

M.T.A. Fizikai Kutató Intézet  
XII., Konkoly Thege ut  
T.sz. 814 Pld.sz. 286 Old.sz.  
109 + 2 A/3 tojás

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



Erő János, Mátrai Tibor, Nagy László és Vödrös Dániel

közreműködésével szerkeszti:

Faragó Péter

3. évfolyam 3. szám

1955. május-június

T A R T A L O M J E G Y Z É K

	Oldal
1. Kiss Árpád István és Muth Béla Róbert: Néhány hetero- ciklusos szelénvegyület elnyelési szinképéről.....	213
2. Falta Éva és Láng László: Az ultraibolya spektroszkópia egyik fontos alkalmazásáról .....	217
3. Boronkay A. Dénes: "Kinografikus regisztrálás" egyidejű jelenségek rögzítésére .....	222
4. Dullien Ferenc: Előzetes közlemény a Raman spektrumok folytonos háttérének szűrők alkalmazásával való eltávolításának problémájához .....	223
5. Nagy Kázmér: Fotonok kvantumerők által vezetett deter- minisztikus mozgásáról .....	235
6. Zsdánszky Kálmán: Rövid felfutási idejű impulzusok elő- állítás GM-cső jelének helyettesítésére .....	241
7. Keszthelyi Lajos: Sugárgyengülés mérések $Co^{60}$ ↑ -sugár- zásával .....	248
8. Neszmélyi András: Neutron fluxus mérése hasadási kamrá- val I. ....	257
9. Schmidt György: Egy megjegyzés az óraparadoxon problé- májához .....	273
10. Ember György: Nagyfeszültségű anódpótlók II. ....	279
11. Vizsolyi Endre: Bórfluorid előállítása .....	293
12. Pál Lénárd és Zsigmond György: Szolenoid erős mágneses terek előállítására .....	300

-----

Technikai szerkesztő: Stancsich Györgyné



## A SPEKTROSKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: KOVÁCS ISTVÁN

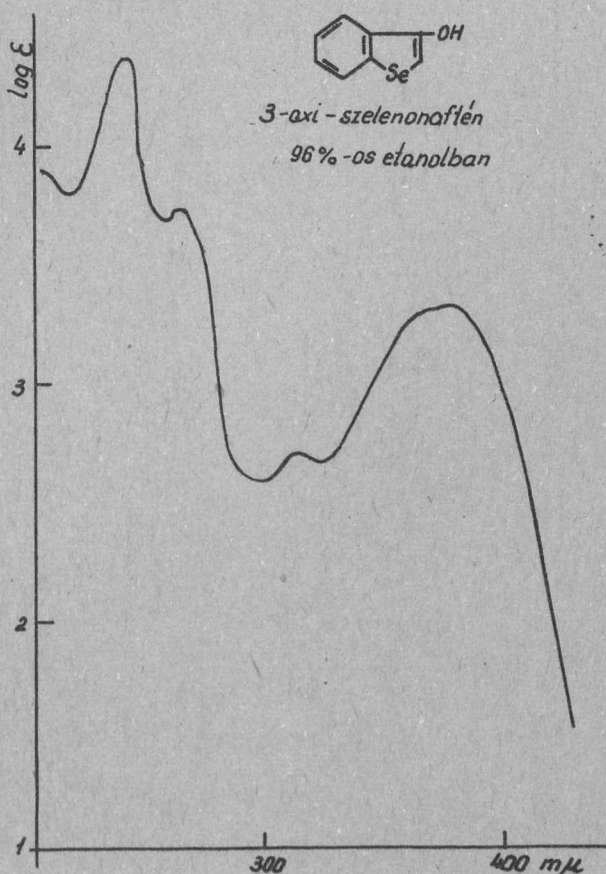
### Néhány heterociklusos szelénvegyület elnyelési szinképéről

Irta: Kiss Árpád István és Muth Béla Róbert

Az irodalomban csak nagyon kevés gyűrűben heteroatomot tartalmazó szerves vegyület elnyelési szinképe ismeretes. Az itt ismertetett vegyületek közül egyiknek sem található meg az ultraibolya elnyelési szinképe az irodalomban. Ezért szükségesnek látszott ezen vegyületek görbéinek közlése.

#### Spektroszkópiai rész

A 3-oxi-szelenonaftén szinképét 96 %-os etilalkoholos oldatban készítettük el /1. ábra/. Ennél a vegyületnél felmerült keto-enol tautomeria lehetősége a 3-helyzetű HO-csoport és a gyűrű szomszédos kettős kötése között. Ezt spektroszkópiai úton sikerült eldönteni. Enol-alak fennállása esetén a görbének a gyűrűk azonos szerkezete miatt hasonlítani kellene a szelenonafténéhoz, míg keto-alak esetében ez a hasonlóság nem áll fenn, mivel ekkor az ötös gyűrű szerkezete nem azonos a két vegyületben. A görbe valóban lényegesen eltér a szelenonafténtől. Elkészítettük a szinképet n. HCl-as alkohol-814/G.

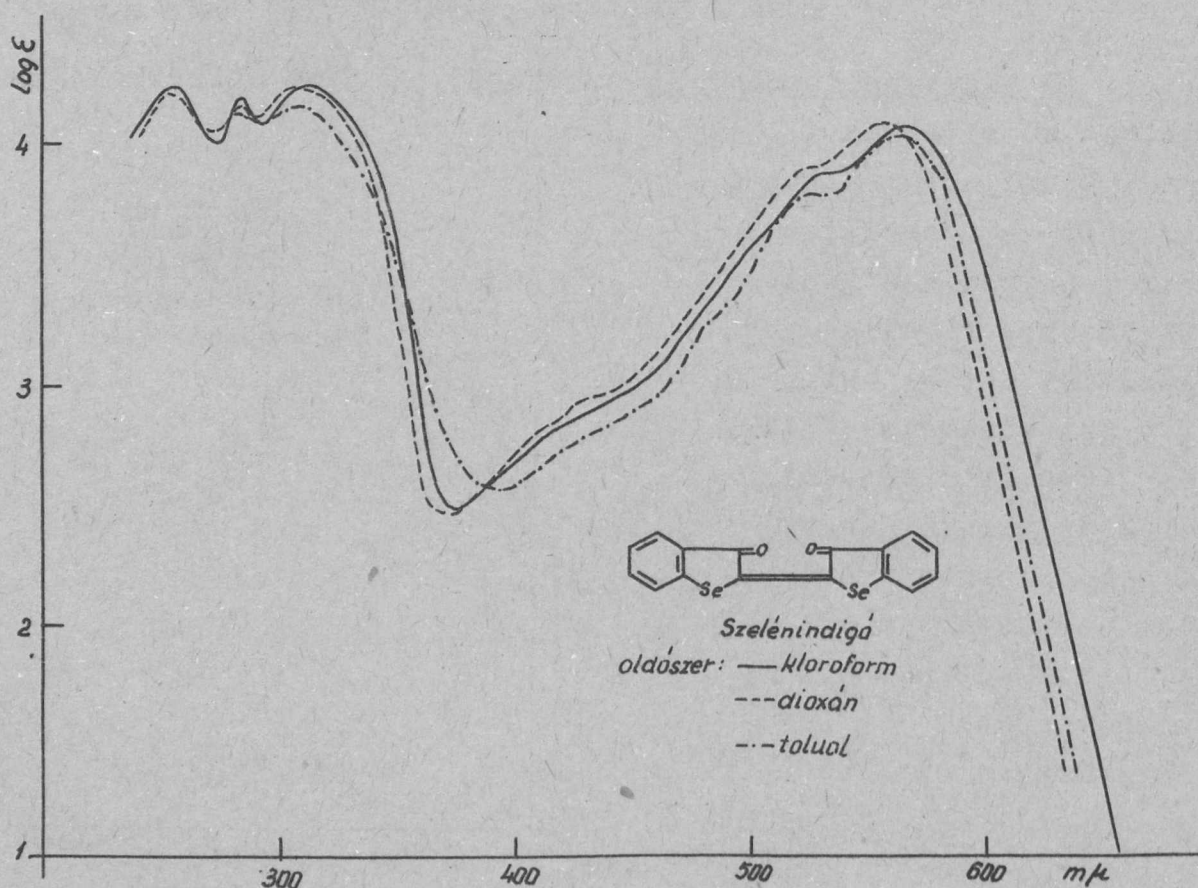


1. ábra.

ban is, amikor a keton-forma van jelen. A savas oldat görbéje majdnem teljesen azonos a semleges oldatával, ezért külön nem is közöljük. Ezek alapján feltehető, hogy semleges állapotban a ketonforma dominál és csak kismértékű tautomeria lehetséges.

