugárcső fókuszálási viszonyai az anódáramtól bizonyos függést mutatnak, az intenzitáseloszlást az effektív katódérzékenység vizsgálatánál használt anódáram értéknél határoztuk meg. A  $K_1$  katódsugárcső  $I_a$  anódáramának nagyságát az effektív katódérzékenység mérésénél a multiplier utolsó fokozataiban fellépő nagy áramok következtében mutatkozó 1700/G.

fáradási jelenség korlátozza. /1/. Az intenzitáseloszlás mérésénél a fotokatód érzékenységeseloszlásának kiküszöbölésére szükséges kicsinyítés következtében a multiplierre jutó fényenergia tehát geometriai okoknál fogva sokkal kisebb, mint az effektív katódérzékenység vizsgálatánál. Ilyen körülmények között a multiplier anódjelének nagyobb mérvű erősítése vált szükségessé az E erősítőben. Ez utóbbi tény indokolja a 2. ábrán látható nagyobbértékű zajkomponenst. Amint az a 2. ábrából látszik a kisugárzott intenzitás a  $K_1$  cső ernyőjének egyik átmérője mentén 8%-nál kisebb ingadozást mutat. Meg kell jegyeznünk, hogy ez utóbbi érték az intenzitáseloszlás ingadozásának felső határa, miután egyrészt a fotokatód érzékenysége a 2,5 mm-es tartományban sem volt állandónak tekinthető, másrészt a zajkomponens is hozzájárul az intenzitásingadozás fokozásához.

A letapogató fényfolt intenzitásának változását ezenkívül az optikai rendszer is befolyásolja. Az optikai rendszer effektív apertúra blendéje a fényfoltnak az ernyőn elfoglalt  $P'$  helyzetétől függ. Ennek következtében a 3. ábrán



3. ábra.

definiált  $\mathcal{J}$  szöggel az  $\mathcal{J}$  intenzitás

$$\mathcal{J} = \text{const.} \cos^4 \mathcal{J}$$

szerint változik. A katódérzékenység eloszlás mérésénél az intenzitás eloszlás vizsgálatánál alkalmazott  $N = \frac{1}{40}$  nagyítású optikai rendszer helyett az  $N = \frac{1}{3}$  nagyítású optikai rendszer került felhasználásra, melyet ebből a szempontból külön is ellenőriztünk. Az effektív katódérzékenység mérésében alkalmazott elrendezésben, miután  $(\mathcal{J})_{\max} = 6,5^\circ$  az ebből származó intenzitás csökkenés maximálisan 2,5%, vagyis kisebb, mint az előző ellenőrzőmérésben megvizsgált tényezők együttes hatása. Az említett okból és a különböző lencsehibákból származó intenzitásváltozás nagysága a fotokatód helyére helyezett emulzió feketedése alapján ellenőrizhető.

Megjegyzendő, hogy az utóbbi hatás a mérési eredményeket a megadott hibaszázaléknál kisebb mértékben befolyásolja, miután az A amplitudó meghatározása oly módon történt, hogy NA nagyobb, mint a fotokatódnak a letapogatási irányban vett geometriai mérete, és az intenzitáscsökkenés a fotokatód szélein a legnagyobb értékű.

A fenti ellenőrző mérésekkel tehát megállapítottuk, hogy a mérési eljárás alapjául szolgáló, az intenzitás állandóságára vonatkozó feltételezés cca 8%-os pontossággal ki van elégítve.

Az alábbiakban röviden összefoglaljuk azokat a szempontokat, melyek az 1. ábrán látható elektronikus berendezések adatainak megválasztásánál irányadók.

A multiplier anódköri időállandója és az eltérítőgenerátor ismétlődési frekvenciája, a mérés pontosságával szemben támasztott követelmények alapján határozható meg. Hasonlóképpen a pontosságra vonatkozó megfontolások alapján határoztuk meg a felhasználandó erősítő frekvencia- és fáziskarakterisztikáját is.

Tételezzük ugyanis fel, hogy az effektív katódérzékenység a letapogatás irányában egy  $s$  méretű szakaszon ug-rásszerűen lecsökken. Ez utóbbinak megfelelően a multiplier anóellenállásán a feszültség  $\tau = R_M \cdot C_M$  időállandóval exponenciálisan csökken, ahol  $C_M$  az anódpontnak összes kapacitása a földhöz. Ismerve a pontszerű fényforrás  $v$  állandó eltérítési sebességét a katódsugárernyőn az  $s$  távolságnak megfelelő letapogatási idő:

$$T = \frac{s}{Nv} \sim \frac{s}{NAf}$$

Méréseink célkitűzésének megvalósítása érdekében kell, hogy

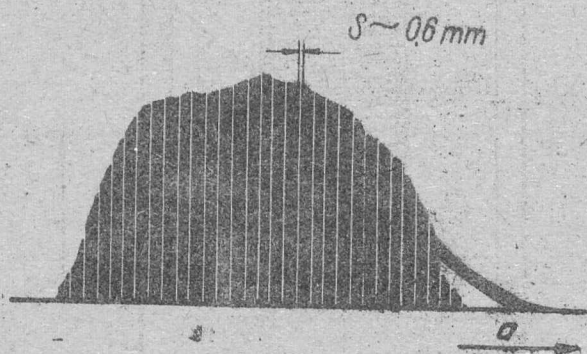
$$T > \tau$$

legyen.

Megjegyzendő, hogy  $f$  értékének megválasztásánál figyelembe kell venni, hogy a letapogató sugár közepes átmérője a katódsugárcső fókuszálási viszonyai következtében a fotokatódon cca 0,18 mm, tehát  $s$  értékét 0,2 mm-nél kisebbre megállapítani nem látszik célszerűnek a megadott nagyítás mellett. Ennek megfelelően  $f = 215$  Hz-et,  $R_M = 130$  kohmot választottunk cca  $C_M \leq 40$  pF kapacitás mellett.

A teljes elektromos rendszer ellenőrzésére az 1. ábrának megfelelő elrendezésben  $N = \frac{1}{3}$  nagyítás mellett a  $K_1$  katódsugárcső ernyőjén a letapogató fényforrást egy - a katódsugárcső rácsához csatlakozó és az  $EG$  eltérítő generátorral szinkronizált - impulzusingerátorral periodikusan kioltva, a  $K_2$  katódsugárcső ernyőjén a 4. ábrán látható képet kapjuk. Ez utóbbi módszer annak ellenőrzésére is szolgál, hogy milyen mértékben vannak kielégítve a pontszerű fényforrással kapcsolatban az ernyő utánvilágítására vonatkozó feltételeink.

Amint az oszcillogramból látható, az elektromos kapcsolás követelményeinknek eleget tesz, miután egy  $s = 0,6$  mm-nek megfelelő intenzitáscsökkenés lényegében torzítás nélkül van a  $K_2$  katódsugárcső ernyőjén reprodukálva.



4. ábra.

Az ismerttetett eljárás lényegében kielégíti a katód-érzékenységeloszlás meghatározására alkalmas mérési eljárással szemben támasztandó követelményeket, nevezetesen:

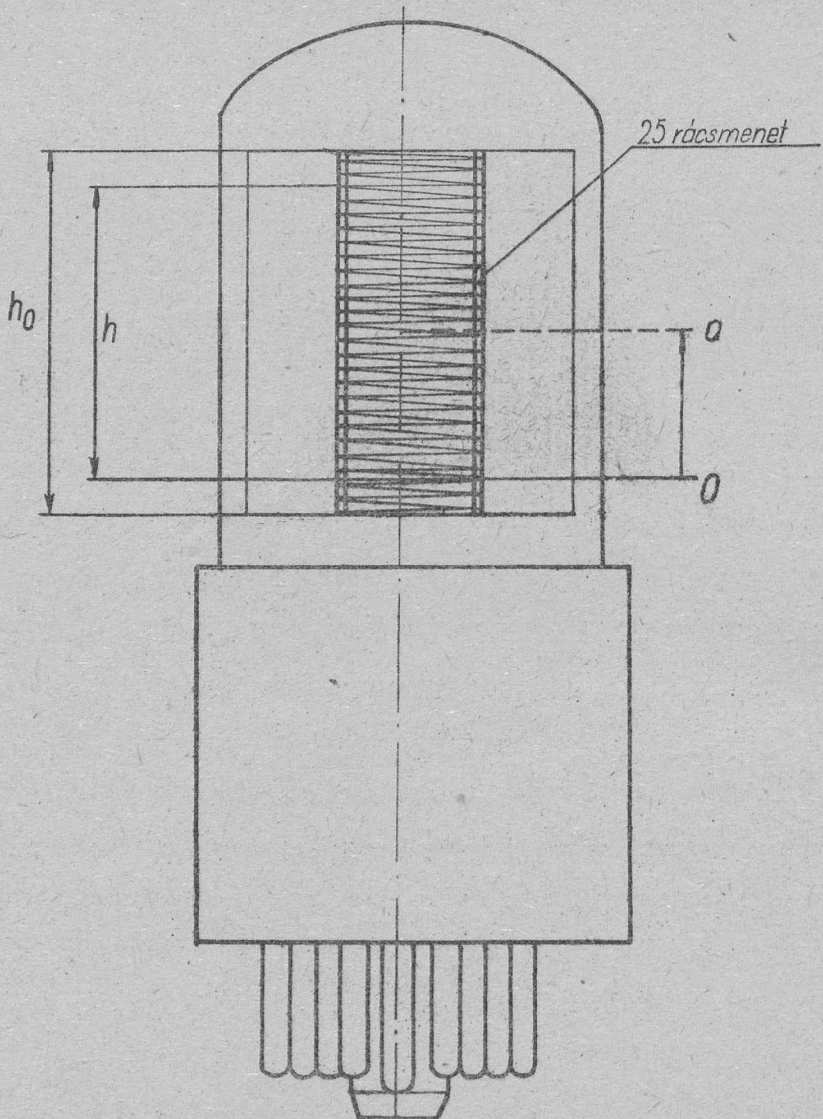
- a./ rövid mérési idő,
- b./ a mérési eredmények regisztrálás útján történő rögzítése.

A fenti követelményeket részben a multiplierok és a mérések céljára általában rendelkezésre álló, nem speciálisan stabilizált fényforrások időbeni instabilitása, részben pedig az a tény teszi indokolttá, hogy amennyiben valamely szempontból meghatározott katódérzékenységeloszlású multiplier felhasználása szükséges a gyártási szórás miatt számos multiplier vizsgálatát kell elvégezni kiválogatás céljából.

### 3. M é r é s i e r e d m é n y e k

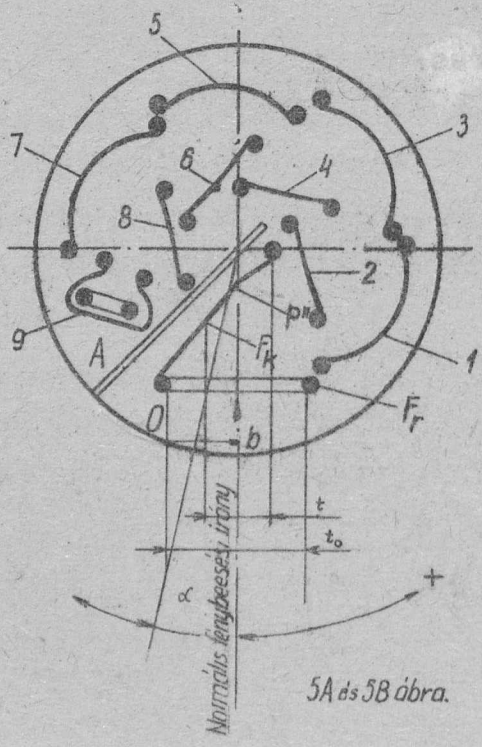
Az előző pontban vázolt mérési eljárással végzett vizsgálatok három csoportba oszthatók:

- a./ A 931-A typ. multiplier fotokatódjának a multiplier tengelyével párhuzamos /lásd 5/A. ábra a irány/ letapogatása.



A

- $F_K$  fókuszáló
- $F_r$  rácsmenet
- 1 1. dinoda
- 2 2. " "
- ...
- 9 9. dinoda
- A Anód



B

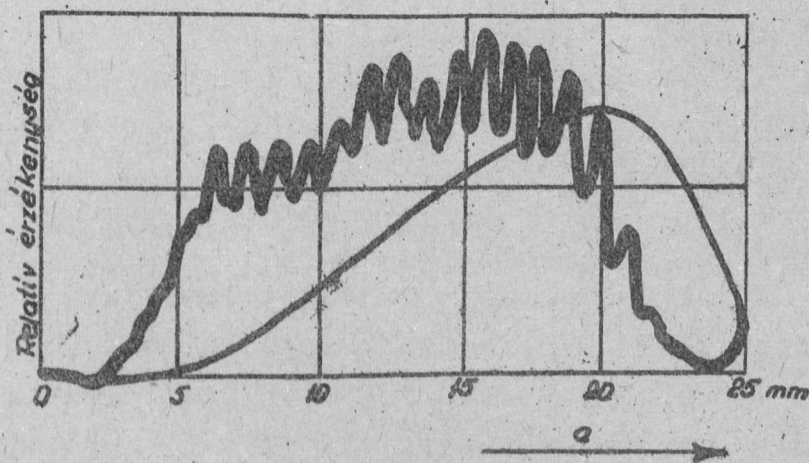
5A és 5B ábra.

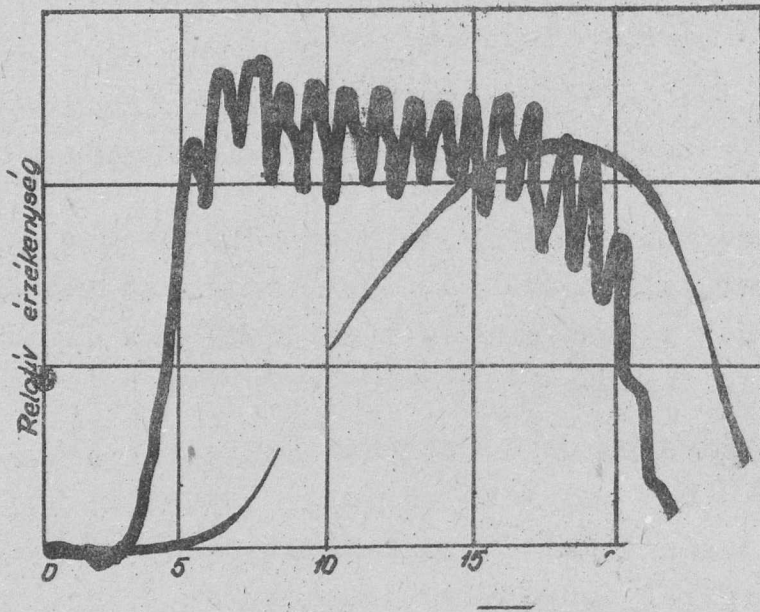


- b./ A 931-A typ. multiplier fotokatódjának a multiplier tengelyére merőleges /lásd 5/B ábra b irány/ letapogatása.
- c./ A multiplier effektív katódérzékenységének a beeső fény irányától való függésének vizsgálata.

Megjegyzendő, hogy a c./ pontban említett vizsgálat nemcsak a multiplier felhasználásával kapcsolatban indokolt, hanem az a./ és b./ típusu mérések pontosságának ellenőrzése szempontjából is fontos.

a./ A mérések az 1. ábrának megfelelő elrendezésben történtek.  $N=0,31$  nagyítás mellett, oly módon, hogy az  $EB$  generátor által szolgáltatott feszültséget a  $K_1$  katódsugárcsővön a multiplier tengelyével párhuzamos irányú eltérítésre kapcsoltuk. A leképezés ebben az esetben a multiplier  $F_K$  fotokatódjára /lásd 5 B ábra/ történt oly módon, hogy egy a fotokatód helyébe elhelyezett homályos üvegre képeztük le a fényfoltot. Az effektív katódérzékenység görbéje két különböző 931-A típusu multiplierre vonatkozólag a  $K_2$  oszcillográfcsőről készített felvételen /6/A. ill. 6/B. ábra/ látható.





6/B. ábra.

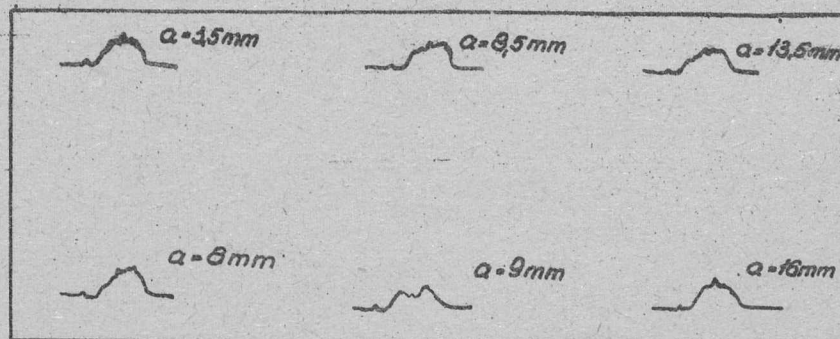
A 6/A és 6/B ábrákon jól látható a különböző multiplierek érzékenységeloszlásának szórása. Több mérés eredményeképpen a fotokatód érzékeny felületének a multiplier tengelyével párhuzamos  $h$  mérete átlagban 20 mm-nek adódik, ugyanakkor a geometriai méret  $h_0 = 25$  mm.

Mint az oszcillográf felvételekből látható, az effektív katódérzékenység a hosszanti méret függvényében erős ingadozást mutat. A multiplier katódja előtt elhelyezett elektrosztatikus fókuszáló rács /lásd 5/A ábra/ hatása az ábrákon jól kivehető, miután a katódérzékenységi görbe minimumainak száma jól megegyezik a rácsmenetek számával.

b./ A mérések az a./ pontban említettekkel megegyező elrendezésben készültek, azzal a különbséggel, hogy az a./-hoz képest a  $K_1$  katódsugárcső függőleges és vízszintes eltérítő lemezeinek szerepét felcseréltük és az  $A$  amplitudó értékét 45 mm -nek választottuk. A mérésekből a fotokatód érzékeny felületének a multiplier-szimmetriatengelyre merőleges irányu méretének vetülete  $t = 6$  mm-nek /lásd 5/B ábra/ adódik, míg a megfelelő geometriai méret  $t_0 = 9$  mm .  
1700/G.

A mérés eredményeként a  $K_2$  oszcillográfról készült felvételek a 7. ábrán láthatók, különböző  $\alpha$  értékeknél. /Lásd 5/A.

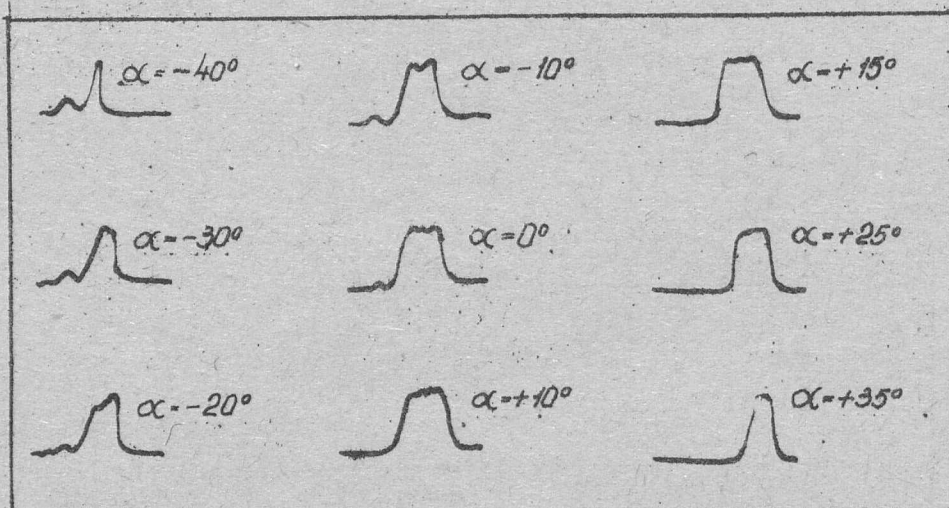
7. ábra



7. ábra.

7. ábra/. A görbék alakjának különbözősége  $\alpha$  -nak viszonylag kis értékváltozásánál a letapogatási iránnyal kis szöget bezáró rácsmenetek hatásának tudható be. Ez utóbbi mérésnél a fókuszálás a katódfelületnek a multiplier szimmetriatengelyére merőleges méretének  $P''$  körülbelüli felezőpontjára /lásd 5/B. ábra/ történt. Miután azonban a katódfelületnek  $t_0$  geometriai mérete viszonylag kicsi, nagyobbfokú defokuszálás nem történt. Megjegyzendő, hogy az ily módon elkövetett hiba megbecslésére az a./ típusu mérésekből a b./ típusu érzékenység görbe ki-szerkeszthető.

c./ A mérés a b./ ponttal teljesen megegyező elrendezésben került elvégzésre oly módon, hogy a multipliert függőleges szimmetriatengelye körül  $\alpha$  szöggel /lásd 5/B ábra/ elforgattuk. A 8. ábrán az  $\alpha$  szög különböző értékeinél az effektív



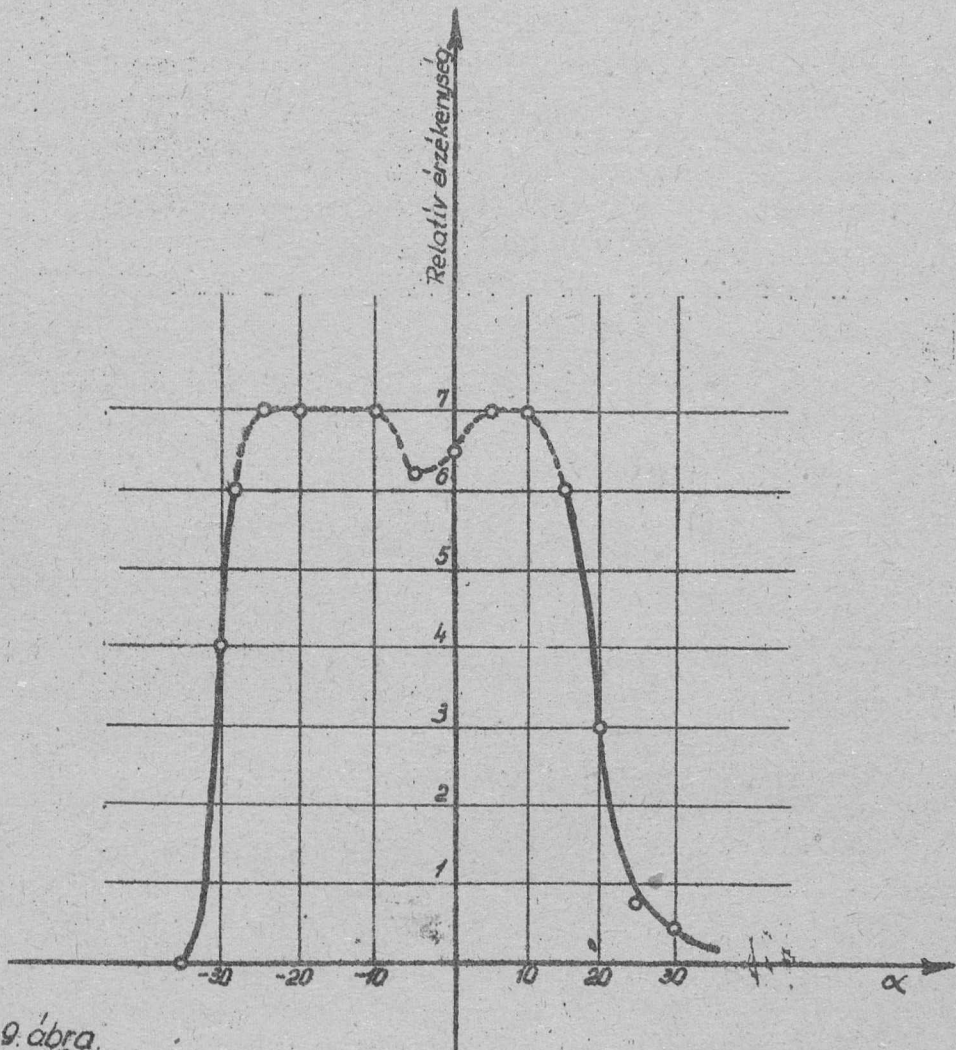
8. ábra.

8. ábra.

katódérzékenységi görbéről készült felvételek láthatók. A felvételek alapján közelítőleg meghatározható a katódfelület egy meghatározott pontján az effektív érzékenység szögfüggése /9. ábra/. Az effektív érzékenység pontos szögfüggésének meghatározását az elektrosztatikus fókuszáló rács nagymértékben megnehezíti.

Miután a b./ mérésnél a letapogató sugár a megadott fénybeesési iránnyal maximálisan  $4^{\circ}$ -os szöget zár be, az effektív blende méret változása méréseinket 1 % -ban befolyásolja.

Az a./-ban foglalt mérésekben a letapogató sugár iránya a katód felületi normálisával maximálisan  $6,5^{\circ}$ -os szöget zár be. Az intenzitáseloszlás ellenőrzésére végrehajtott mérési elrendezésben ez utóbbi hatás befolyását is megvizsgáltuk. Ennek eredményeképpen látható, hogy a./-ban ismerttetett mérési eredmények pontosságát a beeső fénynek irányváltozása lényegében nem befolyásolta.



9. ábra.

9. ábra.

A fentiekben ismertetett mérési eljárás segítségével a különböző típusú fotomultiplierek és fotócellák katód-érzékenysége vizsgálatán kívül más optikai beállítási és ellenőrzési feladat is elvégezhető.

Ezen a helyen is szeretnék köszönetet mondani Jánossy Lajos professzornak, hogy a fenti vizsgálatok során értékes utmutatásával támogatott. A mérésekben felhasznált kisutánvilágítási idejű katódsugárcső elkészítéséért a HIKI laboratóriumot és különösen Szigeti György igazgatót illeti köszönet.

A mérésekhez szükséges berendezések építésében való lelkes odaadó támogatásért Kmetyó Józsefnek, a mérési munkák lelkiismeretes és pontos elvégzéséért Lendvai Bélának és Taszaly Máriának mondok köszönetet.

Részletei elhangzottak 1954. márciusában az Eötvös Lóránd Fizikus Egyesületben tartott előadáson.

-----

I r o d a l o m :

1/ R.V.Engström      J.Opt.Soc.An.      37 420 /1947/

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

GM-csővel vezérelt univibrátor késésének vizsgálata

Irta: Kiss Dezső és Szivek János

Összefoglalás.

Kozmikus sugárzási méréseknél használt GM-cső kioltó univibrátorok késését mérték. /Univibrátor alatt egy-stabil állapotú billenőkört kell érteni/. A mérés késleltetett koincidencia módszerrel történt. Két különböző típusu univibrátort vizsgáltak s mindkettőnél azt tapasztalták, hogy a késések száma jelentősen megnő, ha az univibrátort nem egy, hanem több párhuzamosan kapcsolt GM-cső vezérli. E késésnövekedés a szerzők szerint két okra vezethető vissza: 1./ megnövekedett az univibrátor kapacitív terhelése; 2./ megnövekedett az univibrátor időegységre eső holtideje. Mindkét tényező hatását kvalitatíve értelmezik.

I. BEVEZETÉS

Az ionizáló részecske áthaladása és a GM-csőhöz kapcsolt elektronika jelének megjelenése általában nem esik egybe; a kettő közötti időkülönbség az u.n. spontán késés. A spontán késés fellépése határt szab a GM-csővel történő időmérésnek a  $0,5 \mu\text{sec}$ -nál rövidebb idők tartományában; a spontán késés statisztikus ingadozása pedig korlátozza az időmérés pontosságát.

Spontán késést a következő tényezők idézhetnek elő:

- a./ Az ionizáló rész által kiváltott elektronoknak időre van szükségük, hogy keletkezési helyükről a lavinakisülés megindulásához szükséges térerő tartományába eljussanak. Ennek megfelelően a tényleges fizikai esemény és a GM-cső kisülése között időeltolódás lép fel. Az időeltolódás nagyságrendje  $10^{-7}$  sec, de természetesen értéke függ a keletkezési helynek a száltól való távolságától, a csövön belül térerő eloszlástól, továbbá az elektronoknak a töltő gázban való sebességétől.

- b./ Az előző pontban említett spontán késés egy nagyságrenddel megnövekedhet, ha a töltő gáz elektron-affin. Ebben az esetben u.i. valamelyik gázmolekula befoghatja a primér elektrent s az így keletkező nagy tömegű negatív ion sokkal lassabban mozog, mint az elektron. Halogén gáztöltés esetén pl. a fellépő spontán késés kb.  $5 \cdot 10^{-6}$  sec.
- c./ Időt vesz igénybe a kisülésnek a cső szálán való szétterjedése is. Ez nagyságrendben kb.  $10^{-7}$  sec késést okozhat, de természetesen értékét befolyásolja a töltő gáz minősége és a térerő viszonyok is.
- d./ Végül jelentős késés származhat a GM-eső után kapcsolt kioltó univibrátortól is. A GM-jel első frontja u.i. exponenciális felfutású és idő kell ahhoz, hogy az univibrátor beindításához szükséges feszültségértéket a jel elérje. Az alábbiakban az ilyen típusú spontán késésekre vonatkozó néhány vizsgálatunkról számolunk be.

## II. MÉRÉSI MÓDSZER

- 1./ Feladatunk egy olyan mérőberendezés konstruálása, amelyel meg lehet határozni, hogy az ionizáló rész áthaladása után mennyivel később jelent meg a vizsgálandó kioltó univibrátor jele. Az ionizáló részecske áthaladásának időpontját úgy állapíthatjuk meg, hogy a mérendő univibrátor GM-csővét több, ko incidenciába kapcsolt GM-eső közé iktatjuk /1. ábra/. Közelítésként azonosíthatjuk az /1,2,3 / ko incidencia kialakulásának időpontját a részecskének az X csövön való áthaladásával. Közélebről véve, ez az azonosítás csak addig



1. ábra.



indokolt, amíg a koincidencia csövek és a hozzájuk kapcsolt elektronika késése elhanyagolhatóan kicsi az X cső és az X univibrátor késéséhez képest. Ha azonban koincidencia csőként és univibrátorként X-el megegyező csövet és univibrátort használunk, akkor is van értelme késés mérésnek. Meghatározhatjuk u.i., hogy a koincidencia események hány ezrelékében jelent meg a koincidencia jelnél később a vizsgálandó univibrátor jele. Így az X univibrátor késés-eloszlásának egy későbbi szakaszát kapjuk meg, azonban ilyen körülmények között is vizsgálhatjuk a késést befolyásoló tényezőket.

2./ Lényegében tehát olyan készülékre van szükségünk, amely meg tudja mérni egy hármas koincidencia jel és a vizsgálandó univibrátor jele közötti időkülönbséget. Ilyen időmérő készülék az osztályunkon a  $\mu$ -mezon közepes élettartamának meghatározására épült késleltetett koincidencia berendezés. E berendezés négy csatornával rendelkezik: az egyik csatorna a  $t_1$  idő után bekövetkező késéseket, a másik a  $t_2$  utáni késéseket stb. regisztrálja. A készülék leírását, működését, hitelesítését és kontroll méréseit illetően utalunk egy régebbi közleményre /KFKI Közlemények 2, 45, 1954/. E helyen csak néhány olyan változtatást szeretnénk megemlíteni, amelyet a jelenlegi mérés sajátosságai tettek szükségessé.

3./ A  $\mu$ -mezon élettartam mérésnél mértük az 1,5, a 2,5, a 3,5 és a 4,5  $\mu$  sec utáni késéseket. Mivel most spontán késéseket akarunk mérni, amelyek éppen a koincidencia jel kialakulásának közelében, azaz időskálánk null pontja körül lépnek fel, ezért a hitelesítést elcsusztattuk a kisebb késések irányába. Így a berendezés egyes fokozatai most a 0,14, 0,3, 0,86 illetve az 1,6  $\mu$  sec utáni késéseket regisztrálják. Egyébként itt jegyezzük meg, hogy mérőberendezésünk időkülönbségek meghatározására épült: magát az abszolút időértékeket nagyon pontatlanul lehet vele megállapítani és így lehetséges, hogy a fenti időpon-

tok mindegyike egy és ugyanazon konstanssal lineárisan eltolódik. Ennek megfelelően időskálánk relativ, ami alatt azt értjük, hogy az egyes időpontok közötti időkülönbség pontosan  $\pm 0,06 \mu\text{sec}$  ismeretes, azonban az időskála null pontjának helyzetét nem ismerjük. Eredményeinket azonban ez nem érinti, hiszen a különböző körülmények között végzett méréseinknél az időskálát nem változtattuk meg és így ezek között közvetlen összehasonlítás lehetséges.

- 4./ Az élettartam mérésnél használt antikoincidencia berendezésre itt nincs szükségünk, ezért kiiktattuk.
- 5./ Különbség az élettartammérő berendezés régi kapcsolásával szemben, hogy technikailag célszerűbbnek látszott az X formálókör /X univibrátor + két erősítő fokozat/ lökéseit nem közvetlenül, hanem egy fázisfordítóból és egy tyatroncsóból álló berendezésen keresztül juttatni el az R rövidítő fokozatra. T.i. előzőleg az R fokozatra jutó jel felfutásának meredeksége függött a kioltó univibrátor terhelésétől; a formálókör által vezérelt tyatron azonban igen meredek és a kioltó univibrátor bemenetének terhelésétől független emelkedési idejű jelet szolgáltat. Ezt a módosítást nemcsak a jelenlegi mérésnél alkalmazzuk, hanem megtartjuk az élettartam mérésnél is.
- 6./ E késés mérésnél előfordulhat, hogy az /1,2,3 /-t kiváltó részecske nem szólaltatja meg az X csövet. /Ennek oka lehet pl. az X cső nem 100 %-os megszólalási valószínűsége, oldalzárók, stb./ Ugyanakkor az X cső egy 0.14  $\mu\text{sec}$  után érkező másik ionizáló rész hatására megszólalhat s így a készülék spontán késést regisztrál, annak ellenére, hogy a hármas koincidencia és az X cső megszólalása közötti időkülönbség nem irható az X cső, illetve az X univibrátor rovására. Az ilyen típusu, két független részecske hatására kialakuló véletlen koincidenciákat természetesen korrekcióba kell venni.

A fentiekből látható, hogy jelen esetben nem egyszerűen a hármas koincidenenciák és az X cső beütésének véletlen egybeeséséről van szó, t. i. előfeltétel, hogy a hármas koincidenenciával egyidőben az X cső ne szólaljon meg. Ezek szerint az /1,2,3,-X/ antikoincidenenciák és az X cső beütésének véletlen egybeesése érdekes. Az 1. ábra elrendezése arra enged következtetni, hogy az esetek zömében az /1,2,3/ koincidenencia együtt jár az /1,2,3,X/ koincidenenciával és ennek megfelelően a véletlen koincidenenciák szempontjából számításba jövő /1,2,3,-X/ típusu antikoincidenencia események száma jóval kisebb a hármas koincidenenciák számánál.

Az élettartam mérésnél a véletlen koincidenenciák számát nemcsak becsültük, hanem kísérletileg is meghatároztuk a következőképen /lásd az idézett Közleményt/: Az időskála null pontjának megfelelő jelet kb. 0,01 sec-al mesterségesen megkésleltettük és kettes koincidenenciában kevertük a késő eseményt regisztráló számlálócsövek jelével. Ilyen nagy mesterséges késleltetés esetén kettes koincidenenciák csak véletlenül alakulhatnak ki. Jelen mérésnél a fenti megoldás nem alkalmazható minden változtatás nélkül, mivel az időskálánk null pontját jelentő eseményeknek csak kis százaléka jön a véletlen események szempontjából számításba. Célszerű most a 0,01 sec-os mesterséges késleltetést kb. 50  $\mu$  sec-ra lecsökkenteni; ilyenkor a véletlen jelző fokozat a koincidenencia bekövetkezése után 50  $\mu$  sec múlva lesz érzékeny. Annak a valószínűsége, hogy a spontán késés, vagy a kozmikus részecske okozta késés 50  $\mu$  sec-ot meghaladjon, elhanyagolhatóan kicsi. Ha ennek ellenére a véletlen jelző fokozatban mégis fellép koincidenencia, akkor ez csak amiatt lehet, hogy az X univibrator véletlenül éppen a koincidenencia jel kialakulása után 50  $\mu$  sec-nál később következett be, tehát valóban véletlen eseményről van szó. Ugyanakkor figyelembevéve, hogy az 50  $\mu$  sec-os időpont a koincidenencia univibrátorok holtidejébe

esik, nyilvánvaló, hogy a hármas koincidenziát létesítő ionizáló rész az X csövet nem szólaltatta meg, hiszen ellenkező esetben az X univibrátor is holtidőben lenne s így nem tudna megszólalni. Összefoglalva: a véletlen jelző fokozat mesterséges késleltetését 0,01 sec-ról 50  $\mu$ sec-ra csökkentve, megkapjuk azon véletlen egybeesések számát, amelyek az /1,2,3,-X/ eseményekhez kapcsolódnak. A fentiek szerint éppen ez a szám az, amit korrekcióba kell venni, mint véletlen okozta késést. A grafikonok megrajzolásánál e korrekciót figyelembe vettük.

- 7./ Az élettartam mérésnél alkalmazott kontroll méréseket egy újabb kontroll méréssel egészítettük ki. Az új kontroll mérés alap gondolata az, hogy mivel a koincidenzia jel kialakulásához valamennyi, a koincidenziában résztvevő keverő jel egyidejű fellépése szükséges, - a keverő jelek nyilvánvalóan a koincidenzia jelnél előbb, vagy legfeljebb vele egyidőben jöhetnek, de később nem. Ezért ha az X formálókört nemcsak az R fokozatra juttatjuk el, hanem a koincidenzia körbe is beiktatjuk egyik keverő jelként, akkor berendezésünknek késést nem szabad mutatnia. Készülékünk ennek a követelménynek eleget tett.

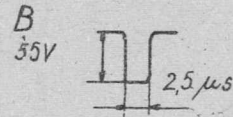
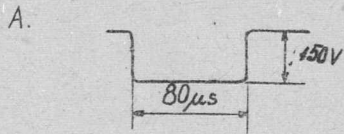
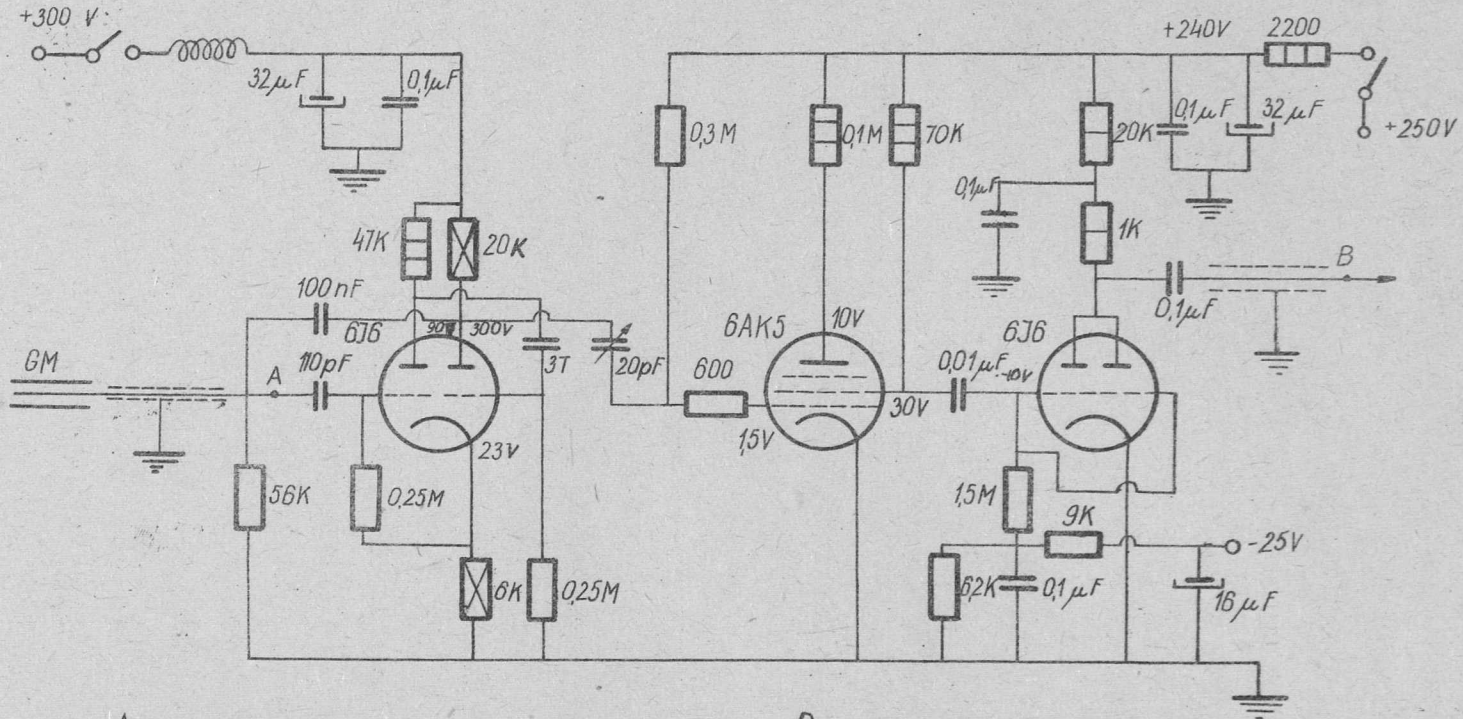
### III. KÉSÉS MÉRÉS "A" TÍPUSU FORMÁLÓKÖRNÉL.

Késés mérésünk első periódusában X formálókörként az élettartam mérésnél használt "E" formálókört használtuk. E formálókör /"A" típus/ kapcsolási rajza a 2. ábrán látható. /Lásd a köv. oldalon/.

Méréseink eredményét a következőkben foglaljuk össze:

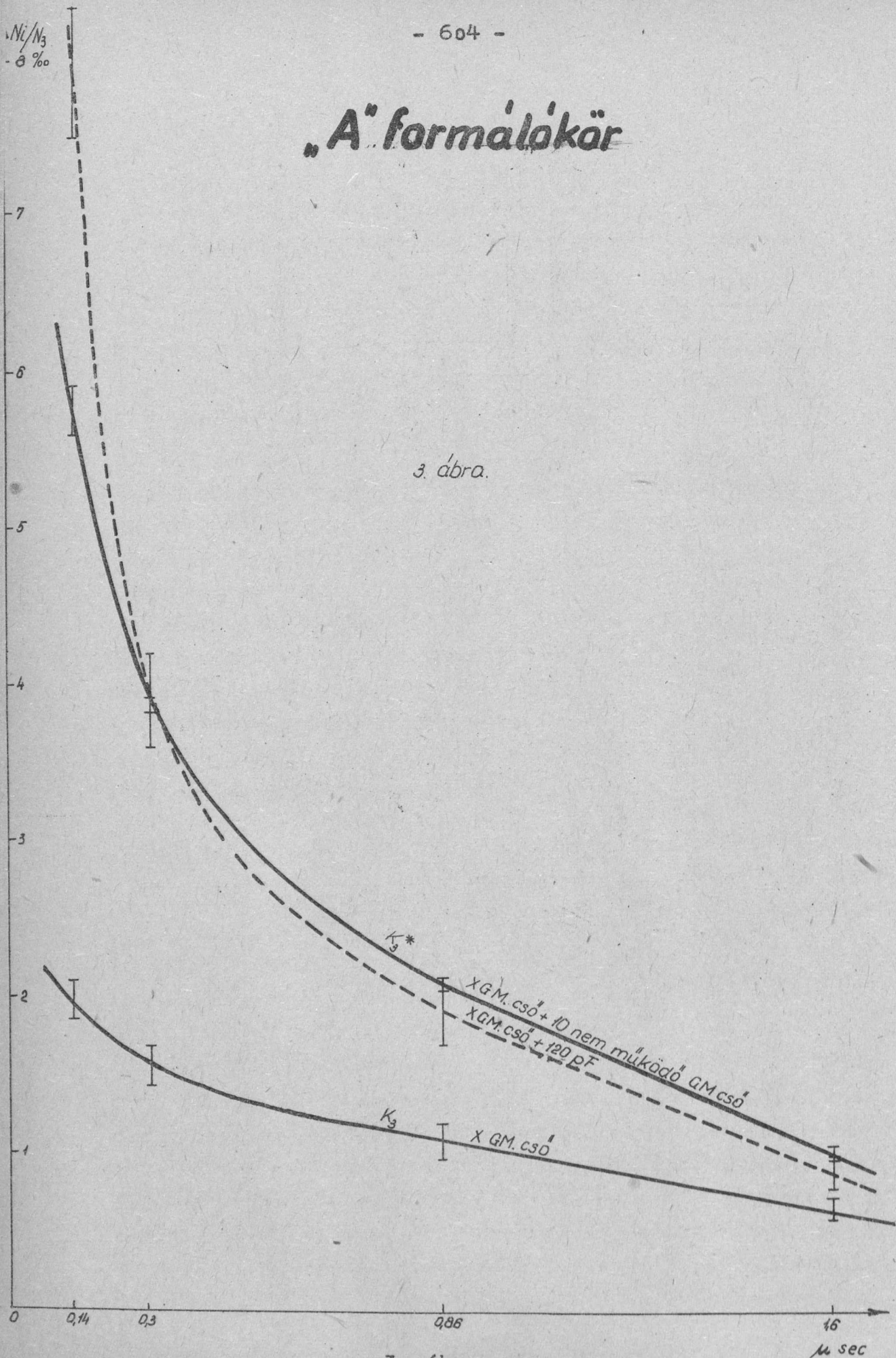
- 1./ Az X formálókört az 1. ábrabeli elrendezésben egy 670 mm hosszú és 39 mm belső átmérőjű, 90 Hg mm argon és 10 Hg mm alkohol töltésű GM-csőre kapcsoltuk. A 3. ábrán a vízszintes tengelyen tüntettük fel azt az időértéket  $t_1$ , amelynél nagyobb késések számát  $N_1$  a megfelelő ordináta adja a hármas koincidenziák  $N_3$  ezrelékeként. Az egyes pontokhoz tartozó statisztikus hibákat a következő formu-  
1700/G.

"A" formálóköz



2. ábra.

# „A” formáló kör



3. ábra.

3. ábra.

lával állapítottuk meg:

$$\sigma = \frac{\sqrt{N_1}}{N_3}$$

A 3. ábra  $K_3$  görbéje mutatja a kapott eredményeket. A görbe egy Gauss-görbe ellaposodott szakaszának látszik.

2./ A továbbiakban a fenti mérést megismételtük oly módon, hogy a mérendő  $X$  univibrátorra újabb 10, az előbbivel azonos méretű és tulajdonságu GM-csövet kapcsoltunk. A 11 db. GM-cső párhuzamosan kapcsolódik. Az utólag bekapcsolt 10 GM-cső indulási feszültség alatt van, tehát csak mint kapacitív terhelés szerepel. A 3. ábra  $K_3^*$  görbéje mutatja az így kapott késés eloszlást. Látható, hogy a késések száma tetemesen megnőtt, amit kézenfekvően úgy magyarázhatunk, hogy a 10 GM-cső által képviselt kapacitív terhelés a tizenegyedik cső lökéseinek felfutását ellaposította, s így csak hosszabb idő múlva érte el általában a GM-jel az univibrátor beindításához szükséges amplitudót. Kontrollként megmértük a 10 parallel kapcsolt GM-cső kapacitását /a közös szál és a föld között/ és azt 120 pF-nek találtuk. Ha előző feltevésünk igaz, úgy a 10 GM-csövet egy 120 pF-os shunt kondenzátorral helyettesítve, az előbbi méréssel kb. megegyező eredményt kell kapnunk. A 3. ábrán láthatjuk ezt a görbét is / $X$  GM-cső + 120 pF/; a két görbe elég jól egyezik. A  $0,14 \mu$  sec-os pontnál mutatkozó eltérés származhat abból is, hogy a GM-cső és a 120 pF-os kondenzátor terhelő hatásának azonosága csak első közelítésben igaz. U.i. a GM-cső hengere a kondenzátorral ellentétben nem közvetlenül földelődött le, hanem komplikált osztó és szűrőláncon keresztül.

3./ Meglepő eredményt kaptunk, amikor a 10 párhuzamosan kapcsolt GM-csövet üzemfeszültségre helyeztük. Annak ellenére, hogy ilyenkor az előző "hideg" kapacitív terheléshez képest terhelés szempontjából lényeges változás nem történt, mégis az ilyen "meleg" /a GM-csövek képesek az 1700/G.

ionizáló rész regisztrálására/ terhelés esetén a késések száma újabb jelentős növekedést mutat. /Lásd 4. ábra  $K_3^{**}$  görbéje, köv. oldalon/.

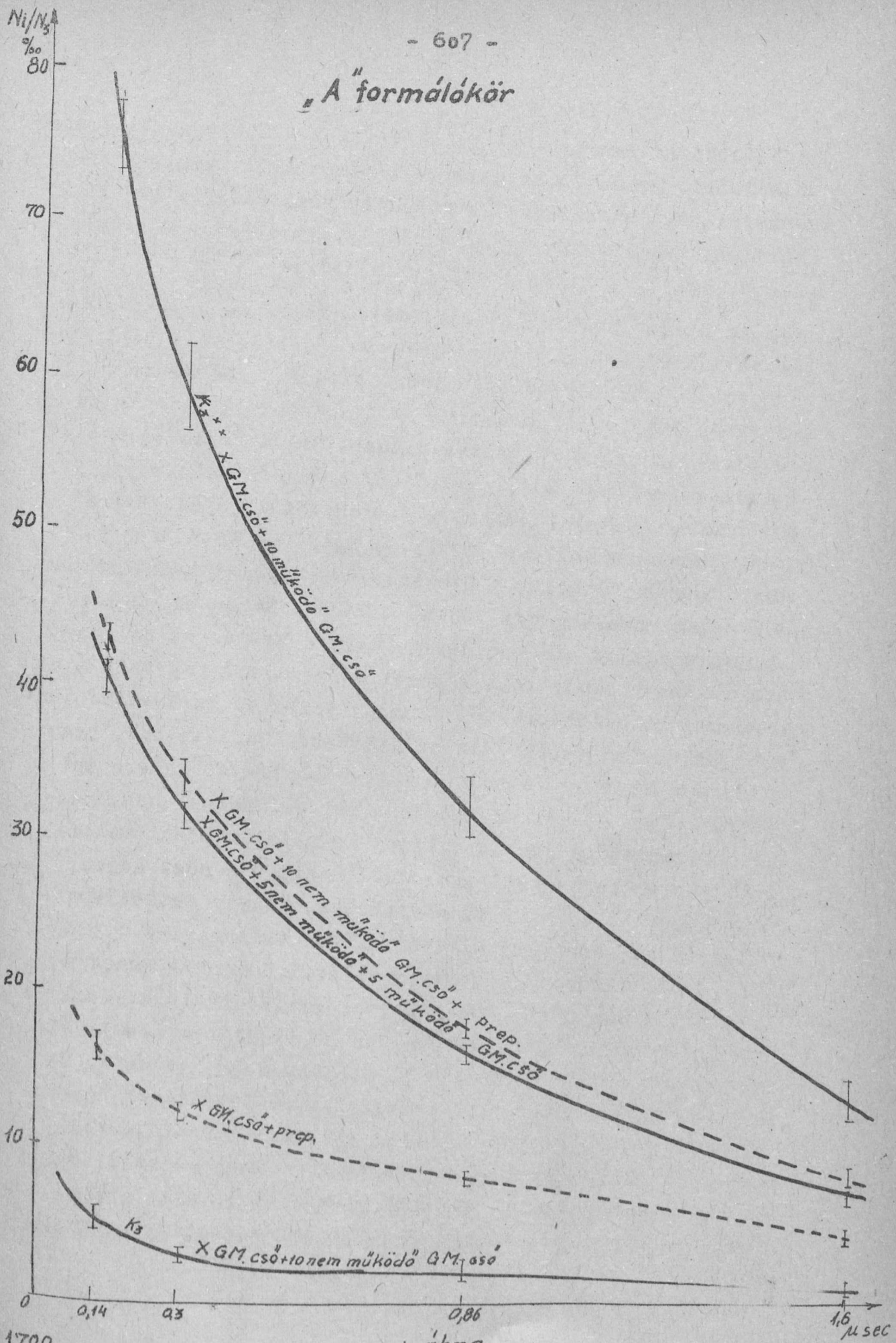
A késésnövekedést kozmikus részecskék, kozmikus jelenségek nem okozhatták. Valószínű a következő elképzelés: Az X univibrátor holtideje nem ér véget az univibrátornak az eredeti állapotba való visszabilenésével, t.i. a rácok feszültsége visszabilenés után különbözik az eredeti értéktől; e felé exponenciálisan közeledik. A holtidőnek ez a második, visszabilenés utáni szakasza átmeneti jellegű, u.i. ekkor az univibrátor már nem teljesen érzéketlen, de nem is nyerte vissza még teljes érzékenységet és így csak nagyobb amplitudóju jelekre indul. Ahhoz pedig, hogy a GM-jel nagyobb amplitudót érjen el, hosszabb idő szükséges és így késések léphetnek fel. A késések száma arányos az időegységre eső holtidővel, azaz a beütésszámmal; ezért növelte meg a 10 GM-cső üzemfeszültségre való helyezése a késések számát.

A fenti elképzelést a következők támasztják alá:  
a./ A késések száma a 4. ábra tanúsága szerint valóban kb. arányos a beütésszámmal, t.i. 6 cső / X GM cső + 5 nem működő + 5 működő GM/ működése esetén több mint a felét kapjuk a 11 csővel mért késéseknek.

b./ Ha a 10 GM-cső késés növelő hatása a beütésszám növekedésére vezethető vissza, akkor hasonló késésnövekedést kell kapnunk egyetlen GM-cső esetén is, ha preparátummal gondoskodunk a 11 csőnek megfelelő beütésszám fellépéséről. A 4. ábra megfelelő görbéi mutatják, hogy az X univibrátor késéseinek száma valóban jelentősen megnő a preparátum hatására. Különösen nagy a növekedés, ha ugyanakkor a 10 GM-cső mint "hideg"terhelés rá van kapcsolva az univibrátorra. Ebből arra következtethetünk, hogy a késések kialakításában a kapacitív terhelésnek és a holtidőnek egyaránt van szerepe. A preparátummal és a 11 működő GM-csővel mért eredményekhöz nem egyeznek meg pontosan.



### A "formálókör"

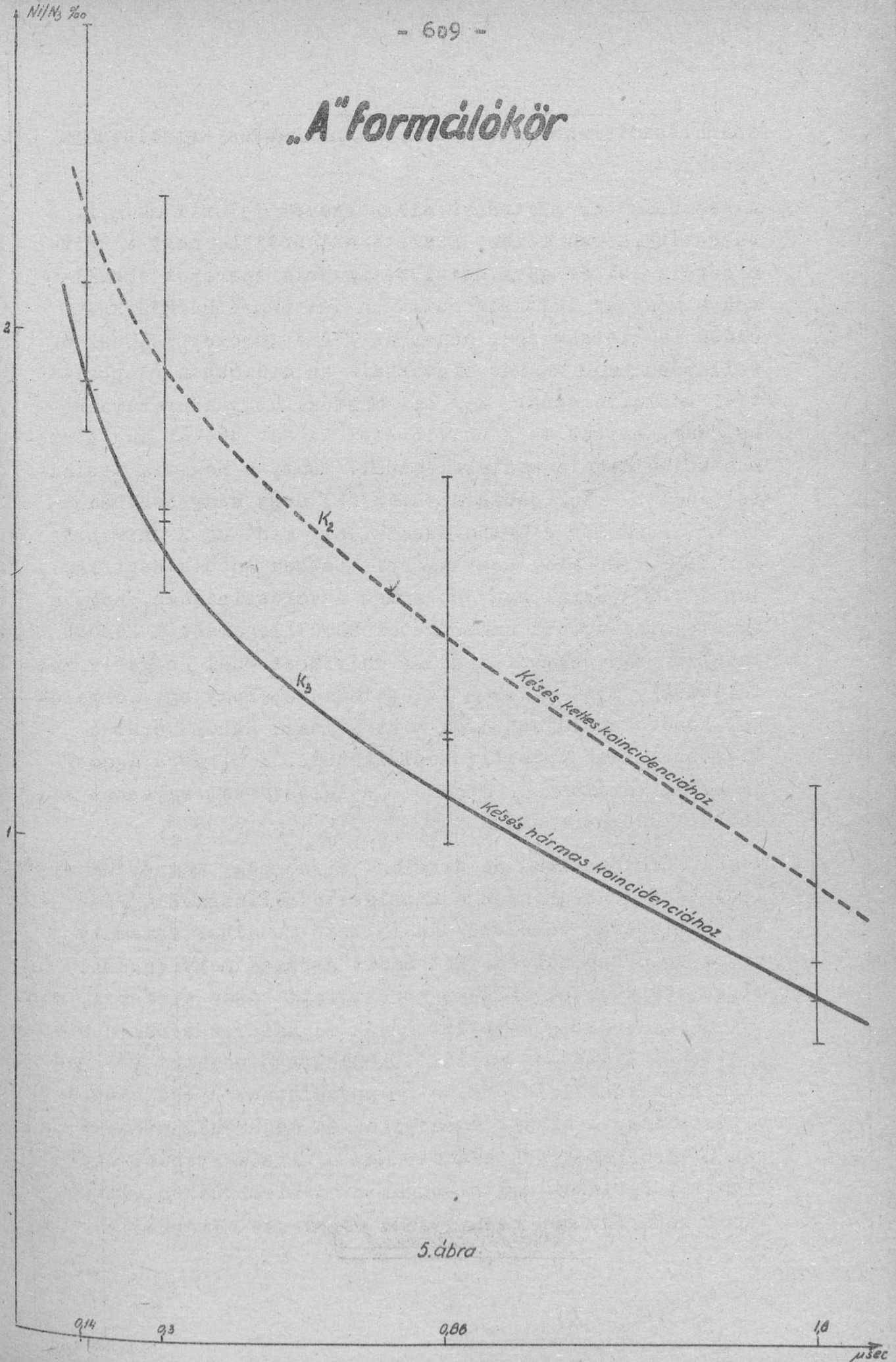


Az eltérés okát nem ismerjük.

c./ Külön közleményben /"Univibrátorok holtidejének mérése"; 1.619.old./ számolunk be azokról a mérésekről, amelyek során sikerült közvetlenül kimutatni, hogy az univibrátorok holtideje általában, a fenti "A" univibrátoré pedig különösen függ a vezérlőjel amplitudójától.

- 4./ Méréseink kontrolljaként megismételtük az 1. pontban ismertett mérést oly módon, hogy az időskála null pontját nem az /1,2,3/ hármas koincidencia/ =  $K_3$ /, hanem az /1,3/ helyzetű kettes koincidencia / =  $K_2$ / szabja meg. Az első és harmadik csőre felváltva kapcsoltunk a három koincidencia formálókör közül kettőt. / A kimaradó harmadik formálókörnek megfelelő Rossi elektroncsövet ugyanakkor a keverőberendezésből kihúztuk/. A  $K_3$  és  $K_2$  között az 5. ábra tanúsága szerint a statisztikus hibás tulmenő különbség nincs, azonban úgy tűnik, mintha a mérés nem mondana ellent annak az elképzelésnek, hogy a kettes koincidencia jelhez viszonyított késések száma kissé nagyobb, mint a hármas koincidenciákhoz viszonyítottaké. Ez várható lenne a következő okból: Már az előzőekben említettük, hogy a koincidencia jel mindig a legkésőbb érkező keverő jel időpontjában alakul ki. Annak a valószínűsége, hogy hármas koincidencia esetén a három formálókör közül valamelyik egy meghatározott  $t_1$  időnél nagyobb késést adjon, nagyobb, mint annak a valószínűsége, hogy a kettes koincidenciában résztvevő két formálókör valamelyike  $t_1$  időnél többet készen /vagylagos valószínűségek/. Ennek megfelelően a harmadik csőnek koincidenciába való kapcsolása következtében a koincidencia jel többször fog késni. Ez az időskála null pontjának jobbra csuszását jelenti. Ha viszont az időskála null pontja jobbra tolódik és ugyanakkor az X univibrátor átlagos indulási időpontja nem változik, akkor az X univibrátornak nagyobbat kell késni ahhoz, hogy ugyanaz a fokozat késésként jelezze. Ebből következik, hogy a készülék által mért késések száma hármas

# „A” formájú kör

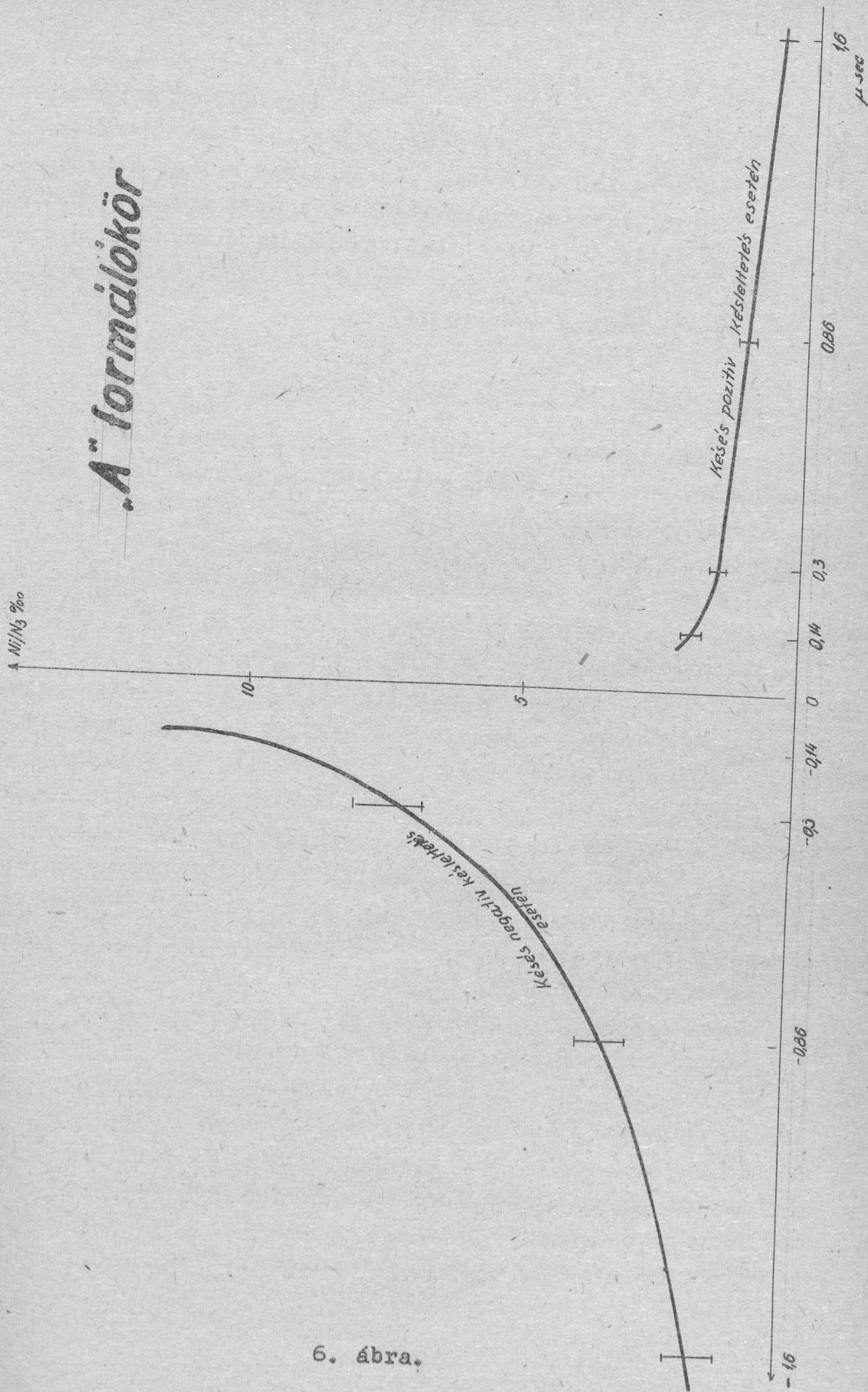


5. ábra

koincidencia esetén kevesebb, mint kettős koincidencia esetén.

- 5./ A készülék egy másirányú ellenőrzését jelenti az u.n. "negatív" késés mérés. Ezalatt azt értjük, hogy a koincidencia jel és az X univibrátor jele szerepet cserélnek s most az időskála null pontját nem a hármas koincidencia kialakulása, hanem az X univibrátor jelének a fellépése jelenti. Más szavakkal: az előzőekben /" pozitív" késleltetésnél,  $K_3$ / azt mértük, hogy hány olyan eset van, amikor az X univibrátor később szólal meg a hármas koincidencia kialakulásánál. Most, a negatív késleltetésnél / -  $K_3$ / pedig azt mérjük, hogy hány esetben alakul ki később a koincidencia jel, mint az X univibrátor jele. Várható, hogy utóbbi esetben több késést kapunk. T.i. sokkal nagyobb annak a valószínűsége, hogy a három koincidencia univibrátor közül legalább 1 később induljon egy negyedik /az X/ univibrátornál /negatív késleltetés/, mint annak a valószínűsége, hogy egy formálókör később szólaljon meg, mint a másik három közül a legjobban késő /pozitív késleltetés/. A 6. ábra igazolja ezt a várakozást. Mindkét késleltetésnél ugyanazt az időbeállást használtuk.
- 6./ Végül felhasználtuk az alkalmat arra, hogy megnézzük milyen késést eredményez a hitelesítésnél használt /katódfolloweres bemenetű/ késleltető vonalnak valamely csőre való kapcsolása. Ezt azért érdemes megvizsgálni, mivel ugy a jelen cikkben ismertetett késés mérésnél, mint a  $\mu$ -mezon közepes élettartamának meghatározásánál a hitelesítés folyamán az említett késleltető vonalat valamelyik koincidencia csőre kell kapcsolnunk. /Lásd hitelesítés; idézett cikk/. Amennyiben ez megnöveli a kérdéses GM-cső késésének számát, úgy a hitelesítésnél beállított időértékek megváltoznak a hitelesítő késleltető vonal lekapcsolása után, azaz a tényleges mérésnél.

# A<sup>∞</sup> formálökör



6. ábra.

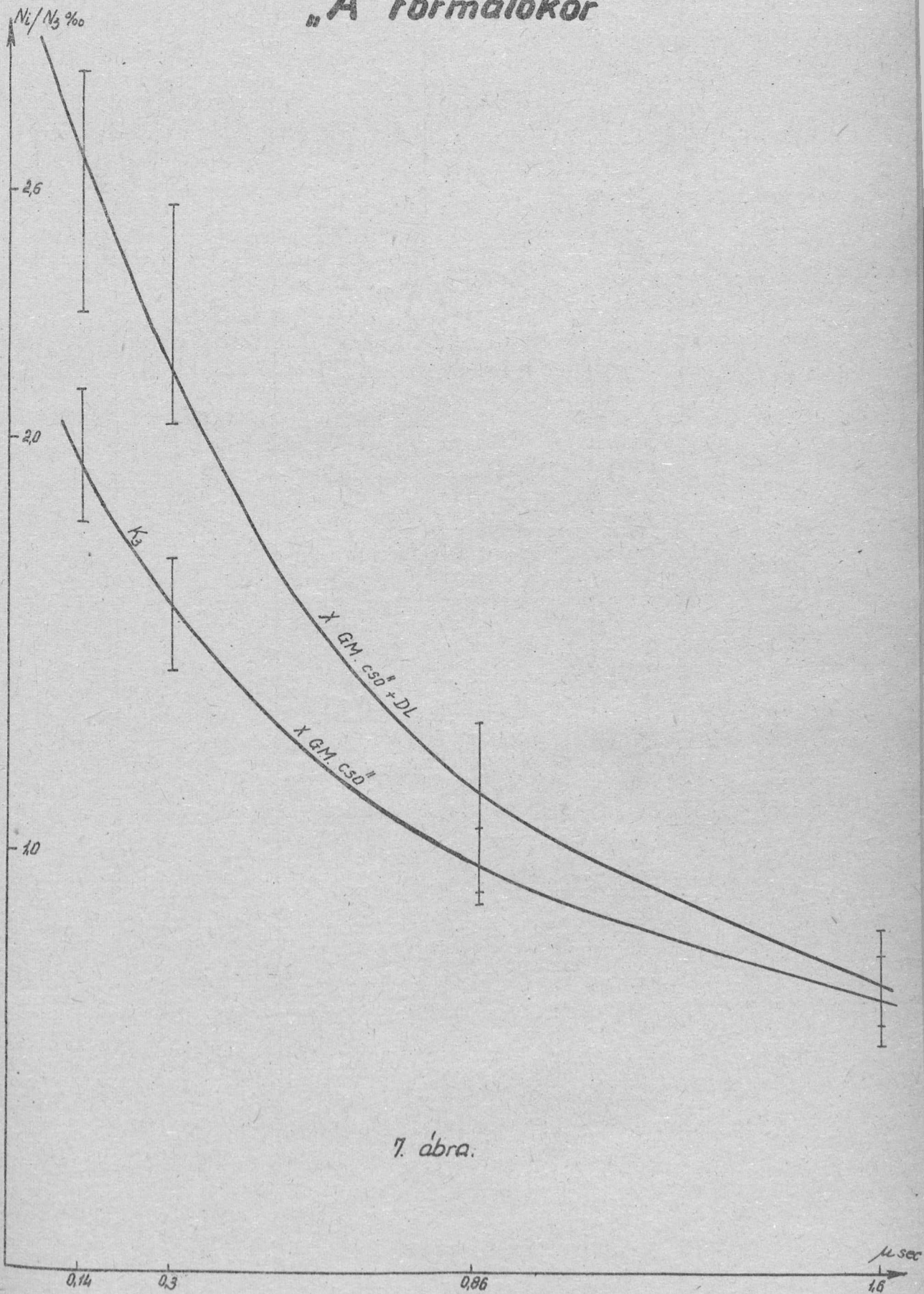
A hitelesítő késleltető vonal által behozott késésről úgy győződünk meg, hogy az X.csőre rákapcsoltuk a késleltető vonalat /DL/ és az így nyert késéseloszlást összehasonlítottuk a késleltető vonal rákapcsolása nélkül kapott eredménnyel. Az összehasonlítást a 7. ábra mutatja. Látható, hogy a késleltető vonal beiktatása kissé megnövelte a spontán késések számát; bár a két görbe közötti különbség lehet statisztikus eredetű is.

#### IV. KÉSÉS MÉRÉS "B" TÍPUSU FORMÁLÓKÖRNÉL.

Az előzőekben vizsgált "A" típusu formálókör több szempontból nem tekinthető szerencsés konstrukciónak. Ezért osztályunk elektronikus csoportja, közelebbről Koch József és Zsdánszky Kálmán kidolgozott egy tökéletesített típust. /"B"/. E formálókör kapcsolási rajzát a 8. ábra mutatja, a formálókör leírását és karakterisztikáit egy külön cikkben fogják ismertetni a fentemlített kutatók.

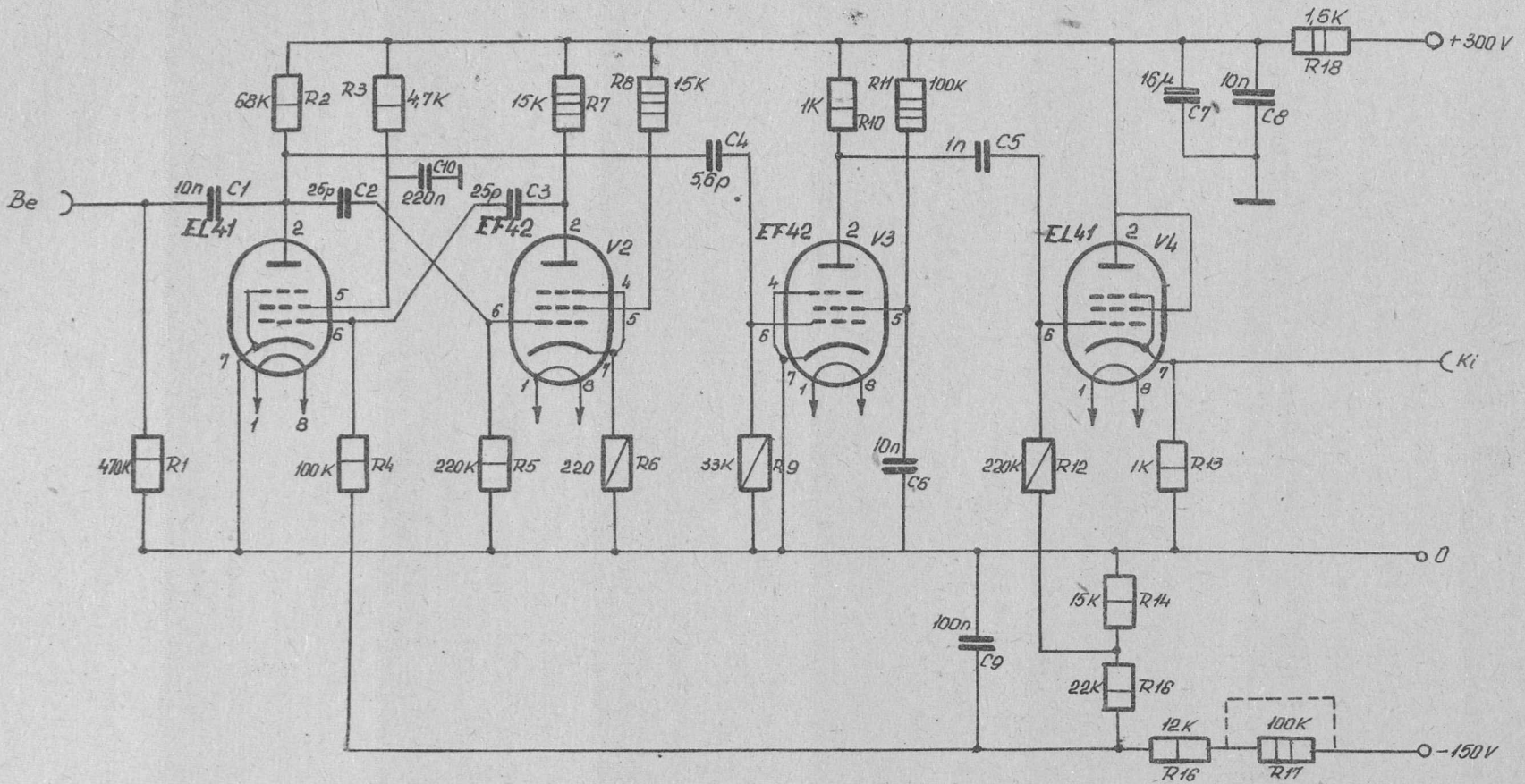
A III. pontban felsorolt mérések egy részét megisméltük a "B" típusu formálókörrel is. Az eredményeket a 9. 10 és 11. ábrák tüntetik fel. Az ábrákból a következőket olvashatjuk le: A késések abszolút száma az "A" formálókörhöz képest lényegesen /legalább egy 20-as faktórral/ csökkent. Ettől eltekintve, lényegileg az "A" formálókörhöz hasonló eredményeket kaptunk. A kapacitív terhelés most is megnövelte a késések számát; sőt a növekedés aránya jóval nagyobb, mint azt az "A" formálókörnél tapasztaltuk, tehát a "B" formálókör ugylátszik kapacitív terhelésre érzékenyebb. Az X-univibrátor beütésszámának a növelése a "B" formálókörnél is újabb késés növekedést eredményezett; ez utóbbi növekedés azonban korántsem olyan jelentős, mint az "A" formálókörnél. Ez összefügg azzal, hogy a "B" formálókör holtidejének a vezérlőjel amplitudójától való függése sokkal kisebb mérvű, mint az "A" formálóköré /erre vonatkozólag ismét utalunk az "Univibrátorok holtidejének mérése" c.közleményünkre; l. 619. old./

# "A" formálókör



7. ábra.

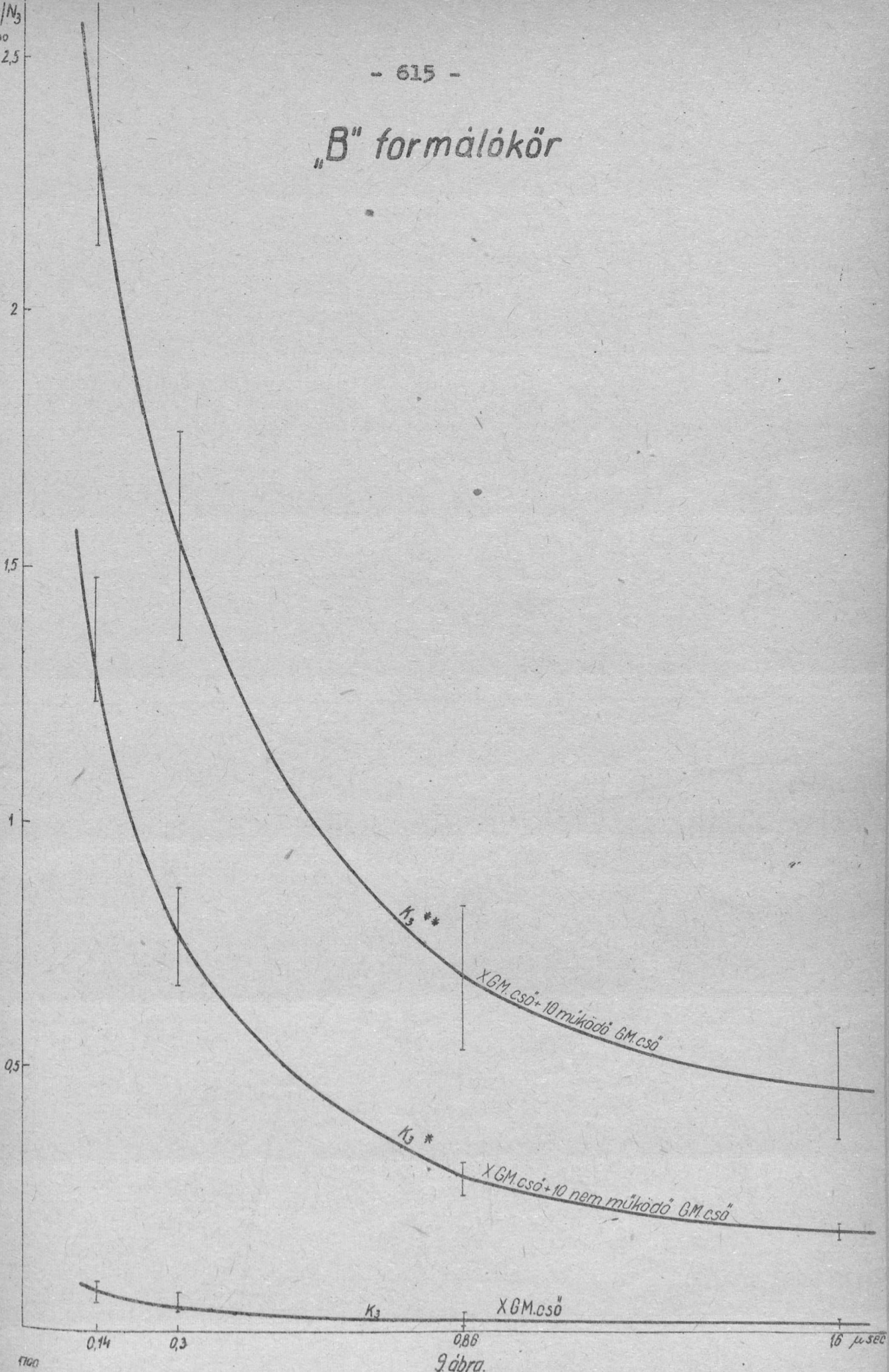
*B' formálókör*



8. ábra.