Az enol-alak görbéje nem készíthető el. Az enolalak lugos közegben stabilis, viszont ekkor enol-nátrium képződik, amelynek görbéje nem azonos az enoléval, hanem ettől teljesen eltérő szerkezetet mutat.

A szelénindigó szinképfelvételének elkészítésénél a vegyület oldékonysági viszonyai okoztak nehézséget. A vegyület csak aromás szénhidrogénekben és kloroformban oldódik. A szelénindigó szinképét /2. ábra/ három különböző oldószerben /kloroform, toluol és dioxán/ készítettük el.



2. ábra.

A görbe jellemző az indigó-szerkezetre: két különálló sávrendszerből áll, az egyik a láthatóban 400-600  $m\mu$  között, a 814/G.

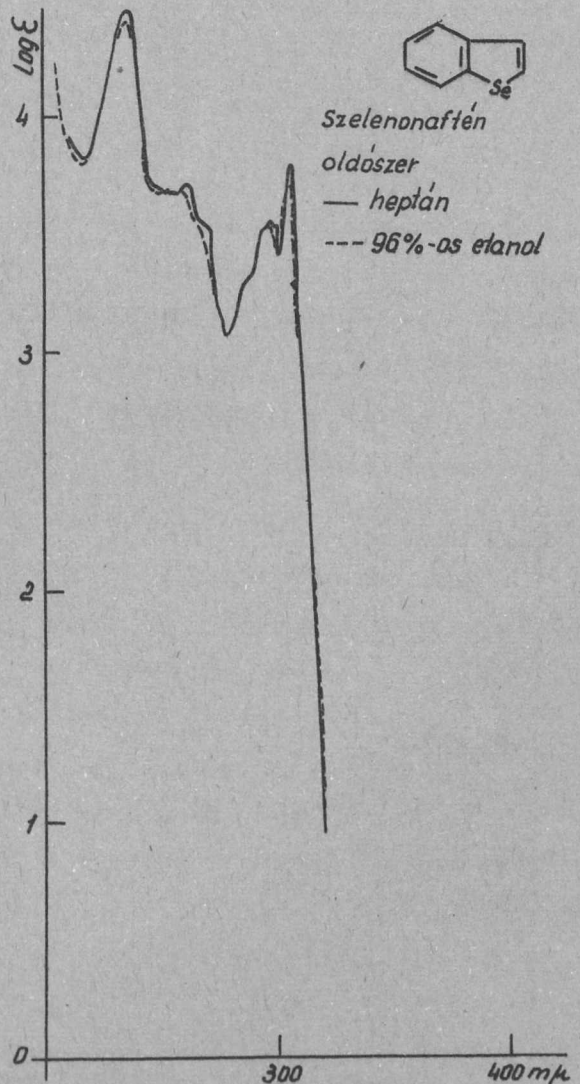
másik ultraibolya területen, 240-360 m $\mu$  között. Mindkét sávrendszer igen magas extinkcióval jelentkezik. Az ultraibolya-területen három, közel azonos extinkciójú maximum látható.

A különböző oldószerekben felvett görbék közel azonos lefutásuak. A köztük megfigyelhető kisebb különbségeket az oldószerhatás okozza. A kloroformos görbe sávjai a három közül leginkább a hosszú hullámok felé esnek. Ehhez képest a toluolos és dioxános görbe néhány m $\mu$ -nal a rövidebb hullámok felé van eltolódva, közel azonos extinkció mellett.

A szelenonaftén színképét két különböző oldószerben, 96 %-os etilalkoholban és heptánban vettük fel. A vegyület görbéje /3. ábra/ három sávrendszerből áll és jellemző a kondenzált ötös-hatos gyűrűs szerkezetre. A hosszabb hullámok felé eső, két sávrendszer /280-306, továbbá 250-270 m $\mu$  között/ több keskeny sávból álló finomszerkezetet mutat. A harmadik legmagasabb extinkciójú sáv 236 m $\mu$ -nál nem mutat rezgési szerkezetet.

A két különböző oldószerben készült görbe közel azonos lefutásu. Megfigyelhető azonban a poláros etilalkohol oldószerhatása a nem poláros heptánhoz képest. Az alkoholos görbe sávjai nem olyan

élesek, mint a heptános görbénél: a maximumok alacsonyabb, a minimumok magasabb extinkció mellett jelennek meg. Ezenkívül



3. ábra.

az etilalkoholos görbénél a rezgési szerkezet nem jelenik meg teljes egészében, a részletsávok egy része hiányzik, egybeolvad a fősávval.

### Kísérleti rész

Valamennyi szinképfelvétel Beckman spektrofotométerrel 1 cm rétegvastagságú kvarcküvetta használatával készült.

A kiindulásul szolgáló difenil-diszelenid-o,o'-dikarbonsav és fenilszelenoglikol-, o-karbonsav előállítására és szinképi vizsgálata az Acta Chim. Hung. 1955 évi V/3 kiadás alatt álló számában kerül közlésre. Ezen anyagokból állítjuk elő a 3-oxi-szelenonaftént, melynek oxidációjával szelénindigót, redukciójával pedig szelenonaftént nyerünk.

#### 3-oxi-szelenonaftén

Fenil-szeleno-glikol-, o-karbonsavat vízmentes káliumacetát jelenlétében ecetsavanhidriddel melegítjük. Gyűrűzárás és dekarboxileződés egymás után lejátszódik. A nyert acetyl-vegyületet lugosan elszappanosítjuk [1]. O.p. 70 C°. Szintelen, apró, tús kristályok.

#### Szelénindigó

Az elszappanosított oldathoz káliumferricianidot adva, vöröses ibolyaszínű, pelyhes esapadék formájában nyerjük a szelénindigót [1]. O.p. 330-335 C°.

#### Szelenonaftén

A 3-oxi-szelenonaftént vizes alkoholos közegben nátrium-amalgánnal redukáljuk [2]. O.p. 50 C°. Csillogó, szintelen lemezek.

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

- [1] R.Lesser, R.Weiss: Ber. 45, /1912/, 1833.
- [2] G.Komppa, G.S. Nyman: J.prakt.Chem. N.F. Band 139, /1934/, 229.

Érkezett 1955. május 6.

## A SPEKTROSKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: KOVÁCS ISTVÁN

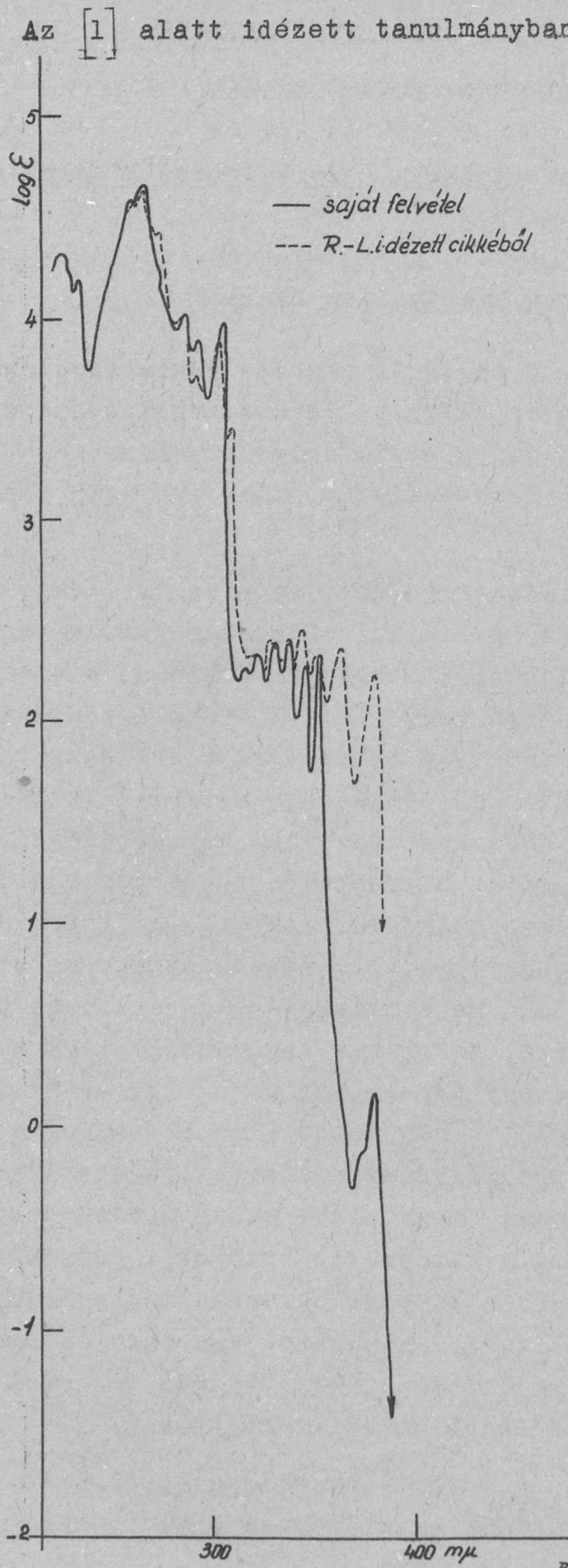
### Az ultraibolya spektroszkópia egyik fontos alkalmazásáról

Irta: Falta Éva és Láng László

A fizikai kémia és a műszeres szerves kémia területén igen nagy jelentősége van az ultraibolya abszorpciós spektroszkópiai vizsgálatoknak. Ebben a rövid dolgozatunkban nem térünk ki az összes alkalmazási lehetőségekre, csak egy igen fontosat szeretnénk ismertetni.