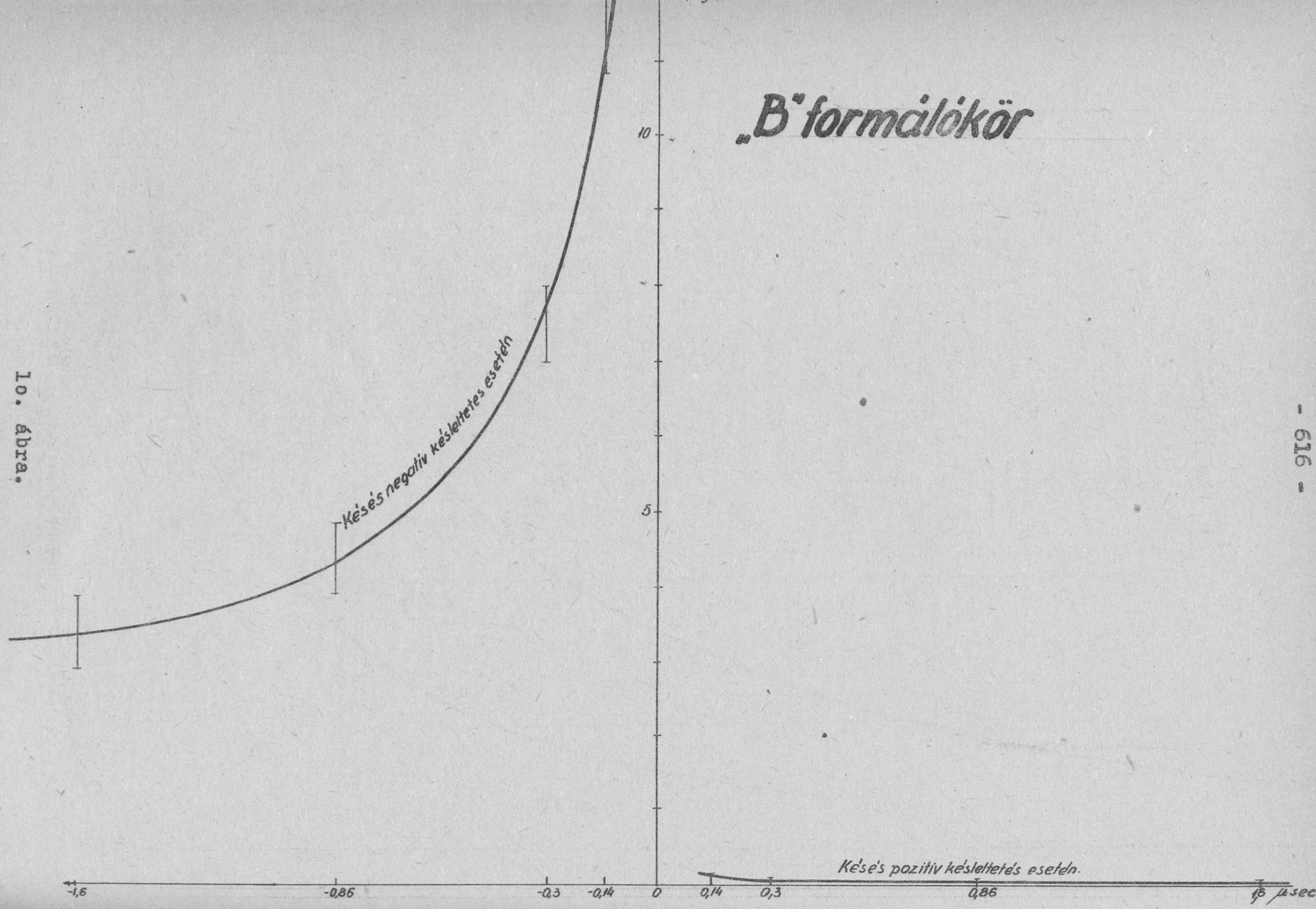
# "B" formálökör



Ábra.

12004/0001  
250/003

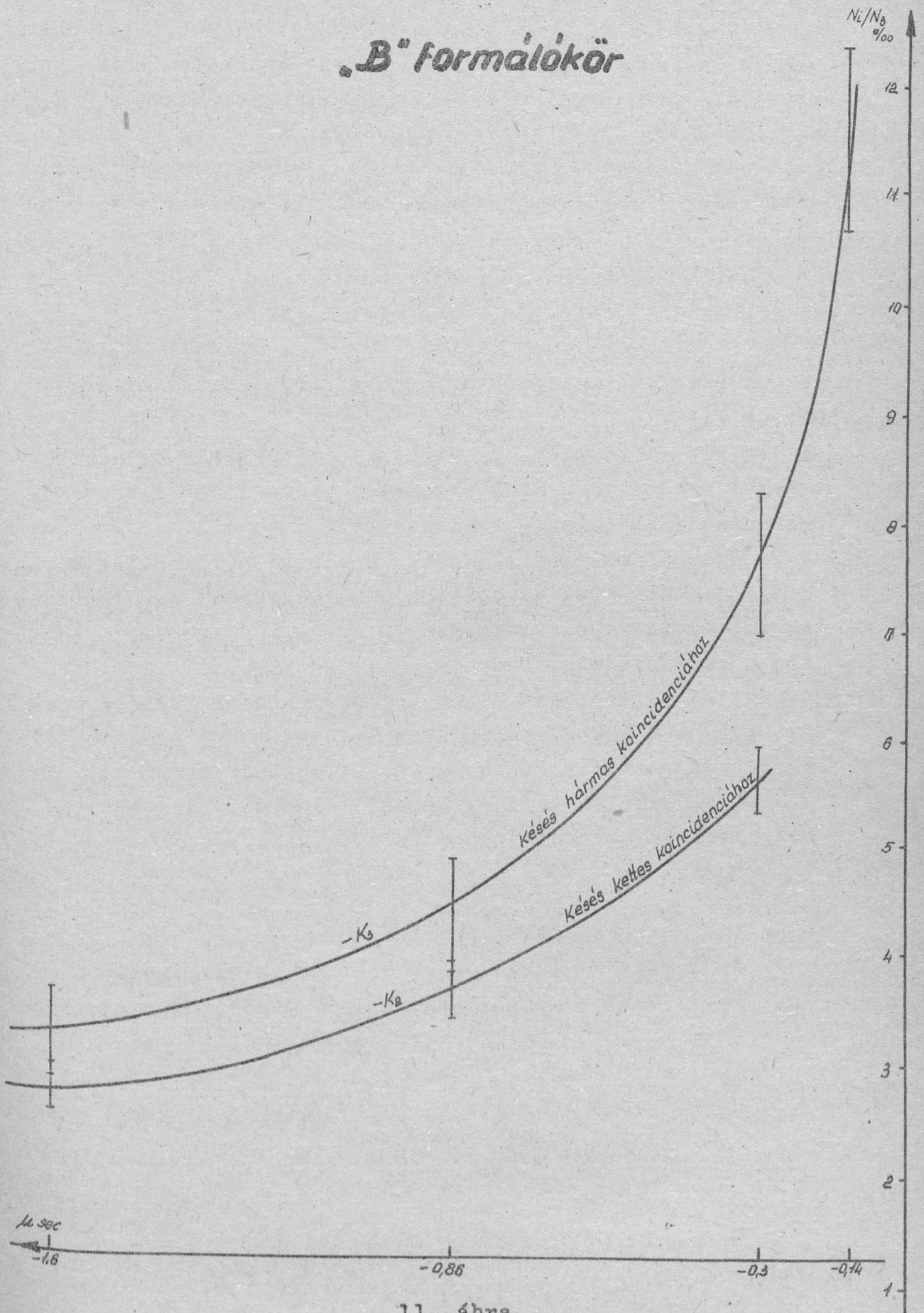
10. ábra.



*B* formálékör

*Késés pozitív késleltetés esetén.*

# *B* formálökör



11. ábra.

Negatív késleltetésnél most is több késést kapunk, mint pozitív késleltetésnél. /10. ábra/. A hármas és kettős koinciden-  
ciákkal mért késéseknél most nem a  $K_3$  és  $K_2$ -t, hanem a  $-K_3$   
és  $-K_2$ -t hasonlítottuk össze. A 11. ábra /1. az előző oldalon/  
mutatja az eredményt. Ha a  $-K_3$  nagyobb volta nem statisztiki-  
kus fluktuáció, akkor magyarázható az "A" formálókörnél mon-  
dottakkal analóg módon. /Az, hogy a különbség ellenkező értel-  
mü, a negatív késleltetésből következik./

-.-.-.-.-.-.-

Jelenlegi mérésünkből a következő tapasztalatokat  
vonhatjuk le:

- 1./ A "B" típusu formálókör használata lényegesen kevesebb  
késést eredményez, mint az "A"-é, ezért időmérésre való-  
színűleg a "B" típus alkalmasabb.
- 2./ A késések száma általában függ a kioltó univibrátor kapa-  
citív terhelésétől és holtidejének nagyságától. Utóbbit  
az univibrátor konstrukciója és adott konstrukció ese-  
tén a beütésszám szabja meg.
- 3./ A fentiek megerősítik és egy új szemponttal /késés/ kie-  
gészítik azt a közismert tapasztalatot, hogy egy kioltó  
univibrátorra csak kevés GM-csővet szabad kapcsolni. T.i.  
sok GM-cső esetén megnő a kapacitív terhelés, a holtidő  
és jelenlegi mérésünk tanúsága szerint a késések száma is.

-.-.-.-.-.-.-

A "B" típusu formálókört osztályunk elektronikus  
csoportja bocsátotta rendelkezésünkre. A mérési eredmények  
feldolgozásában Bárdos Lajosné elvtársnő segített.

Érkezett: 1954. szeptember 30.

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

Univibrátorok holtidejének mérése

Irta: Kiss Dezső és Szivek János

Összefoglalás.

A szerzők kidolgoztak egy aránylag egyszerű és gyors módszert univibrátorok holtidejének mérésére. Több univibrátor típuson végzett méréseik során megállapították, hogy a holtidő nagysága minden esetben erősen függ a vezérlő jel amplitudójától. A holtidőnek a vezérlő jel amplitudójától való függése késések fellépésére vezethet. Az amplitudó-függés kvalitatív magyarázatát adják a szerzők; a kvantitatív viszonyok vizsgálata folyamatban van.

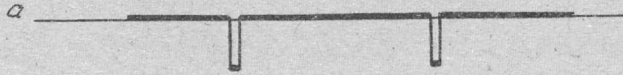
I. B E V E Z E T É S

Az alábbiakban egyrészt leírunk egy aránylag egyszerű és gyors módszert, mely általában alkalmas különböző univibrátorok/egy-stabil állapotú billenőkör/ holtidejének mérésére, másrészt a holtidő mérés kapcsán szerzett tapasztalatainkról számolunk be. Utóbbiak - mint azt látni fogjuk - hasznosak a számlálócsővel történő részecske számlálásánál, illetve univibrátort tartalmazó időmérő berendezésekkel történő méréseknél.

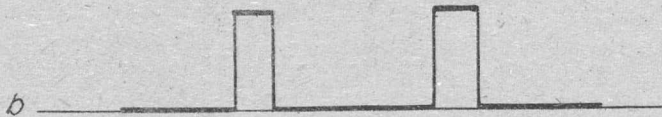
II. M É R É S I M Ó D S Z E R

1./ A holtidőmérés alap gondolata a következő: A vizsgálandó univibrátort kettős impulzusokkal vezéreljük; ilyen impulzuspárt mutat be az 1. ábra a tengelye. /L. a köv. oldalon./ Az impulzusok időbeli távolsága és amplitudója változtatható. /A két impulzus amplitudója mindig egyforma és egyidejűleg lehet változtatni/. Az univibrátor kimenetét egy oszcilloszkóp függőleges eltérítő lemezére visszük. Amennyiben a két vezérlő impulzus távolsága kisebb a holtidőnél, úgy az univibrátor csak az első im-

Vezérlő impulzusok:



Univibrátor jelek:

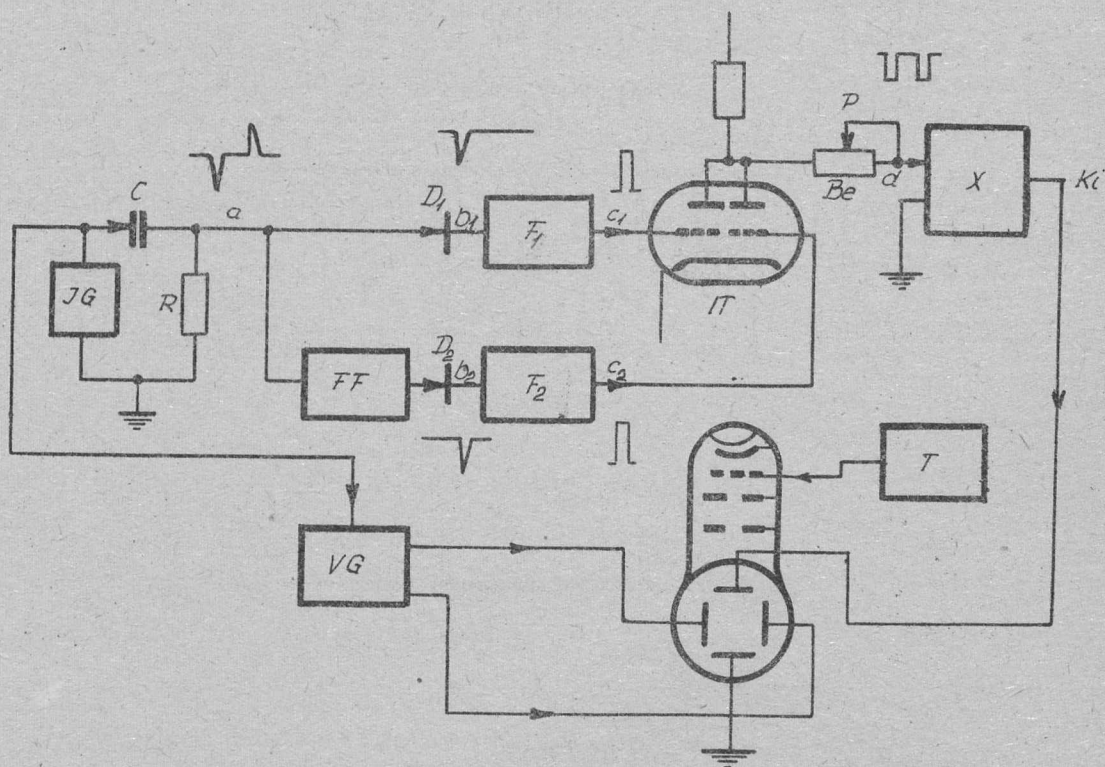


1. ábra.

pulzus hatására billen át és így az oszcilloszkópon csak egy univibrátor jelet látunk. Amikor az impulzusok távolsága nagyobb, mint a holtidő, akkor az univibrátor mindkét impulzus hatására átbillen s így az oszcilloszkópon két univibrátor jel jelenik meg. /Lásd pl. 1. ábra b tengely/. A vezérlő impulzusok közötti azt a legkisebb távolságot, amelynél a másodszori átbillenés megtörténik, tekinthetjük a kérdéses univibrátor holtidejének/ a vezérlő jelek adott amplitudója mellett/.

2./ A mérés és a mérőberendezés összeállításának részleteit az alábbiakban ismertetjük: /lásd 2. ábrát, a köv.oldalon/.

IG impulzusgenerátor négyszög lökéseit az RC kör megdifferenciálja /a. pont/; az első frontnak megfelelő jel a  $D_1$  diódán keresztül eljut a  $b_1$  pontra, a hátsó lefutásnak megfelelően 1700/G.



2. ábra.

felelő jel pedig az FF fázisfordítón és D<sub>2</sub> diódán keresztül a b<sub>2</sub> pontra. F<sub>1</sub> és F<sub>2</sub> formálókörök e jeleket négyszögesítik, egyforma amplitudójúvá, alakuvá és szélességüvé alakítják. A c<sub>1</sub> és c<sub>2</sub> pontokon egy-egy kb. 40 - 50 V amplitudójú, kb. 2 μsec széles, pozitív négyszögjel jelenik meg, amelyek időbelileg el vannak csuszva egymáshoz képest. Az elcsuszás mértékét az impulzus generátor által szolgáltatott jel szélessége szabja meg. E két jel az IT ikertrióda egy-egy rácsára jut; a trióda le van zárva. A közös anódon a két jel összekeverten jelenik meg, úgy hogy a d. ponton végeredményben egy kettős negatív impulzust kapunk. Erről a pontról vezéreljük majd a mérendő /X/ univibrátort. Az impulzusok távolsága az előzőek szerint az impulzus generátor által szolgáltatott jel szélességének változtatásával, amplitudója pedig az ikertrióda előfeszültségének változtatásával szabályozható. A P potencióméter segítségével az univibrátort vezérlő generátor R<sub>b</sub> belső 1700/G.

ellenállását állíthatjuk.

A mérő oszcilloszkóp függőleges lemezei közül az egyiket leföldeljük, a másikra rávisszük az X univibrátor kimenetén kapott jelet. Az oszcilloszkóp saját időjel generátorát kiiktatjuk és helyette egy vezérelt eltérítésű generátort /single sweep/ alkalmazunk. A vezérelt eltérítésű generátort /VG/ a berendezés időben legkorábban induló pontjáról, azaz az impulzus generátorról vezéreljük, az általa kiadott ellenütemű eltérítő jelet pedig a vízszintes lemezpárokra visszük. Ugyanakkor nagyfeszültségű kondenzátoron keresztül az oszcilloszkóp rácsát időjelekkel moduláljuk; az időjelet T generátor szolgáltatja. A 2. ábrán látható kapcsolatban az oszcilloszkóp a mérendő univibrátor kimenetének vizsgálatára van beállítva.

3./ Maga a holtidő mérés a következőképpen történik: A mérendő univibrátort és az oszcilloszkóp egyik függőleges lemezét /kondenzátoron keresztül/ a  $d$  pontra kapcsoljuk. /A 3. ábrán az oszcilloszkóppal éppen ebben a helyzetben a vezérlő jelet vizsgáljuk/. A F potencióméterrel beállítjuk a vezérlő generátor belső ellenállását a kívánt értékre; ezt az értéket a mérés folyamán, mint paramétert tetszés szerint változtathatjuk. Természetesen figyelembe kell venni, hogy a potencióméteren leolvasott ellenállás értékhez még hozzáadódik az ikertriódás erősítő egységnek a belső ellenállása. Az ikertrióda előfeszültségének változtatásával beállítjuk a vezérlő jelek amplitudójának kívánt értékét. Ezután az oszcilloszkóp említett lemezét az univibrátor kimenetére kapcsoljuk és addig változtatjuk az impulzus generátor jelének szélességét, amíg az univibrátor nemcsak az első, hanem a második impulzusra is átbillen. Általában ez az állapot nem élesen következik be, hanem van egy átmeneti stádium, amikor az univibrátor néha átbillen ugyan a második impulzusra is, de nem minden esetben. Az átmeneti stádium létezése megnehezíti az időmérést; méréseinknél holtidőként azt a legkisebb időt fogad-

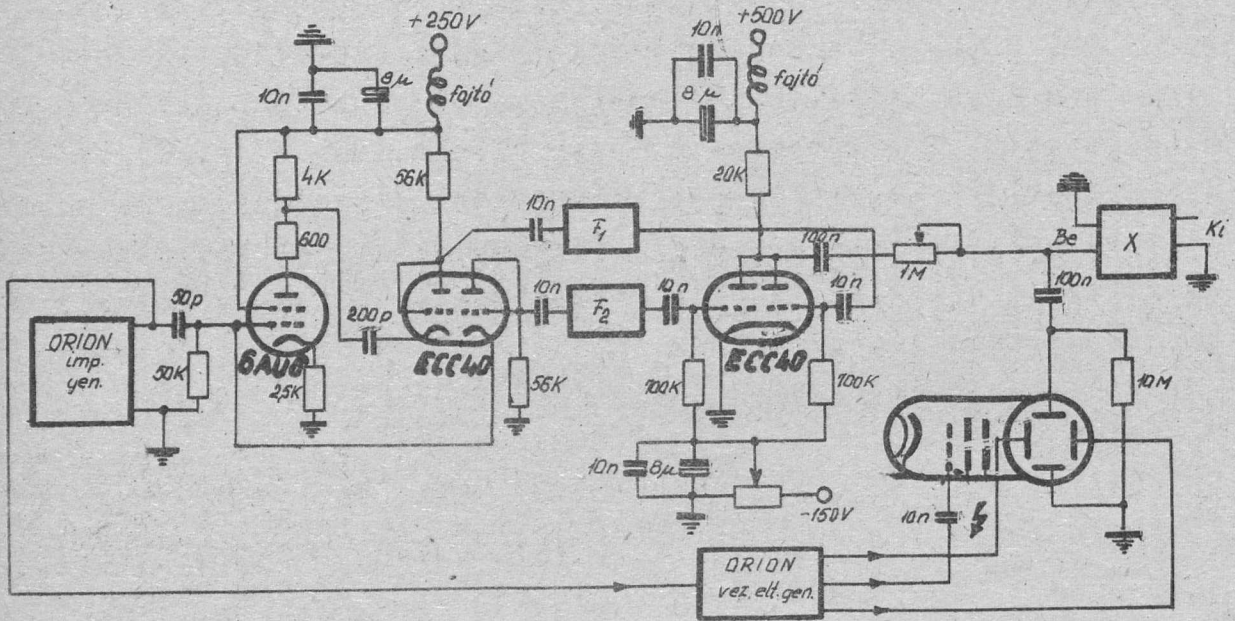
1700/G.



tuk el, amely után az univibrátor a második impulzusra minden esetben reagált. Az átmeneti stádium nagysága univibrátor típusonként változik. A jelek időbeli távolságát a T időjel generátor által szolgáltatott fénymodulációs jelek segítségével állapítjuk meg. A gyári /Orion/ időjel generátor által szolgáltatott időskálát hitelesnek fogadtuk el; az amplitudó hitelesítést 6,3 V-os váltófeszültséggel végeztük, közvetlenül az oszcilloszkóp eltérítő lemezén. Az oszcilloszkóp függőleges lemezére való közvetlen csatlakozást azért választottuk, mert így a vizsgálandó pontokat az oszcilloszkóppal nem terheljük le. Nyilvánvalóan az oszcilloszkóp függőleges erősítője is használható katód-followeres bemenet esetén. Holtidő mérésre, illetve még inkább a holtidő amplitudó-függésének demonstrálására jól használható kétsugaras oszcilloszkóp is. Ez esetben mindkét sugár vízszintes eltérítésére egy és ugyanazon vezérelt eltérítésű generátort használjuk; hasonlóképpen közös a rácsmoduláció is.

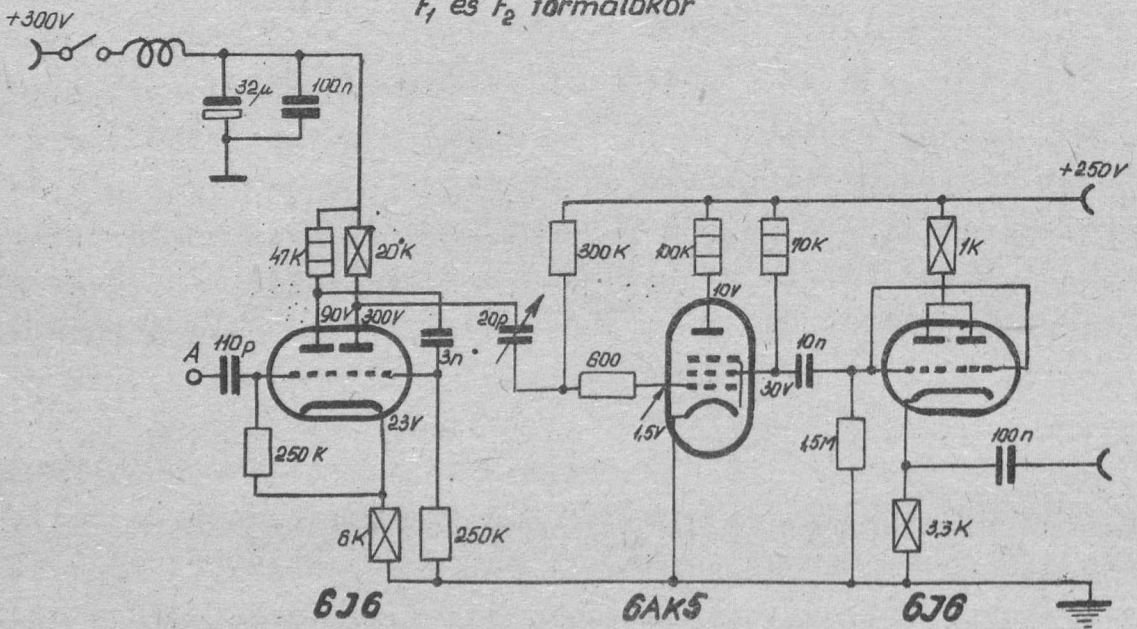
A holtidő végén fellépő átmeneti jelenségek pontosabb kvantitatív tanulmányozására a fent leírt oszcilloszkópos módszer mellett megpróbálkoztunk a következő módszerrel is: Két teljesen azonos /impulzuselosztóból, végfokozatból és mechanikai számlálóból álló/ rendszer segítségével szimultán mértük a vizsgálandó univibrátor bemenetén és kimenetén fellépő jelek számát. A bemenetre kapcsolt számlálórendszer mindig átbillen mind a két vezérlő impulzusra, a kimenetre kapcsolt számlálórendszer ezzel szemben csak abban az esetben, ha a vezérlő jelek távolsága a holtidőnél nagyobb és így az univibrátor mindkét impulzusra reagál. Ellenkező esetben ez utóbbi számláló rendszer csak fele akkora beütésszámot mutat. Az átmeneti helyzetben a beütésszám közbeeső értéket vesz fel. Az ilyen irányban végzett néhány tájékoztató mérésünk megerősítette az oszcilloszkópos módszerrel nyert eredményeket, azonban túl hosszadalmasnak bizonyult. Megjegyezzük egyébként, hogy az impulzuselosztó első egységének a holtideje lényegesen kisebb kell hogy legyen, mint a mérendő univibrátor holtideje.

1700/G.



3. ábra.

*F<sub>1</sub> és F<sub>2</sub> formálókör*



4. ábra.

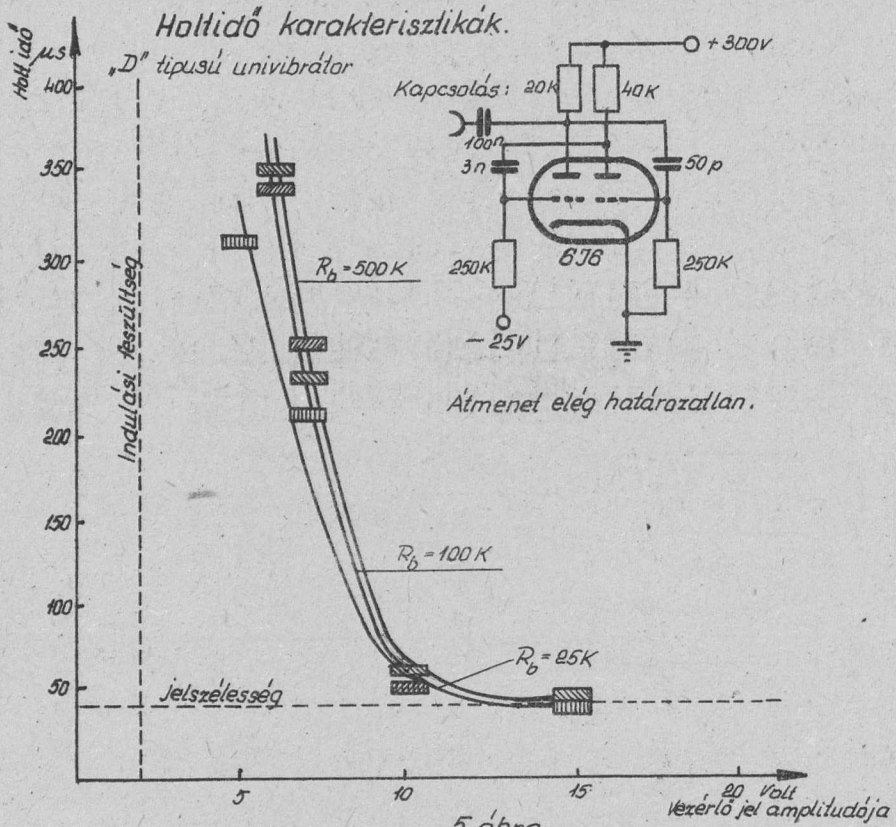
4./ A részletes kapcsolási rajzot a 3. ábra, az  $F_1$  és  $F_2$  formálókörök kapcsolási rajzát pedig a 4. ábra mutatja. Az ikertrióda 500 V körüli anódfeszültséget kap /célszerűen pl. egy Orion anódpótló stabilizálatlan pontjáról/. Ezt a magas anódfeszültséget a P potencióméter nagy ellenállású ellenértékénél bekövetkező amplitudó-csökkenés tette szükségessé. Ha a vezérlő generátor belső ellenállását nem akarjuk változtatni, akkor a P potenciómétert rövidre zárhatjuk és ilyenkor normális 250 V-os anódfeszültség is megfelel.

A differenciált jelek formálására szolgáló azonos felépítésű  $F_1$  és  $F_2$  formálókörök helyett bármilyen univibrátor alkalmazható, amely nem túl széles jelet ad. Mi azért használtunk egy komplikáltabb egységet /"formálókör"/, amely univibrátoron kívül még két erősítő fokozatot is tartalmaz, mivel az osztályunkon folyó kozmikus sugárzási méréseknél ilyen formálókörökre egyébként is szükség van és így ezek rendelkezésünkre álltak.

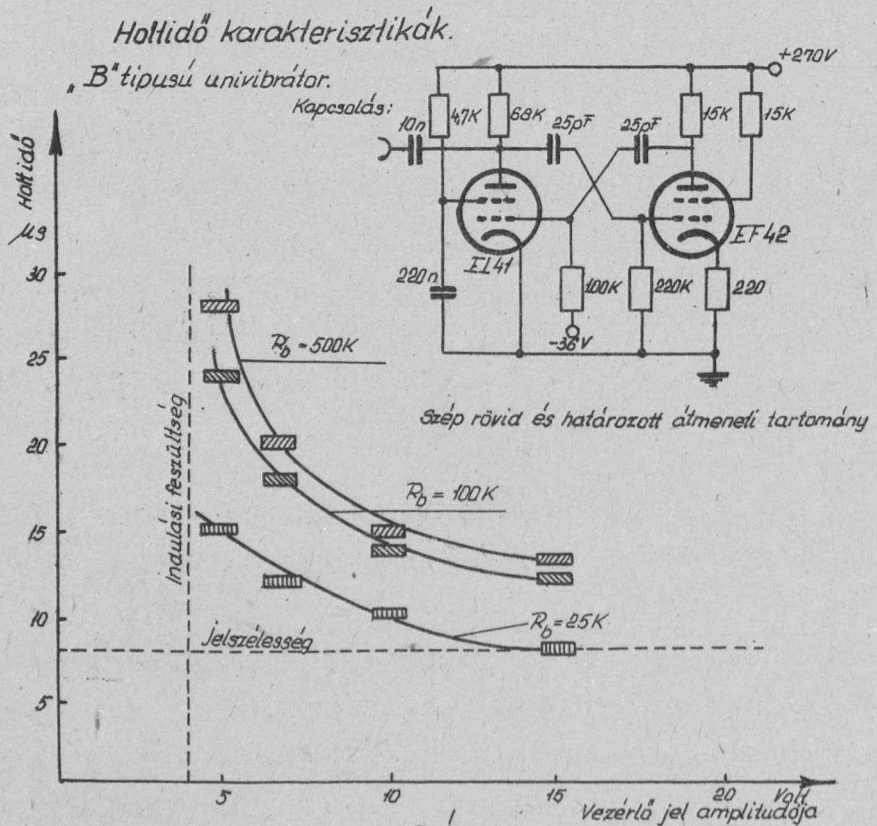
### III. MÉRÉSI EREDMÉNYEK

A fent ismertetett oszcilloszkópos módszerrel meghatároztuk több, intézetünkben használatos univibrátor típus holtidejének a vezérlő jel amplitudójától és a vezérlő generátor belső ellenállásától való függését. A kapott karakterisztikákat, a kérdéses univibrátorok kapcsolási rajzával együtt az 5., 6., 7. és 8. ábrák mutatják be. /Lásd a következő oldalakon/.

Az ábrák vízszintes tengelyén tüntettük fel a vezérlő jel amplitudóját Voltokban, a függőleges tengelyen pedig a megfelelő holtidőt  $\mu$ sec-okban. A vezérlő generátor belső ellenállása paraméterként szerepel. Az egyes mérési pontokat a mérésből származó szisztematikus hibának megfelelő méretű téglalapokkal helyettesítettük. A téglalap vízszintes oldala az amplitudó meghatározásában elkövetett és általunk becsült hibával arányos; a függőleges oldal pedig a holtidő megállapításából és az átmeneti tartományokból származó bizonytalansággal. 1700/G.



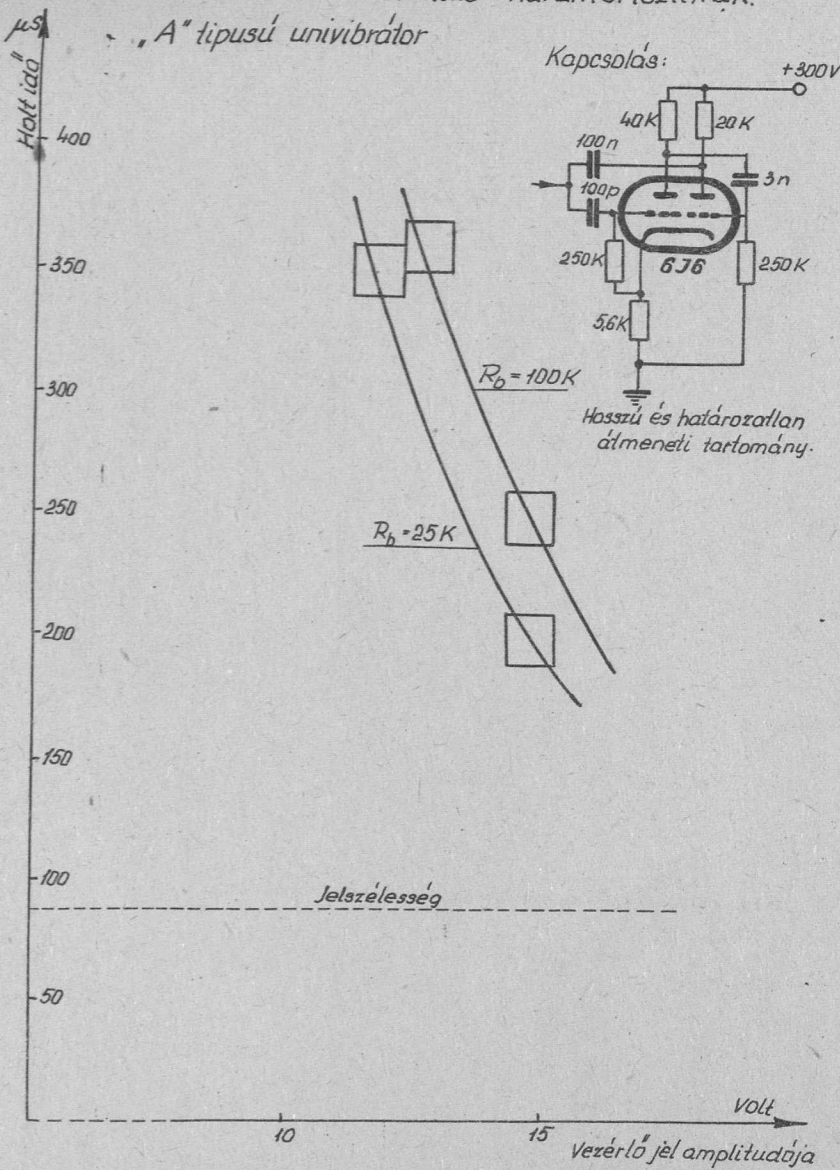
5. ábra.



6. ábra.

### Haltidő karakterisztikák

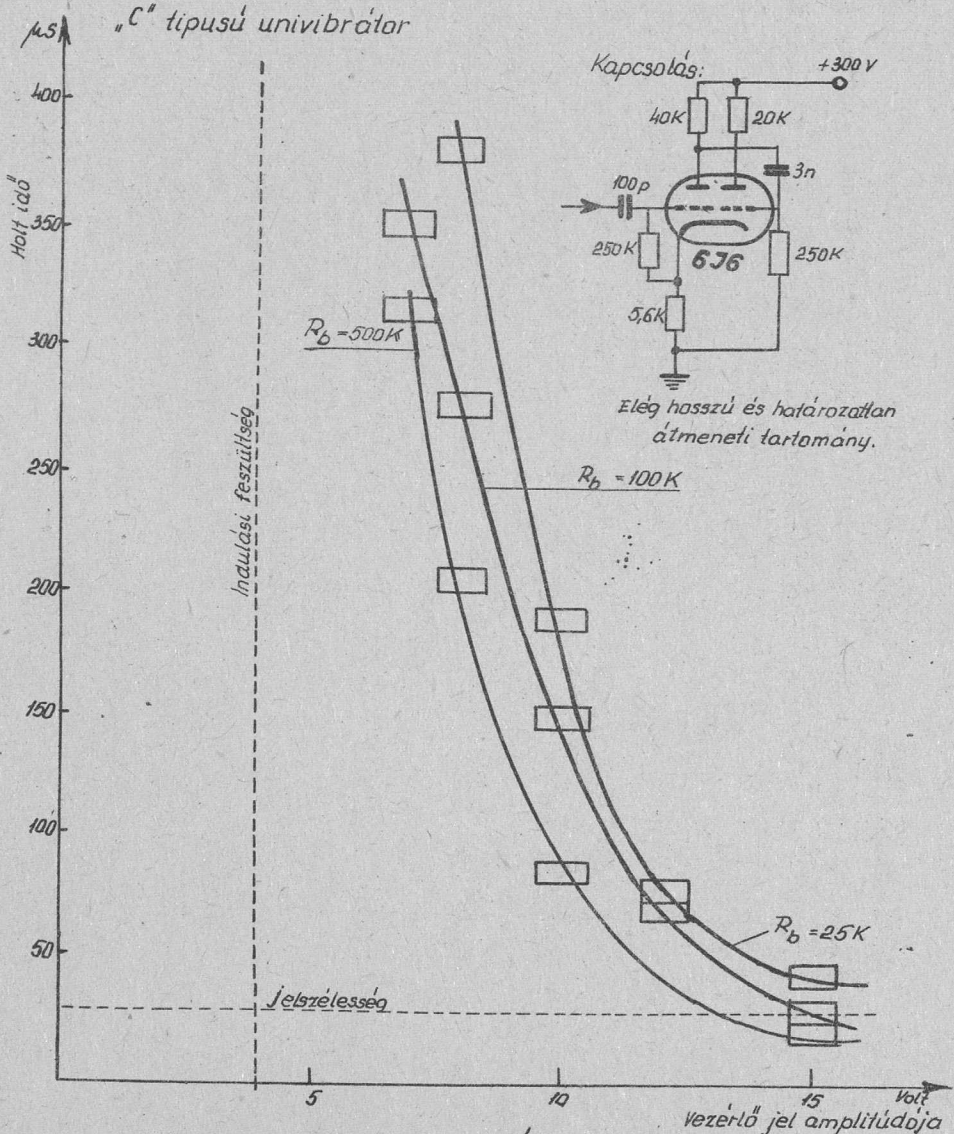
"A" típusú univibrátor



8. ábra.

### Haltidő karakterisztikák

"C" típusú univibrátor



7. ábra.

A hiba megállapítás mindenütt csak közelítő jellegű. A grafikonokon berajzoltunk egy vízszintes és egy függőleges szaggatott egyenest: az előbbi a kérdéses univibrátor jelszélességének, utóbbi pedig annak a feszültség értéknek felel meg, amelyre az univibrátor általában /nem dupla vezérlő impulzusok esetén/ beindul. Az indulási amplitudó ezen értékét az oszcilloszkópnál fellépő kis eltérés miatt csak nagyon pontatlanul tudtuk meghatározni.

A grafikonokból láthatjuk, hogy bár a különböző univibrátor típusok holtidejének abszolút értéke és amplitudófüggésének mértéke nagy eltérést mutat, mégis az amplitudófüggés mindegyik esetben, még a gondosan tervezett "B" gyors formálókörnél is kifejezett. Ez a függés láthatóan olyan értelmű, hogy kis amplitudójú jelekkel való vezérlés esetén a holtidő nagyobb, mint nagy amplitudójú vezérlő jel mellett. Feltehető, hogy az amplitudó karakterisztika görbéje aszimptotikusan tart az univibrátor normális indulási feszültség értéke felé. A grafikonok nem mondanak ellent ennek az elképzelésnek, bár - mint említettük - az indulási feszültség meghatározása nagyon pontatlan. Leolvashatjuk a grafikonokból azt is, hogy ha a vezérlő amplitudó az indulási feszültségnek kb. 3-5 szöröse, akkor az amplitudófüggés megszűnik és a holtidő lényegileg a jelszélességre redukálódik.

Néhány tájékoztató mérésünk arra enged következtetni, hogy ugyanazon univibrátor típus különböző egyedeinek amplitudó karakterisztikája elég nagy szórást mutat.

A holtidőnek a vezérlő generátor belső ellenállásától való függése sokkal kevésbé kifejezett, mégis a grafikonok arra látszanak utalni, hogy ha növeljük a vezérlő generátor belső ellenállását, akkor kismértékben bár, de megnő az univibrátor holtideje /adott amplitudó esetén/. Egyetlen kivétel a "C" típusu univibrátor, aminél fordított értelmű függés látszik. Figyelembe kell venni azonban, hogy az előző keresztcsatolású univibrátorokkal szemben ez az univibrátor katódcsatolású.

1700/G.