Vegyületek azonosítása általában vagy kémiai, vagy fizikai módszerekkel történik. A fizikai módszerek közé tartozik az ultraibolya abszorpciós spektrumok felvétele és kiértékelése. Ha egy ismert szerkezetű vegyület jól definiált ultraibolya szinképével összehasonlítjuk egy ismeretlen szerkezetű vegyület szinképét, akkor a két szinkép teljes egyezéséből általában a vegyületek azonosságára következtethetünk. Természetesen ez a módszer nem abszolút, mert az ultraibolya abszorpciós szinképek nem olyan érzékenyek és specifikusak, mint pl. az infravörös szinképek, mégis az esetek legnagyobb részében megnyugtató, biztos eredményre vezethetnek. Ha a szinképi vizsgálatokat más módszerekkel kapcsoljuk össze, akkor már kiküszöbölhetjük a bizonytalanságokat. Így pl. ha egy ismeretlen anyag teljes elemzése /C, H, O, N, stb.százalék/, olvadáspontja és ultraibolya szinképe megegyezik egy ismert vegyület adataival, akkor már igen kicsi a valószínűsége annak, hogy a két anyag minden tekintetben ne legyen azonos. Ezt a kapcsolt ellenőrzési módszert azért kell kiemelni, mert a teljes elemzés egyezése még nyitvahagyja azt a lehetőséget, hogy izomer-anyagokról van esetleg szó, az olvadáspont-egyezés pedig önmagában szintén nem teljesen megbízható, amint mindez az alábbiakból ki fog tűnni.

Kutatásaink során felmerült egy érdekes probléma, melynek ismertetésével szeretnénk az előzőkben elmondottakat alátámasztani.



1. ábra.

Legelsősorban elkészítettük a többszöri átkristályosítással, majd indifferens gázban történt szublimációval tisztított fenantrén szinképet [2]. Az általunk felvett és az [1] alatt idézett cikkben lévő fenantrén-szinképet az 1. ábrán mutatjuk be. A különbség olyan nagy, hogy biztosan lehet állítani a vizsgált vegyületek különbözőségét. Az idézett cikkben közölt fenantrén szinképe már első rápillantásra elárulja, hogy a vizs-

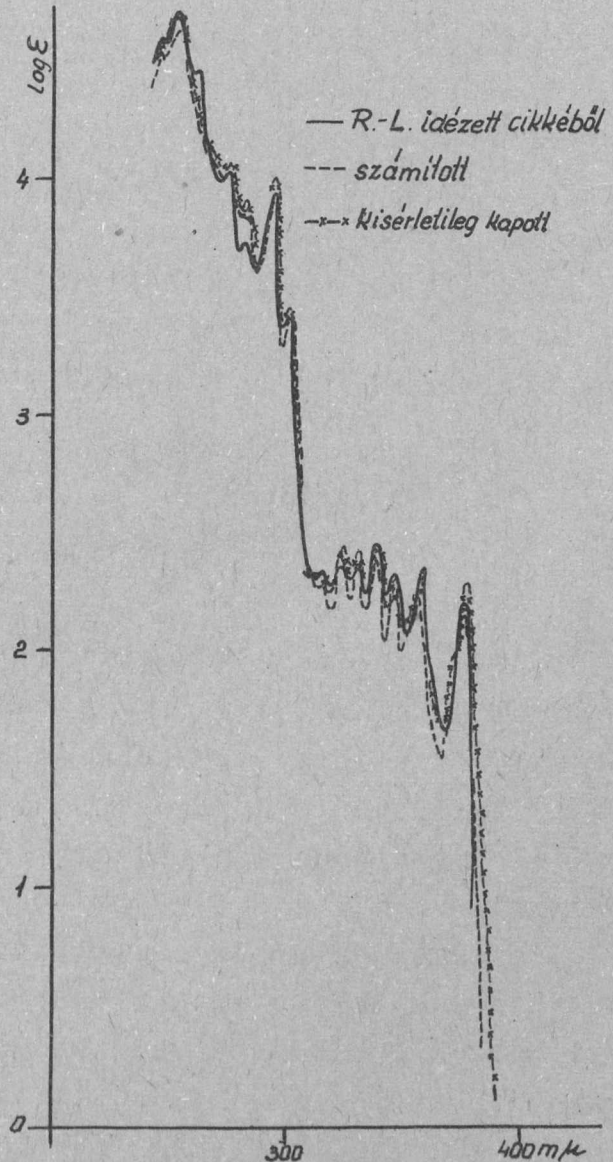


gált anyag legalább antracént tartalmaz. Erre mutat a 375 és 357  $m\mu$ -nál észlelt "nagy intenzitású" sávok jelenléte /a "nagy intenzitás" megjelölés itt a fenantrén 376  $m\mu$ -nál lévő igen alacsony extinkciójú sávjához hasonlítva értendő/. A 299  $m\mu$ -nál észlelt sávból fluorén jelenlétére lehet következtetni. Az irodalom le is írja több helyen, hogy egyes fenantrén előállítási folyamatoknál antracén, fluorén és esetleg karbazol jelenlétével számolni kell.

Az antracén és fluorén irodalmi abszorpciós spektrumát felhasználva, kiszámítottuk az [1] alatt idézett tanulmányban fenantrén megjelöléssel közlésre került anyag valószínű összetételét. A számítási módszer alapja az az ismert tény, hogy az egymással reakcióba nem lépő és egymásra hatást nem gyakorló anyagok extinkciója keverékekben összeadódik a koncentrációjuknak, illetve százalékos előfordulásuknak megfelelő mértékben. Az elvégzett számítás eredménye igen meglepő volt:

Fenantrén	70,5 %
Fluorén	27,2 %
Antracén	2,3 %

Az így kapott adatok alapján elkészítettük a keveréket, abszorpciós spektrumát kiszámítottuk és kísérletileg is felvettük /2. ábra/. Az idézett irodalmi szinképpel való egyezés igen jó.



2. ábra.

Meglepő a hihetetlenül nagy százalékos szennyeződés. Az idézett szerzők egyikének neve hosszú évek óta ismert, sőt elismert az abszorpciós spektroszkópiában, véleményünk szerint tehát tudták azt, hogy az általuk közölt fenantrén-szinkép nem egyezik meg az irodalmi adatokkal, bár erre cikkünkben nem utaltak, s ha ennek ellenére közölték a szinképet, akkor bizonyára meg voltak arról győződve, hogy fenantrénnel dolgoztak. Kérdés az, hogy mi lehet ennek az oka.

Dolgozatunk bevezető részében utaltunk arra, hogy a vegyület-azonosítás módszerei között egyaránt szerepel a teljes elemzés és az olvadáspont meghatározása. Valószínűnek tartjuk, hogy nevezett szerzők legalább az olvadáspont-meghatározást elvégezték. Éppen ezért az általunk számított összetételű keverék elkészítése után olvadáspont-meghatározást hajtottunk végre. Az alábbi táblázatban foglaltuk össze a keverékben szerintünk előforduló anyagok olvadáspontjait:

Fenantrén	100 C°
Fluorén	116 C°
Antracén	217 C°
Keverék	97-99 C°

Az az eredmény adódott tehát, hogy a 97 C°-on olvadni kezdő anyag 99 C°-nál olvadt meg maradéktalanul. A szerves kémiából ismeretes, hogy egy keverék olvadáspontja alacsonyabb, mint a benne előforduló anyagoké. Az általunk összeállított keverék olvadáspontja nagyjából megegyezik a tiszta fenantrén olvadáspontjával.