#### IV. A MÉRÉSI EREDMÉNYEK INTERPRETÁCIÓJA

Azt a tényt, hogy az univibrátorok holtideje függ a vezérlőjel amplitudójától, kvalitatíve a következőképpen magyarázhatjuk: Egy keresztcsatolású univibrátor rácsának feszültségei visszabillenés után nem veszik fel azonnal normális értékeiket, hanem a csatoló kondenzátorok töltődése, illetve kisülése következtében a nyitott cső rácsa pozitívabb lesz, a lezárt cső pedig negatívabb, mint normális állapotban. Átbillenés után mindkét rács feszültsége exponenciálisan tér vissza eredeti értékére. Minél közelebb vagyunk tehát a visszabillenés lezajlásának időpontjához, annál jobban különbözik az egyes rácsok feszültsége a normálistól, következésképpen annál nagyobb amplitudóju vezérlőjel szükséges ahhoz, hogy a rácsokon az újabb átbillenés megindításához szükséges változás létrejöjjön. Negatív jellel történő vezérlés esetén pl. a vezérelt rács, - amely egyébként 0 feszültségen van a katódhoz képest-, a visszabillenés után pozitívabb lesz. Pozitív rácsfeszültség mellett rácsáram folyik, ami azt eredményezheti, hogy sokkal nagyobb vezérlő jelet kell betáplálni ahhoz, hogy a rácsárammal shuntolt rácslevezető ellenálláson megkapjuk az átbillentéshez szükséges amplitudót. Ugyanakkor a lezárt cső rácsa negatívabb a normális értéknél s ezért nagyobb jelet kell kapnia a másik cső anódjáról az átbillenés megindulásához. Mindezek következtében hosszabb időnek kell eltelni, hogy az univibrátor kis amplitudóju vezérlő jelre ismét átbillenjen, mint nagy amplitudóju vezérlés esetén; tehát az univibrátor holtideje annál hosszabb, minél kisebb jellel vezéreljük.

A holtidőnek a vezérlő generátor belső ellenállásától való kismérvű függését keresztcsatolású univibrátor esetén valószínűleg azzal magyarázhatjuk, hogy az univibrátor anód-, illetve rácsellenállásával a vezérlő generátor belső ellenállása párhuzamosan kapcsolódik s így kissé csökkenti az időállandókat, ami viszont meggyorsítja az eredeti feszültségek visszaalakulásának folyamatát, tehát bizonyos fokig csökkenti a holtidőt.

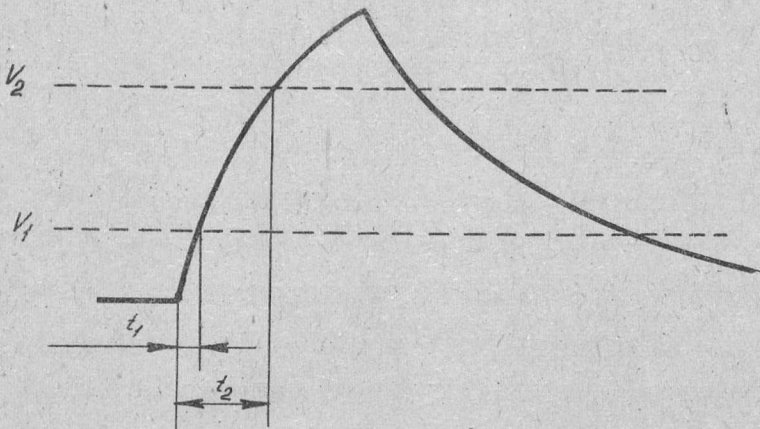
kenti a holtidőt. Ez a holtidő csökkenő hatás nyilvánvalóan annál nagyobb, minél kisebb a vezérlő generátor belső ellenállása. Mindez csak addig igaz, amíg a vezérlő generátor terhelése nem csökkenti lényegesen az univibrátor visszabillenéséhez szükséges jelek amplitudóját.

A fenti magyarázatot, amely a holtidőnek a vezérlő amplitudótól, illetve a belső ellenállástól való függését próbálja értelmezni, csak első, kvalitatív próbálkozásnak tekintjük. A tényleges okok pontosabb feltárására vonatkozó vizsgálataink folyamatban vannak.

#### V. A HOLTIDŐ AMPLITUDÓ-FÜGGÉSÉNEK KÖVETKEZMÉNYEI

- 1./ A mérési eredményekből mindenekelőtt azt a következtetést kell levonnunk, hogy az univibrátor holtidejét nem szabad sztatikusnak tekinteni, amely kizárólag a kérdéses univibrátor jellemző adata. Láttuk u.i., hogy valamely univibrátor holtideje a vezérlő jel amplitudójától is függ, tehát bizonyos vonatkozásban dinamikus jellegű.
- 2./ Gyakorlati következtetésként azt szűrhetjük le, hogy amennyiben részecske számlálásnál a mérőberendezés univibrátorainak holtideje által kiesett beütésszámot akarjuk megbecsülni, úgy a vezérlő jel amplitudójától függően különböző holtidővel kell számolni. Ha az univibrátor indulási feszültségénél kb. ötször nagyobb amplitudóju vezérlő jelet alkalmazunk, akkor a holtidőnek az amplitudótól való függése megszűnik s egyben a holtidőt az univibrátor jelének szélességére redukáljuk.
- 3./ Az amplitudó-függésnek igen kellemetlen következményei lehetnek időmérésnél akkor, ha a vezérlő jel első frontja nem nagyon meredek. /GM-cső jeleknél mindig ez a helyzet/. Ilyenkor u.i. a holtidő második szakaszában, azaz a visszabillenés után érkező lökések csak nagyobb amplitudó esetén tudják beindítani az univibrátort. Ezen nagyobb amplitudó eléréséhez viszont hosszabb időre van szük-





9. ábra.

ség, mint az eredetileg szükséges amplitudó eléréséhez, lévén a vezérlő jel lapos felfutása. A 9. ábrán láthatjuk pl. egy exponenciális felfutású GM-jel esetén, hogy ha az univibrátor  $V_1$  feszültségre billen át, akkor az átbillenés  $t_1$  idővel később történik, mint a GM kisülés kezdete. Ez a késés viszont  $t_2$  időre nő fel, ha az indulási feszültség nem  $V_1$ , hanem  $V_2$  /  $V_2 > V_1$ /. A fellépő késések annál nagyobbak, minél laposabb a vezérlő jel felfutása; a késések száma pedig annál számottevőbb, minél nagyobb részét teszi ki az időegységnek a holtidő által lefedett idő. Utóbbi megnövekszik, ha növeljük a vezérlő jelek időegységenkénti számát s így az a helyzet adódhat elő, hogy pl. egy GM-csővel vezérelt univibrátor spontán késéseinek száma jelentősen megnő, ha a GM-cső beütésszámát preparátummal, vagy más csövek párhuzamosan való kapcsolásával megnöveljük.

A GM-csővel vezérelt univibrátor késését befolyásoló tényezőkkel kapcsolatban végeztünk méréseket; az itt kapott eredményekről külön cikkben számolunk be. /"GM-csővel vezérelt 1700/G.

univibrátor késésének vizsgálata", 597. oldal.

A mérési eredményekből arra kellett következtetnünk, hogy legkisebb holtidővel és legkisebb mérési amplitudó-függéssel a "B" típusu univibrátor rendelkezik. Ezen univibrátor típust tartalmazó gyors formálókort osztályunk Elektronikus Csoportja, közelebbről Koch József és Zsdánszky Kálmán dolgozták ki; a formálókorról részletes leírás egy külön KFKI Közleményekben fog megjelenni.

Kivonatossan elhangzott az 1954. évi fizikus vándorgyűlésen.

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSY LAJOS

Nukleonok spin-kölcsönhatásának

korrespondenciaszerű modelje

Irta: Györgyi Géza

Ismeretes, hogy a magerők mezonelmélete szerint két nukleon között lehetséges olyan kölcsönhatás, amelynek nagysága a nukleonok közötti távolságon kívül a nukleon-spinek egymáshoz és a nukleonokat összekötő vektorhoz viszonyított beállításától is függ. Azt, hogy ilyen kölcsönhatás a természetben létezik, a deuteron kvadrupól-momentumának zérustól különböző értéke bizonyítja. Csak a nukleonok távolságától függő kölcsönhatás esetén ez zérus volna.

Két nukleon spin-spin kölcsönhatásának leírásában jelentős szerepe van az

$$\hat{S} = 3 \frac{(\hat{\sigma}_1 \cdot \mathcal{N})(\hat{\sigma}_2 \cdot \mathcal{N})}{r^5} - \frac{(\hat{\sigma}_1 \hat{\sigma}_2)}{r^3}$$

tenzor-operátornak. Itt  $\frac{\hbar}{2} \hat{\sigma}_1 = \hat{S}_1$  és  $\frac{\hbar}{2} \hat{\sigma}_2 = \hat{S}_2$  az egyik illetve másik nukleon spinjének operátora,  $\mathcal{N}$  az első nukleon helyétől a másikhoz vont vektor, és  $r = |\mathcal{N}|$ .

Két nukleon rendszerére a spinkoordinátára vonatkozóan az állapotoknak egy teljes rendszerét adhatjuk meg, ha felírjuk azokat az állapotokat, amelyekben az eredő spin

$$(\hat{S}_1 + \hat{S}_2)_{ik}^2 = \hbar^2 s(s+1) \delta_{ik}$$

abszolút érték-négyzetének és

$$(\hat{S}_{1z} + \hat{S}_{2z}) = \hbar m_s \delta_{ik}$$

z-komponensének operátora diagonális. Jelentse  $\alpha_1$  és  $\beta_1$  a  $\hat{S}_{1z}$  operátor 1 ill. -1 sajátértékéhez tartozó sajátfüggvényt és 1700/G.

$\alpha_2$  és  $\beta_2$  ugyanezt a másik nukleonra. A két nukleon  $s=0, m=0$  értékéhez tartozó állapotfüggvénye /szingulett/:

$$\mu_{00} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\alpha_1\beta_2 - \alpha_2\beta_1),$$

az  $s=1, m_s = -1, 0, 1$  értékekhez tartozó állapotfüggvények /triplett/:

$$\mu_{11} = \alpha_1\alpha_2$$

$$\mu_{10} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\alpha_1\beta_2 + \alpha_2\beta_1)$$

$$\mu_{1,-1} = \beta_1\beta_2$$

A spinoperátorok a következőképen hatnak az állapotfüggvényekre:

$$\hat{S}_x \alpha = \frac{\hbar}{2} \beta,$$

$$\hat{S}_x \beta = \frac{\hbar}{2} \alpha,$$

$$\hat{S}_y \alpha = i \frac{\hbar}{2} \beta,$$

$$\hat{S}_y \beta = i \frac{\hbar}{2} \alpha,$$

$$\hat{S}_z \alpha = \frac{\hbar}{2} \alpha,$$

$$\hat{S}_z \beta = \frac{\hbar}{2} \beta.$$

Ezek felhasználásával kiszámíthatjuk a tenzoroperátor várható értékét az egyes állapotokban:

$$\langle \hat{S} \rangle_{00} = 0 \quad /1/$$

$$\langle \hat{S} \rangle_{11} = \frac{3z^2 - r^2}{r^3} \quad /2/$$

$$\langle \hat{S} \rangle_{10} = 2 \frac{r^2 - 3z^2}{r^3} \quad /3/$$

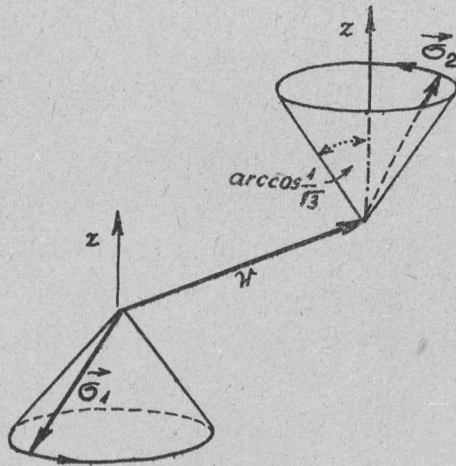
$$\langle \hat{S} \rangle_{1,-1} = \frac{3z^2 - r^2}{r^3} \quad /4/$$

A következő számítás célja az, hogy a kétnukleonrendszer spinállapotairól alkotott szemléletes klasszikus elképzelés alapján megindokoljuk a kvantummechanikai számítás /1-4/ eredményeit.

A szingulett állapotban a két nukleon spinvektora által bezárt szög cosinusának várható értéke -1, ezért erről az állapotról a következő képet alkothatjuk; <sup>+</sup> az egyes nukleon-spinnek abszolútértéke operátorának sajátértéke  $\hbar\sqrt{3}/2$ ,

<sup>+</sup> Blatt-Weisskopf: Theoretical Nuclear Physics. 1700/G.

a z-komponensek operátorának sajátértékei  $\hbar/2$  ill.  $-\hbar/2$  ; ennek megfelelően a szemléletes modelben a spinek a z-tengelylyel  $\arccos \frac{1}{3}$  ill.  $\pi - \arccos \frac{1}{3}$  szöget zár be. Mithogy a z-komponensek diagonális operátorok, a csereelációk értelmében az x és y komponensek teljesen határozatlanok:  $\langle \hat{\sigma}_x \rangle = \langle \hat{\sigma}_y \rangle = 0$  mindkét nukleonra. De nem egymástól függetlenül vannak "elkenve", mert  $\langle \hat{\sigma}_1 \hat{\sigma}_2 \rangle = -3$ , viszont  $\langle \hat{\sigma}_{1z} \hat{\sigma}_{2z} \rangle = 1$ . A model számot ad mindkét tényről, ha a spinvektorokat úgy képzeljük el, hogy a z-tengely körül egy kupfelületet leírva pörögnek, de minden pillanatban antiparallelek /1. ábra./. A model az összes kvan-



1. ábra.

tummechanikai várható értéket, mint időbeli átlagot szolgáltatja. Számítsuk ki e pörgő spinvektorokra az  $S$  kifejezés időbeli átlagát /a következőkben a  $\wedge$  jel nélkül írt mennyiségek nem operátorok, hanem a modelben szereplő megfelelő mennyiségek/:

A mondottak értelmében:

$$\vec{\sigma}_1 (\sqrt{2} \cos \varphi, \sqrt{2} \sin \varphi, 1) \quad , \quad \vec{\sigma}_2 (-\sqrt{2} \cos \varphi, \sqrt{2} \sin \varphi, -1).$$

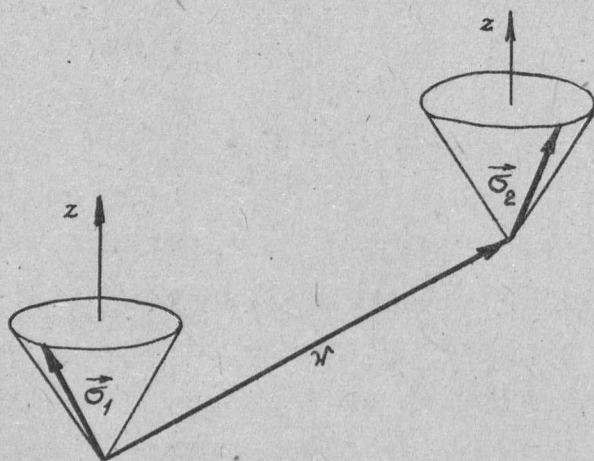
/ A  $\varphi$  szög az x és y komponensek "elkentsége" miatt minden értéket egyenlő valószínűséggel vesz fel, tehát  $\overline{\cos \varphi} = \overline{\sin \varphi} = \overline{\cos \varphi \sin \varphi} = 0$ ,  $\overline{\cos^2 \varphi} = \overline{\sin^2 \varphi} = \frac{1}{2}$ ./

Könnyű számítás mutatja, hogy  $\overline{S}=0$ , megegyezésben /1/-el. A modelben ez annak a következménye, hogy /ha pl. a spinvektorok kölcsönhatás mágneses természetű/ a forgás révén az egyik spin a másik nukleon által keltett mágneses erővonalakkal átlag ugyanannyiszor párhuzamos, ahányszor mint antipárhuzamos.

Az  $s=1, m=1$  állapotban  $\langle \hat{\sigma}_1 \hat{\sigma}_2 \rangle = \gamma_{12} \sigma_{2z}^{-1}$ , ezért fel kell tételeznünk, hogy  $\vec{\sigma}_1$  és  $\vec{\sigma}_2$  x,y síkbeli azimutjai:  $\varphi_1$  és  $\varphi_2$  egymástól függetlenül minden értéket felvehetnek. Most tehát

$$\vec{\sigma}_1(\sqrt{2} \cos \varphi_1, \sqrt{2} \sin \varphi_1, 1), \vec{\sigma}_2(\sqrt{2} \cos \varphi_2, \sqrt{2} \sin \varphi_2, 1), (\cos \varphi_1 \cos \varphi_2 = \sin \varphi_1 \sin \varphi_2 = 0)$$

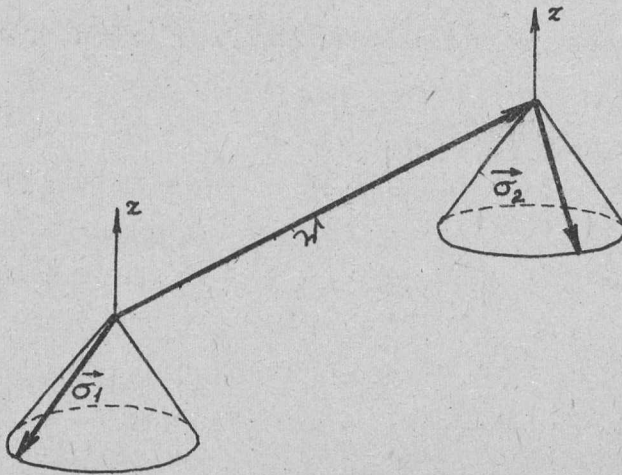
Ezeket helyettesítve  $S$  -be  $\overline{S} = \frac{3z^2 - r^2}{r^3}$  adódik, összhangban /2/-vel. Ez két z-irányú, 1 abszolútértékű mágneses momentum klasszikus kölcsönhatási energiája. A spinvektorok x,y síkra vetett vetületeinek egymástól független forgása miatt hatásuk zérusra közepelődik /2. ábra/.



2. ábra.

Az  $s=1, m=1$  esetben a számítás teljesen az előző eset menetét követi, s az eredmény is ugyanaz, megegyezésben a

szemlélet alapján várható és a /4/ kvantummechanikai eredménnyel. /3. ábra./

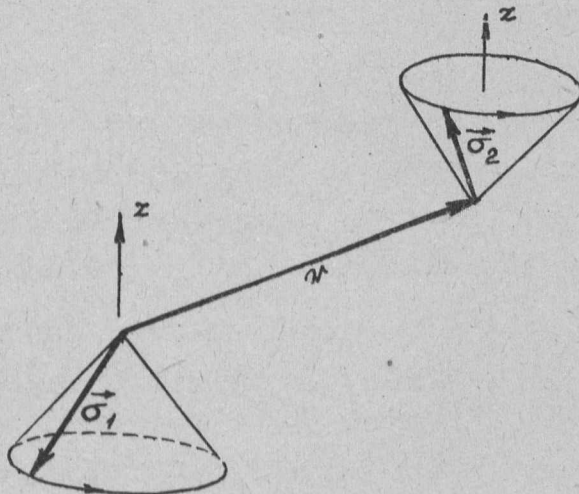


3. ábra.

Az  $m=0$  -hoz tartozó triplet állapotban  $\vec{\sigma}_1$  és  $\vec{\sigma}_2$  x és y komponensei ismét nem függetlenek egymástól, mert  $\langle \hat{\sigma}_1 \hat{\sigma}_2 \rangle = 1$  és  $\langle \hat{\sigma}_{1z} \hat{\sigma}_{2z} \rangle = -1$ , tehát  $\langle \hat{\sigma}_{1z} \hat{\sigma}_{2x} + \hat{\sigma}_{1y} \hat{\sigma}_{2y} \rangle = 2$ , noha  $\langle \hat{\sigma}_{1x} \rangle = \langle \hat{\sigma}_{2x} \rangle = \langle \hat{\sigma}_{1y} \rangle = \langle \hat{\sigma}_{2y} \rangle = 0$ . A model ezt tükrözi, ha  $\vec{\sigma}_1$  és  $\vec{\sigma}_2$  komponenseit így választjuk meg:

$$\vec{\sigma}_1 = (\sqrt{2} \cos \varphi, \sqrt{2} \sin \varphi, 1), \quad \vec{\sigma}_2 = (\sqrt{2} \cos \varphi, \sqrt{2} \sin \varphi, -1)$$

Ezek a z tengely körül egy meridiánsíkban forgó s az x,y síkhoz  $\arcsin 1/\sqrt{3}$  szöggel hajló vektorok. A számítás szerint  $\vec{J} = 2 \frac{r^2 - 3z^2}{r^5}$  megegyezésben /3/-el. /4. ábra/.



4. ábra.

## AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: FARAGÓ PÉTER

### Mágneses tér stabilizátor magnyomaték mérésére II.

#### A mágnes.

Irta: Feit Pál, Gécs Mária, Mertz János

Az első cikk /1/ ismertette azt a speciális berendezést, melynek segítségével a magnyomaték mérés abszorpciós jele hibajelet ad akkor, ha a mágneses tér értéke igen kis mértékben is eltér egy meghatározott értéktől. Jelen cikkünkben a méréshez használandó elektromágnes leírását adjuk. Magát az elektronikus stabilizáló berendezést harmadik cikkünk fogja leírni.

#### Követelmények:

Póluspofa átmérő	$D = 270$ mm
Légrés	$l = 50$ mm
Légrés indukció	$B_l = 7000$ Gauss

A mágnes vas-anyagánál a magas telítési indukción kívül kívánatos volt a kis remanens mágnesség és kis koercitív erő, hogy a mágnesen átfolyó áram és a légrésben elért tére-rősség között lehetőleg egyértelmű legyen az összefüggés. Erre a célra a legjobban hozzáférhető anyagnak, a mágnes vasának megrendelése idején, szilíciumos vas, az u.n. dinamó-lemez anyaga látszott.

A Kőbányai Vas- és Acélöntőde által öntött vas a megengedettnél nagyobb mértékben volt salakzárványos, úgyhogy a megmunkálásnál az eredetileg tervezett 30 cm pofaátmérőről le kellett mondani és meg kellett elégedni a 27 cm pofaátmérővel.

A jármoknál valamivel szerencsésebb a helyzet, úgyhogy ezek keresztmetszetét kevésbé kellett csökkenteni. Így a jármok nincsenek az eredetileg tervezett  $B_{\max} = 1600$  Gauss telítési indukcióra igénybe véve, hanem csak kevésbé. Ez rész-1700/G.



ben szerencsés, mert esetleg más célra /pl. mikrotron/ remény van a mágneses tér növelésére. Megjegyzendő, hogy a járomnál nem is törekedtünk a salakzárványok tökéletes kiküszöbölésére, mert a pofák közti tér homogenitását nem igen zavarja a járom anyagának inhomogenitása.

A mágnes jelenleg provizorikus tekercsekkel működik. Az így elérhető térerősség kb. 3000 Gauss. Ezen térerősség mellett végeztünk térbeli homogenitásra vonatkozó méréseket mag-rezonancia-abszorpcióval. Az erre vonatkozó mérések azt mutatták, hogy a pofák mentén radiális irányban 2000 Gauss térerősség mellett a tér inhomogenitása kisebb, mint 0,05 Gauss/cm. Ez megfelel  $2,5 \cdot 10^{-5}$ /cm inhomogenitás értéknek.

Sajnos a pofák homogén volta sem teljesen bizonyos. A megmunkált felületek alatt zárványok lehetségesek. Ezeket, illetve az általuk okozott inhomogenitást csak a tervezett 7000 Gauss-os légrésindukció elérése esetén lehet megvizsgálni.

Kisebb térbeli inhomogenitások kiküszöbölése lehetséges lesz majd az u.n. béleléssel. Ennél az eljárásnál a pofák közti tér feltérképezése után vékony ferromágneses lemezekkel úgy bélelik ki a pofák felületét, hogy az inhomogenitás csökkenjék.

#### A mágnes méretei:

A vas az 1. ábrán /1. 641. oldal/ látható módon osztva 6 darabból készült. Ennek előnye az egy fogással való megmunkálhatóság, ami a szükséges geometriai követelmények /pontosan szemben fekvő és pontosan párhuzamos pofafelületek/jó betartását teszi lehetővé. A póluspofákat 3-3 db. csavar tartja. Párhuzamosságukat a konstrukció biztosítja, szembenállásuk beállítása külön sablonnal történik. A vas összsúlya  $G_v = 590$  kg.

#### A mágneses kör méretezése.

Levegő keresztmetszet:

$$F_l = \frac{D^2 \pi}{4} = 572 \text{ cm}^2$$

Hasznos fluxus:

$$\phi_h = B_l F_l = 4 \cdot 10^6 \text{ Maxwell.}$$

1700/G.

A szórás miatt ez a fluxus megnövelendő. Hasonló geometriai elrendezésű mágnesnél a várható szórt fluxus értékét az alábbi táblázat adja /2/:

$l/D$	$\phi_o'/\phi_h$
$\frac{1}{2}$	2
$\frac{1}{4}$	1.5
$\frac{1}{10}$	1.2

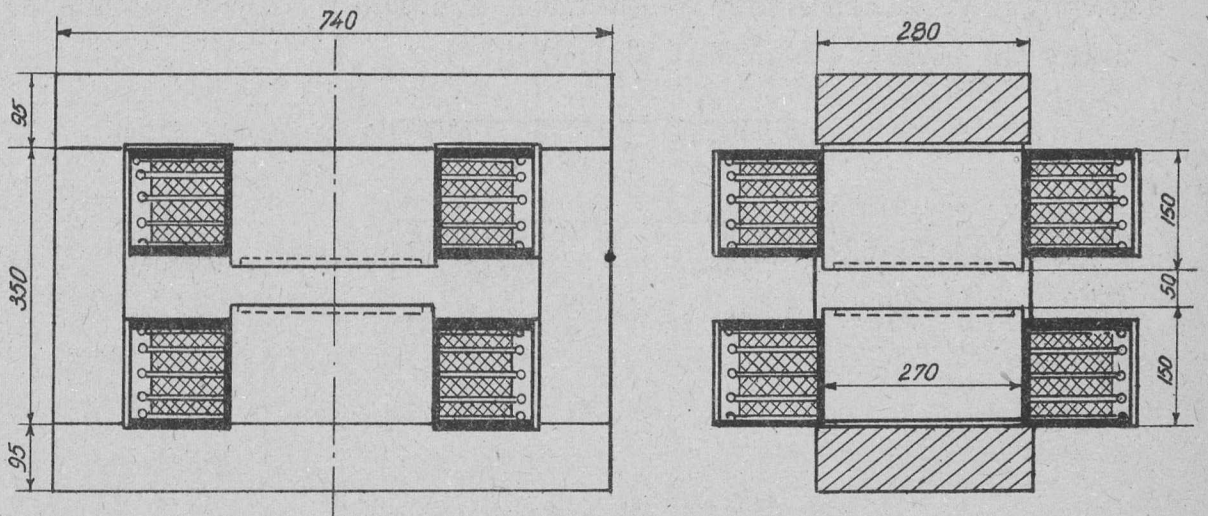
ahol  $l/D$  a légrés adatai és  $\phi_o'$  az összes fluxus.  
 Légrés hossz/átmérő:  $l/D \approx \frac{1}{5}$   
 Összes fluxus:  $\phi_o' \approx 1.4 \cdot \phi_h = 5.6 \cdot 10^6$  Maxwell  
 Összes járom keresztmetszet:  $F_j = 532 \text{ cm}^2$   
 Pofa keresztmetszet:  $F_p = F_l = 572 \text{ cm}^2$   
 Járom indukció:  $B_j = \frac{\phi_o'}{F_j} = 10500$  Gauss  
 Pofa indukció:  $B_p = \frac{\phi_o'}{F_p} = 9800$  Gauss  
 Erővonal hossz a levegőben:  $l_l = 5 \text{ cm}$   
 " " pofában:  $l_p = 30 \text{ cm}$   
 " " járomban:  $l_j = 118.6 \text{ cm}$

Az egyes szakaszokra eső szükséges gerjesztést Amper-menetben az alábbi táblázat tartalmazza:

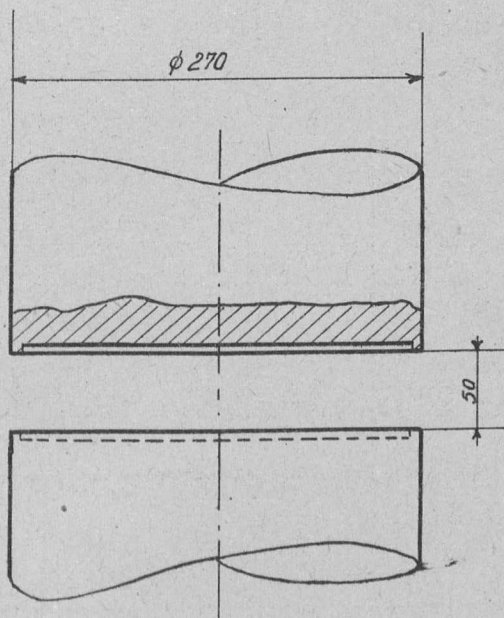
	$\phi$ Maxwell	F $\text{cm}^2$	B Gauss	H Am/cm	l cm	$\Theta$ Am
Légrés	$4 \cdot 10^6$	572	7000	5600	5	28000
Pofa	$5.6 \cdot 10^6$	572	9800	3.4	30	102
Járom	$5.6 \cdot 10^6$	532	10500	4	118.6	475

$$\Theta_o' (\text{Am}) = 28577$$

Tehát a szükséges összes gerjesztés  $\Theta_o'$  28600 Amper-menet.  
 1700/G.



1. ábra



2. ábra

### Homogenizáló gyűrű.

A mágnes-pofák közti tér térbeli homogenitása igen fontos. Ezért a pofák szélén a szórt teret u.n. homogenizáló gyűrűvel csökkentjük /3/, miáltal a pofák közti tér nagyobb területen tekinthető homogénnek. /2. ábra. 1. előző oldalon/

A tér homogenitása szempontjából igen lényeges az egész vas jó megmunkálása. A vas öntését a Kőbányai Vas- és Acélöntőde végezte, megmunkálását az Ujításokat Kivitelező Vállalat.

### A gerjesztő tekercs.

A mágnes alsó és felső pólusán azonos méretű olajhűtésű tekercs foglal helyet. A nagyobb biztonság és jobb helykihasználás érdekében az olaj nem közvetlenül hűti a tekercset, hanem a tekercs belsejében fejlődő hőenergiát vörösrézből készült hűtőtárcsák vezetik ki a tárcsák kerületére forrasztott vörösréz hűtőcsövekhez, melyekben a hűtőolaj közlekedik. /2/ /3. ábra/ A hűtőolajat centrifugál szivattyú szállítja a mágnes-tekercs hűtőtárcsáihoz a vízűtéses hőelvonó egységen keresztül. A tekercsben elhelyezendő hűtő tárcsák számát az a követelmény szabja meg, hogy a tekercseknek a hűtő tárcsától legmesszebb eső pontja sem melegedjék a megengedett hőmérséklet fölé. Esetünkben szükségesnek látszott öt hűtőtárcsa alkalmazása, miáltal egy tekercset négy tekercselemre bontottunk fel.

A tekercs és a ház között cca 4000 V, a tekercs két vége között 2100 V feszültség lép fel. A hűtőtárcsákat ilyen nagy feszültségre szigetelni nem lehet, a vastag szigetelőréteg u.i. jó hőszigetelést is jelentene. Egy tekercs-elem két vége között csak  $2100/8 = 263$  V feszültség ébred. Az egyes tekercs-elemeket csak erre a feszültségre szigeteljük. Hogy ennél nagyobb feszültség ne léphessen fel, azt azzal biztosítjuk, hogy a tekercselem végeket a hűtőtárcsákhoz kötjük, és a hűtőtárcsákat egymástól és a környezettől elszigeteljük. A hűtőolaj egyik hűtőtárcsáról a másikig gumicsövön közlekedik. 1700/G.

Ugyancsak gumicső köti össze a két pólus-tekercset egymással, illetőleg a szivattyúval és hőelvonóval.

A mágnes-tekercset jól földelt sárgarézlemez burkolja be, miáltal a mágnessel végzett mérés teljesen veszélytelené valik.

### A gerjesztő-tekercs adatai és ellenőrzése.

Egy tekercs-elem meneteinek száma	$w' = 4250$
Az összes menetszám	$w = 8,4250 = 34000$
A tekercs anyaga $\varnothing 0,65$ mm-es zománchuzal	
A tekercsben folyó áram:	$i = 0,842 \text{ A}$
A gerjesztő Ampere-menetszám:	$\Theta_0 = 0,842 \cdot 34000 = 28600 \text{ Am}$
A tekercs közepes menethossza:	

$$l' = \frac{510 + 286}{2} \pi = 1250 \text{ mm} = 1,25 \text{ m}$$

Az egész tekercs-anyag hossza:  $l = l' w = 1,25 \cdot 34000 = 42500 \text{ m}$   
1000 m huzal súlya:  $G' = 3 \text{ kg}/1000 \text{ m}$

Az egész tekercs anyag súlya:  $G_r = \frac{G' l}{1000} = \frac{3 \cdot 42500}{1000} = 127 \text{ kg}$

1 m huzal ellenállása  $20^\circ\text{C}$ -on:  $r' = 0,052 \ \Omega / \text{m}$

Az egész tekercs ellenállása:  $r = l r' = 42500 \cdot 0,052 = 2210 \ \Omega$

Feszültség a tekercs két vége között:

$$U = i r = 0,842 \cdot 2210 = 1860 \text{ V}$$

Az egész tekercsben keletkező összes veszteség:

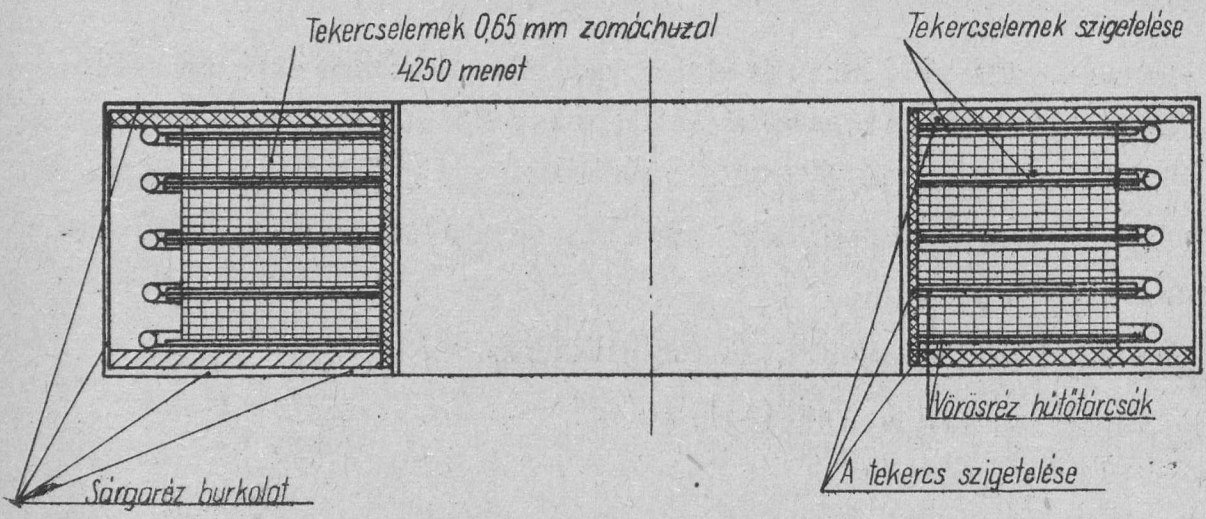
$$W = U \cdot i = 1860 \cdot 0,842 = 1565 \text{ W}$$

Egy tekercs-elemben keletkező veszteség:

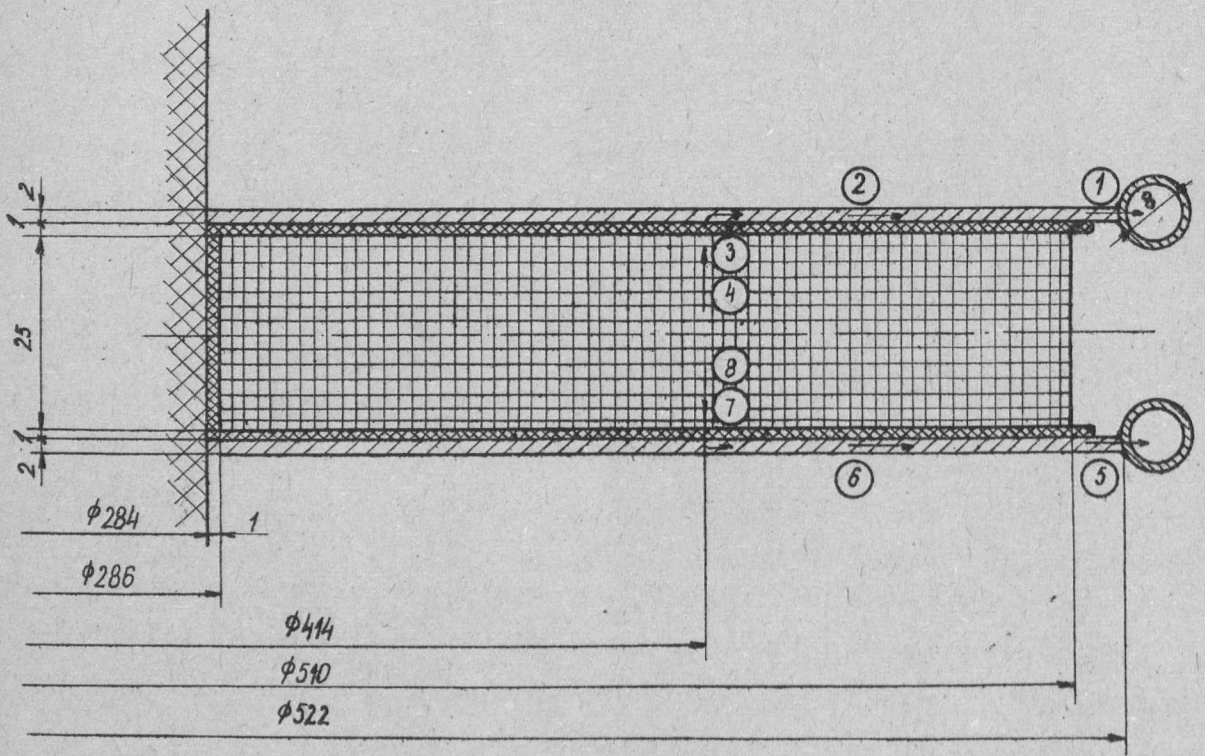
$$W' = \frac{1565}{8} = 196 \text{ W}$$

Az eddig felírt adatok  $20^\circ\text{C}$ -os vörösrézre vonatkoznak. A keletkező veszteségek hatására a tekercs felmelegszik. Ezáltal megnő az ellenállása, megnő a tekercs két vége közt ébredő feszültség, valamint a veszteség is. A megváltozott ellenállás számításához ismernünk kell a tekercs közepes hőmérsékletét. Ki kell számítanunk továbbá a tekercsben fellépő maximális hőmérsékletet is, mely a szigetelő lakk korrozója miatt  $110^\circ\text{C}$ -ot nem léphet túl.

1700/G.



3. ábra.



4. ábra.

A hűtés méretezésére részletes számításokat végeztünk /4/. Itt azonban csak a fontosabb adatokat, a számítás menetét és végeredményét ismertetjük.

A gerjesztő tekercs hűtésének adatai és ellenőrzése.

A vörösréz hűtőtárcsa vastagsága:	$\delta = 2 \text{ mm}$
A vörösréz hűtőtárcsa külső átmérője:	$D = 522 \text{ mm}$
A hűtőcső belső keresztmetszete:	$F = 0,503 \text{ cm}^2$
A hűtőolaj köbtartalom sebessége:	$V = 52 \text{ cm}^3/\text{sec}$
A hűtőolaj felmelegedése:	$\Delta \vartheta' = 20 \text{ C}^\circ$

A hőenergia áram utja a tekercs belsejében a következő:

a/ a hőenergia a tekercs közepe felől kettőfelé, a hűtőtárcsák felé áramlik, /I<sub>4</sub>, I<sub>8</sub>/, /4. ábra/ a tekercs rézanyagán és a közte lévő zománc szigetelésen és szigetelő lakkon keresztül.

b/ Onnan pedig a tekercselem szigetelését képező 1 mm vastag pabiton keresztül a hűtőtárcsába. /I<sub>3</sub>, I<sub>7</sub>, 4. ábra/

c/ A hűtőtárcsákban radiális irányban áramlik a hőenergia a kerületre forrasztott hűtőolajat tartalmazó csövekhez. /I<sub>2</sub>, I<sub>6</sub>, 4. ábra/

d/ A hűtőcső faláról a hűtőolajba lép a hőenergia /I<sub>1</sub>, I<sub>5</sub>, 4. ábra/.

A hőmérséklet kiszámításához azt az utat követtük, hogy felállítottuk a gerjesztő tekercset jellemző kalorikus ellenállások hálózatát. /4/ A problémát azután a villamos ellenálláshálózatok analógiájára oldottuk meg. Az analógia értelmében az áramnak a hőenergia áram, a feszültségnek a hőfok, az ellenállásnak a kalorikus ellenállás felel meg. A számítás a következő eredményre vezetett.

A tekercs maximum hőfoka:	$\vartheta_{\text{max}} = 70 \text{ C}^\circ$
A tekercs közepes hőfoka:	$\vartheta_{\text{közepes}} = 52,3 \text{ C}^\circ$
A meleg tekercs ellenállása:	$r_{\text{meleg}} = 2490 \Omega$

1700/G.

A meleg tekercs végei között fellépő feszültség:

$$U_{\text{meleg}} = 2100 \text{ V}$$

A meleg tekercs összes vesztesége:

$$W_{\text{meleg}} = 1770 \text{ W}$$

A melegedésre vonatkozó számítási eredmények várható pontossága - hasonló mérések alapján becsülve -  $\pm 25\%$ .

A mágnesre vonatkozó méréseket ezideig - a térbeli homogenitás mérésén kívül nem végeztük el. Az itt közölt számítási adatokat az olajhűtésű gerjesztőtekercs szerelésének befejezése után fogjuk méréssel ellenőrizni. A cikk megírásakor a szerelés folyamatban van.

Ezen a helyen mondunk köszönetet Ágoston Antal fizikus kartársunknak, aki az Ujitásokat Kivitelező Vállalatnál a vastest mechanikai munkálatait a legnagyobb gondossággal vezette, valamint Paksy Jenő, Gróf Béla, Rép Ferenc és Oláh Károly műszerész kartársaknak, akik osztályunk házi műhelyében a gerjesztőtekercs kivitelezésén dolgoznak.

#### I r o d a l o m :

- 1/ Gécs, KFKI Közlemények, 2. év. 1. old. /1954./
- 2/ Nucleonics. jul. 1950. pp. 72.
- 3/ M.E. Rose, Phys.Rev. 53, 715 /1938/.
- 4/ Feit, Villamos gépek hűtése /Mérnöki Továbbképző Intézet, 1954./

Érkezett: 1954. november 4.



# AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE

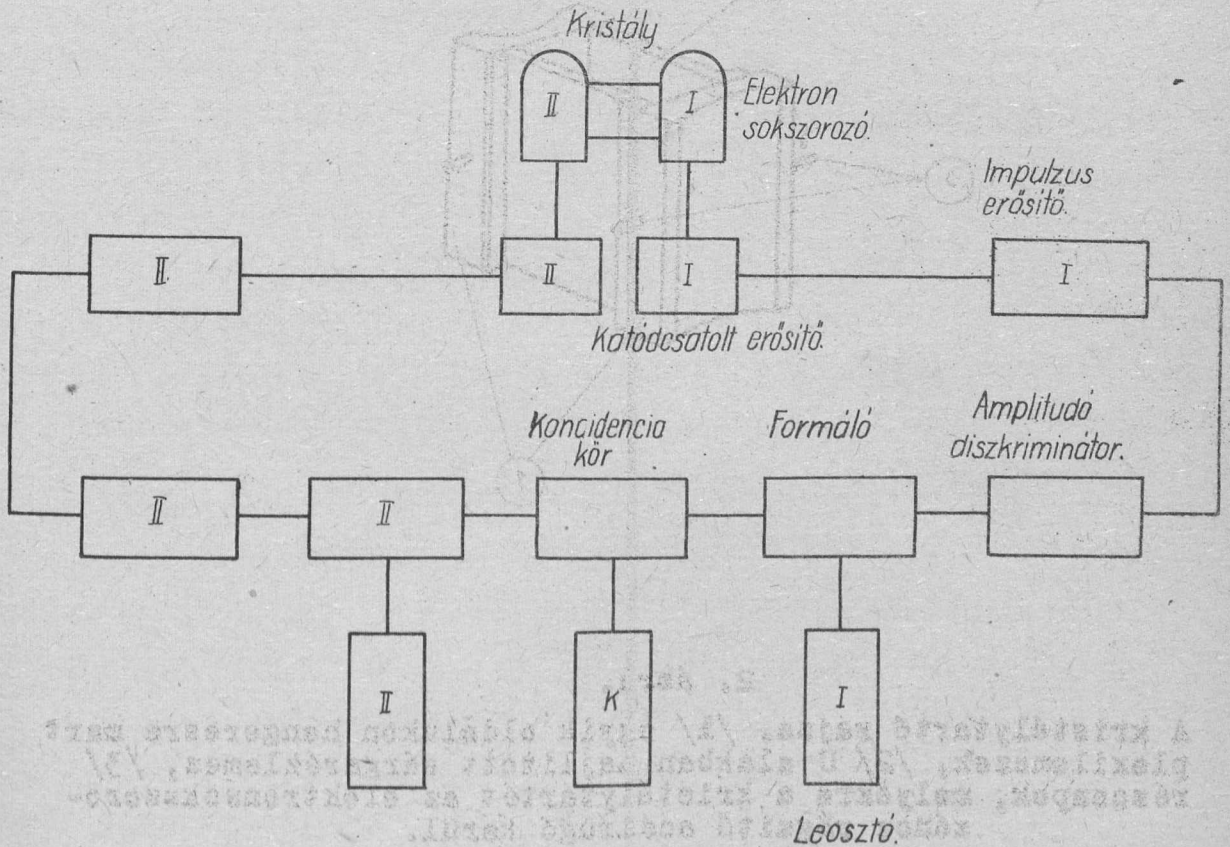
OSZTÁLYVEZETŐ: FARAGÓ PÉTER

## Szcintillációs számláló berendezés

Irta: Keszthelyi Lajos

Egy előbbi dolgozatban /1/ beszámoltam a szcintillációs számlálóval végzett mérésekről. Jelen dolgozat a kísérleti berendezés részletes leírását tartalmazza.

A kísérleti berendezés bloksémáját az 1. ábra mutatja. A berendezés egyes alkotórészeit külön tárgyalom.



1. ábra.

Az elektronikus berendezés blokk-

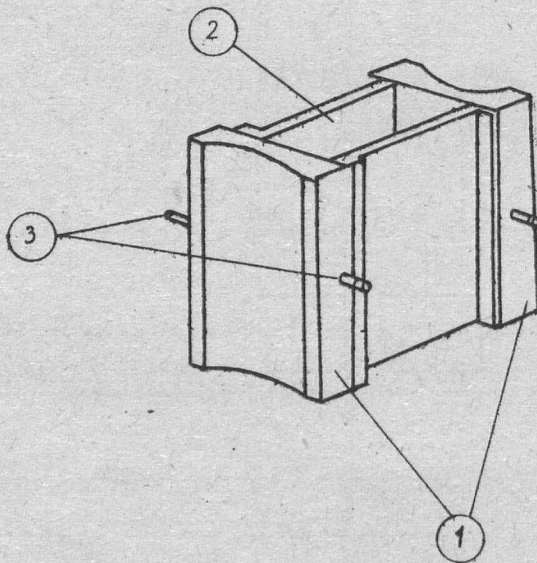
1700/G.

sémája.

1/ A szcintilláló kristály és kristálytartó.

A mérőkristályként használt talliummal aktivált NaJ kristály /készítette Tarján Imre és Turchányi György/ méretei: 10,4 . 16,2 . 22,1 mm. A kristály szemmel nézve teljesen tisztaságú, átlátszó. A NaJ erősen higroszkópos vegyület, szabad levegőn felülete megsárgul. Az átlátszatlan sárga jódréteget acetonban lehet mosni a kristályról. A megtisztított kristály paraffin olajban sötét helyen hónapokig átlátszó marad.

A kristályt mérés közben a fotoelektronsokszorozó katódjához minél közelebb kell elhelyezni, hogy minél jobb legyen a fényösszegyűjtés és nedvességtől védő olajréteggel kell körülvenni. Ezt a célt szolgálja a kristálytartó /2. ábra./.



2. ábra.

A kristálytartó rajza. /1/ egyik oldalukon hengeresre mart plexilemezek, /2/ U alakban hajlitott sárgarézlemez, /3/ részcsapok, melyekre a kristálytartót az elektronsokszorozóhoz rögzítő acélrugó kerül.

U-alakban hajlitott és az éleken peremezett 0,5 mm vastag rézlemez két oldalt egy-egy plexilapra van ragasztva /hidegen kötő "araldit" cementtel/. A plexilemezek hengeresre mart 1700/G.

oldalukkal illeszthetők a két elektronsokszorozó hengeres üvegballonjára. A kristálytartóba helyezett kristály paraffinolajban állt és négy oldalról 0,1 mm vastag reflektáló alumínium fólia vette körül. A NaJ kristály törésmutatója nagy: 1,77 /2/. Téglatest alakú kristályból a kristályban keletkező fénynek 8,7 %-a lép ki bármelyik lapon a levegőbe, összesen 52 %, a további 48 % a totálreflexió miatt nem lép ki /2/. Az alaplapon kilépő fény mennyiségét az oldallapokon lévő reflektáló felületek csak elhanyagolható mértékben növelik meg, míg a fedőlapon levő reflektáló lemez kb. kétszeresíti /2/. Az általam használt 931/A elektronsokszorozó esetén nem kerülhető el a totálreflexió miatt bekövetkező veszteség. Csak azt lehet megvalósítani, hogy az üvegballon belső felületéig törésmutatóban kicsit különböző anyagokban haladjon a fény. A paraffinolaj, plexilemezek és üveg törésmutatója kb. 1,5, tehát a plexilemez és üveg közé juttatott paraffinolajjal elérjük azt, hogy nagymértékű totálreflexió csak egyszer van, mikor a szcintilláló fény az üvegballonból az elektronsokszorozó vákuumterébe jut.

A kristálytartót acélrugó rögzíti a két elektronsokszorozó üvegballonjához. A kristály kb. három hónapig volt ebben a helyzetben és ekközben szemmel semmi elváltozás nem volt tapasztalható rajta.

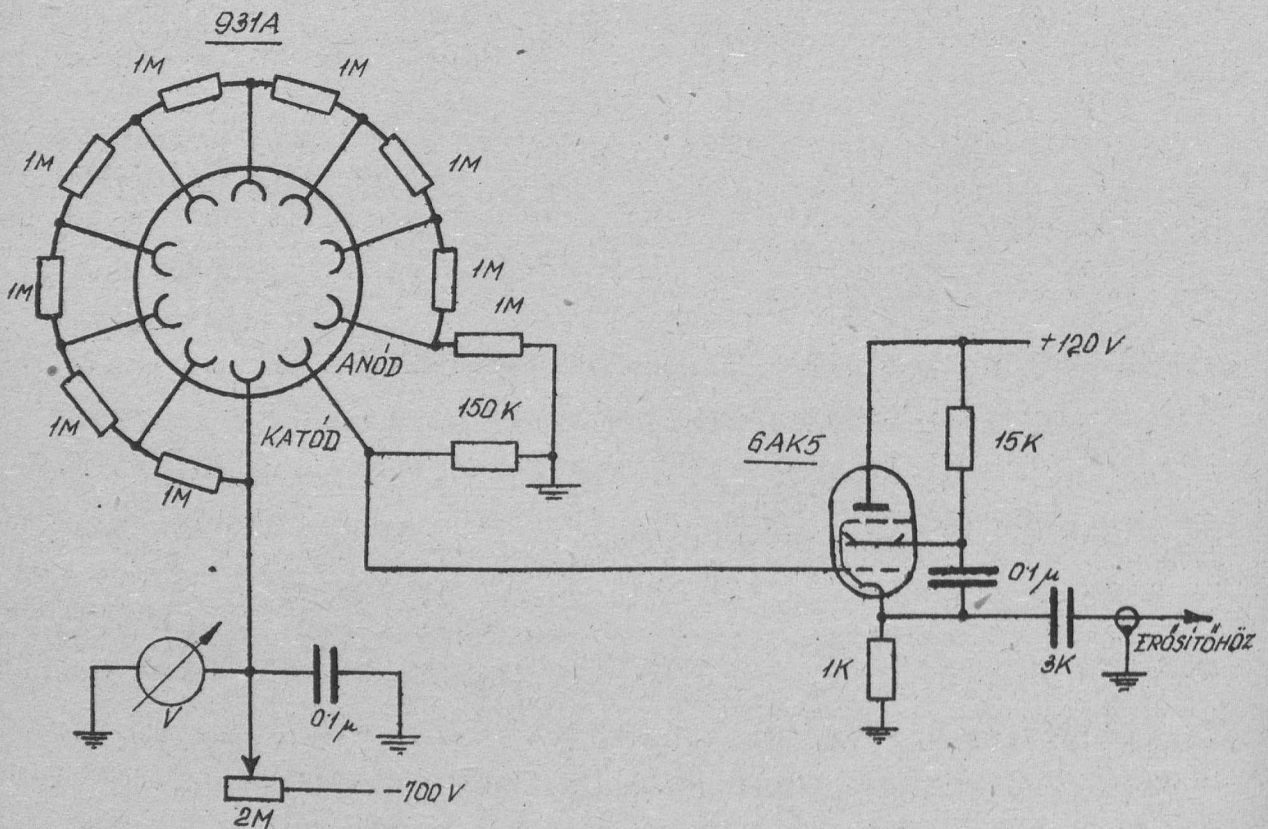
## 2/ A fotoelektronsokszorozó és katódcsatolt erősítő.

A fotoelektronsokszorozó 931/A típusu, 9 sokszorozó fokozattal, üvegballonon belül elhelyezett kb. 1,9 cm<sup>2</sup> felületű fotokatóddal.

Az egyes dinódák 1 M $\Omega$  -os ellenállásokból álló láncról kapták a tápfeszültséget, összesen kb. 900 V-ot anódtelepekből. Az osztóláncre jutó feszültséget változtatható előtétellenállással /2 M $\Omega$  -os potméter/ lehet szabályozni, külön-külön mindkét sokszorozónál. A tápfeszültség nagyfrekvenciás zavarait egy-egy 0,1  $\mu$ F-os kondenzátor szűrte. A mérésekben használt két elektronsokszorozó különbözött egymástól. 1700/G.

Előzetes mérések szerint az I. sokszorozónak jobb a fényérzékenysége és kisebb a zaja, mint a II.-nak. A számlálás szempontjából fontos az elektronsokszorozó anódelőállításának helyes megválasztása /3/. Jelen elrendezésben  $150\text{ K } \Omega$  szükséges, amint azt később tárgyalni fogjuk.

Az elektronsokszorozók impulzusai közvetlenül egy egy katódcsatolt erősítőbe jutnak, amelyeket nagy bemenő és kis kimenő impedancia jellemez. E fokozat közbeiktatása azért szükséges, hogy az erősítőhöz vezető hosszabb kábel kapacitása /kb.  $50\text{ pF}$ / ne növelje meg az elektronsokszorozó anód-föld kapacitását. Nagyobb anód-föld kapacitás esetén az elektronsokszorozó impulzusainak amplitudója kisebb, ugyanis az anódra érkező elektrontöltés nagyobb kapacitást kisebb feszültségre tölt fel. Katódcsatolt erősítőt alkalmazva ez az u.n. gyűjtő kapacitás kb.  $10\text{ pF}$ . Az elektronsokszorozó és katódcsatolt erősítő kapcsolási rajza a 3. ábrán látható.



3. ábra.

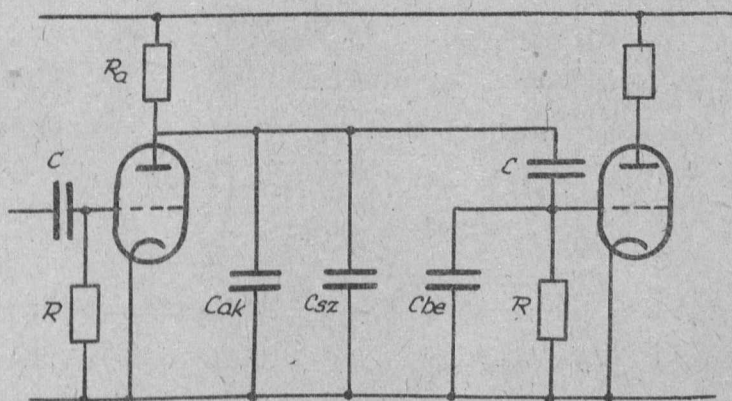
Az elektronsokszorozó és katódcsatolt erősítő kapcsolási rajza. 1700/G.

Az elektronsokszorozó anódján, tehát a katódcsatolt erősítő rácsán megjelenő impulzusok időtartama kb.  $1,5 \mu\text{sec}$  /a kapacitás feszültsége ezalatt az idő alatt esik a kezdeti érték e-ed részére/ úgy a jel, mint a zajimpulzusok esetén. Az impulzusok emelkedési ideje /az az idő, amely alatt az impulzus maximális értékére növekszik/ különböző: A zajimpulzusok emelkedési ideje kb.  $2 \cdot 10^{-9}$  sec, a jelimpulzusoké NaJ kristály esetén kb.  $0,25 \mu\text{sec}$ . Ez a kristály utánvilágítási ideje. Ezen idő alatt kiváltott fotoelektronok okozta elektronlavinákat a fenti anódkomplexum integrálja, mert időállandója a  $0,25 \mu\text{sec}$ -hez képest nagy. A katódcsatolt erősítő nem esőkenti a jelimpulzusok meredekségét, mert sávszélessége kb.  $15 \text{Mc/sec}$ .

### 3/ Impulzuserősítő.

Az elektronsokszorozó impulzus-amplitudójának nagyságrendje  $0,1 \text{V}$ . Ezért további erősítésre van szükség. Ezt a célt egy-egy impulzus-erősítő szolgálja. A következőkben néhány olyan szempontot tárgyalunk, amelyeket az impulzus-erősítő tervezésénél figyelembe kellett venni.

Az impulzuserősítő lényegében egy szélessávu erősítő, melynek  $\nu_a$  alsó határfrekvenciáját az erősítendő impulzusok időtartama,  $\nu_f$  felső határfrekvenciáját az impulzusok emelkedési ideje szabja meg. Az alsó és felső határfrekvenciánál az erősítés a középfrekvenciás erősítés  $\sqrt{2}$ -ed része. A 4. ábrán egy erősítő fokozat elvi rajza látható.



4. ábra.  
Egy erősítő fokozat elvi rajza.

A szélessávú erősítők alsó határfrekvenciája a fokozatokat csatoló RC időállandók értékétől függ. Formahű átvitelhez az szükséges, hogy ez az időállandó lényegesen nagyobb legyen, mint az impulzusok időtartama, mert egyébként az RC-körök az impulzusok alakját eltorzítják, "differenciálják". Az időállandót azonban veszélyes nagyra választani, ha igen nagy amplitudójú impulzusok mellett kis amplitudójú impulzusokat is kell vizsgálni. A nagy pozitív impulzusok valamely cső rácán rácáramot idézhetnek elő, amely a C kapacitást feltöltve a cső munkapontját változtatja meg. Ha a C kapacitás az R ellenálláson át a következő impulzusig kisül, akkor az erősítés nem változik meg a munkapont megváltozása miatt. Ezért gyorsütemű számlálásnál a csatoló RC időállandót kicsire, tehát a szélessávú erősítő alsó határfrekvenciáját magasra kell választani. A mérésekben használt erősítőknél erre nem kellett ügyelni, mert az eredetileg negatív impulzusok csak a második cső rácán pozitívak és itt amplitudójuk még kicsi, nem teszik a rácót a katódhoz képest pozitívvá. Ezért a csatoló RC tagok időállandói  $10^{-3}$  sec értékűek lehetnek. Így a  $1,5 \mu\text{sec}$  időtartamu impulzusokat differenciálás nélkül viszik át.

A felső határfrekvencia megválasztása már nagyobb probléma. A felerősített impulzusok az erősítő  $R_a$  anódeellenállásán jelennek meg, amellyel parallel van kapcsolva az anód-kató kapacitás  $/C_{ak}/$ , a következő erősítő fokozat bemenő kapacitása  $/C_{be}/$  és az anódot terhelő szórt kapacitások  $/C_{sz}/$  összegéből eredő  $C_a$  kapacitás  $/C_a = C_{ak} + C_{be} + C_{sz}/$ .

Egy párhuzamos RC-körre kapcsolt négyszögalaku impulzus maximumát gyakorlatilag  $t_m \approx 5 T$  idő alatt eléri, ahol T a kör időállandója. Jelen esetben az emelkedési idő  $t_m \approx 5 R_a C_a / 4$ . Az erősítő felső határfrekvenciáját szintén az  $R_a C_a$  kör határozza meg:  $\nu_f \frac{0,1}{R_a C_a} / 5$ . Tehát az emelkedési idő és a felső határfrekvencia között a következő összefüggés van:  $t_m \approx 1/2 \nu_f$ . A meredekséget előnyös így kifejezni, mert a felső határfrekvencia pontosabban mérhető kommerciális elektronikus mérőberendezéseinkkel, mint 1700/G.

az emelkedési idő közvetlenül.  $t_m$  kifejezésének ezenkívül még az az előnye, hogy többfokozatos erősítő esetén is érvényes /6/, amikor is  $\nu$  az egész erősítő sávszélessége.

A  $C_a$  kapacitást általában nem lehet 20-25 pF alá csökkenteni, tehát a felső határfrekvencia csak a munkaellenállás csökkentése útján növelhető. A munkaellenállás csökkentése az erősítés csökkenésével jár, ugyanis az erősítés egy fokozatnál  $g_m \cdot R_a / g_m$  az elektroncső meredeksége/, ha az elektroncső belső ellenállása sokkal nagyobb, mint a munkaellenállás. A nagyobb erősítés eléréséhez nem helyes a fokozatok számát növelni, mert akkor a terhelő kapacitások is növekednek. Impulzuserősítőkben tehát olyan elektroncsöveket kell használni, amelyeknek olyan nagy a meredeksége, hogy kis  $R_a$  esetén is elég nagy erősítést kapunk.

Az impulzuserősítő tervezésében még egy nehézség van, ez a kivezérlés problémája. Kívánatos, hogy az erősítés eredményeképpen a kimenő impulzusok közül a legnagyobbak elérjék a 100 V-ot. Eközben az erősítésnek lineárisnak kell maradnia, hogy az impulzusok amplitúdószerinti eloszlása ne változzék meg az erősítőn való áthaladás közben. Ehhez pozitív kimenő impulzusok esetén az kell, hogy a végső cső anódellenállásán legalább 110-120 V feszültségesés legyen nyugalmi állapotban. Ez két módon valósítható meg: Vagy a végső cső anódellenállását választjuk nagyra, vagy nagy áramu végerősítő csövet alkalmazunk. Az utóbbi módszer a helyesebb, mert így kis anódellenállást használhatunk, következésképpen a felső határfrekvencia és az erősített impulzusok meredeksége nem csökken.

A felső határfrekvenciát különböző kompenzáló eljárásokkal adott  $R_a$  és  $C_a$  esetén is lehet növelni. Az anódellenállással sorbakapcsolt L önindukció megnöveli  $\nu_f$  -t, ha jól választjuk meg értékét. Az elektroncső terhelő impedanciája ebben az esetben egy rossz rezgőkör, amelynek rezonanciafrekvenciája olyan frekvenciatartományba esik, amelyben a  $C_a$  kapacitás már jelentékenyen söntöli az  $R_a$  ellenállást.

Itt a rezonancia miatt megnő az erősítés. A rezgőkör kis jósági tényezője pedig biztosítja azt, hogy a növekedés elég széles tartományban történjék. Az  $L$  önindukció értékét helytelenül megválasztva a rezonancia éles lehet és az erősítés rezonanciaszerű élességgel növekedhet meg valamely frekvencián.  $L$ -et a következő egyenlet adja meg:  $L = 0,35 \cdot R_a^2 C_a$  Henry /7/. Így választva  $L$ -et a fokozat felső határfrekvenciája kb. megkétszereződik.

Egy másik gyakran használt módszer olyan frekvenciafüggetlen negatív visszacsatolás alkalmazása, amely egynél több fokozatot fog át. A negatív visszacsatolás az erősítést csökkenti. A magasabb frekvenciáknál, ahol a  $C_a$  kapacitás hatása miatt csökkenne az erősítés, a visszacsatolt jel is csökken. Kisebb negatív visszacsatolás pedig nagyobb erősítést jelent. Így egy egyensúlyi helyzet áll elő, amelynek eredményeképpen - helyes visszacsatolási tényezőt választva - a felső határfrekvencia ismét kb. kétszeresre nő meg. Negatív visszacsatolásnak ezenkívül nagy előnye az, hogy az erősítést stabilizálja: nagymértékben függetleníti a tápfeszültségek ingadozásától.

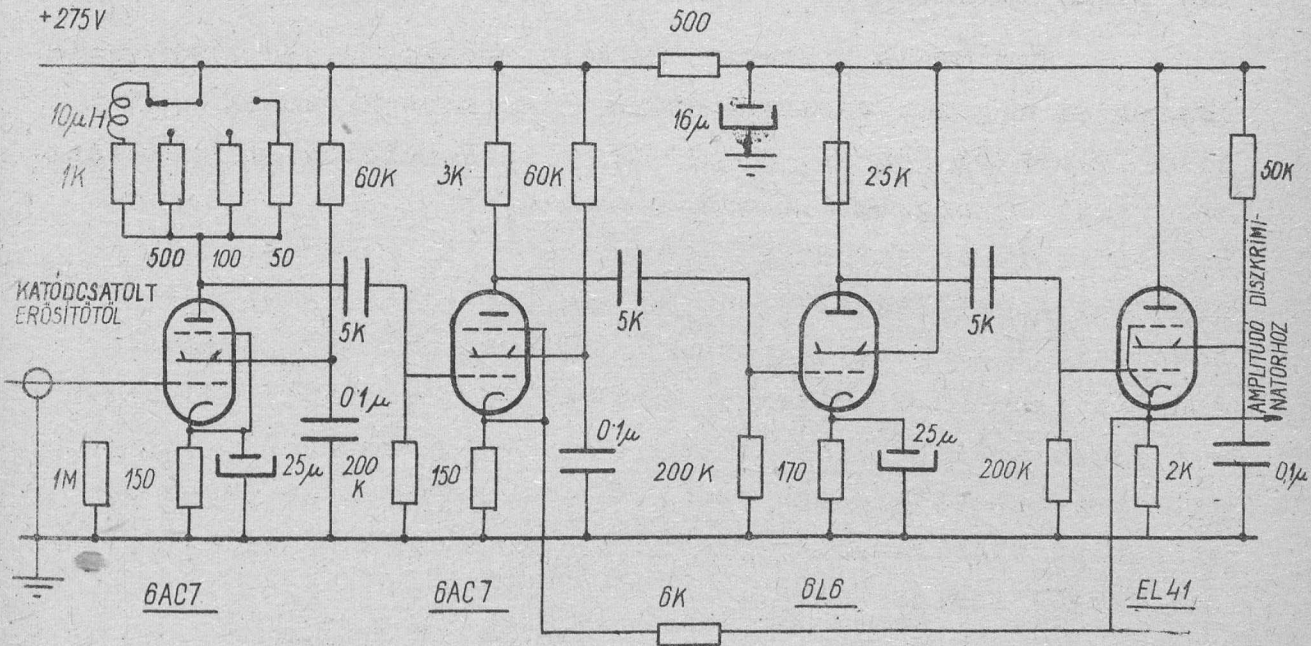
Ezeknek az általános elveknek megfelelően terveztem és építettem meg a mérésekhez szükséges két impulzuserősítőt. A kapcsolási rajz az 5. ábrán látható. /Következő oldalon/

Az első fokozatban önindukció kompenzáció javítja a sáv szélességet, a második és harmadik fokozatban pedig negatív visszacsatolás. A harmadik fokozat egy végerősítő cső, a 100 V-os kivezérlést 70 mA-es anódáram és  $2,5 K \Omega$  anódellenállás biztosítja. Ilyen nagyteljesítményű rétegellenállás nincsen, a szokásos huzalellenállások önindukciójuk miatt nem felelnek meg. Az erősítőkben használt nem-induktív /kereszttekercselésű/ huzalellenállás házilag készült.

Az önindukció értékének kiszámításához, a meghatározott eléréséhez szükséges visszacsatolás meghatározásához ismerni kell a  $C_a$  kapacitást.  $C_a$ -t üzem közben kell mérni, 1700/G.



mert a következő fokozat bemenő kapacitása függ a fokozat erősítésétől.  $C_a$  mérésére a következő eljárást alkalmaztam: Ismert  $R_a$  anóellenállás mellett szignálgenerátor /EMG 1163 típus/ és csővoltmérő /EMG 1321 típus/ segítségével közép és felső határfrekvencia részen meghatároztam az erősítés frekvenciakerarakterisztikáját.  $\nu_f$  értékével meghatározott  $C_a$  segít-



5. ábra.

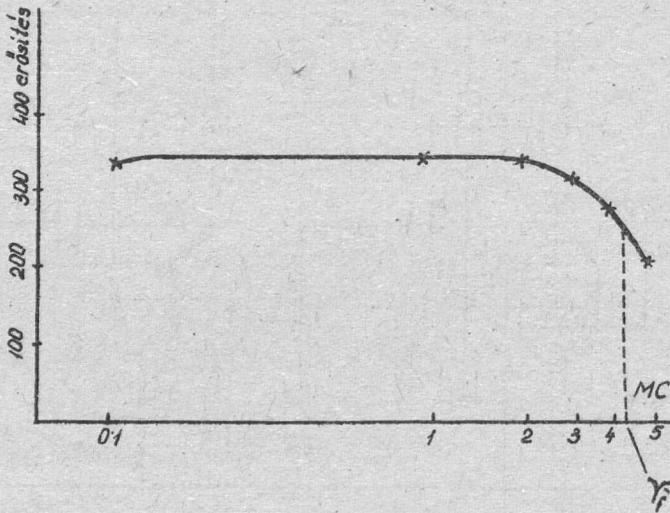
Az impulzuserősítő kapcsolási rajza.

séggel számított L és visszacsatolási érték helyesnek bizonyult. Az erősítő megépítése után a mért frekvenciakarakterisztika a számított frekvencia-karakterisztikával megegyezett.

Az erősítő frekvenciakarakterisztikáját a 6. ábrában /köv. oldalon/ tüntettem fel. Az erősítő felső határfrekvenciája kb. 4,5 Mc/sec, középfrekvenciákon erősítése kb. 350-szeres, amely az első cső anódkörébe helyezett ellenállások segítségével szabályozható.

1700/G.

Az erősítő után egy katódcsatolt erősítő következik. A negatív visszacsatolás a katódcsatolt erősítőről történik a második fokozat katódjára. A háromfokozatos erősítő negatív bemenő impulzusokra pozitív kimenő impulzusokat ad. Az ellenőrző mérések szerint a kimenet lineáris pozitív irányban 110 V kimenő feszültségig. Negatív irányban a katódcsatolt erősítő miatt csak 8 V-ig vezérelhető ki.



6. ábra.

Az erősítő frekvencikarakterisztikája /csak a magas frekvencia-részen/.  $\sqrt{f}$  a felső határfrekvencia.

A 4,5 Mc/sec felső határfrekvencia kb. 0,1  $\mu$  sec meredekséget biztosít, tehát a jelimpulzusok meredeksége nem változik az erősítőn való áthaladás közben.

#### 4/ Amplitudó-diszkriminátor.

Az amplitudó-diszkriminátor fokozat két szempontból szükséges. Egyrészt azért, hogy a jelimpulzusokat a nagyszámú zajimpulzustól elválasszuk, másrészt azért, hogy a jelimpulzusok amplitudóeloszlását vizsgálhassuk. A diszkriminátornak a következő főbb tulajdonságokkal kell rendelkeznie:

a/ Nagy bemenő impedancia, hogy az erősítőt ne terhelje.  
1700/G.

b/ Éles diszkriminálási nivó, hogy kis amplitudókülönbségek is mérhetőek legyenek.

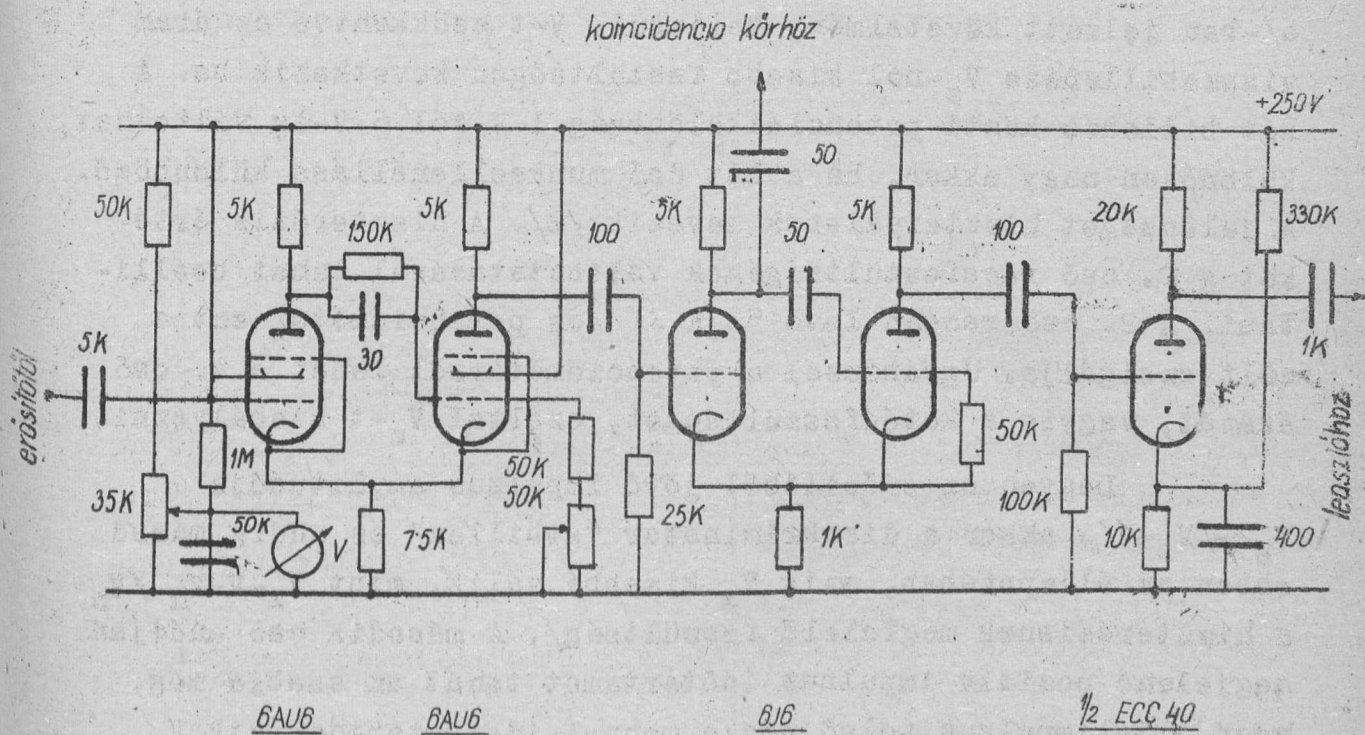
c/ Azonos amplitudóju és meredekségű kimenő impulzusok, függetlenül az impulzusok amplitudójának a diszkriminálási nivó felett levő nagyságától.

d/ Stabil működés, a diszkriminálási nivó lehetőleg ne változzék hosszabb idő alatt sem.

e/ Lehetőség 100 V terjedelmű amplitudóspektrum vizsgálatára.

Ezeket a követelményeket a Schmitt-féle billenő-kör bizonyos módosításával lehetett a legjobban megközelíteni /8/.

Az általam épített diszkriminátor /7. ábra/ működé-



7. ábra.

Az amplitudó diszkriminátor és formáló kör kapcsolási rajza.

se a következő. Nyugalmi állapotban a 2. elektroncső vezet, az 1. elektroncső zárva van. A 2. cső rácását az 1. cső anódjától vezető osztólánc katódpotenciálra állítja, az 1. cső rácását pedig a  $35 \text{ K } \Omega$  -os huzalpotencióméteren levő  $V$  feszültség az elektroncső  $V_z$  zárófeszültsége alatt tartja  $/V$  és  $V_z$  potenciált a földpotenciáltól számítjuk/.

Növeljük az első cső rácsheszültségét a potencióméter segítségével. Ha elérjük a  $V_z$  feszültséget, akkor az 1. cső vezetni kezd, anódfeszültsége csökken, következésképpen a 2. cső rácsheszültsége is csökken. A katódon keresztül ez a csökkenés visszacsatolódik az 1. csőre, azon még nagyobb áram folyik, stb. Végül is az áram a 2. csőből átbillen az 1. csőbe.  $V$ -t tovább növelve az 1. cső katódcsatolt erősítőként működik, vagyis bemenő impedanciája nagy /természetesen nagy volt akkor is, amikor az 1. csővön nem folyt áram/, ezzel az  $a$ -ban jelzett követelmény teljesül.  $V$ -t csökkentve az áram visszabillenése  $V_z$ -nél kisebb feszültségen következik be. A két billenés közti potenciálkülönbség  $1 \text{ V}$ -tól  $6 \text{ V}$ -ig változhat, különösen nagy akkor, ha a két cső munkaellenállása különböző. A jelenséget hiszterézisnek nevezik /8/. A hiszterézis értékét a 2. cső rácsheszültségének változtatásával lehet beállítani. A 2. cső rácán levő  $50 \text{ K } \Omega$  -os potencióméter ezt a célt szolgálja. Ugyanezzel a potencióméterrel lehet a 2. cső áramát, vagyis a katódfeszültséget, ezáltal  $V_z$ -t szabályozni.

Legyen az erősítőből jövő impulzus amplitudója  $V_E > /V_z - V/$ , akkor a diszkriminátor "átbillen" és addig marad ebben az állapotában, amíg  $V_E$  kisebbé válik, mint  $V_z - V - V_h / V_h$  a hiszterézisnek megfelelő feszültség/. A második cső anódján megjelenő pozitív impulzus időtartamát tehát az szabja meg, hogy a jelimpulzus felső része mennyi ideig tartózkodik  $V_z$  felett. Az erősítőből jövő impulzusok alakja háromszögyszerű: meredek induló rész, és lassabb, exponenciális ereszkedő rész. Ha az impulzusok élesek, akkor az olyan impulzusok, melyeknek csak a rövid időtartamu csúcsa nagyobb  $V_z$ -nél, nagyon rövid ideig tartják az 1. rácsheszültségét  $V_z$  feszültségnél  $1700/G$ .

nagyobbnak. Ennek kellemetlen következménye az, hogy a billenés nem teljes. A kimenő impulzusok amplitudója nem éri el a 2. cső lezárásának megfelelő amplitudót. Ezt az effektust csak a bemenő impulzusok időtartamának hosszabbításával lehet csökkenteni. Az elektronsokszorozó anódköri időállandója ezért nagyobb annál az értéknél, amely az  $NaJ / Te /$ -ból eredő fotonok veszteségnélküli összegyűjtéséhez szükséges / 1. 2. rész/. A nagyobb anódköri időállandó kevésbé meredek emelkedő részt biztosít. Ezzel elértem azt, hogy egy minimálisnál kisebb amplitudók nem fordulnak elő a diszkriminátor kimenő impulzusai között. A kimenő impulzusokat equalizálni lehet egy további billenőkörrel, amelynek indító feszültsége kisebb, mint a diszkriminátor minimális amplitudója. A c/ követelmény egy része /azonos nagyságu impulzusok/ eszerint csak ilyen közvetett úton teljesül. Az impulzusok meredeksége azonban elég rossz, kb.  $1/4$  sec /oszcillográfon mérve/.

Az éles diszkriminálási nivó a  $V_z$  feszültség élességétől függ. A diszkriminátorban 6AU6 éles levágásu pentódát használva a b/ követelmény is teljesült.

Stabil működést a rendszer szimmetriája és stabilizált tápfeszültségek biztosítják. Ennek vizsgálati módszerét később tárgyaljuk /1. 9. rész/.

A  $35\text{ k}\Omega$ -os huzalpotencióméter segítségével változtatható a  $V$  feszültség, amely megszabja, hogy milyen amplitudóju impulzusok billentik át a rendszert, a  $V_z$  feszültség  $105\text{ V}$  földpotenciáltól. Ezt az egész feszültségtartományt átbridálja a potencióméter, melynek feszültségét beépített műszer méri.

Igy a d/ és e/ követelmény is teljesül.