Érdekességképpen megemlítjük még azt is, hogy ha a számított keverék teljes analizisét elvégezzük, akkor a C és H elemzési adatok a hibahatárokon belül fedik a tiszta fenantrén elemzési adatait:

C 94,34 % /fenantrén/	H 5,66 % /fenantrén/
C 94.24 % /keverék/	H 5,76 % /keverék/

Ha tehát az olvadáspont-ellenőrzésen kívül még teljes analizist is végeztek, idézett szerzők akkor is joggal hihették azt, hogy fenantrénnel dolgoztak. Az olvadáspont ugyan nem je-

lentkezett élesen, ez azonban csupán figyelmeztetés az anyagban esetleg előforduló kismértékű szennyezésre. Az is lehet, hogy nemcsak az általunk számított három komponens alkotta az általuk fenantrénnek hitt anyagot, hanem volt benne még más szennyezés is. Ez minden esetre javíthat az olvadáspont értékén.

Célunk nem az volt, hogy pontosan kiszámítsuk a szennyező anyagok százalékos jelenlétét, hanem csupán annyit akartunk elérni, hogy egyszerű számítással megközelítsük a keverék összetételét és így annak kontrollálásával igazoljuk magunk előtt az általunk felvett fenantrén-szinkép helyességét.

Véleményünk szerint egy ismeretlen vegyület teljes kémiai analízise és olvadáspontjának meghatározása önmagában nem elegendő az azonosításra, hanem szükségesnek tartjuk a vizsgálatok kibővítését az ultraibolya abszorpciós szinkép elkészítésével, mint ezt a fentiek teljesen igazolták.

I r o d a l o m :

- [1] Mme Ramart-Lucas, M.J. Matti, Mme T.Guilmart:  
Bull.Soc.chim. France [5] 15, /1948/ 1215.
- [2] A gondosan elvégzett szublimációs tisztítást Ujhelyi Sándor kollégának ezuton is köszönjük.

Érkezett 1955. május 6.

## A SPEKTROSZKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: KOVÁCS ISTVÁN

### "Kinografikus regisztrálás" egyidejű jelenségek rögzítésére

Irta: Boronkay A. Dénes

Kutatásunk során felmerült egy olyan feladat, hogy két villamos jelenséget egyidejűleg kellett regisztrálni. Az oscillografikus regisztrálás több okból nem volt alkalmazható és az alább javasolt módszer tetszés szerinti számú, egyidejű történés rögzítésére alkalmas.

A két villamos jelenség egyike egy alacsonyfrekvenciás erősítő kimenetén mérhető zajfeszültség, a másik a váltóáram-hálózat ingadozása volt. Az utóbbit legegyszerűbben úgy állítottuk elő, hogy a hálózat alap- és harmadik harmónikusát kettős T-szűrőkkel kiszűrjük, s az így megmaradó jel majdnem tisztán a hálózati feszültségen mérhető néhány tized Voltos bekapcsolási tranzienseket tartalmazza. Mindkét jelet azonos csillapítású - néhány tized másodperc időállandóju - hangfrekvenciás csővoltmérőre vezettük. A két jól megvilágított csővoltmérőről Bolex filmfelvevővel félperces felvételt készítettünk. A felvételt, a 25 mm-es standard objektívvel 5,6-es nyílással és 10/sec. képsebességgel végeztük. Izopán anyagok kevésbé, Forte pozitív film jobban kiértékelhető felvételt adott. A legnagyobb szemcsefinomságot és így a műszereknek az egyes képkockákon való legjobb leolvashatóságát Agfa color filmmel kaptuk, 6 perces negatív hívással. Az eljárás finomításával elértük azt, hogy a műszerek leolvasási pontosságával közel egyenértékű regisztrátumot kaptunk 1/10 másodperces időközökben. A regisztrátumot természetesen átrajzoltuk diagramm alakban.

A regisztrálásnak ez a módja igen hasznos lehet olyan esetekben, amikor a villamos jelenséggel egyidejűleg más fizikai folyamat lerögzítése is szükséges.

Érkezett 1955. május 6.

814/G.

A SPEKTROSKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: KOVÁCS ISTVÁN

Előzetes közlemény a Raman spektrumok folytonos hát-  
terének szűrők alkalmazásával való eltávolításának  
problémájához

Irta: Dullien Ferenc

Amint az általánosan ismeretes, a Raman spektroszkópia technikájának legalapvetőbb nehézségét a folytonos háttér és az effektus gyenge volta alkotja. E kettő együtt gyakran azt eredményezi, hogy használható felvételt csak igen hosszú megvilágítási idővel lehet kapni. Amikor 10 órát kell exponálni egyáltalában nem mellékes viszont, hogy a felvétel sikerül-e vagy meg kell ismételni - esetleg többször is. Az itt ismertetett megfontolások célja éppen az, hogy az ilyen eredménytelen tapogatózásokat a lehető legnagyobb mértékben csökkentsük. Ilyen jellegű kvantitatív természetű fejtegetésekkel az irodalomban nem találkoztunk, noha kétségtelenül kvalitatíve csupa ismert tényt használunk fel számításainkban.

A zavaró folytonos háttérnek közismert módon három fő oka van: 1./ a vizsgált anyag fluoreszkálhat s a fluoreszcencia spektrum elnyomja a nála sokkal gyengébb Raman spektrumot; 2./ a fényforrásként használt higanygőzlámpa folytonos kisugárzása, amely a vizsgált anyagon Rayleigh szóródást szenved és a Raman spektrummal együtt képződik le a lemezre; 3./ a higanygőzlámpa erős vonalai /főleg a mindenkori gerjesztővonal/ a spektrográf optikájában diffúz szóródást szenvednek és így a lemeznek nemcsak arra a helyére képződnek le, ahová hullámhosszuk szerint leképződni tartoznának, hanem az egész spektrumterületet egyenesletes fátyollal vonják be.

A fluoreszcencia eltávolítható az azt gerjesztő spektrumrész /rendszerint ultraibolya/ kiszűrésével, kivéve azt az esetet, hogy ha a vizsgált anyag a Raman spektrum gerjesztésére

használt vonal hatására is fluoreszkál. Az ultraibolya spektrumrész kiszűrése nem jelent különösebb problémát és megoldható a gerjesztővonal aránylag kismértékű egyidejű elnyelésével, mivel az abszorpciós sávoknak a hosszabb hullámok felé eső oldala mindig sokkal meredekebb, mint a másik, s aránylag könnyen lehet olyan anyagot találni, amelynek az abszorpciós görbéje éppen a gerjesztővonal közvetlen közelében kezd el a rövidebb hullámok felé meredeken emelkedni. Mi irodalmi nyomokon haladva az egyébként nem túlságosan elterjedten használt alkoholos nitrobenzol oldatot találtuk kimagaslóan a legjobbnak. Ez az oldat nemcsak az ultraibolya spektrumrészt szűri ki teljes egészében, de 4358 Å-ös gerjesztés esetében a gerjesztővonal aránylag kismértékű egyidejű gyöngítése mellett már az ibolya higanyvonalakat is ugyszólván tökéletesen elnyeli, úgyhogy az ezek által gerjesztett Raman spektrum egyáltalában nem jelenik meg, míg a látszólag legáltalánosabban használt telített nátriumnitrit oldat gyakorlatilag kényelmesen megvalósítható rétegvastagságban nem teszi meg ez utóbbi szolgálatot. Az alkoholos nitrobenzol egyetlen hibája, hogy színe fény hatására aránylag gyorsan sötétedik s ennek következtében a gerjesztő vonalból is egyre többet nyel el. Ezért ezt az oldatot a megfelelő szűrőköpenyen folyamatosan átáramoltatjuk kb. 100 ml/óra sebességgel és az alkoholt regeneráljuk belőle.

Igen lényeges tudni, hogy a folytonos háttér 2./ és 3./ okának mi a relatív súlya, mivel az egyik a Raman cső előtt a másik a Raman cső után tesz szűrést szükségessé, vagyis a védekezés metodikája éppen a két effektus relatív fontosságától függ. Mivel az irodalomban - noha mindkét tényező teljesen közismert - nem találtunk ilyen súlyozást, Zeiss féle S43-as szűrővel készítettünk közvetlenül a higanylámpa spektrumáról felvételeket, néhány perctől kb. 10 óráig terjedő megvilágítási időkkal. Azt találtuk, hogy a szűrő áteresztési tartományában a lemez néhány perc alatt teljesen megfeketedett, míg az egész spektrumon csak több óra eltelte után jelent meg egy halvány szürke csík, úgyhogy a 2./ ok sok nagyságrenddel erősebb, mint a 3./, vagyis normális felvételi körülmények között teljesen megfelelő, hogy ha csak a higanylámpa folytonos kisugárzását igyekezzük kiszűrni azon a területen, ahol a Raman spektrumot várjuk.

Igen nagyszámu szűrőrecept található az irodalomban, részben egyes higanyvonalak eltávolítására ill. gyengítésére, részben azonban a folytonos háttér kiküszöbölésére is. Teljesen általánosan azt tapasztaltuk azonban, hogy ezek a receptek egyáltalában nem alkalmazkodnak a mindenkori követelményekhez, másrészt pedig eléggé komoly problémák vannak a kisméretű Raman sávokat zavaró folytonos háttér kiküszöbölése területén. Ennek az az oka, hogy az abszorpciós görbéknek a rövidebb hullámok felé eső oldala általában nem elég meredek, s így ahhoz, hogy a gerjesztővonal közelében is megfelelő nagy elnyelést tudjunk elérni, magát a gerjesztő vonalat is igen nagy százalékban kell gyengíteni, ami - természetesen - a felvétel időtartama szempontjából igen hátrányos. Jelen munkánkban arra törekedtünk, hogy - amennyire az egyáltalában lehetséges - olyan szűrőkombinációt állítsunk össze, amellyel optimális hatás érhető el, azonkívül pedig megkíséreltük, hogy megállapítsuk, hogy a mindenkori felvételhez mekkora koncentráció-rétegvastagság szorzatra van szükség az optimális kombinációból, végül pedig, hogy milyen hosszú megvilágítási idő mellett várható kiértékelhető felvétel az adott viszonyok mellett.

Mivel a Raman sávok helyét mikrofotometriás módszerrel határozzuk meg, a kiértékelhetőség kritériumaként azt vehetjük, hogy a legkisebb intenzitású Raman sáv /ennek hullámhossza a továbbiakban  $\lambda$  / feketedése  $F_R$  a szemcsestrukturától jól megkülönböztethető legyen.  $F_R$  értéke az ismeretes háttérkorrekciós módszerrel adható meg a Raman sávot és ugyanazon a hullámhosszon a háttérret létrehozó fényintenzitás  $i_R$  ill.  $i_h$  függvényében:

$$F_{R+h} = \gamma / i_R + i_h / \quad \text{és} \quad F_h = \gamma / i_h / , \quad /1/$$

ahonnan:

$$F_R = F_{R+h} - F_h = \gamma / i_R + i_h / - \gamma / i_h / . \quad /2/$$

Nyilvánvaló, hogy  $F_R$  értéke akkor a legnagyobb, hogyha mind  $F_{R+h}$ , mind  $F_h$  a feketedési görbe lineáris szakaszán van, s ebben a speciális esetben:

$$F_R = \gamma \log / 1 + \frac{i_R}{i_h} / , \quad /3/$$

vagyis ekkor  $F_R$  értéke kizárólag  $\lambda^V$ -től és a két fényintenzitás viszonyától függ, az expozíciós időtől azonban nem. A két fényintenzitás viszonyának értékét tehát bizonyos minimumon felül kell tartani ahhoz, hogy - adott lemez, hívási viszonyok és expozíciós idő mellett - használható felvételt kapjunk.

A szűrőnek erre a viszonyra gyakorolt hatását a következőképpen fejezhetjük ki:  $i_R$  és  $i_h$  a következő összefüggésbe hozhatók a Raman csőben lévő anyagot megvilágító fény intenzitásával /ha fényabszorpciótól eltekintünk/:

$$i_R = I_g \cdot q \cdot n \quad /4a/ \quad \text{és} \quad i_h = I_h / p \cdot n + \sum p_k n_k + c \quad /4b/$$

ahol  $I_g$  a gerjesztővonal intenzitása,  $I_h$  a higanygőzlámpa folytonos kisugárzásának intenzitása a Raman vonal  $\lambda$  hullámhosszán,  $q$  csak a vizsgált anyag szóbanforgó normálrezgésétől függő, egy molekulára vonatkoztatott Raman szórási tényező,  $p$  ugyancsak a vizsgált anyag egy molekulára vonatkoztatott Rayleigh szórási tényezője,  $n$  a vizsgált anyag részecskeszáma a Raman csőben,  $\sum p_k n_k$  az esetleg egyéb jelenlévő anyagok,  $c$  pedig a mechanikai szennyezések szórási járuléka.

A szűrő hatása közvetlenül abban áll, hogy az  $I_g/I_h$  viszonyt kedvezően befolyásolja: legyen a szűrő extinkciója a  $\lambda_g$  hullámhosszon  $E_g$ , a  $\lambda$  hullámhosszon pedig  $E > E_g$ . Így tehát a fényelnyelés általános törvénye alapján és a /4/ egyenletek figyelembevételével:

$$\log \frac{i'_R}{i'_h} = \log \frac{i_R}{i_h} + /E - E_g/, \quad /5/$$

ahol a ' indexszel jelzett értékek szűrő használata esetére vonatkoznak. Ha a /3/-al kapcsolatban említett kritérium a' értékekre is fennáll, akkor /3/ és /5/ egybevetéséből nyilvánvaló, hogy a szűrő hatására végeredményben  $F_R$  értéke megnövekszik, vagyis a Raman sáv ekkor jobban kiemelkedik a szemesesstrukturából. Másrészt viszont mivel elkerülhetetlenül fennáll, hogy

$$\log \frac{i_R}{i'_R} = \log \frac{t}{t'} = E_g > 0, \quad /6/$$

az expozíciós idő is meghosszabbodik.  
814/G.



Ezek után teljesen általánosan az optimális szűrőt a következőképpen definiálhatjuk:  $E - E_g = \Delta E$  értéke  $E_g$  lehető legkisebb értéke mellett a lehető legnagyobb legyen egy bizonyos  $\lambda_1$  hullámhossznál  $/\lambda_1 > \lambda_g/$  és seholse csökkenjen ezen érték alá legalább egy bizonyos  $\lambda_2$  hullámhosszig  $/\lambda_2 > \lambda_1/$ . A  $\lambda_1$  és  $\lambda_2$  hullámhosszak azok a határok, amelyek között a Raman spektrum vagy annak éppen érdekes része várható. Matematikai alakban: a

$$\frac{\Delta E}{E_g} = \Phi \quad /7a/ \text{ ill. } \frac{E}{E_g} = \Phi + 1 \quad /7b/$$

kifejezés értékének a lehető legnagyobbak kell lennie a  $\lambda_1$  helyen  $/\Phi_1/$  és ugyanakkor seholsem szabad ez alá csökkennie legalább a  $\lambda_2$  helyig.

A  $\lambda_1 - \lambda_g$  különbség csökkentésével azonban az abszorpciós görbék természete miatt a Raman szűrők hatásfoka erősen romlik  $/\Phi_1/$  értéke gyorsan csökken. Ha azt akarjuk, hogy a  $\lambda_1$  és  $\lambda_2$  közti terület felölelje az egész várható Raman spektrumot, vagyis magában foglalja a kis hullámszámu tartományt is  $/pl. 200 \text{ cm}^{-1}\text{-ig}/$ , akkor a  $\Phi_1$ -re nagyobb értéket kaphatunk, ha nem egyetlen szűrőanyaggal hanem több szűrőanyag kombinációjával dolgozunk. Ennek az a magyarázata, hogy az ismeretes és a jelen cél tekintetében szóbjöheto abszorpciós görbék lényegileg két nagy csoportba oszthatók: a./ olyanok amelyeknek éles maximumuk van, vagyis aránylag meredeken emelkednek, de aztán gyorsan igen kis értékekre esnek le, úgy, hogy szűrőhatásuk nem terjed ki a teljes Raman spektrumra és b./ olyanok, amelyeknek a rövidebb hullámok felé eső oldala aránylag csak lankásan emelkedik. Ha a görbék finomabb részleteinek eléggé meddőnek látszó elemzésétől eltekintünk, akkor azt mondhatjuk, hogy két olyan szűrőanyagot kell kombinálni, amelyek közül az egyiknek  $/b/$  az abszorpciója kiterjed a teljes Raman spektrumra és ugyanakkor az abszorpciós görbének különösen a gerjesztővonalhoz közeleső szakasza minél meredekebb, a másiknak  $/a/$  pedig a lehető legmeredekebb és minél magasabb sávja legyen közvetlenül a gerjesztővonal mellett  $/annak a hosszabb hullámok felé eső oldalán/$ . Ha kiválasztottunk két, legalkalmasabbnak tűnő