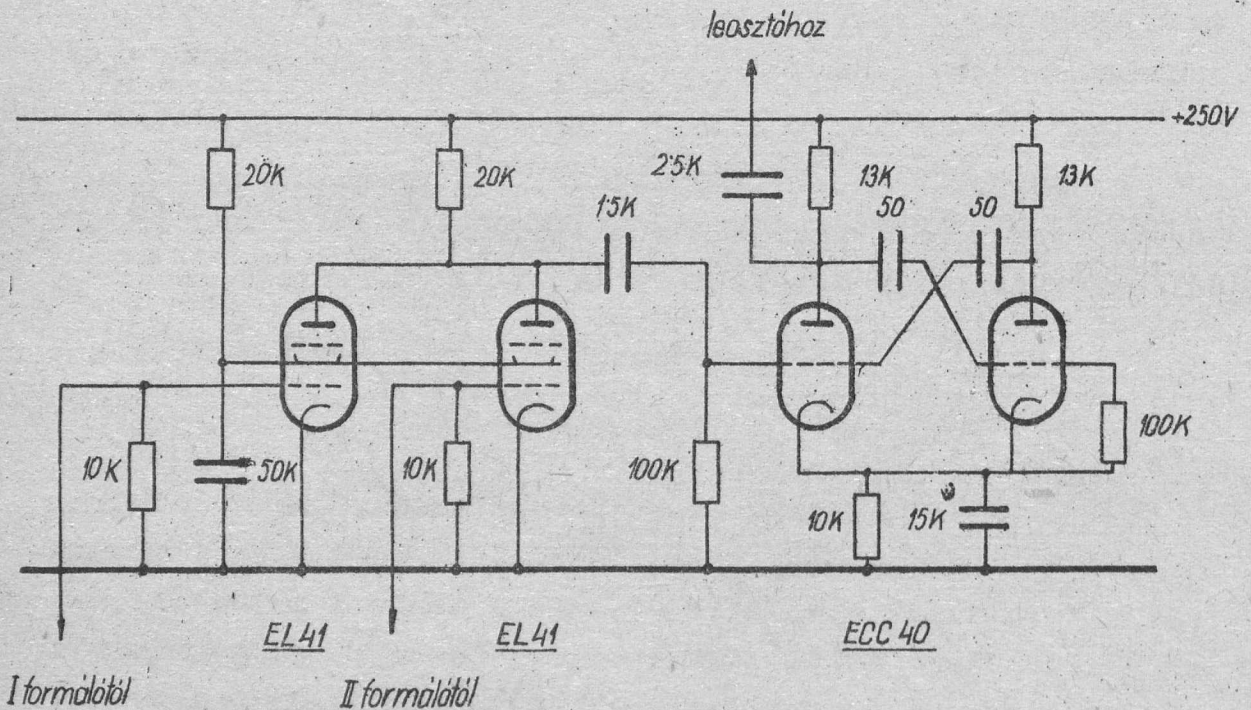
#### 5/ Formálókör.

Az impulzusok equalizálása végett a már említett formáló kört építettem meg. /7. ábra/. Az egy-stabilállapotú multivibrátor a diszkriminátor pozitív jeleire átbillen. A  $1700/G$ .

kimenő impulzusok meredeksége  $0,5\mu$  sec, időtartama kb.  $4\mu$  sec /EMG 1541 típusu oszcillografon mérve/. A multivibrátor második csövének anódjáról pozitív impulzusok jutnak egy fázisfordító fokozatra. A fázisfordító cső nyugalmi állapotban lezárt trióda, amelyet pozitív impulzusok nyitnak ki. A fázisfordító fokozat impulzusai a leosztó fokozatot működtetik.

6/ Koincidencia-kör.

A multivibrátor első csövének anódjáról az impulzusok  $0,5\mu$  sec időállandóju RC körrel differenciálva a koincidenciakörbe jutnak. A koincidencia-kör Rossi-kör, melynek kapcsolási rajza a 8. ábrán látható. A koincidencia készülék  $\tau$  felbontóképességét a véletlen koincidenciák számából álla-



8. ábra.

A koincidencia kör kapcsolási rajza. A multivibrátor a koincidencia kör impulzusaiból a leosztó fokozat működtetéséhez szükséges nagyságu és előjelű impulzusokat formál.

pitottam meg. Az  $N_v$  véletlen koincidenciák száma és a  $\tau$  1700/G.

felbontóképesség között az összefüggés:

$$N_V = 2 \cdot N_I \cdot N_{II} \tau$$

ahol  $N_I$  az I.  $N_{II}$  a II számláló által észlelt impulzusok száma. A méréshez szükséges két egymástól független statisztikus impulzusforrás. E célra az elektronsokszorozók zajimpulzusait használtam. A mérés eredménye  $\tau = 1,3 \pm 0,03 \mu \text{sec}$ .

A 8. ábrán még egy egy-stabilállapotú multivibrátor kapcsolási rajza is látható. Ez kiválasztja a Rossi-kör kimenetén a koincidencia impulzusokat, ezeket a leosztó berendezés működtetéséhez szükséges amplitudóra erősíti.

### 7/ Tápfeszültségek.

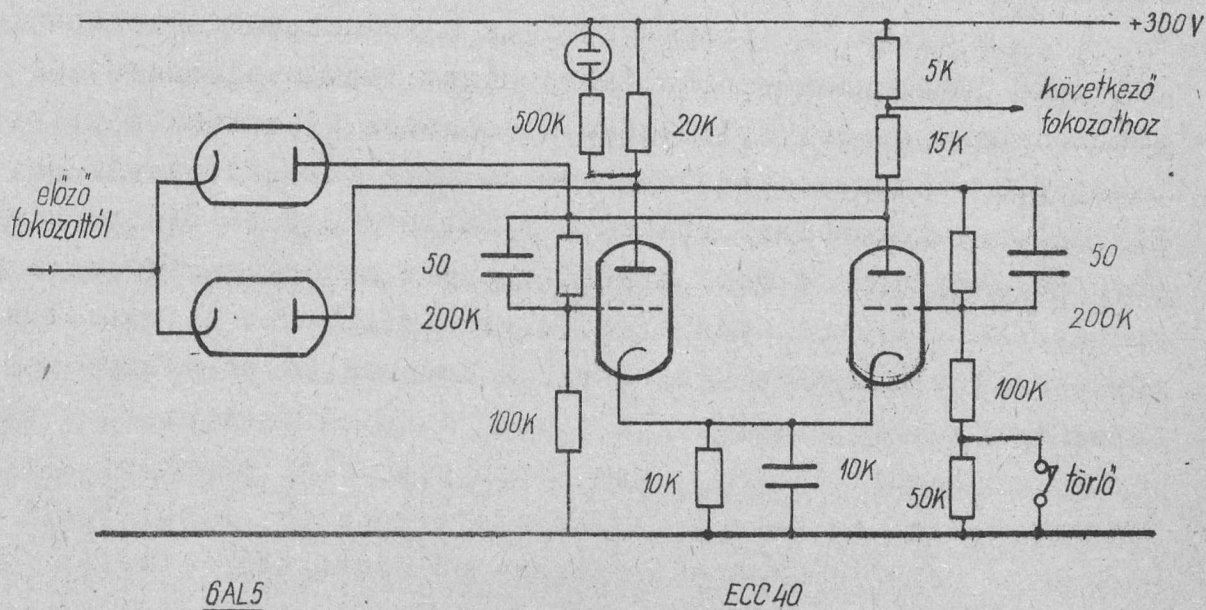
A két számlálóhoz szükséges két impulzuserősítő, két amplitudó diszkriminátor, két formáló-kör és a koincidenciakör áramfogyasztása 300 mA. Ezt 3 db. stabilizált anódpótló /EMG 1832 /tipus/ szolgáltatotta. Az egész berendezéshez kb. 10 A, 6,3 V fűtőteljesítmény szükséges. Kellő stabilitás eléréséhez nem volt megfelelő a hálózatból transzformálás útján előállítható energia. Ezért a berendezés elektronsöveinek fűtőáramát két párhuzamosan kapcsolt 6,3 V-os autoakkumulátorból /60 Aóra/ vettem. Ilyen terhelés mellett azonban az akkumulátorok elég gyorsan kisülnek, ami már 1-2 órás méréseknél is nagy kellemetlenséget okozó fűtőteljesítménycsökkenést eredményez. Ezért az akkumulátorokat puffer-üzembe kapcsoltam, mérés közben töltésükről szokásos töltőberendezés gondoskodott. Az erősítőket diszkriminátorokat, formáló-köröket és koincidenciakört egy egységbe építettem össze. Táplálásukra kb. 150 W teljesítmény szükséges. A berendezés lényegesen melegedett, ami a kapcsolási elemek értékének megváltozására vezet. A nagymérvű melegedés megszüntetésére egy gramafonmotorral hajtott kisméretű szivóventillátort helyeztem el az elektronikus berendezés dobozának tetjén. /A ventillátort Feit Pál tervezte./

## 8/ Impulzusleosztó és számláló berendezés.

A I. és II. számlálóból és a koincidencia-berendezésből jövő impulzusok számlálására három impulzusleosztót és számlálóberendezést építettem. A leosztók egyenként 8 db. sorbakapcsolt kettős osztású /scale of two/ fokozatból állnak. Egy fokozat kapcsolási rajzát a 9. ábra /lásd a köv. oldalon/ mutatja. Működése azonos a KFKI-ban már megépült más leosztó működésével /8/. Eltérés a csöválásban van, a fokozatok ECC40 kettős triódával működnek. A mechanikus számlálót meghajtó fokozat is eltérő /10. ábra/ és a mérések szerint periodikus üzemben 40 impulzust képes számlálni sec-ként kimutatható veszteség nélkül. A leosztó fokozatok stabilizált anódpótló nélkül működtek, azonban hálózati stabilizátor /Rhode-Schwartz, a hálózat feszültségét 2 %-ra stabilizálja/ szükségesnek bizonyult a hosszú időn át /1 nap/ megkövetelt stabil működéshez.

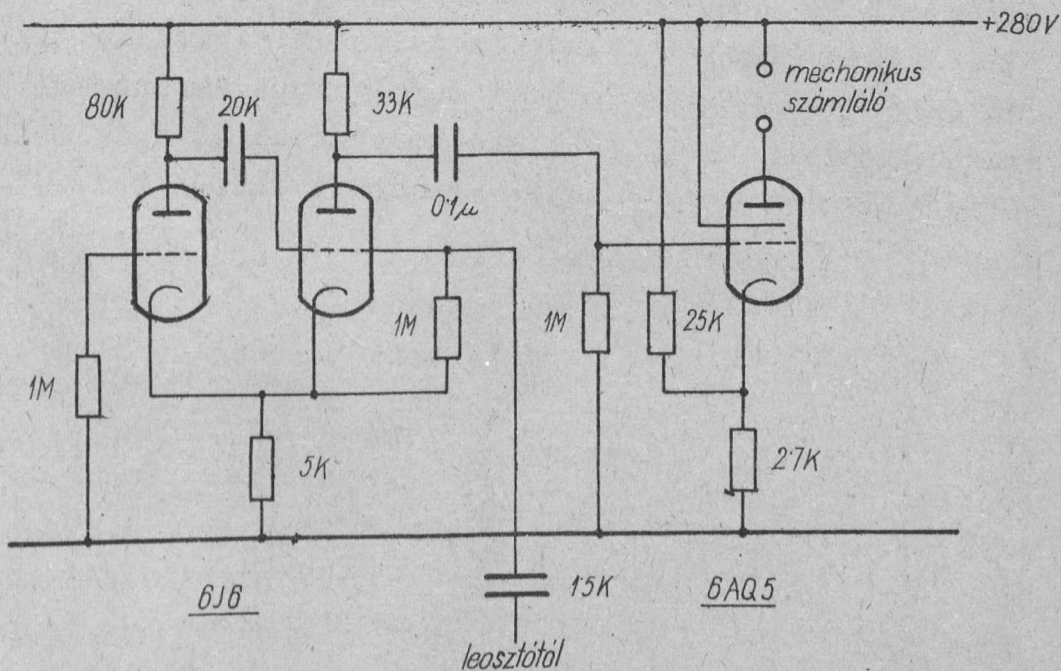
Ha a leosztó berendezések nagyobb számlálási ütemben dolgoznak, akkor nagyon fontos elismerni felbontóképeségüket, mert az időben statisztikusan érkező impulzusok közül észrevehető rész eshet ki a számlálásból. Felbontóképeség alatt azt az időt értjük, amelynek el kell telni két impulzus között, hogy a berendezés külön regisztrálja őket. A felbontóképeség mérésére tehát olyan impulzusgenerátorra van szükség, amely olyan kettős impulzusokat ad tetszés szerinti periodikus ütemben, amelyek egymástól időben tetszés szerinti mértékben eltolhatók és az eltolási idő mérhető. Ha a két impulzus időkülönbsége nagyobb, mint  $T$ , a felbontási idő, akkor kétszerannyi impulzust számlál a berendezés, mintha az időkülönbség kisebb, mint  $T$ . Impulzusgenerátornak megfelel periodikus jeleket adó szignálgenerátor is, ebben az esetben a leosztó nem működik, ha  $1/\sqrt{f}$  kisebb, mint  $T$  ahol  $f$  a generátor periodikus jelének frekvenciája. A megálláshoz tartozó  $\sqrt{f_m}$  frekvencia reciproka a felbontási idő. A mérésnél a szignálgenerátor /EMG 1165/típus/ jeleit az impulzuserősítő erősítette, a diszkriminátor és formáló kör alakította olyan 1700/G.





9. ábra.

A leosztó berendezés egy fokozatának kapcsolási rajza.  
Minden leosztó berendezés 8 azonos fokozatból áll.



10. ábra. A mechanikus számlálót meghajtó fokozat kapcsolási rajza.

1700/G.

négyszögjellé, amely a leosztóberendezéseket működtette. A mérés egyúttal azt is mutatta, hogy a diszkiriminátor és formáló kör felbontóképessége jobb, mint a leosztó fokozatoké. A felbontóképesség különböző volt a három leosztónál, T értékei  $5,5 \mu \text{ sec}$ ,  $8 \mu \text{ sec}$ , és  $8,7 \mu \text{ sec}$ -nak adódtak. Ennek oka az, hogy a három leosztó a formálókör kimenetétől különböző távolságban volt, a rendre hosszabb összekötő vezetékek rendre nagyobb kapacitív terhelést jelentettek a leosztók első fokozatain, ami miatt rendre csökkent a felbontóképesség. A felbontóképesség mérésének a hibája kb. 3 %.

A felbontóképesség ismeretében könnyen kiszámíthatjuk statisztikusan érkező impulzusok esetére a korrekciót. Ha a leosztóberendezések felbontóképessége nem függ a bejövő impulzusszámtól, akkor  $n/\text{sec}$  mért impulzus esetén a leosztót elérő impulzusok száma  $/10/$ :

$$N = \frac{n}{1 - nT}$$

A mechanikus számláló 8 fokozatos  $/1/256/$  leosztás esetén csaknem teljesen periódikusan dolgozik. Ezért a mechanikus számláló felbontóképessége miatt a mérések folyamán nem kellett korrekciót alkalmazni, mert a legnagyobb számlálási ütem a mechanikus számlálónál  $20/\text{sec}$  volt. Számszerű becslés is azt mutatja, hogy a mechanikus számláló véges felbontóképessége teljesen elhanyagolható hibát okoz  $/11/$ .

Természetesen a periódikus jelekkel mért felbontóképesség nem tulságosan megnyugtató a statisztikus számlálás szempontjából. Kivánatos a felbontóképességet a mérendő statisztikus jelekkel is ellenőrizni. Szükségesnek látszott annak eldöntése is, hogy valóban független-e a leosztóberendezések felbontóképessége a bejövő impulzusszámtól, tehát a fenti korrekció alkalmazható-e. Erre a problémára külön vizsgálatérünk.

A leosztóberendezések működésének másik fontos problémája az, hogy a berendezés számlál-e minden bemenő impulzust, nem áll-e meg működés közben egy-egy fokozata, vagyis a leosztás helyes-e, állandó-e hosszabb időtartamon keresztül. Erről leg-egyszerűbben úgy győződhetünk meg, hogy ismert és konstans impulzusforrást kapcsolunk a berendezésre hosszabb időre /8-10 óra/. Ilyen statisztikus impulzusgenerátor nincsen. Ismert periódusu impulzusgenerátor is megfelel a célnak, ha időben állandó a periódusa. Az 50 periódusu hálózat ilyen - elvben. Gyakorlatban ilyen lehet, ha az időt szinkronórával mérjük, amely az esetleges periódusváltozást követi. Ezzel a módszerrel próbálkozva egészen 1 %-ig terjedő eltérések mutatkoztak a számlált és a számított impulzusszám között. Az eredmény nem dönti el a kérdést a leosztó rovására, mert a szinkronóra is hibás lehet.

Ha valamilyen impulzusgenerátorra kapcsolva mindhárom leosztó berendezést azt tapasztaljuk, hogy mindegyik ugyanannyit számlál, akkor nagyon kicsi a valószínűség arra, hogy mindegyik azonos mértékben rosszul számláljon. /Ez a megfontolás szerepel például az abszolút időmérés kvarcórakkal való megoldásánál /12//.

A három leosztó berendezés egy periódikus impulzusgenerátorra /EMG 1151 típus/ kapcsolva párhuzamosan és 7,5 órás üzem közben a maximális eltérés az egyes leosztó berendezések között 0,023 % volt, amely már nagyon kicsi érték. Ennek oka lehet pl. a leosztókba az árnyékolás ellenére is bejutó külső zavarok hatása, amelyek a különböző felbontóképességű leosztókban különböző számú impulzust hoztak létre.

Nagyon fontos tudni, hogy statisztikusan impulzusok esetén hogyan dolgoznak a leosztó berendezések. A fenti eljárás statisztikus impulzusok esetén is megfelelő, mivel a bemenő impulzusok számát nem szükséges ismerni. Az elektronkészoroszó zajimpulzusait használva statisztikus impulzusgenerátorként az eredmény első pillantásra rossznak látszott, a három leosztó berendezés nem dolgozott együtt. Az eltérés re-

latív mértéke azonban különböző volt különböző számlálási ütemek esetén. Ha a sec-kénti impulzusszám nagyobb volt, akkor nagyobb volt a relatív eltérés, mint kisebb számlálási ütem esetén /I. táblázat/. A számlálási ütem és a relatív eltérések között levő összefüggést vizsgálva kiderült az, hogyha

I. táblázat.

A leosztó berendezések korrekciója.

1	2	3	4	5	6
Számláló	T' sec	Imp.szám/ sec korrekció nélkül	Max. eltérés %	Imp.szám/ sec korrekció után	Max. eltérés %
I	$1,1 \cdot 10^{-5}$	$3566 \pm 1,2$		3706	
II	$1,25 \cdot 10^{-5}$	$3544 \pm 1,2$	1%	3702	0,16%
III	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$3532 \pm 1,2$		3708	
I	$1,1 \cdot 10^{-5}$	$1070,8 \pm 0,4$		1083,4	
II	$1,25 \cdot 10^{-5}$	$1066,9 \pm 0,4$	0,35%	1081,3	0,2%
III	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$1066,2 \pm 0,4$		1082,2	

figyelembe vesszük a leosztó berendezések különböző T' felbontóképességét /ez a parallel kapcsolás miatt nem azonos a fentebb említett T felbontóképességekkel/ és a fenti korrekciót elvégezzük mindhárom leosztó esetén, akkor a korrigált értékek relatív eltérése kisebb a korrekciónélküli relatív eltéréseknél. Az I. táblázatban két különböző számlálási ütemmel végzett mérések adatait tüntettem fel: a 2. oszlopban a T' felbontóképességeket, a 3. oszlopban a mérési adatokat korrekció nélkül, a 4. oszlopban ezek maximális eltérését %ban, az 5. oszlopban a mérési adatokat a fenti formula alapján korrigálva, a 6. oszlopban a korrigált értékek esetén a relatív eltérést. Ebből látjuk, hogy korrekció után 1700/G.

a relativ eltérés maximuma 0,2 %-ra csökkent.

Ebből az ellenőrző mérésből két dolog következik. Egyrészt az, hogy a leosztó berendezések lényeges számú impulzust nem veszítenek, másrészt, hogy nagyon kicsi hibát /0,2 %/ követtünk el akkor, ha a fenti korrekciót alkalmazzuk a leosztóberendezések véges felbontóképessége miatt bekövetkező veszteségek meghatározására.

A leosztóberendezésekkel kapcsolatos vizsgálatokat összefoglalva azt mondhatjuk, hogy az ismertetett módszer hatásos vizsgálati módszer a leosztó berendezések stabilitására vonatkozólag olyan esetekben, ha több leosztó berendezés áll rendelkezésünkre.

#### 9/ A berendezés stabilitása.

A mérések megkezdése előtt a berendezésen stabilitásvizsgálatokat végeztem. A stabilitás a legnagyobb probléma a szcintillációs számláló alkalmazásánál, mert az instabilitás forrásául a számláló bármely alkotórésze szolgálhat.

Az ellenőrző mérések abból állottak, hogy hosszabb időn keresztül egymásután egy-egy percig mértem az elektronszorzókból és a koincidencia-körből jövő impulzusok számát és megvizsgáltam, hogy az ingadozás "normális"-e. Ennek kritériuma  $\frac{k^2 - \bar{n}^2}{\bar{n}} < 3 \bar{n} \sqrt{\frac{2}{N-1}}$ , ahol N az egy perces mérések száma,  $\bar{n}$  a mérések középértéke,  $k^2$  a szórásnégyzet /13/. A normális eloszlás egy-két órás mérési idők alatt megmaradt, de hosszabb idő után újra mérve a középérték általában megváltozott. Tehát azt mondhatjuk, hogy az egész számlálóberendezés egy-két órás mérések esetén stabilan működik. Hosszabb idő alatt megváltozik, amelynek oka főképpen az elektronszorzó fáradásában rejlik /3/.

A szcintillációs számláló hosszabb időre vett instabilitása az irodalomban is ismert jelenség /14/, /15/. A mérések csak akkor reprodukálódhatnak, ha rövidebb ideig tartó méréssorozatok előtt konstans részecskeforrással kalibráljuk a berendezést.

Köszönetet mondok Ferkai József és Rép Ferenc műszereknek, akik a berendezés elkészítése közben segítségemre voltak.

I r o d a l o m :

- 1/ Keszthelyi Lajos. KFKI Közlemények, 2, 176, 1954.
- 2/ Birks, J.B., Scintillation Counters, Pergamon Press, London, 1953. 36. old.
- 3/ Keszthelyi L., Fizikai Szemle, 2, 93, 1952.
- 4/ Boncs-Brujevics, A.M. Az elektroncső fizikai alkalmazásai. Akadémiai Kiadó, Budapest, 1952. 129. old.
- 5/ Boncs-Brujevics, A.M. Az elektroncső fizikai alkalmazásai. Akadémiai Kiadó, Budapest, 1952. 131. old.
- 6/ Boncs-Brujevics, A.M. Az elektroncső fizikai alkalmazásai. Akadémiai Kiadó, Budapest, 1952. 135. old.
- 7/ Boncs-Brujevics, A.M. Az elektroncső fizikai alkalmazásai. Akadémiai kiadó, Budapest, 1952. 140. old.
- 8/ Higinbotham, W.A., Gallagher, J., Sands. M., Rev.Sci. Instr. 18, 706, 1947.
- 9/ Tari L., KFKI Közlemények. 1, 93, 1953.
- 10/ Vekszler, V., Grosev, L., Iszajev, B., Ionizációs módszerek sugárzások vizsgálatára. Akadémiai Kiadó, 1952. 291. old.
- 11/ Vekszler, V., Grosev, L., Iszajev, B., Ionizációs módszerek sugárzások vizsgálatára. Akadémiai Kiadó, 1952. 299. old.
- 12/ Scheibe, A., Erg.d.Ex.Naturw. 15, 262, 1936.
- 13/ Békéssy A., KFKI Közlemények. 1, 137, 1953.
- 14/ Ascoli, R. Nuovo Cim. 9, 615, 1952.
- 15/ Duerden, T., Hiams, B.D., Phil.Mag. 43, 717, 1952.

Érkezett: 1954. október 27.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Egy 50 kV-os egyenirányító egység

Irta: Kálmán Gábor

Az Atomfizikai Osztályon épülő 5 MV-os tankgenerátor töltőfeszültség ellátására egy 50 kV-os egyenirányító egység készült, melyet elektrosztatikus eltérítő gyanánt is föl akarunk használni. Az alábbiakban ennek a készüléknek rövid leírását adjuk:

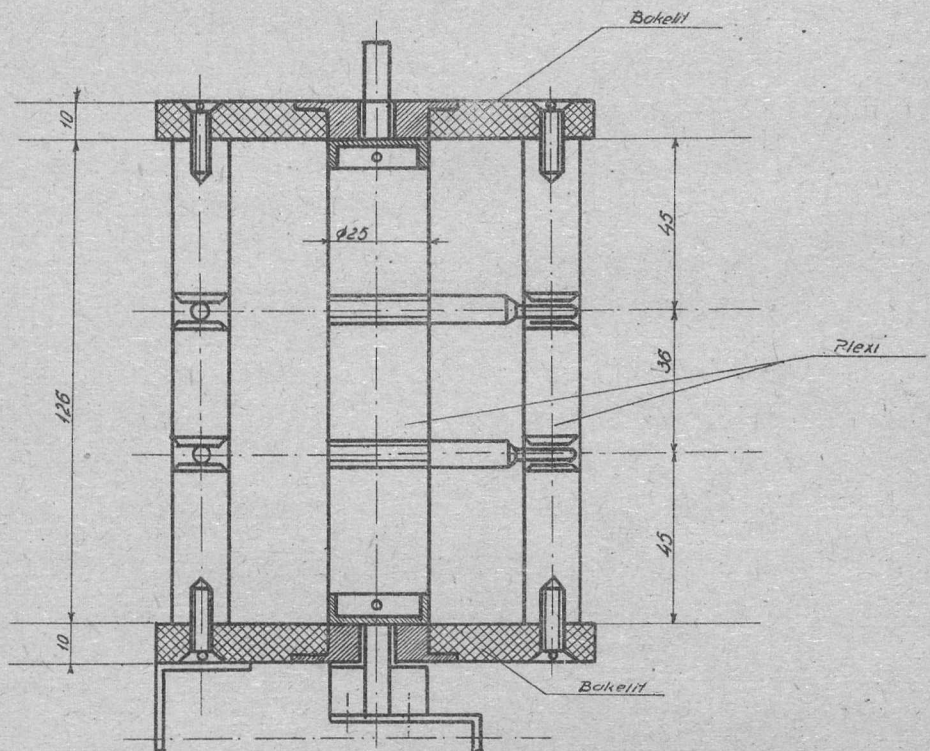
Feszültségforrás

Maga a feszültségforrás Greinacher-féle feszültségkétszerező kapcsolású egyenirányító. A teljes feszültségforrás egy 715x385x540 mm méretű olajtankba került beszerelésre. Az egyenirányított nagyfeszültség egyik pontja földelt. A másik pont polaritása egy polaritásváltó kapcsoló segítségével a földhöz képest pozitívra, vagy negatívra tehető. A polaritásváltó kapcsoló kapcsolástechnikailag egyszerű kétáramkörös alternáló kapcsoló, egyes pontjainak azonban egymáshoz 50 kV-ot kell kibírniuk. Ezért ez a kapcsoló is az olajtankba került. Konstrukcióját a 2. sz. ábra mutatja. /Lásd a 671. oldalon/ A mozgókeféket plexiből készített tengely tartja és az átváltás a tengely kb. 90°-os elforgatásával történik. Erős arretáló szerkezet gondoskodik a biztos érintkezéstről és arról, hogy a kapcsoló csak valamelyik végállásában tudjon megállni. Az átváltás az előlapon elhelyezett forgatókerék segítségével történik: ennek tengelye kardáncsuklóval kapcsolódik a kapcsoló tengelyéhez.

Az egyenirányított, tetszőleges polaritású nagyfeszültséget az olajtankból egy 120 mm magas porcelán átvezetőkön keresztül vezetjük ki.







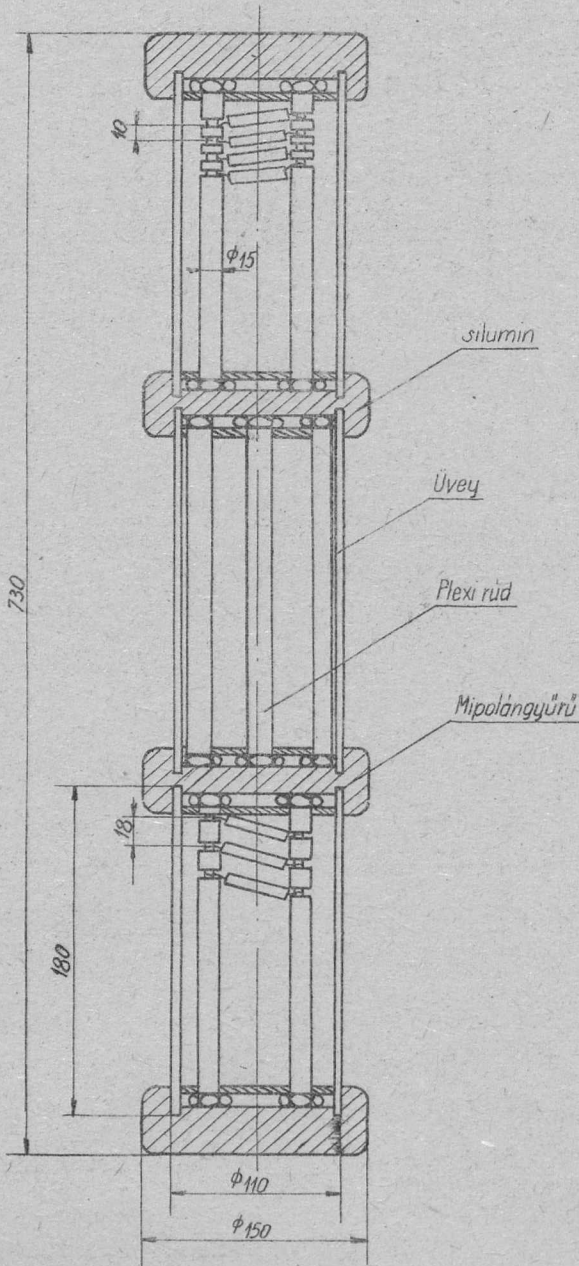
2. ábra.

### Polaritásváltó kapcsoló

#### Mérés

A nagyfeszültség mérését a  $W_5$  kb  $900 \text{ M}\Omega$  értékű mérőellenálláson átfolyó áram mérésével végezzük. A mérőellenállás a Közlemények egy régebbi számában /2./ leírt nagyfeszültségű mérőellenálláshoz hasonló konstrukcióju /3. sz. ábra/. 96 db  $20 \text{ M}\Omega$  névértékű 2 W-os Ingelen-gyártmányu műszerellenállást cséváltunk föl egy 4 plexi oszlopból álló tartószerelvényre. Az ily módon elkészített és üzemi feszültséggel gondosan kimért ellenálláslánc egy üveghengerbe került. Kiöntőanyagot a viszonylag kis feszültségre való tekintettel nem használtunk: az üveghenger térhomogenizáló hatása az igénybevételt az ellenállások felületén úgyis lecsökkenti. Az üveghenger felületét 3 %-os alkoholos shellakk oldattal hidrofobizáltuk. Az ellenálláslánc végződéseit szilumin-legömbölyítésekhez vannak kivezelve. A mérőellenállás-oszlop tetején hasonló konstrukcióju, de keménygumi 1700/G.

vázra csévélte 500 k $\Omega$  értékű, két részből álló védőellenállás-lánc /W<sub>4</sub>/ foglal helyet.



3. ábra.

Mérő és védőellenállás oszlop.

A kimenő áramot, ugyancsak közvetlenül, a földelt ágba iktatott 0,2, 2, 20, mA méréshatáru M<sub>1</sub> árammérő műszer méri.

Külön elektronikus áramkört építettünk a készülékbe abból a célból, hogy a nagyfeszültségnek a beállított értéktől 1700/G.

A mérőellenállás-láncot átfolyó áramot egy középállású, Deprez-táblaműszer /M<sub>2</sub>/ méri, melynek végkitérését az 50 kV-nak megfelelő áramértékre állítottuk be. A feszültség hiteles mérése a mérési tartomány több pontján egy 15 cm átmérőjű gömbszikraközzel történt. A mérési tartományon és pontosságon belül a mérőellenállás áramfeszültség karakterisztikáját teljesen lineárisnak találtuk.

való kis eltérését, vagy az akörüli ingadozást nagy pontossággal /0,1 %/ mérni tudjuk.  $W_5$  mérőellenállásból és az utána beiktatott  $P_1$   $2\text{ M } \Omega$  -os potencióméterből és  $W_9$   $250\text{ k } \Omega$  -os ellenállásból álló osztón a nagyfeszültség leosztódik. A  $2\text{ M } \Omega$  -os potencióméter beállítása mindig épp olyan, hogy a leosztás a 10-50 kV-os feszültségtartományon belül bármilyen kimenő feszültség esetén is 20 V-ot szolgáltatson. Ez a feszültség az ellenkező polaritású  $A_4$  20 V-os anódtelep feszültségével sorbaiktatva egy differenciálerősítő egyik rácására kerül. Az erősítő, melynek másik rácsa földre van kötve, ilymódon a leosztott kimenő feszültségnek a 20 V körüli ingadozását, vagyis közvetve a kimenő feszültség ingadozását erősíti és méri. A helyes beállítás ellenőrzése ugy történik, hogy a mérőcső rácását is földre kapcsoljuk. /Mérés-Hitelesítés kapcsoló "Hitelesítés" állása/ Ha ekkor a  $2\text{ M } \Omega$  -os potencióméter jól van beállítva, akkor az  $M_2$  műszeren az  $A_4$  telepből ugyanannyi áram folyik keresztül, mint le nem földelt rácás esetén /kapcsoló "Mérés" állása/ a nagyfeszültségből: az  $M_2$  műszer kitérésének a kapcsoló átváltásakor tehát nem szabad változnia. Az erősítő érzékenysége ugy van beállítva, hogy a két anódellenállás közé hidbakapcsolt  $M_3$  műszer 20,200 és 2000 mV rácsfeszültségénél menjen végkitérésbe. Így a műszer maga nyomban 0,1 l, és 10 % végkitérésre kalibrálható.

### Biztonsági berendezések

A készülék életveszélyes volta indokoltá teszi biztonsági relé-rendszer kiépítését. A készülék a főkapcsoló bekapcsolásával helyezhető feszültség alá. A be- és kikapcsolás nyomógombbal és relével történik: ilymódon a készülék felügyelet nélkül nem kapcsolódhat be. Szükségesnek mutatkozott azonban a bekapcsoló nyomógombbal paralell-kötött szokásos hálózati bekapcsoló beszerelése is /távkapcsoló/. Minthogy, ha a távkapcsoló bekapcsolt állapotban van, a hálózati feszültség bekapcsolása esetén a kimeneten nyomban megjelenik a nagyfeszültség is, hálózati feszültség hiánya esetén is - telepről - működő jelzőlámpa jelzi a bekapcsolt állapotot. Ha a 1700/G.

jelzőlámpa kiég, vagy nem gyullad meg, a távkapcsolóról működő relé nem tud meghuzni és a távkapcsoló bekapcsolása ellenére a készülék bekapcsolatlan állapotban marad. Az egyenirányító csövek felfülése után a nagyfeszültségű transzformátor primér-tekercse Variacon keresztül automatikusan hálózatra kapcsolódik. Ha működés közben a készülék kimenő árama a megengedett maximális 20 mA értéket meghaladja, akkor az egyenirányító földelt ágába helyezett  $R_7$  túláramrelé bekapcsolódik és a nagyfeszültségű transzformátor primér áramkörét megszakítja. Ez megszakítva marad mindaddig, amíg a kezelő nyomógombbal a túláramrelét föl nem oldja. Ha a zárlat ekkor még mindig fönnáll, a túláramrelé ismét bekapcsolódik - ha nem, akkor a készülék üzemképesse válik. Lényeges biztonsági berendezés végül az, hogy az  $R_2$  relé többek között arról is gondoskodik, hogy az olajtankból kijövő nagyfeszültségű kivezető közvetlenül leföldelődjék, ha a készülék kikapcsolt állapotban van. Ezt egy hozzá mechanikus áttétellel kapcsolódó kisütő kar oldja meg oly módon, hogy nyugalmi állapotban az ellenállásoszlopnak a nagyfeszültséghez csatlakozó felső elektródáján nyugszik, bekapcsoláskor azonban a relé az érintkezőt az elektródáról fölrántja. Kikapcsoláskor az érintkező ismét visszaesik, és a föltöltött nagyfeszültségű kondenzátorokat kisüti.

#### Kivitel

A készülék gördíthető kivitelben, csőállványra szerelve épült meg, méretei: 780x670x1210 mm. A nagyfeszültség elvezetése szigetelt, földelt köpenyű kábelon keresztül történt. A készülék hátulsó részében van elhelyezve a főkapcsoló, a biztosíték, a nagyfeszültségű kábel csatlakozója és a földelő hüvely. Minden egyéb kezelő és jelzőberendezés az előlapon nyert elhelyezést: így a feszültség és árammérő műszer, a feszültség-szabályozó és polaritásváltó forgókerekek, a be- és kikapcsoló nyomógombok, a fűtés és a nagyfeszültség jelzőlámpái, a százalékmérő bekapcsolója, a mérés-hitelesítés átváltója, beállítója, 0-pontállítója és műszere, a távkapcsoló és jelző-lámpája, a túláramrelé 1700/G.

jelzőlámpája és kioldója, és a főkapcsoló jelzőlámpája.

A leírt készülék az Atomfizikai Osztály Elektronikus Műhelyében épült meg. Köszönetet kívánok mondani elsősorban Láng Tibor és Jécsy Károly kartársaknak, akik az építésen túlmenően a készülék tervezésének sok részletproblémáját oldották meg, továbbá a Műhely többi dolgozójának, Bózó Irén, Kostyál László, Kerényi Rezső és Pinkóczy Sándor kartársaknak gondos munkájukért.

- - - - -

I r o d a l o m :

- 1/ P. Perilhou, J. Cayzac: Eine stabilisierte Speisegleichrichter für 5000 V und 50 mA. Philips Technische Rundschau 1952. okt.
- 2/ Kálmán Gábor és Kostka Pál: Nagyfeszültségű mérőellenállások készítésénél szerzett tapasztalatok. K.F.K.I. Közlemények 1953. december.

Érkezett: 1954. november 2.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Rotációs térmérő nagy egyenfeszültségek mérésére

Irta: Schmidt György

Elektrosztatikus gyorsítóberendezéseknél problémát jelent a nagyfeszültség pontos mérése. Ennek megoldására több módszert fejlesztettek ki./1/

Feszültségmérés gömbszikraközzel. Előnye egyszerűsége, hátránya viszont pontatlansága és az, hogy a mérendő feszültség minden átütés után leesik és így folyamatos mérésre ez a módszer nem használható.

Feszültségmérés ellenálláslánccal./2/ Folyamatos mérésre használható, de a szilitek öregedése hőfokfüggése és az elsugárzó és kuszó áramok kérdésessé teszik a mérés pontosságát.

Az ezideig ismert legpontosabb feszültségmérési módszer a mérendő feszültséggel felgyorsított részecskék energiájának mérése. Az energiamérés elektromos vagy mágneses szeparálás segítségével történik és nagy kísérleti technikát igényel. Olyan gyorsítóknál, ahol a gyorsított részeket magtervek mérésére használják ez nem mellőzhető, de ott, ahol megelégszünk a feszültség 1-2 %-ra pontos ismeretével /pl. neutronforrás céljaira történő gyorsítás/ ez a módszer túlságosan körülményes. Ilyen esetekben használják az ugynevezett rotációs térmérőket /generating voltmeter/.

Ezek nem közvetlenül feszültséget mérnek, hanem elektromos térerősséget, ami adott geometriai viszonyoknál a feszültséggel arányos. Alapelvük a következő:

Egy  $E$  elektromos térben lévő  $A$  fémfelületen felületegységenként  $\sigma = \epsilon F$  töltés influálódik. Ha az előbbi fémfelületet egy  $F$  felületű  $B$  földelt fémllemezzel hirtelen leárnyékoljuk, akkor az  $A$ -n influált  $Q = \epsilon EF$  töltés /a teret 1700/G.

homogénnek tekintettük/ egy R ellenálláson keresztül lefolyik és R-en feszültségcsökést hoz létre /1. ábra/.



1. ábra.

Ha B lemezt eltávolítjuk, akkor A-n ismét megjelennek a töltések, amelyek R-en átfolyva ismét feszültségimpulzust okoznak, de most ellenkező előjellel.