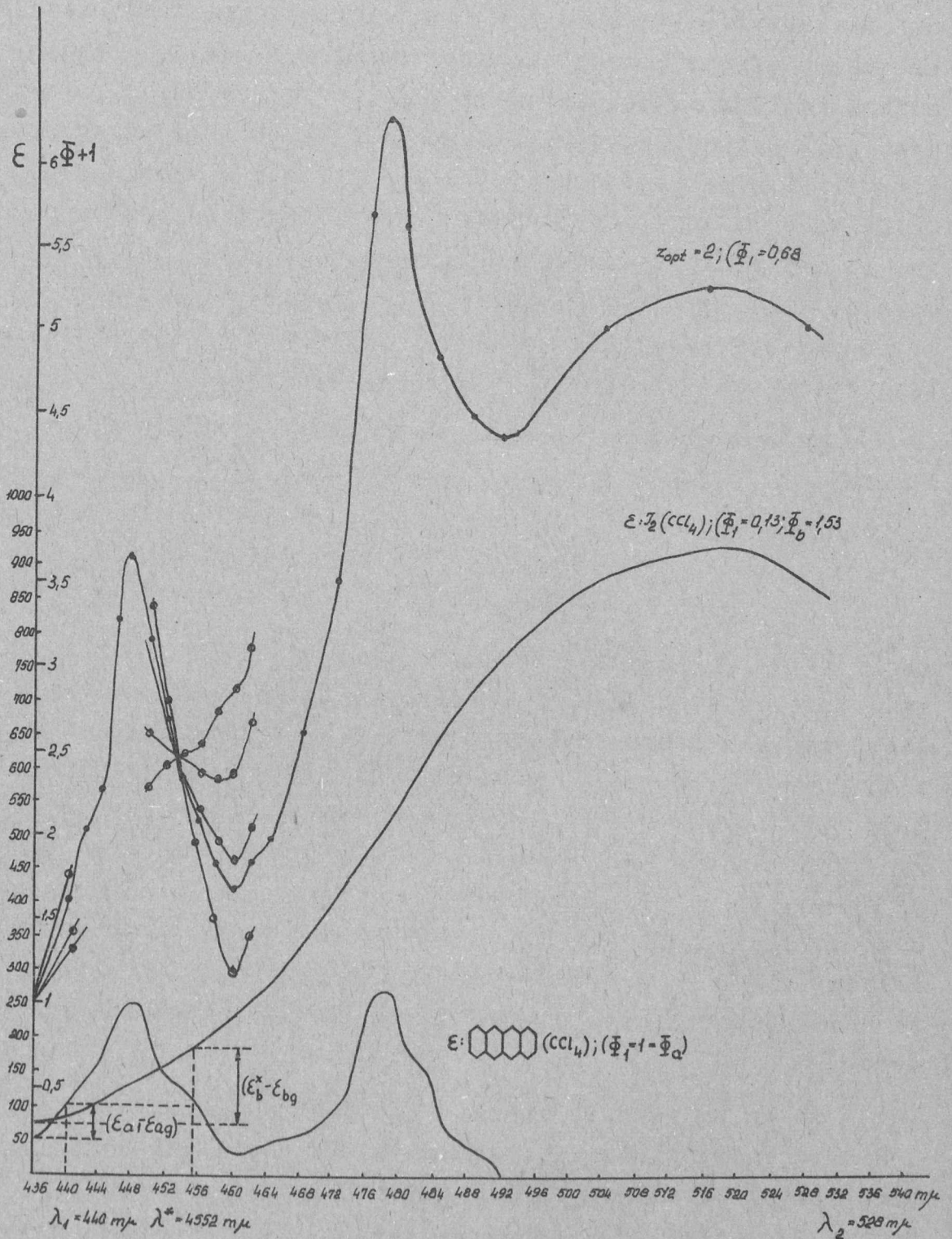
anyagot, további kérdés, hogy akkor jutunk-e kedvezőbb eredményhez, hogy ha ezt a két anyagot egyidejűleg használjuk /általában egymás után elhelyezve, mivel aránylag ritka eset, hogy két anyag ugyanebben az oldószerben adja a legjobb hatást, ill. ha nem rontják egymás hatását/ vagy pedig két külön felvételt készítünk egyiket az egyik, másikat a másik szűrőanyag használatával. Mindkét esetben meg kell határozni a szűrők azon  $c_a \cdot d_a / c_b \cdot d_b = z$  viszonyát /ahol a c-k a megfelelő koncentrációkat, a d-k pedig a megfelelő rétegvastagságokat jelentik/, amely mellett az optimum követelménye teljesül és a megfelelő optimumok értékéből alkalmas meggondolások alapján eldönthető, hogy adott esetben melyik módszer az előnyösebb.

Arra az esetre, hogy ha a két szűrőanyagot egyidejűleg használjuk /7b/ a következőképpen írható fel:

$$\frac{\epsilon_a z + \epsilon_b}{\epsilon_{ag} z + \epsilon_{bg}} = \Phi + 1 \quad /8/$$

ahol  $\epsilon_a$  ill.  $\epsilon_b$  a szűrőanyagok moláris extinkciós koefficiensei. Innen rögtön látható, hogy a hatásfok s így az optimum, adott két szűrőanyag esetében kizárólag z függvénye és nem függ a cd szorzatok abszolút értékétől. Az optimumot jelentő z meghatározása úgy történhet, hogy  $\Phi$  értékét képezzük a  $\lambda_1$  helyen / $\Phi_1$ / és azon a helyen, ahol a két különböző meredekségű görbe eredőjeként, z bizonyos értéktartományában minimum keletkezik, s megkeressük azt a z értéket, amely mellett a megfelelő helyen vett  $\Phi$ -k egyenlőek. Az optimális z grafikus meghatározása az ábrán látható a = naftacén és b = jód kombináció esérére.

Abban az esetben viszont, hogy ha a két szűrőanyagot külön-külön használjuk a probléma természeténél fogva nincs mód arra, hogy valamilyen /7/ típusu kifejezést vizsgáljunk, mivel ha egyidejűleg mindig csak egyetlen anyag van jelen, akkor a hivatkozott kifejezés értéke bármely rögzített  $\lambda$ -nál állandó és így független a cd szorzat és z értékétől egyaránt. Az optimumot ebben az esetben tehát a következőképpen lehet megfogalmazni:



**PÉLDA z OPTIMÁLIS ÍRTÉKÉNEK MEGHATÁROZÁSÁRA**

Együttes használat:  $z = 1/4; z = 3/2; z = 2; z = 4$ .

Külön használat:  $z_{opt} = \frac{\epsilon_b^x - \epsilon_{bg}}{\epsilon_a - \epsilon_{ag}} = \frac{115}{50} = 2,3$ .

az egész  $\lambda_1 - \lambda_2$  tartományban vagy az /a/, vagy a /b/ anyag  $\Delta E$  értékének külön-külön legalább akkorának kell lennie, mint az /a/ anyagé a  $\lambda_1$  helyen  $\Delta E_{al}$ . Vagyis ha  $\lambda^*$ -al jelöljük ahhoz a  $\lambda^* > \lambda_1$  hullámhosszhoz tartozó extinkciót, amelynél először áll fenn, hogy

$$E_{al} = E_a^* \quad , \quad /9/$$

akkor az optimumot a következő összefüggések fejezik ki:

$$E_{al} - E_{ag} = E_a^* - E_{ag} = E_b^* - E_{bg} = \Delta E_{al} \quad \text{és} \quad /10/$$

$$\Delta E_a \geq \Delta E_{al} \quad \text{és} \quad \Delta E_b \geq \Delta E_{al} \quad /11/$$

az egész  $\lambda_1 - \lambda_2$  területen.

/10/-ből Beer törvénye segítségével z optimális értékére a következő kifejezést kapjuk:

$$z = \frac{\xi_b^* - \xi_{bg}}{\xi_{al} - \xi_{ag}} \quad /12/$$

Az optimális z grafikus meghatározását ugyancsak naftacén és jód esetére az ábrában láthatjuk.

Nyilvánvaló, hogy a fenti két módszer közül elvileg az az előnyösebb, amellyel ugyanazon  $\Delta E_1$  az expozíciós idő kisebb meghosszabbítása mellett érhető el. Meg kell tehát adni mindkét esetben az expozíciós idő meghosszabbodását jelző  $t'/t$  faktort  $\Delta E_1$  függvényében.

Az egyidejű használat esetére ez /6/-ből és /7a/-ből:

$$\frac{t'}{t} = 10 \frac{\Delta E_1}{\Phi} \quad /13/$$

A kétexpozíciós módszer esetében külön-külön kell megvizsgálni az egyes szűrőfolyadékok által előidézett expozíciós idő meghosszabbodást:

$$\frac{t'_a}{t} = 10 \frac{\Delta E_1}{\Phi \cdot a} \quad /14a/ \quad \text{és} \quad \frac{t'_b}{t} = 10 \frac{\Delta E_1}{\Phi \cdot b} \quad /14b/$$

ahol

$$\Phi_a = \frac{E_{a1} - E_{ag}}{E_{ag}} \quad /15a/ \quad \text{és} \quad \Phi_b = \frac{E_b - E_{bg}}{E_{bg}} \quad /15b/$$

/ahol azonban a két jobboldal számlálója /10/ értelmében egymással egyenlő tartozik lenni/. A szűrőmentes, egyetlen felvételhez képest a teljes expozícióhosszabbodást /14a/ és /14b/ összege adja meg.  $\Delta E_1$  különböző értékeire a  $t'/t$  és  $(t'_a + t'_b)/t$  értékek a mellékelt táblázatban vannak összehasonlítva. Ezekből kitűnik, hogy az egyidejű használat csak kis  $\Delta E_1$  értékek esetében előnyösebb, míg nagyobb értékek mellett egyre fokozódó mértékben válik előnyösebbé a külön-külön használat. /A táblázatban lévő egyéb adatokra a későbbiekben visszatérünk/.

Ahhoz, hogy adott esetben a szükséges  $\Delta E_1$  értékeket meghatározhassuk, a lemez tulajdonságain kívül legalábbis közelítőleg ismerni kellene a várható legkisebb, tehát legkedvezőtlenebb  $i_R/i_h$  értékeket. Sajnálatos módon ilyen természetű kvantitatív adatok az irodalomban nem ismeretesek, de a különböző anyagok Raman spektrumai sincsenek az intenzitásviszonyok tekintetében koordinálva. Azt hisszük azonban, hogy ennek ellenére türehető tájékozódó értékekhez juthatunk a következő módon:

Ha "turbidimetriás" mérés alapján ismerjük valamilyen  $i$  és  $j$  anyagnak, esetleg ezek oldatának - oldatok esetében  $i_h$  és  $T$  az oldat egészére vonatkozik - egy "turbiditás" standardhoz viszonyított  $T_i$ , ill.  $T_j$  "turbiditását" és ha - a tapasztalatok alapján jogosan - azzal a közelítő feltevéssel élünk, hogy az érdekes területen  $i_h$  egy adott anyag esetében független  $\lambda$ -tól, akkor állandó készülékviszonyok mellett írhatjuk, hogy:

$$\frac{i_{hj}}{i_{hi}} = \frac{T_j}{T_i} \quad /16/$$

Továbbá feltételezve, hogy a leggyengébb Raman vonalra  $q_i \approx q_j$  /ami az  $i$  és  $j$  anyagok kellő megválasztásával megközelíthető/ és figyelembevéve, hogy

$$\frac{n_j}{n_i} = \frac{V_i}{V_j} \quad , \quad /17/$$

ahol  $V_i$  és  $V_j$  tiszta anyagok esetében a móltérfogatot, olda-  
814/G.

T á b l á z a t

Az expozíciós idők meghosszabbodása naftacén-jód szűrőkombináció használata esetén, különböző $\Delta E_1$ értékek mellett.					Tájékoztató adatok $a_i = \dots a_k = \dots a_n$ , $p_i = \dots p_k = \dots p_n$ és az oldatokban additív móltérfogatok egyszerűsítő feltevések alapján		
					A megfelelő $\Delta E_1$ értékeket szűkítő móltört $x = 10^{-\Delta E_1}$	Expozíciós idő benzolra benzol-toluol elegyekben $\sqrt{V_{\text{benzol}}} \approx \sqrt{V_{\text{toluol}}}$ ; $t_i = 15'$ / a móltört függvényében $t_i = \frac{t_i}{x_i} 10^{\frac{-\log x_i}{\Phi}}$	Expozíciós idő egy $M \approx 400$ szterinre benzolos oldatban $\sqrt{V_{\text{szterin}}} \approx 5\sqrt{V_{\text{benzol}}}$ ; $t_i = 15'$ / a móltört függvényében $t_k = \frac{4x_k + 1}{x_k} t_i 10^{\frac{-\log x_k}{\Phi}}$
$\Delta E_1$	$\frac{t'}{t}$	$\frac{t'_a}{t}$	$\frac{t'_b}{t}$	$\frac{t'_a + t'_b}{t}$			
0,2	1,97	1,58	1,35	2,93	0,63	47°	
0,4	3,88	2,51	1,82	4,33	0,40	2°26'	
0,6	7,65	3,98	2,46	6,44	0,25	6°26'	
0,8	15,1	6,31	3,33	9,64	0,15	16°06'	
1,0	29,7	10,0	4,50	14,5	0,10	36°20'	
1,2	58,5	15,8	6,07	21,9	0,06	91°20'	
1,4	115	25,1	8,20	33,3	0,04	208°20'	
1,6	227	39,8	11,0	50,8	0,025	508°20'	
1,8	447	63,1	14,8	77,9	0,015	1300°	
2,0	881	100,0	20,0	120	0,10	3000°	
						2°45'	
						6°20'	
						12°52'	
						25°50'	
						50°50'	
						113°20'	
						241°40'	
						558°20'	
						1378°	
						3120°	

toknál pedig a moláris higitást jelenti, /4a/ alapján:

$$\frac{i_{Rj}}{i_{Ri}} = \frac{V_i}{V_j}, \quad /18/$$

ahonnan végül is a  $j$  anyagnál várható  $\frac{i_{Rj}}{i_{hj}}$  viszony:

$$\frac{i_{Rj}}{i_{hj}} = \frac{i_{Ri}}{i_{hi}} \frac{T_i}{T_j} \frac{V_i}{V_j}. \quad /19/$$

Igy tehát, hogy ha az  $i_{Ri}/i_{hi}$  viszonyt ismerjük, akkor azt is megállapíthatjuk, hogy a várható  $i_{Rj}/i_{hj}$  viszony megfelelő nagy-e vagy sem, illetve /5/ segítségével kiszámíthatjuk a szükséges  $\Delta E_1$  értéket.

Hátra van még a használható felvételhez vezető expozíciós idő megbecslése. Ez is csak a  $q_i \approx q_j$  feltételezés alapján történhet. Ekkor ugyanis fennáll, hogy

$$\frac{i_{Rj}}{i_{Ri}} = \frac{t_i}{t_j} = \frac{V_i}{V_j} \quad /20/$$

Ha most még a fentiek alapján meghatározott  $\Delta E_1$  értékkel jellemzett szűrőt is használunk a  $j$  anyag felvételéhez, akkor az expozíciós idő ezáltal bekövetkező további meghosszabbodását a /14/ és /15/ egyenletek adják meg. Vagyis ekkor - ha az  $i$  anyagnál a  $t_i$  expozíciós idő megfelelő volt - a  $j$  anyag felvételéhez előre várható módon szükséges idő:

$$t_j' = \frac{V_j}{V_i} t_i \cdot 10 \frac{\Delta E_1}{\Phi} \quad /21/$$

Bár kellő számú adat még nem áll rendelkezésünkre, amelyekkel kísérleti példákon tudnánk bemutatni e tényezőknek az expozíciós időre gyakorolt hatását, mégis igen tanulságosnak tartjuk, ha tájékozódás céljára durva közelítő feltevésekkel megnézzük, hogy milyen hatást gyakorolhat a mólsúly /pontosabban: móltérfogat/, illetve a koncentráció az expozíciós időre.

Durva közelítésben feltesszük tehát, hogy  $q_1 = \dots = q_k = \dots = q_n$  és  $p_1 = \dots = p_k = \dots = p_n$ . Ez egyértelmű azzal, hogy kiválasztunk egy tetszés szerinti standard anyagot és bármilyen  $k$  anyag expozíciós idejét ehhez viszonyítjuk, pusztán a  $V_k$  móltérfogatot és az  $x$  móltörtet tekintve változóknak. Ekkor elemi megfontolásokkal /5/ felhasználásával azt kapjuk, hogy

$$E_1 = -\log x_k \quad /22/$$

ahonnan végül az expozíciós időre /21/-el formailag teljesen analóg kifejezés adódik:

$$t'_k = \frac{V_k}{V_i} t_i 10^{\frac{-\log x_k}{\Phi}} \quad /23/$$

ahol azonban  $t_1$   $k$ -től függetlenül mindig ugyanaz az érték. /01-  
dat esetében  $V_k$  alatt természetesen itt is a higitás értendő. /  
 $i$  vonatkozási anyagnak benzolt véve, aholis az adott összeáll-  
lítás esetében  $t_1 = 15$  perc, az így számolt  $t'_k$  értékek szintén  
a táblázatban láthatók. Ezekből az értékekből kitűnik, hogy i-  
gen gyorsan gyakorlatilag kivihetetlen hosszú expozíciós idők  
tartományába jutunk, amin - tekintve a megvilágításhoz hasz-  
nált berendezés igen nagy, már alig fokozható fényerejét -  
csak úgy lehetne segíteni, hogyha - amint az külföldön általá-  
nos és csaknem kizárólagos szokás - 1:1 - 1:5 fényerejű spek-  
trográffal dolgoznánk a jelenlegi 1:17 /1/ fényerő helyett.  
/1:5,5 fényerővel pl. a jelenleginek kb. 1/10, 1:2,3 fényerő-  
vel pedig kb. 1/50 részét kellene exponálni./

Tájékozódni kívántunk az előttünk álló feladatok techni-  
kai megvalósíthatósága tekintetében és egyidejűleg módszert  
dolgoztunk ki a mindenkori optimális szűrőfolyadék megválasz-  
tására és a szükséges expozíciós idő megbecsülésére. Módsze-  
rünket további munkánkban alkalmazni kívánjuk, s ennek során  
reméljük igazolni alkalmazhatóságát.