Ha ezt a műveletet másodpercenként n-szer megismételjük, akkor mindkét irányban átlagosan

$$nQ = n \epsilon EF$$

áram fog folyni. Az egyenirányított áram tehát egyenesen arányos a térerősséggel. Kétoldalas egyenirányításnál a kapott áram

$$J = 2n \epsilon EF$$

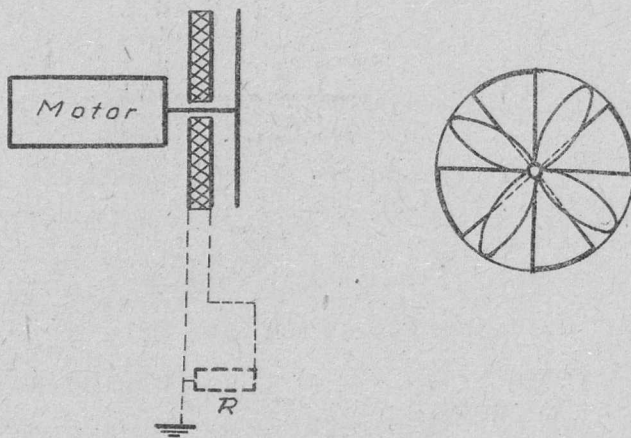
nagyságu lesz. Az ellenállás sarkain váltófeszültséget kapunk amelynek nagysága szintén E-vel arányos.

A tényleges kivitel a következő: A szigetelőlapra erősített A lemez szektorokból áll, amely előtt szintén szektorokból álló földelt tárcsa forog /2. ábra/.

Ha a motor fordulatszám N a szektorok száma s egy szektor felülete F, akkor kétoldalas egyenirányításnál:

$$J = 2Ns F \epsilon E$$

A kapott áram tehát a szektorok számának növelésével fokozható. /1/



2. ábra.

A kapott áram könnyebben kezelhető ha tiszta szinuszos lefolyású. Ez a feltétel kielégül, hogy ha a forgó szektorok olyan alakúak, hogy a felület a polárszög szinuszos függvénye. Ez a helyzet a lemniszkátánál, ezért ilyen alakú szektorokból összetett forgórészt használnak.

Az áram mérése kétféleképpen történhetik:

1. egyenirányítással és galvanométerrel.
2. az ellenálláson fellépő feszültség mérésével pl. csővoltage-mérővel.

Tekintettel arra, hogy a szokásos méreteknél és térerősségeknél /néhány kV/cm/ az áramok egy mikroamper alatt vannak, az egyenirányítás rendkívül körülményes. Nagynyomású generátoroknál a térerősség több mint egy nagyságrenddel növelhető és itt sikerült is Trump Safford és Van de Graaff-nak kettős egyenirányítással áramot mérni. Ilyen módon a nagyfeszültség mérésénél 1 %-os pontosságot értek el. /3/.

A másik módszer az ellenálláson fellépő feszültségmérés mérése. Ennek pontosságát a rendelkezésre álló csővoltage-mérő pontossága limitálja.  
1700/G.



Mindkét módszernél van néhány közös hibaforrás,

Az egyik az, hogy tértöltés jelenléte megzavarja a mérést, ugyanis akkor a térerősség nem lesz arányos a nagyfeszültségű elektróda feszültségével. Ennek kiküszöbölése az elektródák megfelelő legömbölyítésével elérhető./3/

A másik hibaforrást az irodalom nem említi. Ez abból áll, hogy mint láttuk a rotációs termérő árama a motor N fordulatszámával arányosan változik. A motor fordulatszáma pedig a következő okokból ingadozik:

Egyenáramu vagy indukciós motor fordulatszáma a terheléstől függ, ezért ezek itt szóba sem jöhetnek, mert nagy nyomású tankgenerátorokban például a motor terhelése a nyomástól nagymértékben függ /a légsurlódás miatt/. Szikronmotor fordulatszáma viszont a hálózati periodusszámmal arányos, amelyik Budapesten 48 és 52/sec között ingadozik. Ez a  $\pm 4\%$ -os ingadozás ugyanekkora hibát jelent a feszültségmérésnél. Ezt az effektust korrekcióba lehetne ugyan venni, a hálózati frekvencia állandó mérésével, ez azonban körülményes és szintén pontatlan.

Ehelyezett a következő módszert alkalmazhatjuk:

Tegyünk R ellenállás helyébe egy  $1/\omega C$  kapacitív impedanciát. Akkor az ezen létrejövő feszültségesés:

$$U = J \frac{1}{\omega C} = K N s \frac{1}{\omega C} E$$

ahol K a rotációs termérőre jellemző állandó. Mivel az I áram frekvenciája:

$$f = Ns$$

a kapacitás sarkain fellépő feszültség:

$$U = K \frac{\omega}{2\pi} \frac{1}{\omega C} E = k' \frac{E}{C}$$

tehát független a motor fordulatszámától.  
1700/G.

Ha tehát ezt a feszültséget mérjük csővoltmérővel, akkor a mérésből, a motor fordulatszámingadozásából származó hibaforrást kiküszöböltük.

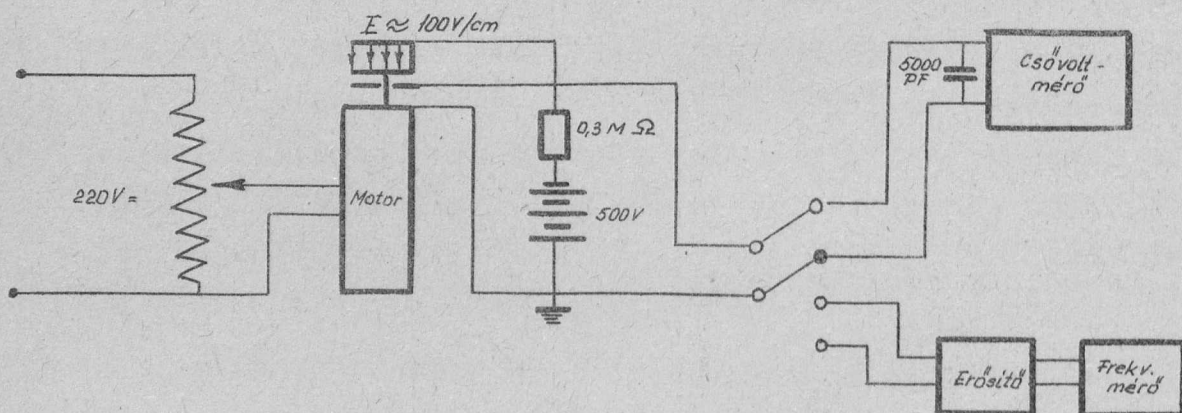
Figyelemmel kell lenni arra, hogy az átvezetésekben származó ellenállás, vagy a csővoltmérő bemenő ellenállásának ohmos része sokkal nagyobb legyen, mint a kapacitív impedancia, nehogy lesöntölje azt.

Például, ha a motor fordulatszáma  $N=50/\text{sec}$  a szektorok száma pedig  $s=8$ , a választott kapacitás  $C=5000\text{pF}$ , akkor

$$\frac{1}{\omega C} = \frac{1}{2 \pi N s C} = 80000 \Omega = 0,08 \text{ M} \Omega$$

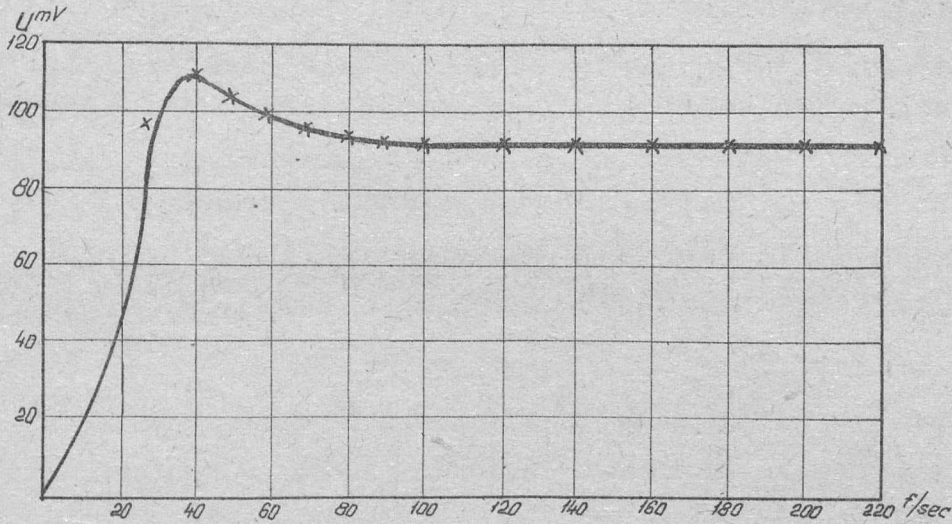
Az átvezetések ellenállása esetünkben  $100 \text{ M} \Omega$  nagyságrendű, az EMG hangfrekvenciás csővoltmérő bemenő ellenállása az alsó négy mérés-határon a katalógus szerint nagyobb, mint  $2 \text{ M} \Omega$ . Tehát mindkét ellenállás elegendően nagy.

Hogy a módszer használhatóságáról megbizonyosodjunk, méréseket végeztem egy egyenáramú főáramkörű motorral hajtott rotációs termérőn, ahol tehát a fordulatszám tág határok között szabályozható volt a motor tápfeszültségének változtatásával. A rotációs termérőből kapott feszültség frekvenciáját RFT frekvenciamérővel mértem. A kapcsolási rajz a 3. ábrán látható. A frekvencia függvényében a csővoltmérőn kapott feszültségértékeket a 4. ábra mutatja. Látjuk, hogy a frekven-



3. ábra.

ciafüggetlenség egy minimális frekvencia fölött teljes mértékben fennáll. Kis frekvenciáknál az eltérés magától értetődő, hiszen egyrészt  $1/\omega C$  összemérhető lesz az ohmos ellenállásokkal, másrészt itt már a csővoltmérő sem megbízható.



4. ábra.

Eredményeinket összefoglalva megállapíthatjuk, hogy fenti módszerrel egyrészt kiküszöbölhetjük a nagyfeszültség mérésénél a hálózat frekvenciájának ingadozása miatt fellépő  $\pm 4\%$ -os bizonytalanságot, másrészt lehetővé válik a rotációs termérő hajtásánál egyenáramu vagy indukciós motorok alkalmazása. Tekintettel a kisméretű szinkron motorok beszerzésének nehézségére, ez utóbbi szempontnak is van gyakorlati érdekessége.

Végezetül szeretnék köszönetet mondani Pócs Lajos kartársnak, aki a mérések elvégzésénél segítségemre volt.

-----

I r o d a l o m :

- 1/ Böning: Das Messen hoher elektrischer Spannungen 1953.
- 2/ Kálmán-Kostka: Tapasztalatok nagyfeszültségű mérőellenállások készítésénél. K.F.K.I. Közlemények 1 évf. 3-4 szám.
- 3/ Trump Safford Van de Graaff: Generátor Voltmeter for Pressure Insulated High Voltage Sources. Rev. Sci. Inst. 11 /1940/.

Érkezett: 1954. november 2.

A RADIOLÓGIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: BOZÓKY LÁSZLÓ

Hordozható GM-csőves sugármérő készülékek

Irta: Ember György

A jelen rövid előadás keretében ismertetni kívánom a KFKI Radiológiai Osztályán kifejlesztett hordozható sugármérő készülékeket, azok, műszaki megoldásait, valamint a készülékek lehetséges alkalmazásait és végül röviden összehasonlítom az általunk előállított készülékeket a hasonló célra készült külföldi műszerekkel. Nem térek ki a készülékekben alkalmazott GM számlálócsövekre, mivel azok részletes ismertetése a KFKI kiadványokban megtalálható.

A KFKI Radiológiai Osztálya megalakulásakor célul tűzte ki az izotop munkálatokhoz szükséges alapműszerek prototípusainak kifejlesztését. Ezen műszerek közül fontosnak látszott egy megbízható, hordozható GM-csőves sugármérő előállítása. Az ilyen készülékek könnyű kezelhetőségüknél fogva leginkább alkalmasak gamma és béta sugárzás gyors és 10% körüli pontosságú meghatározására. Viszonylag kis súlyuk és méretük, valamint telepes kivitelük miatt bárhol, szükség esetén terepen is alkalmazhatók. Használhatók radioaktív szennyezések kimutatására, radioaktív preparátumok minőségének és mennyiségének körülbelüli meghatározására és általában radioaktív sugárzás intenzitásának megállapítására.

A készülékekkel kapcsolatos műszaki követelmények lényegében azt jelentették, hogy az előállítandó műszer méretei, súlya és fogyasztása a lehető legkisebb, pontossága és élettartama minél nagyobb legyen. Ezenkívül az alkalmazási területeket figyelembe véve célszerűnek látszott, hogy a készülék kivitelezése ütés és rázásbiztos, valamint a moshatóság kielégítése céljából a lehetőséghez képest vízhatlan is legyen.

1700/G.

Irodalmi adatok alapján általában a radioaktív sugárzás meghatározására GM-cső alkalmazása esetén kétféle indikálási módszer használatos. Az egyik a számlálási elv, mely lényegében véve összegezi a GM számlálócső által szolgáltatott impulzusokat és azok számát regisztrálja. Az ilyen elven működő készülékeket számlálóknak /scaler/ nevezzük.

A másik nagy csoportba azok a műszerek sorolhatók, melyek a beütések időegységre vonatkoztatott számát jelzik. Ez utóbbi készülékeket külföldi kifejezést használva counting ratemetereknek nevezzük. A két módszer közül az első pontosabb, de körülményesebb mérést jelent, míg az utóbbi kevésbé pontos, de gyors és egyszerű meghatározást tesz lehetővé. Mi a jelen előadás tárgyát képező készülékeknel az alkalmazási területeket figyelembevéve az utóbbi módszert, tehát a counting ratemetert választottuk.

Műszakilag a készüléknek két különböző feladatot kell teljesítenie. Először a GM-cső számára szükséges nagyfeszültséget kell szolgáltatnia, másodsor a GM-cső által keltett impulzusok számát kell az időegységre vonatkoztatva jeleznie. Mivel a két probléma egymástól teljesen független, a továbbiakban mindkét részt külön-külön ismertetjük.

### 1./ Nagyfeszültségű egység.

Az előállított nagyfeszültséget az alkalmazott GM-cső plátója szabja meg. Ez GM-cső tipusonként különbözik és általában /a halogén töltésű csöveket kivéve/ 700-2.000 V között mozog. Ezen nagyfeszültségű áramforrást a GM-csővek a praktikusán használható sugárintenzitás tartományban csupán pár  $\mu\text{A}$ -rel terhelik. A GM-csővek okozta áramterheléseknél azonban lényegesen nagyobb a GM-csőhöz vezető kábel, valamint az egyes szerkezeti elemek átvezetése, amely különösen kedvezőtlen esetben /pl. nagy nedvességtartalmu levegő/ a kívánt feszültségtartományban 100  $\mu\text{A}$ -re is megnőhet. Ezen terheléseket a nagyfeszültségű anódpótlónak a feszültség lényeges csökkenése nélkül kell tudni szolgáltatnia, hogy a készülék ilyen körülmények között is üzemképes legyen. Másrészt a szolgál-  
1700/G.

tatott nagyfeszültségnek lehetőség szerint stabilnak kell lennie, mivel a GM-cső tápfeszültségének pár százalékos megváltozása jelentős mérési hibát eredményez, sőt sok esetben a működést is lehetetlenné teszi. Vegyük figyelembe pl. azt, hogy a GM-csövek plátója általában 200-300 V szélességű és ezen tartományon belül jó minőségű GM-csövek esetén is a meredekség 5-10 % 100 Voltonként.

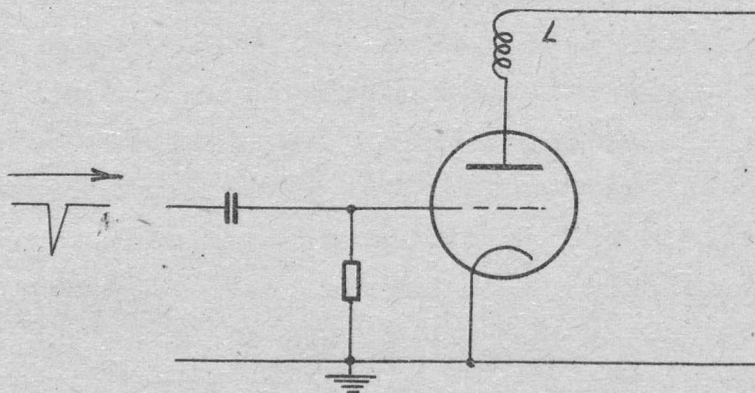
Nagyfeszültség előállítására kétségek nélkül az ideális megoldást a miniatűr egységekből összeállított nagyfeszültségű telep jelenti. Ez mind terhelhetőség, mind stabilitás szempontjából kielégítő. Ezt a módszert egyes külföldi gyárak kiterjedten alkalmazzák. Figyelembe véve, hogy hasonló hazai gyártmányú telep nem állt rendelkezésünkre, így ezt a megoldást el kellett vetni. Számunkra, mivel hordozható készülékről volt szó, maximálisan 90 V-os telep állt rendelkezésünkre. Így olyan megoldást kellett választani, amely ilyen feszültségből állítja elő a kívánt nagyfeszültséget. Itt ismét többféle lehetőség kínálkozott, melyek két nagy csoportra oszlanak. Az egyik az elektromechanikus, a másik az elektronikus kapcsolásokat tartalmazza. Az elektromechanikus átalakítók /forgóátalakító, vibrátor/ ilyen kis méretek és teljesítmények mellett nem valósíthatók meg, üzembiztos kivitelben és azonkívül hatásfokuk is nagyon rossz. Így nem maradt más hátra, mint a kívánt nagyfeszültség elektronikus kapcsolással történő előállítása. Ezen kapcsolások egyik fajtájának lényege az, hogy egy oszcillátorral váltófeszültséget állítanak elő, melyet feltranszformálás után egyenirányítanak. Ilyen kapcsolást már korábban előállított hazai készülékekben is láthattunk. Mi az általunk kifejlesztett készülékekben egy ettől eltérő kapcsolást alkalmaztunk, melynek az előzővel szemben előnye rendkívül kis fogyasztása, valamint igen biztos működése. Ezen kapcsolás lényege a következő:

Ismeretes, hogy ha egy induktivitáson keresztülfolyó áramot hirtelen megszakítunk, az induktivitás két sarkán nagy feszültségimpulzus keletkezik, melynek értéke

$$U = L \frac{I}{C}$$

ahol  $I$  a megszakított áram amperekben,  $L$  a tekercs induktivitása Hy-ben,  $C$  a tekercs szórt kapacitása F-ben.

A képletből látható, hogy ha pl. 100 Hy induktivitású és 1000 pF kapacitású tekercset alkalmazunk, 10 mA áram megszakítása esetén 3200 V-os feszültségimpulzust nyerünk. Az áram megszakítására a fellépő nagyfeszültség miatt célszerű elektroncsövet alkalmazni, mechanikus megszakítás esetén ugyanis az érintkezők közt ív keletkezik, amely nemcsak a szaggatót teszi tönkre, hanem a feszültséget is csökkenti. Ez a kapcsolás a következő. /1. ábra/

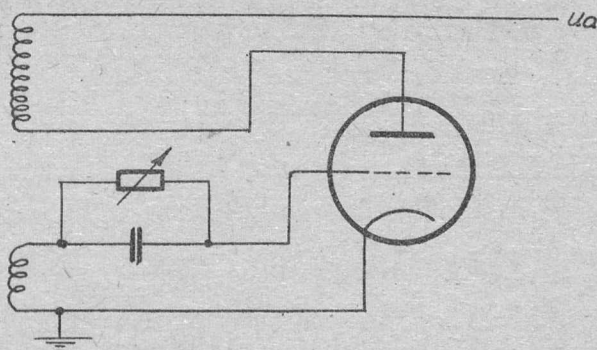


1. ábra.

A rácsra jutó nagy meredekségű negatív impulzusok a cső áramát lezárják, ami az induktivitáson keresztülfolyó áram megszakadását okozza. Mivel az induktivitáson keresztülfolyó áram az időben exponenciálisan nő, ha az egyes negatív impulzusok közti időt csökkentjük, akkor az áram kisebb lévén, a feszültségimpulzusok amplitudója is csökken. Ha viszont nagyon sokáig engedjük az áramot az induktivitáson keresztülfolyani, akkor tulságosan megnő az áramfogyasztás. Létezik tehát egy 1700/G.



optimális szaggató frekvencia és az áramköri elemeket úgy kell megválogatnunk, hogy az a kívánt feszültségtartomány közepének megfelelő feszültséget szolgáltatassa, ennél a szaggatási frekvenciánál. A nagyfeszültség egyszerűen az anódpont és a föld közé kapcsolt egyenirányítókörrel vehető le. Ennek a kapcsolásnak az a hátránya, hogy egy külön, negatív impulzusokat előállító generátort igényel. Továbbfejleszthetjük azonban úgy, hogy öngerjesztő legyen. Helyezzünk el egy másik tekercset az induktivitással közös vasmagon és kössük úgy, hogy egy, az ábrán látható R-C elemen keresztül, amikor az induktivitáson pozitív impulzus keletkezik, negatív feszültségtöltést juttasson a rácásra. /2. ábra/.

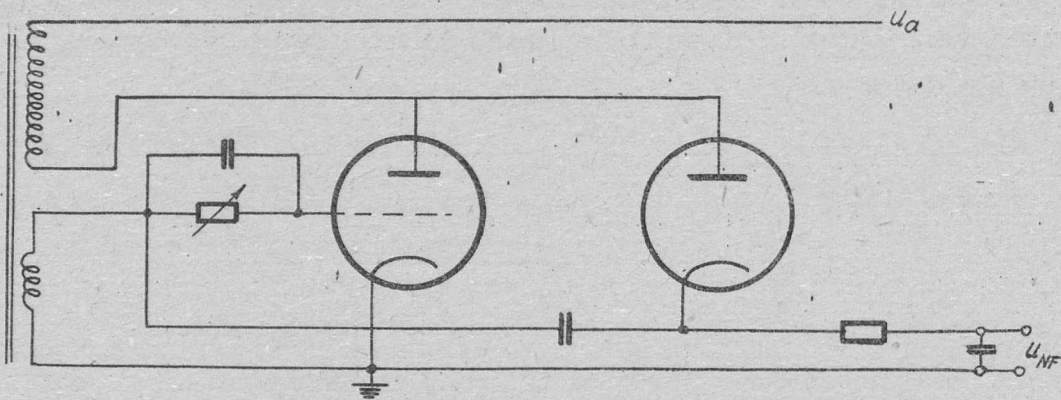


2. ábra.

Ez a kapcsolás az irodalomban blocking oszcillátor néven ismert és részletesen tárgyalt, így ennek működésére nem térünk ki, csak néhány, a jelen felhasználás szempontjából fontos tulajdonságát tárgyaljuk.

A kapcsolás könnyen beállítható módon öngerjesztő, mert pozitív visszacsatolást létesítettünk. A szaggatás frekvenciáját és ezzel a szolgáltatott nagyfeszültséget a rácskör időállandójával szabályozhatjuk. A pozitív visszacsatolás másik előnye, hogy az előző kapcsoláshoz képest az ugyanazon áram eléréséhez szükséges töltődési időt és ezzel a teljesítményfelvételt csökkenti, végeredményben tehát jobb hatásfokkal szolgáltatja ugyanazt a nagyfeszültséget. Az egyenirányi-  
1700/G.

tott nagyfeszültség értéke még növelhető azáltal, hogy az egyenirányító kört nem az anód és a föld közé, hanem az anód és a rácscső közé kapcsoljuk. Ugyanis amikor az anódon pozitív impulzus lép fel, a rácson negatív impulzus keletkezik. Mivel a rácscső egyenáramilag földponton van, az egyenirányító kör nagyfeszültség pontján így kb. 30%-os feszültségnövekedést érhetünk el, ha 3:1 áttételű transzformátort alkalmazunk. A nagyfeszültségű egység teljes kapcsolása tehát



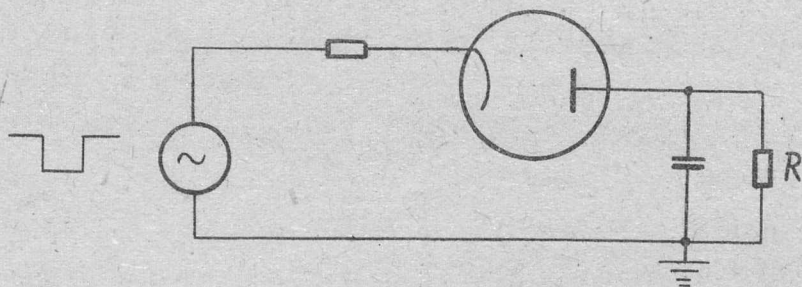
3. ábra.

A gyakorlati kivitelezés során a kapcsolásban 25 mA fűtésű 1R5T típusú csöveket használtunk fel, mind oszcillátorként, mind egyenirányítóként. Ezekkel a csövekkel max 3,5 kV-ot sikerült elérnünk. Az áramkör hatásfoka igen jó, mert 60 V-ról 1200 V-ot kb. 40%-os hatásfokkal nyertünk. Statikusan mérve 1000 V-ot 60 V-ról kb. 0,5 mA fogyasztás mellett állít elő. Ezek az adatok összehasonlítva külföldi irodalmi adatokkal, igen jelentősek. A megoldás előnye a sinusos rendszerekkel szemben továbbá az, hogy működése igen stabil, kényelmesen szabályozható, nem áll fenn elhangolódás veszélye, nem szakad le a rezgés esetleges nagy terheléseknél, stb.

## 2./ Counting ratemeter egység.

Mint tudjuk, egy, a GM-csővön keresztülhaladó ionizáló részecske hatására a GM-csőben kisülés keletkezik, vagyis 1700/G.

áram folyik. Ez a pillanatnyi áram /önkioltó GM-csőről lévén szó/ a csővel sorbakapcsolt munkaellenálláson egy feszültségimpulzust hoz létre. Ezeknek az impulzusoknak az időegységre eső száma arányos a sugárzás intenzitásával. Olyan kapcsolás kidolgozása vált tehát szükségessé, amely egy, a másodpercenkénti impulzusszámmal arányos feszültséget vagy áramot hoz létre. Ilyen célra készült áramkörök az irodalomban nagy számban találhatóak és alapelvük kivétel nélkül a következő:



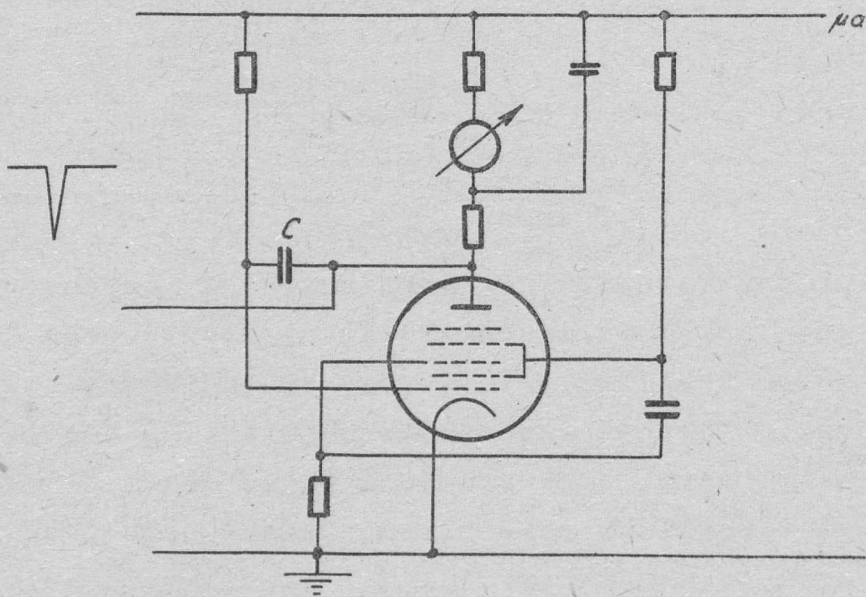
4. ábra.

Egy diódán keresztül az impulzusokkal kondenzátort töltünk, amely az R ellenálláson sül ki. A kisütő áram nagysága a kondenzátor feszültségétől, vagy ami ugyanazt jelenti, töltésétől függ. A töltés viszont azonos alaku és nagyságu impulzusokat alkalmazva, azok számától függ. Tehát ha egy árammérő műszert kapcsolunk az R ellenállással sorba, úgy ennek kitérése arányos a másodpercenkénti impulzusszámmal.

Ahhoz, hogy a műszer ne érzékelje külön-külön az egyes impulzusokat, az integrálókör időállandóját az egyes impulzusok közti időhöz képest nagyra kell választani. Ez azonban nem lehet túlságosan nagy, mert akkor a műszer nagyon lassan áll be a kívánt értékre. Figyelembevéve, hogy a felhasznált GM-csövek null-nívója kb. 60-70/perc, mi az integrálókör időállandóját 1 sec-re választottuk, de a műszer további csillapítását értük el azáltal, hogy rövidre zárt lengőkeretet alkalmaztunk. Mint előbb láthattuk, ez az áramkör azonos alaku impulzusokat igényel. A GM-csövek impulzusai 1700/G.

azonban sok esetben különbözök, így azokat át kell alakítani. Erre a célra általában egy-stabil állapotú billenőköröket használnak. Szellemesen kombinálja össze a két áramkört az a külföldi készülékekben szinte kizárólagosan használt megoldás, amelynél az egy-stabil állapotú multivibrátor normálisan lezárt csövének anódkörébe van elhelyezve az integrálókör, így a dióda megtakarítható. A méréshatár változtatása pedig a billenési időtartam szabályozásával történik.

Ebből az elvből indultunk ki mi is, de a fogyasztás csökkentése céljából a klasszikus multivibrátor helyett egy fantasztron kapcsolású billenőkört alkalmaztunk. Ez csupán egy csövet igényel. A kapcsolás az 5. ábrán látható.



5. ábra.

A fantasztron kapcsolás részletes ismertetése az irodalomban található. Az egyes áramköri elemek helyes megválasztásával a kapcsolás beállítható úgy, hogy nyugalmi állapotban az anódkörben áram nem folyik. A billenési időtartam és ezzel együtt a méréshatár a C kondenzátorral változtatható. A kapcsolás kellemes tulajdonsága rendkívül kis fogyasztása, kb.  $150 \mu A$  60 V-ról. Felbontóképessége kb. 50 %-al jobb, mint a hasonló célra kivitelezett multivibrátoroké. 1700/G.

### 3./ A megépített készülékek.

A készülékek végleges kivitelezésénél az előzőekben ismertetett két alapkapcsolást használtuk fel. A mechanikai felépítésnél vettük figyelembe a méret és súly csökkentés, valamint a stabilitás szempontjait. A készülékekben jelentős helyet foglalnak el a telepek, melyek döntően befolyásolják a készülék méreteit. Az első, korábban kifejlesztett típusban anódtelepként egy 60 V-os 1,5 A-os egységet építettünk be. A blocking oszcillátor és fantasztron csövek fűtését egy 1,5 V-os 30 A-os töltőelem, az egyenirányítócső számára szükséges fűtőteljesítményt pedig 2 db 1,5 V-os Góliát-elem szolgáltatja. A készülék méréstartományát három részre osztottuk, és pedig a sugárfizikai szempontok figyelembevételével 0,2, 2, és 20 mr/ó végkitéréssel. A három tartomány váltására szolgáló kapcsoló egy negyedik állásában a készüléket kikapcsolja. A készüléken vízmentesen lezárható fedél alatt található a nagyfeszültség állító, valamint a hitelesítő forgatógomb. Kis intenzitások akusztikus indikálására fejhallgató is csatlakoztatható a készülékhez. A készülék vízmentesen lezárható dobozban van elhelyezve, melynek tetején helyezkedik el a hordozásra szolgáló fogantyú, melybe a GM cső szonda beilleszthető.

Ami a belső felépítést illeti, igen nagy gondot kellett fordítanunk a készülék két részének egymástól való jó elektromos árnyékolására. Ezt az tette indokolttá, hogy míg a nagyfeszültségű egység néhány kV-os feszültségimpulzusokat állít elő, addig a fantasztron kapcsolás néhány tized Voltos impulzusokra működik, így könnyen megtörténhet, hogy a rate-meter nem kielégítő elektromos árnyékolás esetén a nagyfeszültségű impulzusokra megindul. Végül figyelembe kellett vennünk az egyes alkatrészek könnyű cserélésének és javításának szempontjait is. A teljes készülék, mely a GK-2 típusszámot viseli, súlya telepekkel együtt 6,5 kg, mérete pedig 26 x 18 x 15 cm. Telepcsere nélkül kb. 500 órán keresztül képes működni. A GM cső cserélhető és szükség esetén, tekint-  
1700/G.

ve, hogy az anódpótló max. 1800 V nagyfeszültséget képes szolgáltatni, végablakos számlálócsővel is működtethető.

A GK-2 típusu készülékkel nyert tapasztalatok alapján fejlesztettünk ki egy másik műszert, mely intézetünkben GK-4 tipusszám alatt szerepel. A felhasználás során kiderült ugyanis, hogy a GK-2 készülék telepei túlméretezettek. Napi 2-3 órai üzemeltetést figyelembevéve a telepek élettartama elvben  $3/4$  év körül van. Ezen idő alatt azonban a telepek kapacitása a fellépő önkisülés következtében is jelentősen csökken. Nem érdemes tehát ilyen nagy kapacitású telepeket beépíteni, mert ezeket nem lehet teljesen kihasználni és csak a súlyt és a méretet növelik.

A GK-4 készülékben anódtelepként egy super hallóelemet /45 V; 450 mAó/ és két Góliát fűtőelemet alkalmaztunk. Ezzel, valamint kisebb áramköri változtatásokkal és jobb elrendezéssel sikerült a készülék súlyát 2,8 kg-ra, méreteit pedig  $21 \times 11 \times 8$  cm-re csökkentenünk. Élettartama kb. 100 óra. Elhagytuk a gyakorlat során feleslegesnek bizonyult fejhallgató kivezetést, helyette egy nyomógombot helyeztünk el, melynek lenyomása esetén a műszer a GM cső nagyfeszültségét méri.

Méréshatárként ennél a típusnál 1;5 és 20 mr/hr végkitéréseket választottunk. Ennek oka részben a kisebb feszültségű anódtelep, részben pedig az volt, hogy 0,2 mr/ó. végkitérésű mérés határ esetén az állandóan változó kozmikus háttér következtében pontos méréseket úgy sem lehet végezni.

Mindkét készüléktípust kb. 15 hónapon keresztül folyamatosan használtuk és ellenőriztük. Vizsgálatok céljaira és véleményezésre más osztályoknak és intézményeknek is kölcsönadtuk. Összefoglalva az eredményeket, úgy találtuk, hogy laboratóriumi felhasználás és kezelés esetén a készülékek kb. 3-4 % pontosságúak, de terepen végzett mérések esetén is mindenképpen 10 %-on belüli pontosságot mutatnak fel.

Köszönetet szeretnék mondani dr. Bozóky László oszt. vez., Fenyves Ervin és Szilvási Árpád oszt. vez.h. kartársaknak, akik tanácsaikkal a készülékek tervezésében támogattak és a bemérés és kipróbálás nagy figyelmet és gondosságot igénylő munkáját elvégezték. Hasonlóképen megköszönöm Baum László és Gyarmathy Gusztáv technikusok lelkes és odaadó munkáját, mellyel a kísérletsorozat elvégzését és a készülékek kifogástalan kivitelezését lehetővé tették.

Elhangzott az 1954. évi fizikus vándorgyűlésen.

A RADIOLÓGIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: BOZÓKY LÁSZLÓ

Kéz és láb rádióaktív szennyeződését mérő készülék

Irta: Tari László

Rádióaktív laboratóriumokban, különösen az ugynevezett "meleg" laboratóriumokban dolgozók egészségvédelme különleges fontosságú kérdés. Ezek a dolgozók állandóan rádióaktív fertőzésnek vannak kitéve, hiszen ez a tény munkájukból ered. Éppen ezért a saját ellenőrzésükre fokozott gondot kell fordítani. Az egészségvédelmi kérdéseken túlmenően még egy fontos szempontot is érvényre kell juttatni a meleg laboratóriumokban. Ez a szempont pedig a környezet, különösen pedig a mérőhelyiségek rádióaktív elszennyeződésének a veszélye. Preventív intézkedésekkel és megfelelő ellenőrző berendezésekkel lehet csak a fenti szempontoknak megfelelő biztonságot elérni.

Általában olyan ellenőrző berendezésre van szükség, amely állandóan üzemkész állapotban van, roppant egyszerű a kezelése, lehetőleg egyetlen gombnyomásra automatikusan végzi el az összes ellenőrző műveleteket, áttekinthető, gyors, kényelmes, feltétlen üzembiztos, több független csatornában egyidejűleg végzi a mérést, béta érzékeny és végül, de nem utolsósorban mosható is, hogy az esetleges szennyeződések eltávolíthatók legyenek róla.

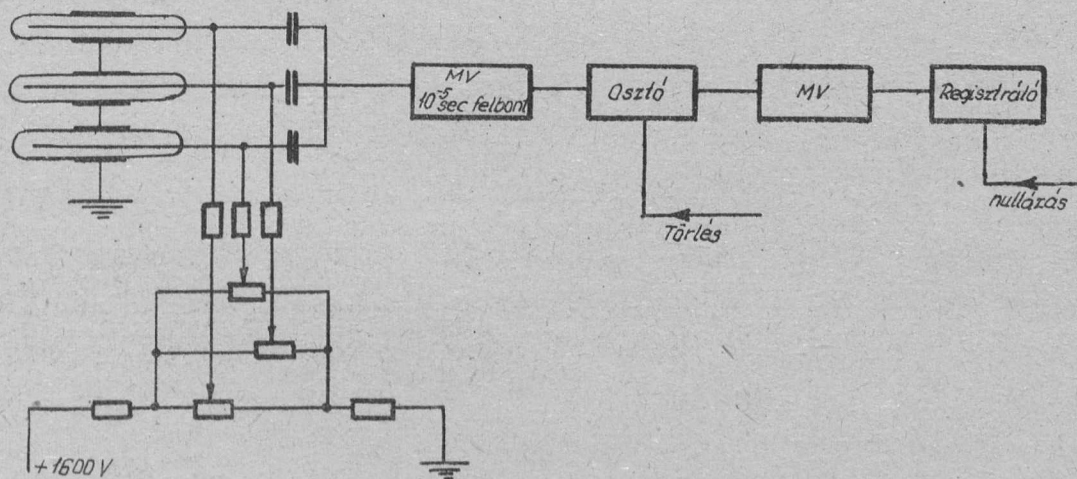
Fenti követelmények figyelembevételével terveztem meg a KFKI Radiológiai Osztályán felállított "Izotop laboratórium" számára egy automatikus ellenőrző készüléket. A készülék fő része 2 m magas, 90 cm széles és 30 cm mély. Ebben van elhelyezve legfölül az automatizáló és regisztráló rendszer, középen a kéz vizsgáló rendszer és alul az összes áramforrás. Ehhez a dobozhoz alul előrefelé csatlakozik egy 20 cm magas, 90 cm széles és 50 cm mély lapos doboz, amelyben a láb 1700/G.



vizsgáló áramkör GM-csővel és multivibrátora vannak elhelyezve. Az automatizáló felső egység és a kéz vizsgáló egység kihúzható a dobozból, 25-25 drb. késes-rugós csatlakozó biztosítja a jó érintkezést az egyes áramkörök számára. A készülék minden egyes oldallapja tömítve van a hegesztett vázhoz erősítve, hogy por és víz ellen biztosítsuk az elektromos rendszert.

A készülék 4 vizsgáló nyílása 0,2 mm vastag, cserélhető PVC ablakkal, illetőleg tasakkal van ellátva, amelyek ugyancsak por és víztömörek. A vizsgáló nyílások elhelyezésénél a vizsgálendő személy kényelmes elhelyezkedése volt a fő szempont. Ezért sok személy méretadataiból nyert átlagértékek alapján a kézvizsgáló nyílások középvonala 1040 mm magasra és egymástól 420 mm távolságra kerültek. A készülék működését indító gomb pedig, hogy az könyökkel egy pillanatra benyomható legyen, 1170 mm magasra került.

A készülék mérő és regisztráló körének az elvi felépítése a következő:



1. ábra.

Tenyerek és kézfejek mérésére 3-3, összesen 12 drb; a talpak mérésére 4 drb. vékonyfalu, béta érzékeny GM csövet használunk fel. Így az első felépítésben 5 mérő csatornához jutunk. Minden egyes GM cső számára a szükséges nagyfeszültség a készülék bal oldaláról hozzáférhető, de fedetten elhelyezett potencióméterrel állítható be. Az egyes GM-cső csoportok /jelenleg tehát 5/ jelei egy-egy monostabil multivibrátorra, majd egy-egy diódás csatolásu négyes osztóba, onnan egy-egy számoló multivibrátorba jutnak és ezek egy-egy elektromechanikus számoló szerkezetet működtetnek. Ennek a jól ismert és gyakorlatban is már jól bevált áramkörnek azonban a megfelelő vezérléséről kell gondoskodni, hogy alkalmassá váljon a beszámoló elején vázolt feladatok elvégzésére.

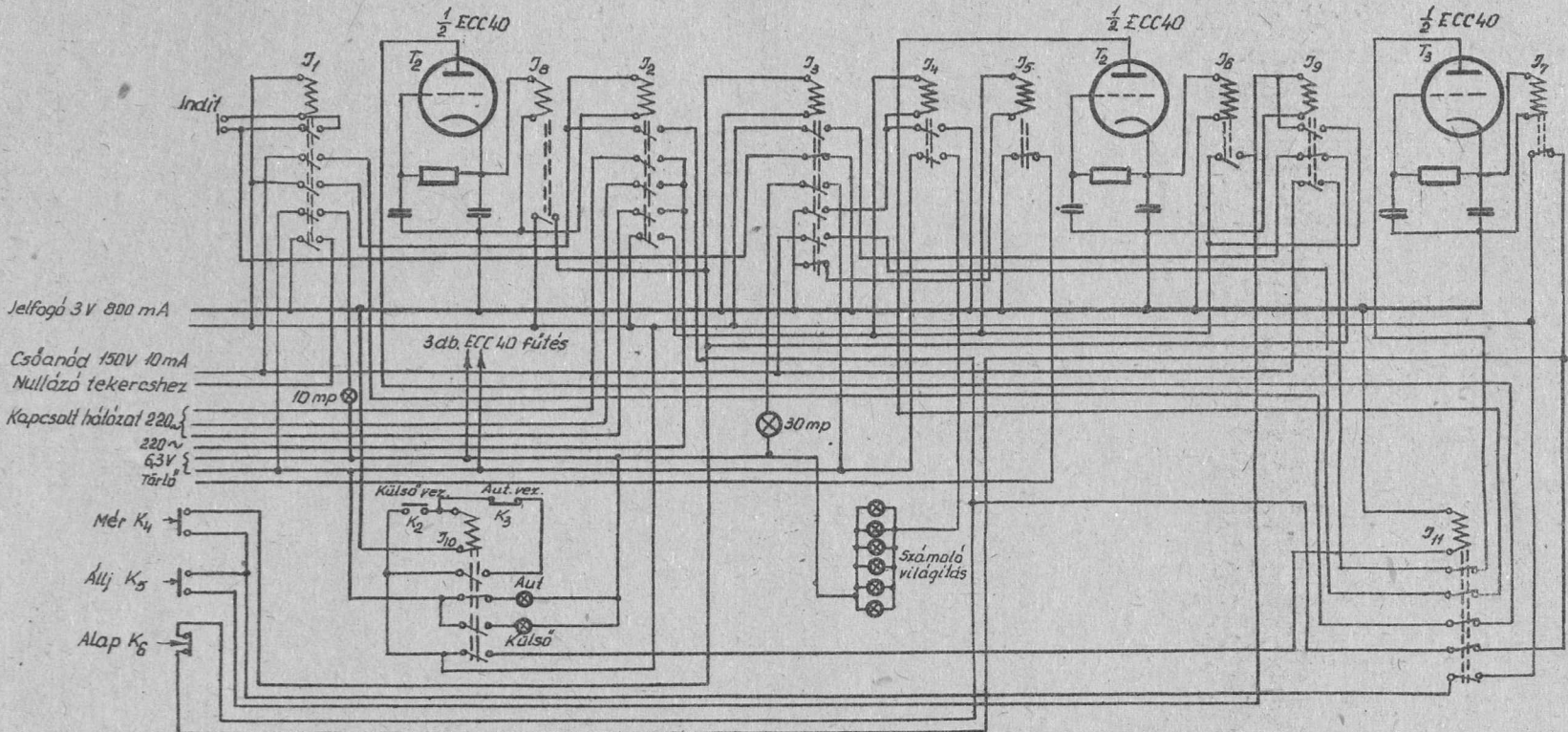
Az automatizáló körök kialakításánál a következő megfontolások vezettek: A készüléknek állandóan üzemképesnek kell lennie. A vizsgálandó személy fellép a 20 cm magas alap részre és talpait a konturban rajzolt és sarok ütközővel ellátott részre helyezi, anélkül azonban, hogy bármit is megfogott volna, hiszen esetleges kéz fertőzöttség esetén a készüléket is szennyezné. Ezután kezeit is a vizsgáló nyílásokba helyezi. Teljes elhelyezkedése után kell a mérésnek megindulnia. A mérés indítása fotocellás fényrelével is történhetik, azonban más megfontolások után ezt a lehetőséget elvetettem. A fényrelés indítás után tulajdonképpen még szükség van egy kis időre, amíg az illető személy kezeit is véglegesen elhelyezi. Ezt az időt nagyon értékesen lehet kihasználni. Ha ugyanis az automatizáló körök kivételével az összes többi kör nyugalmi helyzetben nem kap anódfeszültséget, továbbá ugyanezen körök fűtőfeszültségét is 6,3 V-ról 2 V-ra csökkentjük, a készülék nyugalmi teljesítményfelvétele 350 W-ról kb. 1/4 részére esik. Ez azt jelenti, hogy az elektroncsövek élettartamát lényegesen megemeltük, ugyanakkor a készülék melegedését és az ebből származó kényelmetlenségeket teljes mértékben kiküszöböltük. Az alkalmazott vevőcső típusok 2 V-os előfűtött állapotból méréseim szerint 5-7 mp alatt fűlnek fel normális katódhőmérsékletre, tehát 10 mp előkészületi idő felvétele teljes bize 1700/G.

tonságot nyújt az emisszió normális értékéhez. Ez tehát azt jelenti, hogy a vizsgálandó személy az alaprészre való fellépéssel egyidejűleg gombnyomással megindíthatja a készüléket és ekkor még 10 mp idő áll rendelkezésére az elhelyezkedéshez. Ezalatt a 10 mp alatt egy zöld mezőben megjelenő "Előkészület" felirat figyelmezteti, hogy az automata megindult, de a mérés még nem kezdődött el. Az előkészületi idő alatt az elektromechanikus számoló szerkezetek nullázódnak, az osztó fokozatok alapállásba állnak, az áramforrások, köztük a GM csövek nagyfeszültségű áramforrása is működni kezdenek.

A 10 mp elteltével az "Előkészület" felirat eltűnik és piros mezőben "Mérés" felirat tűnik elő. A mérési szakasz 30 mp. A GM csövek impulzusai a formálókról az egyes osztólánckokra jutnak, majd a számológépezetekre. A számológépezetek számkerekei kivilágosodnak és megindul a regisztrálás. Az alkalmazott elrendezés csatornánként és másodpercenként periodikus jelek esetén 40 beütés regisztrálására alkalmas. A 30 mp mérési idő elteltével kialszik a "Mérés" felirat és 20 mp-es kiértékelés indul. Ez alatt az idő alatt az osztók már nem kapnak jeleket, de a számológépezetek továbbra is kivilágítva maradnak, hogy az egyes csatornákon érkezett beütésszámok leolvashatók legyenek. A 20 mp elteltével az áramforrások leállnak, megszűnik a világítás, a csövek fűtése 2 V-ra kerül ismét, a készülék pedig egy újabb mérési ciklus elindítására válik alkalmassá.

Lehetőség van arra is, hogy az automatikus mérési ciklus helyett külső vezérlést alkalmazzunk. Pillanatkapcsolós nyomógomb benyomásával "Automatikus vezérlés"-ről "Külső vezérlés"-re kapcsolódik át a készülék. Ekkor az egyes szakaszok nevezetesen a "Mérés" és "Kiértékelés" tetszőleges időtartamuk lehetnek.

A 2. ábrán /lásd a következő oldalon/ a készülék vezérlő és automatizáló köreinek az elvi kapcsolása látható. A 3 elektroncső rendre a 10, 30, ill. 20 mp-es késleltetést végzi. A késleltető áramkörök nagy negatív visszacsatolással mű-  
1700/G.



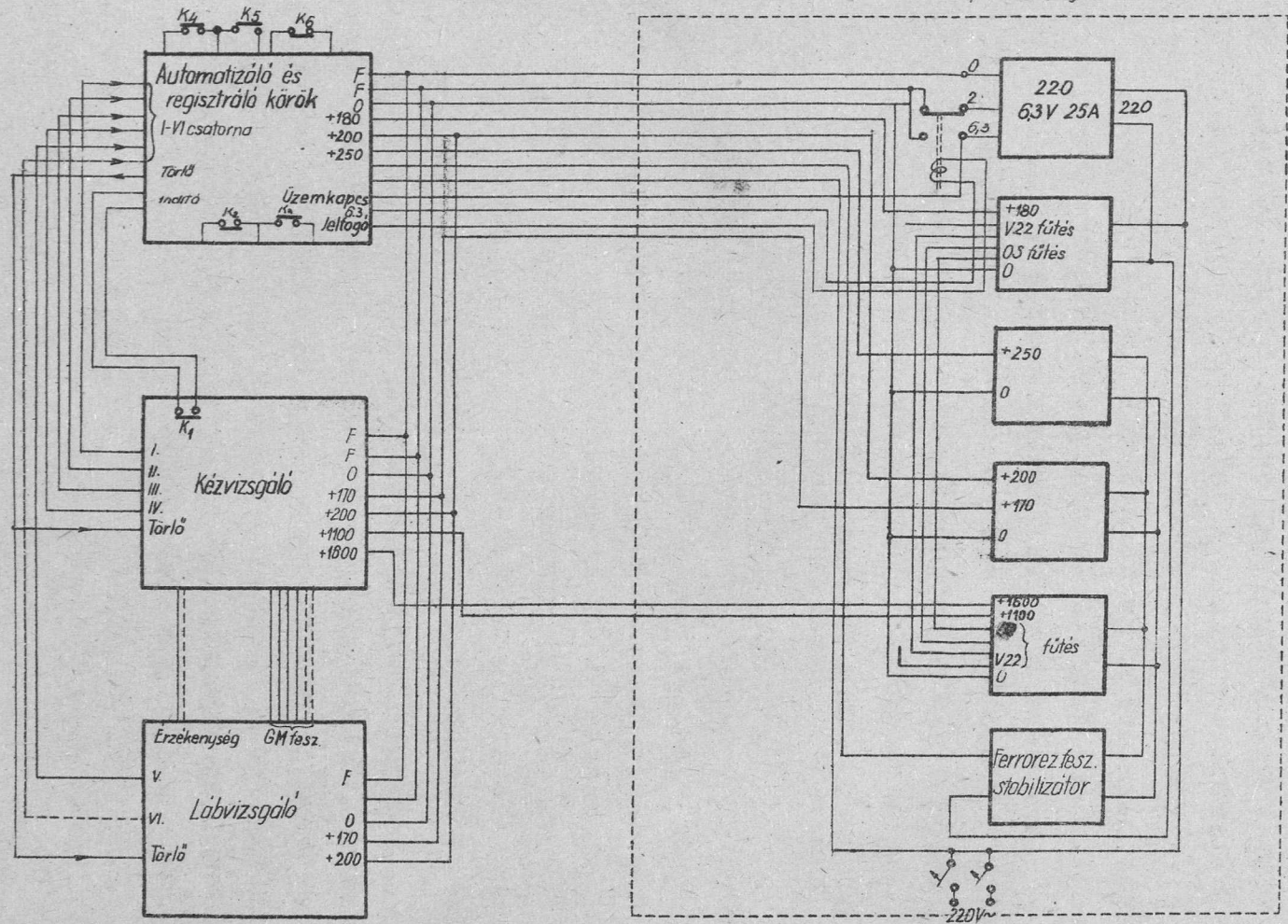
Automatikus vezérlés.

Külső vezérlés.

	J <sub>1</sub>	J <sub>2</sub>	J <sub>3</sub>	J <sub>4</sub>	J <sub>5</sub>	J <sub>6</sub>	J <sub>7</sub>	J <sub>8</sub>	J <sub>9</sub>	J <sub>10</sub>	J <sub>11</sub>	J <sub>12</sub>	J <sub>13</sub>
Jelfogó													
Üzemkész													
Inci (30mp. kezd.) végén													
Mérés kezd. 30mp. végén													
Kierlekérés													
Alapállás-üzemk.													

	J <sub>1</sub>	J <sub>2</sub>	J <sub>3</sub>	J <sub>4</sub>	J <sub>5</sub>	J <sub>6</sub>	J <sub>7</sub>	J <sub>8</sub>	J <sub>9</sub>	J <sub>10</sub>	J <sub>11</sub>
Jelfogó											
Üzemkész											
Inci (30mp. kezd.) végén											
Mérés kezd. 30mp. végén											
Kierlekérés											
Alapállás-üzemk.											

2. ábra.



3. ábra

ködnék és ezzel a megoldással néhány perces késleltetések is könnyen megvalósíthatók. A kapcsolási rajzon látható áramkörök nyugalmi helyzetben vannak. A jelfogók és csövek működési sorrendjét a rajz alatt látható két táblázat foglalja össze. A vonalkázott pozíciók a meghuzott jelfogókat jelentik, a fél kockára kiterjedő vonalkázás pedig azt jelenti, hogy az illető jelfogó meghuzása oly áramköröket működtet, amelyek az illető jelfogót közvetlenül a meghuzás után ismét nyugalmi helyzetbe állítják vissza. Ugyancsak fel vannak tüntetve a külső vezérlés esetén előálló jelfogó kombinációk is.

A készülék egységek közötti vezeték tervét a 3. ábrán /lásd a 699. oldalon/ láthatjuk. Az ábra bal oldalán látható 3 mérő és vezérlő egységet az ábra jobb oldalán található áramforrás rendszer táplálja. A fűtőfeszültségeket szolgáltató és a vezérlő áramköröket tápláló feszültségforrások kivételével az összes többi áramforrás primer oldalon ferromrezonanciás feszültségstabilizátorból van megtáplálva, így tehát a nagyfokú hálózati feszültségváltozások hatását a készülékből ki lehet küszöbölni.

A készülék teljes megépítése még nem fejeződött be. Az automatizáló körök elkészültek és kielégítően működnek. Tervbe vettük a továbbfejlesztést is az egyes csatornába beiktatható integráló körökkel, azonban ennek a munkának a megindítása csak az ismerttetett rendszerű készülékkel nyert tapasztalatok alapján lesz célszerű, annál is inkább, mert hazánkban ilyen jellegű készülékkel tudomásom szerint még senkinek sincsenek tapasztalatai.

Elhangzott az 1954. évi fizikus vándorgyűlésen.

A FERROMÁGNES OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: PÁL LÉNÁRD

Domen-fal eltolódások dinamikája

Irta: Pál Lénárd

Minden véges vezetőképességgel rendelkező anyagban váltakozó külső mágneses tér hatására - mint ahogy ez jól ismeretes - örvényáramok keletkeznek, amelyek mágneses tere csökkenti az anyag belsejében kialakuló mágneses teret. Egyszerű geometriai formával rendelkező anyagok esetében igen jó közelítéssel ki is számolható a mágneses térnek anyagon belüli eloszlása. Azonban ferromágneses anyagok esetében az ilyen számítások igen bonyolultakká válhatnak. Ha nem vesszük figyelembe a mágneses fázisok /a domen-szerkezet/ sajátosságait, azaz ha a ferromágneses közeget mágneses szempontból homogénnek tekintjük, akkor a permeabilitás térerősségtől való függése okoz igen nagy matematikai nehézséget. A mi szempontunkból elsősorban a mágneses szerkezettel kapcsolatos problémák érdekesek. Itt azonban legalábbis az első közelítésben meg kell elégednünk azzal, hogy a permeabilitást állandónak tekintjük és a tényleges mágneses szerkezet helyettesítésére lehetőleg olyan egyszerű modellt választunk, amelyre a számítások kellő szigorúsággal végezhetők el.

Legyen az egymással ellentétesen mágnesezett mágneses tartományok közötti válaszfalak síkja az  $/x, z/$  síkkal párhuzamos. A lemezalaku próbatest  $y$  tengelymenti  $d$  vastagsága legyen kicsiny a lemez  $x$  irányu  $h$  hosszához képest és a  $z$  tengely irányában pedig legyen olyan magas, hogy a mágneses tartományok végeinek zavaró hatását el lehessen hanyagolni.

Váltakozó mágneses terekben a domen-falak /az egyes mágneses tartományokat elválasztó síkok/ mozgását fékezi az a mágneses tér, amely éppen a domen-falak mozgásával kapcsolatos.

1700/G.

latos lokális fluxusváltozás eredményeként jelentkeznek. Ezeknek a "mikro-örvényáramoknak" hatására keletkező fékező tér szerepére először V. Arkadiew /1/ mutatott rá és a mágneses viszkozitás régen ismert kísérleti tényének kézenfekvő magyarázataként tekintette.

A legtöbb esetben eltekinthetünk a domen-fal szerkezetével kapcsolatos effektusoktól, különösen nem túl nagy frekvenciájú mágneses tér esetében. A domen-falat jelen esetben is csupán mint két mágneses fázis közötti válaszfalat fogjuk fel. A k-ik és az i-ik mágneses fázis közötti falra H külső mágneses térben

$$P_H = H(J_{Sk} - J_{Si}) \quad (1)$$

"nyomás" hat. Ennek a nyomásnak a hatására a domen-fal kimozdul eredeti egyensúlyi helyzetéből. Jelöljük  $\Delta x$ -el a H mágneses tér hatására előálló elmozdulást. A  $P_H \Delta x$  munkával egyenértékű energia Bloch-féle domen-falak esetében teljesen a domen-fal  $\delta$  felületi energiájának növelésére fordítódik. /Becker-féle domen-fal esetében a munka legnagyobb része a kristály térfogati feszültségi energiáját növeli./ Bloch-féle domen-fal esetében

$$P_H = 2HJ_s = \frac{dW}{dx} \quad (2)$$

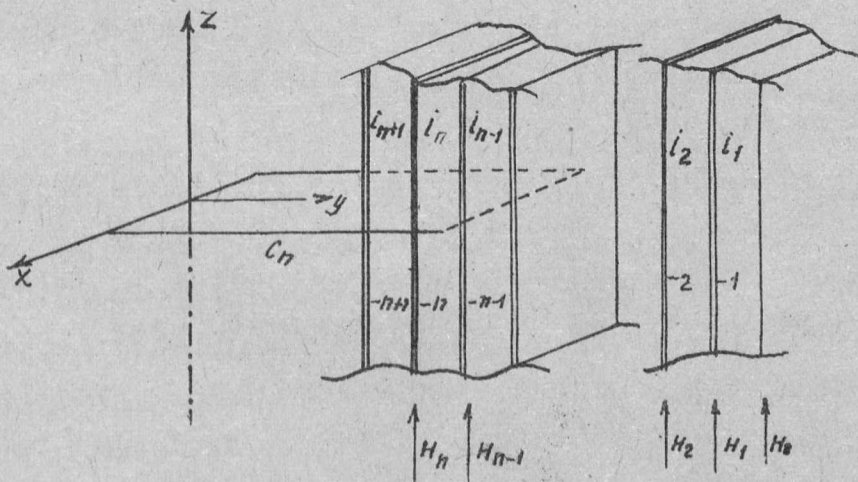
a  $\delta$ -nak /és így a  $P_H = \frac{dW}{dx}$  --nak is/ az x helyzet koordinátától való függése igen bonyolult lehet. Mi a legegyszerűbb feltevéssel kívánunk élni /ami igaz is a kezdő-permeabilitás tartományában/, nevezetesen amikor  $\frac{dW}{dx} \sim A \Delta x$  ahol A  $\text{erg.cm}^{-1}$  dimenziójú állandó és  $\Delta x$  a domen-fal elmozdulása. Így H külső mágneses tér hatására bekövetkező fal-eltolódás

$$\Delta x = 2A^{-1} J_s H \quad /3/$$



Becker /2/ határozta meg először a Bloch-féle falra ható fékező teret azzal a feltevéssel, hogy az adott domen-falra csak a saját mozgása által okozott fékező tér hat. Természetesen eljárást nem lehet pontosnak minősíteni, mivel a környező domen-falak mozgása is befolyásolja a kérdéses domen-fal mozgását. Először Polivanov /3/ majd Akulov és Krincsik /4/ kísérelték meg ennek a kooperatív jelenségnek pontos tárgyalását. A Polivanov által választott modell nem egészen következetes, mivel nála váltakozva követik egymást Bloch- és Becker-féle domen-falak. A Becker-féle domen-falak elmozdulásának meghatározására nem használható fel a /3/ alatti kifejezés, mivel a mágneses rugalmas energia növelésére jelentős külső munka fordítódik. Akulov és Krincsik nem kísérelték meg a probléma korrekt megoldását és csak olyan határesetekkel foglalkoztak, amelyekre vonatkozóan a Becker-féle megoldás is helyes.

A következőkben röviden összefoglaljuk azokat a vizsgálatokat, amelyeket abból a célból végeztünk, hogy korrektebb módon meghatározzuk a domen-fal mozgások közötti kölcsönhatásnak a látszólagos permeabilitás frekvencia-függésére gyakorolt hatását. Az 1. ábrán látható az általunk vizsgált modell



1. ábra.

vázlatos sémája. A külső mágneses tér irányát válasszuk párhuzamosnak a z tengely irányával. A domen-falak egymástól való távolságát jelöljük  $b$ -vel. Megjegyzendő, hogy a domen-fal elmozdulása következtében a domen-falak közötti távolság  $/b/$  nem marad állandó. A kedvező orientációjú domenek határoló falai közötti távolság nagyobb, mint a kedvezőtlen orientációjú domeneké. Továbbá annak következtében, hogy az anyag belsejében lévő domen-falakra gyengébb mágneses tér hat, mint a felülethez közel fekvőkére, a beljebb lévő kedvező orientációjú domenek határoló falai közötti távolság kisebb  $/a$  kedvezőtlen orientációjúaké pedig nagyobb/, mint a felülethez közel fekvők esetében. Azonban, ha csak kis elmozdulásokra szorítkozunk, akkor ezeket a körülményeket figyelmen kívül hagyhatjuk. Azt mondhatjuk, hogy elhanyagolható a mikroörvényáramoknak magára a domen-szerkezetre gyakorolt visszahatása. Számításainkban nem vettük figyelembe ezt a visszahatást.

Koordináta rendszerünk középpontját helyezzük a kérdéses ferromágneses anyagból készült lemez középpontjába és tegyük fel, hogy az  $y$  tengely mentén jobbra és balra  $N$  számú,  $b$  szélességű mágneses tartomány helyezkedik el  $/2Nb = d \ll l/$ . Tegyük fel, hogy már az  $/n+1/$ -ik  $(n+1 < N)$  domen-falra olyan kicsiny  $H_{n+1}$  eltérítő mágneses tér hat, hogy hatását elhanyagolhatjuk. Így sorban az  $n, n-1, \dots, 3, 2, 1$  indexű domen-falakra  $H_n, H_{n-1}, \dots, H_3, H_2, H_1$  eltérítő tér hat, amelyekre nyilvánvalóan teljesül, hogy  $H_n < H_{n-1} < \dots < H_2 < H_1 < H_0$ . A negatív  $y$  tengely mentén szimmetria okokból teljesen hasonlóak a viszonyok. Az  $y_n$  koordinátájú  $n$ -ik domen-fal  $\Delta y_n$  elmozdulásával  $(\Delta y_n = 2A' J_n H_n)$  az  $n$ -ik domen-fal körül  $i_n$  áramsűrűséggel örvényáram indukálódik, ami arra vezet, hogy

$$\Delta H_n = H_{n-1} - H_n$$

Határozzuk most meg az  $n$ -ik és az  $n-1$ -ik domen-falra ható eltérítő mágneses terek közötti  $\Delta H_n$  különbséget. 1700/G.

Mindenekelőtt könnyű belátni, hogy az /3/ alatti kifejezésben az A anyagi állandó a kezdő szuszceptibilitással helyettesíthető. Mivel a próba test átlagos mágneses intenzitása

$$\bar{J} = \frac{2A' J_s}{2Nb} \sum_{n=1}^{2N} H_n \quad (4)$$

kifejezéssel adható meg, azt mondhatjuk, hogy lényegében minden egyes domen-falhoz az

$$J_n = \frac{2A' J_s}{b} H_n \quad (5)$$

összefüggés alapján saját mágneses intenzitást rendelhetünk. Ha már most feltételezzük, hogy minden egyes domen-fal A állandója azonos, akkor

$$\chi = \frac{2A' J_s}{b} \quad (6)$$

Végeredményben tehát az átlagos mágneses intenzitás a következőképen írható fel:

$$\bar{J} = \frac{\chi}{2N} \sum_{n=1}^{2N} H_n \quad (7)$$

A  $\Delta H_n$  meghatározása céljából az /x,y/ síkban az n-ik domen-fal körül jelöljük ki gondolatban egy négyszöget olyan módon, hogy a négyszög x tengellyel párhuzamos oldalai egységnyi hosszúságúak legyenek és közülük egyik az n-ik és /n-1/-ik domen-fal között, míg a másik koordináta rendszerünk középpontján haladjon át. A kijelölt négyszög által határolt területen átfolyó erővonal fluxusnak időben változó része nyilván

$$\Phi_n(t) = J_s \Delta y_n = \chi b H_n \quad (8)$$

A domenfal  $\Delta H_n$  elmozdulásának változása

$$i_n = -\frac{\sigma}{c} \frac{d\Phi_n}{dt} = -\frac{\sigma \chi b}{c} \frac{dH_n}{dt} \quad (9)$$

sűrűségű áramot hoz létre, amely viszont azt eredményezi, hogy az n-ik domen-falra a  $H_{n-1}$  eltérítő térenél

$$\Delta H_n = \frac{2\pi}{c} b i_n \quad (10)$$

térrel kisebb mágneses tér hat. /Könnyű meggyőződni arról, hogy a fenti modell esetében a kijelölt négyszög y tengellyel párhuzamos oldala mentén folyó áramot a mellé csatlakozó hasonló áramkörök ellentétes irányu áramai teljesen kompenzálják. Ez azt jelenti, hogy az y tengellyel párhuzamos áram hatását csak a lemez szélein kell figyelembe venni. A lemez középpontjához szimmetrikus helyzetű domen-falak mozgásához tartozó áramok x tengellyel párhuzamos komponensei a lemez középpontjával ellentétes irányuak és kompenzálják egymást. Ezeknek a megjegyzéseknek alapján világos, hogy az  $i_n$  sűrűségű áram által keltett mágneses tér meghatározásánál az

$$\oint H_s ds = \frac{4\pi}{c} i_n b$$

kifejezés baloldalán álló integrál egyszerűen  $2H$ -val egyenlő. Természetes, hogy  $\Delta H_n$  az n-ik domen-fal mozgásától származó fékező térnek csupán azt a részét jelenti, amennyivel nagyobb fékező tér hat az n-ik mint az /n-1/-ik domenfalra./

Ilyen módon /10/-ből a /9/ segítségével

$$\Delta H_n = -\frac{2\pi}{c} \chi \sigma b^2 \frac{dH_n}{dt} = -a \frac{dH_n}{dt} \quad (11)$$

Az /n-k/-ik domenfalra ható eltérítő mágneses tér

$$H_{n-k} = H_{n-k+1} + \Delta H_n + \Delta H_{n-1} + \dots + \Delta H_{n-k+1} \quad (12)$$

Egyszerű számítások segítségével azt kapjuk, hogy

$$H_{n-k} = H_n \left\{ \sum_{j=0}^k \binom{k+j}{2j} a^j (i\omega)^j \right\} \quad (13)$$

s mivel

$$H_0 = H_n \left\{ \sum_{j=0}^n \binom{n+j}{2j} a^j (i\omega)^j \right\} \quad (14)$$

ahol  $H_0$  a külső mágneses tér, a /13/ alatti kifejezés a következőképpen írható fel:

$$H_{n-k} = \frac{\sum_{j=0}^k \binom{k+j}{2j} a^j (i\omega)^j}{\sum_{j=0}^n \binom{n+j}{2j} a^j (i\omega)^j} H_0 \quad (15)$$

Ennek a kifejezésnek a felhasználásával a /7/ alapján a látszólagos permeabilitás /a szuszceptibilitás helyett egyszerűen vehetjük a permeabilitás értékét, mivel

$$\bar{\mu} = \mu_1 - i\mu_2 \sim \frac{\bar{\chi}}{H_0} = \frac{\sum_{j=0}^n \binom{n+j}{2j+1} a^j (i\omega)^j}{\sum_{j=0}^n \binom{n+j}{2j} a^j (i\omega)^j} \quad (16)$$

A látszólagos permeabilitás mint komplex-mennyiség jelentkezik, amelynek valós része monoton csökkenő, képzetes része pedig maximummal rendelkező görbét mutat.

Hogy a viszonyokat jobban áttekinthessük, vizsgáljuk meg azt az esetet, amikor mindössze két domen-fal vesz részt aktívan a külső tér hatására előálló mozgásban. Anélkül, hogy részletekbe bocsátkoznánk, mindjárt felírjuk az első és a második domen-falra ható eltérítő mágneses tereket. Ezek sorban a következők:

$$H_1 = \frac{1 + d\omega^2 a^2}{(1 - d^2 \omega^2)^2 + 9d^2 \omega^2} H_0 - i\omega a \frac{2 + d^2 \omega^2}{(1 - d^2 \omega^2)^2 + 9d^2 \omega^2} H_0$$

$$H_2 = \frac{1 - d^2 \omega^2}{(1 - d^2 \omega^2)^2 + 9d^2 \omega^2} H_0 - i \frac{3a\omega}{(1 - d^2 \omega^2)^2 + 9d^2 \omega^2} H_0 \quad (17)$$

Jól látható, hogy a kényszerített rezgő-mozgást leíró differenciál egyenlet megoldásához hasonlóak az itt fellépő kifejezések is. Jól definiált frekvenciánál rezonancia lép fel. Ennek a frekvenciának, amelyet "kritikus" frekvenciának nevezünk, az a jelentése, hogy ezen frekvencián túl a ferromágneses anyag kezdi elveszíteni ferromágneses tulajdonságait. A jelen esetben ez a kritikus frekvencia

$$\omega_k = \frac{c^2}{2\pi \chi \sigma B^2} \quad (18)$$

Látható, hogy minél kisebb a domén-falak egymástól való távolsága, minél nagyobb a kérdéses anyag elektromos ellenállása és minél kisebb a tényleges permeabilitása, annál nagyobb a kritikus frekvencia. A <sup>(13)</sup> alatti általános kifejezésből következik, hogy  $n-k > 2$  esetben több ilyen kritikus frekvencia lép fel, amelyek hatása a látszólagos permeabilitás kifejezésében átlagolódik és a képzetes rész maximumának kiszélesedéséhez vezet.

Kísérleteket kívánunk folytatni annak a megvizsgálására, hogy létezik-e a kritikus frekvenciáknak eme elméletileg kiadódó spektruma.

I r o d a l o m :

- 1/ V. Arkadiew, Elektromagnitnűje processzű v metal-  
lach, 1936. Moszkva.
- 2/ R. Becker, Ann. der Phys. 36. 340. 1939.
- 3/ K. Polivanov, Problems of the ferromagnetism and  
of the magnetodynamic, Ed. V. Arka-  
diew, Moscow, 1946.
- 4/ H. Akulov és Krincsik, Dokladű Akademii Nauk, 81.  
171. 1951.

Elhangzott az 1954. vi fizikus vndorgűlesen.

Összesített tartalomjegyzék az 1954. évben meg-  
jelent számokhoz.

Oldal

A SPEKTROSKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYEI

Bardócz Árpád: Elektronikus vezérlésű szaggatott ivgerjesztő szinképelemzés céljaira.....	133
Boronkay Attila és Györgyi Géza: Maximális hatásfokra beállítható frekvenciatöbbszöröző fokozat.....	278
Boronkay Attila és Trummer István: Elektronikus észlelő és mérőberendezés monokromátornak spektrofotométerre való kiegészítéséhez .....	419
Dullien Ferenc: Korszerű nagy fényerejű megvilágító műszer kismennyiségű anyagok kombinációs szóródási /Raman/szinképének felvételére.....	425
Falta Éva és Láng László: Fenantrén származékok elnyelési szinképének vizsgálata..	431
Kiss Á. István és Muth Béla: Heteroatomot tartalmazó szerves vegyületek elnyelési szinképéről .....	441
Láng László és Vizesy Mária: Megjegyzések az abszorpciós szinképek fényképezési módszerrel való vizsgálatához ...	1
Láng László: Kromoforok felkeresése a görbeelemzés módszerével .....	269
Láng László és Vizesy Mária: Újabb vizsgálatok ultraibolya elnyelési szinképek fényképezési módszerrel történő felvételére .....	459
Láng László: 1. Falta Éva és Láng László .....	431
Molekulaspektroszkópiai Csoport Munkaközössége: A spektroszkópiai osztály Runge-Paschen-felállítású rács-spektrográfjának beállításáról .....	569
Muth Béla: 1. Kiss Á. István és Muth Béla .....	441
Scari Ottó: Előzetes közlemény a bizmutoxid /BiO/ molekula szinképének vizsgálatáról	13



	Oldal
Trummer István: Új irányzat a spektrofotometriában .....	285
Trummer István: A relativ abszorpció mérés új kísérleti módszerei .....	451
Trummer István: 1. Boronkay Attila és Trummer István .....	419
Vizesy Mária: 1. Láng László és Vizesy Mária ....	1
Vizesy Mária: 1. Láng László és Vizesy Mária ....	459
Vorsatz Bruno: Szaggatóberendezés szinképelemzésnél használt gerjesztőkhöz.....	125

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYEI

Ádám András és Varga Péter: Fotonok számlálása elektronsokszorozóval .....	313
Ádám András, Jánossy Lajos és Varga Péter: Koherens fénynyalábokban haladó fotonok koincidenciái .....	333
Békéssy András: A Fermi-statisztika egy integráljának közelítő meghatározása.....	150
Bozóki György és Fenyves Ervin: Vizsgálatok GM-csővek megszólalási valószínűségére vonatkozóan .....	491
Fenyves Ervin: 1. Bozóky György és Fenyves Ervin.	491
Györgyi Géza: Nukleonok spin-kölcsönhatásának korrespondenciaszerű modelje .....	633
Györgyi Géza: 1. Spektroszkópiai Osztály Boronkay Attila .....	278
Jánossy Lajos és Nagy Kázmér: A kvantummechanikai Einstein-paradoxon egy következménye	482
Jánossy Lajos: 1. Ádám András és Varga Péter .....	333
Kántor Károly: Wilson kamra építése .....	155
Kiss Dezső: $A\mu$ -mezon közepes élettartamának mérése .....	45
Kiss Dezső és Szivek János: Univibrátorok holtidejének mérése .....	619

	Oldal
Kiss Dezső és Szivek János: GM-csővel vezérelt univibrátor késésének vizsgálata.....	597
Nagy Kázmér: 1. Jánossy Lajos .....	482
Náray Zsolt: A katódérzékenységeloszlás meghatározása fotomultipliernél.....	580
Sándor Tamás és Somogyi Antal: Ujabb adatok a kiterjedt légizáporek barométer-effektusáról .....	165
Sándor Tamás és Somogyi Antal: Kiterjedt légizáporek hőmérsékleti effektusának mérése .....	466
Somogyi Antal: Geiger-Müller-cső építés kozmikus sugarak vizsgálatára .....	38
Somogyi Antal: 1. Sándor Tamás .....	165
Somogyi Antal: 1. Sándor Tamás .....	466
Szamosi Géza: Nukleonok kvantumstatisztikájáról..	474
Szivek János: 1. Kiss Dezső .....	597
Szivek János: 1. Kiss Dezső .....	619
Varga Péter: Ádám András .....	313
Varga Péter: 1. Ádám András és Jánossy Lajos ....	333
Ziegler Mária: Párenergia számítása Yukawa potenciál-völgy saját függvényeivel .....	171

#### AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYEI

Barna Péter, Kaposi Ilona és Bitskey Margit: Igen alacsony nyomású nagyfrekvenciás gázki-sülések mechanizmusáról .....	203
Barna Péter és Groma Géza: Egy egyszerű módszer gyors elektronok energia eloszlásának vizsgálatára .....	507
Bitskey Margit: 1. Barna Péter és Kaposi Ilona...	203
Faragó Péter: Egy optikai analógia a klisztron működésének elemi elméletéhez .....	62
Feit Pál, Gécs Mária és Mertz János: Mágneses tér stabilizátor magnyomaték mérésére. II. A mágnes .....	638

	Oldal
Gécs Mária és Mertz János: Rádiófrekvenciás magnyomaték mérési módszerek .....	73
Gécs Mária, Horváth Miklós és Mertz János: Mágneses tér stabilizátor magnyomatékmérésre. I.....	91
Gécs Mária: 1. Feit Pál és Mertz János .....	638
Groma Géza: 1. Barna Péter .....	507
Hedvig Péter: Relatív frekvenciamérő berendezés cm hullámokon .....	229
Hedvig Péter és Kurucz István: Folyadékok dielektromos állandójának mérése mikrohullámu Michelson interferométerrel .....	353
Horváth Miklós: Jelalak vizsgálata protonok mágneses nyomatékának mérésénél .....	513
Horváth Miklós: 1. Gécs Mária .....	91
Kaposi Ilona: 1. Barna Péter és Bitskey Margit....	203
Keszthelyi Lajos: $\gamma$ -sugarak abszorpciója NaJ szcintilláló kristályban .....	176
Keszthelyi Lajos: Szcintillációs számláló berendezés .....	
Kisdi Dávidné: A mikrotron működésének néhány kérdéséről .....	499
Kurucz István: 1. Hedvig Péter .....	353
Mertz János: 1. Gécs Mária .....	73
Mertz János: 1. Gécs Mária és Horváth Miklós .....	91
Mertz János: 1. Feit Pál és Gécs Mária .....	638
Turi László: Üreg jósági tényező mérése 25 cm-es tartományban .....	219

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYEI

Berkes István: Nagynyomású gázok beömlésének vizsgálata vákuumrendszerben.....	103
Czifka Kálmán és Podor Józsefné: A nehézhidrogén elektrólitos szétválasztási tényezőjére vonatkozó vizsgálatok .....	252

	Oldal
Czike Kálmán és Fodor Józsefné: Deutériumoxid mentes víz előállítása II.....	552
Demeter István, Kostka Pál és Nagy Tibor: Elektron-gyorsítás Van de Graaff-generátorral .....	534
Erő János: Nagyfrekvenciás ionforrás energiaelosz-lasa .....	541
Fodor Józsefné: 1. Czike Kálmán .....	252
Fodor Józsefné: 1. Czike Kálmán .....	552
Kálmán Gábor és Varga László: Nagyfrekvenciás füté-sű kaszkádgenerátor előkísérlete .....	373
Kálmán Gábor: Egy 50 kV-os egyenirányító egység...	669
Kostka Pál: Mérések tankrendszerű elektrosztatikus generátoron .....	239
Kostka Pál: 1. Demeter István és Nagy Tibor.....	534
Mérey Imre: 800 kV-os kaszkádgenerátor .....	520
Nagy Tibor: 1. Demeter István és Kostka Pál .....	534
Pásztor Endre, Roósz József, Siegler Jánosné és Várkonyi Lajos: Ionforrások vizsgálata .....	395
Pásztor Endre és Siegler Jánosné: Nehéz részek gyorsításánál fellépő fókuszálási és vákuum-problémák .....	529
Pomázi Mária: Vashenger mágneses árnyékoló hatásá-nak vizsgálata forgótekerceses indukciómérővel	112
Roósz József: 1. Pásztor Endre, Siegler Jánosné és Várkonyi Lajos .....	395
Schmidt György: Rotációs térmérő egyenfeszültségek mérésére .....	676
Siegler Jánosné: 1. Pásztor Endre, Roósz József és Várkonyi Lajos .....	395
Siegler Jánosné: 1. Pásztor Endre.....	529
Szentpétery Imre: Vizdekomponáló berendezés hidro-génminták előállítására tömegspektrografiás analízishez .....	261
Szentpétery Imre: Deutérium analízis tömegspektro-graffal .....	546
Szepes György: Vákuumcsövek nyomásállóságának vizs-gálata .....	118

	Oldal
Varga László: l. Kálmán Gábor.....	373
Várkonyi Lajos: l. Pásztor Endre, Roósz József és Siegler Jánosné .....	395

A RADIOLÓGIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYEI

Ember György: Hordozható GM-csőves sugármérő készülékek .....	683
Haiman Ottó, Vizsolyi Endre és Zsámboky József: Ta- pasztaletok halogén kioltásu GM-szám- lálócsövek töltésénél .....	121
Tari László: Kéz és láb rádióaktív szennyeződését mérő készülék .....	694
Vizsolyi Endre: l. Haiman Ottó és Zsámboky József..	121
Zsámboky József: l. Haiman Ottó és Vizsolyi Endre.	121

A FERROMÁGNESES OSZTÁLY KÖZLEMÉNYEI

Pál Lénárd: Dóme-fal eltolódások dinamikája.....	701
--	-----

---

F.k.: Faragó Péter

JEGYZETSOKSZOROSÍTÓ ÜZEM - Bpest, V., Királyi Pál u. 5.

F.v.: Csajági István