Erkezett 1955. május 6.



A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

Fotonok kvantumerők által vezetett determinisztikus mozgásáról

Irta: Nagy Kázmér

Az elektromágneses sugárzás téregyenleteinek komplex átírására támaszkodva egy statisztikus sokaságot adunk meg, mely a fotonok statisztikus viselkedését tükrözi. Megmutatjuk, hogy az egyes fotonok mozgása kvantumerők segítségével magyarázható. Végül felhívjuk a figyelmet az így megadott formalizmus néhány olyan nehézségére, amelyek következtében - a foton kvantumerők által vezérelt mozgásának általános problémáin túlmenően - az itteni formalizmus fizikai tartalmának helyessége kétséges.

Töltés és árammentes vakuumbeli elektromágneses tér térjellemezői egy  $\mathcal{U}(x,t)$  vektorpotenciálból származtathatók, mely eleget tesz a

$$\square \mathcal{U} = 0$$

homogén hullámegyenletnek és kielégíti a  $\operatorname{div} \mathcal{U} = 0$  feltételt.

H.S. Green és E. Wolf [1] e mennyiségből megalkottak egy komplex skaláris  $V(x,t)$  függvényt; ennek ismeretéből fordítva meghatározható  $\mathcal{U}(x,t)$ . A téregyenlet  $V(x,t)$  -vel kifejezve

$$\square V = 0$$

/1/

▲  $V(x,t) = a(x,t) e^{i\phi(x,t)}$  /  $a, \phi$  valós / helyettesítéssel /1/ a következő egyenletrendszerre bomlik:

$$\sum_{i=1}^4 \left( \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right)^2 - \frac{\square a}{a} = 0 \quad , \quad /2a/$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left( a^2 \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) = 0. \quad /2b/$$

Ezek az egyenletek módot adnak arra, hogy

a/ megadjuk egy klasszikus /természetesen relativisztikus/ részecskesokaságot, amelynek mozgását /2a/ és /2b/ írja

le, mint ahogyan Novobátzky Károly [2], [3], és T. Takabayasi [4], [5] "valódi" részecskékre /Schrödinger, Schrödinger-Gordon egyenlet/ ilyet megadtak;

b/ megmutassuk: az egyes fotonok mozgása De Broglie - Bohm-féle [6], [7] kvantumérők segítségével magyarázható.

Azt a kérdést, hogy egy ilyen interpretáció valóban létező fizikai mennyiségekkel dolgozik-e vagy sem, itt nem érintjük.

Mindenekelőtt a statisztikus sokaságot jellemző mennyiségek meghatározásával foglalkozunk. Vezessük be a  $\varphi = \hbar \phi$  mennyiséget. /2a/ és /2b/ ezzel kifejezve a következő lesz:

$$\sum_{i=1}^4 \left( \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \right)^2 - \hbar^2 \frac{\square a}{a} = 0, \quad /2a/$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{a^2}{\hbar} \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \right) = \sigma. \quad /2b/$$

/2b/-t kontinuitási egyenletnek tekintjük. Ez lehetséges, hiszen vakuumban a fotonszám megmarad. Így

$$\alpha a^2 \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} = \mathcal{S}_0 u_i, \quad /3/$$

hol  $\mathcal{S}_0$  nyugalmi sűrűség  $u_i$ : négyes-sebesség  $\alpha = \text{const.} \sum_{i=1}^4 u_i^2 = -c^2$  segítségével /3/-at négyzetreemelve és 1-től 4-ig összegezve nyerjük:

$$\mathcal{S}_0^2 = -\frac{\alpha^2 a^4}{c^2} \sum_{i=1}^4 \left( \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \right)^2.$$

/2a/-ből

$$\mathcal{S}_0 = \alpha a^2 m_0, \quad /4/$$

hol

$$m_0 = \frac{\hbar}{c} \sqrt{-\frac{\square a}{a}}.$$

/5/

$\alpha$  számértéke normálásból, dimenziója  $\alpha$ ,  $\mu_0$  és  $\mathcal{S}_0$  dimenziójából határozandó meg. Másrészt /3/ és /4/-ből

$$u_i = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial \psi}{\partial x_i} \quad /6/$$

$\mu_0$  bevezetésével /2a/ a következő alakba írható:

$$\sum_{i=1}^n \left( \frac{\partial \psi}{\partial x_i} \right)^2 + \mu_0^2 c^2 = 0, \quad /7/$$

vagyis egy  $\mu_0$  nyugalmi tömegű részecske Hamilton - Jacobi egyenlete alakját ölti. Ezért  $\mu_0$ -t nyugalmi tömegnek tekintjük. /4/-et  $\mu_0$  -al osztva a sokaság nyugalmi részecskeszámsűrűségét, vagyis egy részecske megtalálási valószínűségi sűrűségét nyerjük:

$$w_0 = \alpha a^2 \quad /8/$$

/7/ első karakterisztikus egyenlete

$$p_i - \mu_0 u_i = \frac{\partial \psi}{\partial x_i}, \quad /9/$$

második karakterisztikus egyenletéből pedig  $\frac{\partial \psi}{\partial x_i}$  eliminálásával a

$$\frac{d p_i}{d \tau} = - \mu_0 c \frac{\partial}{\partial x_i} \left( - \frac{\mu_0 a}{a} \right)^{1/2} \quad /10/$$

mozgásegyenlethez jutunk. Stacionárius esetben, mikor  $\psi = \psi_0(x_1, x_2, x_3) - \mathcal{S} x_4$  és  $\frac{\partial \psi}{\partial x_4} = 0$ , speciálisan

$$E = -i c p_4 - i c \mathcal{S}, \quad /11/$$

hol  $E$  a részecske/állandó/ energiája.

A /2b/ és /7/ egyenletek megengedik azt, hogy a fotonok mozgását mutatis-mutandis D.Bohm interpretációjának megfelelően képzeljük el. Eszerint - az előző rész egyenletei alapján - az egyes fotonoknak a következő tulajdonságaik vannak:

1./ A fotonok tényleges nyugalmi tömege 0.

2./ A fotonokra ható  $\mathcal{U}(x,t) = \mu_0 c \sqrt{-\frac{\mu_0 a}{a}}$  -a téregyenletekből alkalmas kezdő és határfeltételek segítségével meghatározható - négyes kvantumpotenciál az  $\mu_0 = \mathcal{U}/c^2$  egyenlet szerint

létrehoz egy helytől és időtől függő kvantummechanikai nyugalmi tömeget. /A "kvantummechanikai" kifejezés arra utal, hogy az illető mennyiség  $\hbar \rightarrow 0$  esetén mindig eltűnik/.

3./ A foton a /10/ szokásos alakú relativisztikus mozgásegyenlet szerint mint ponszerű részecske mozog. A mozgást a kvantumpotenciál irányítja.

4./ Az  $x_0$  rögzített tér-időpontban a foton kezdő négyes impulzusa meghatározott  $p_i^0 = \left(\frac{\partial \psi}{\partial x_i}\right)_{x_0}$ . Ha innen a részecske /10/ szerint az  $x$  pontba jut, itt négyes impulzus  $p_i = \left(\frac{\partial \psi}{\partial x_i}\right)_x$ .

1.-4.- a foton determinisztikus mechanikájának fő jellemzője.  $a(x,t)$  kettős jelentése /egyrészt nyugalmi tömeget létrehozó és mozgató kvantumpotenciál, másrészt valószínűsűrűség/ meghatározott feltételek /lásd [8] / teljesülésekor elfogadható. Az így nyert statisztikus elmélet már épp olyan jellegű, mint a klasszikus statisztikus mechanika.

A fentieket két példán mutatjuk be:

Cirkulárisan poláros síkhullám.  $A_x=0, A_y=A_0 \cos \omega \left(\frac{x}{c} - t\right)$   
 $A_z=A_0 \sin \omega \left(\frac{x}{c} - t\right)$ . Az [1] -ben közölt átírás szerint  
 $V(x,t)=A_0 e^{i\omega \left(\frac{x}{c} - t\right)}$ , ebből  $a=A_0, \psi = \hbar \omega \left(\frac{x}{c} - t\right)$ . /5/ szerint négyespotenciál nem kelt nyugalmi tömeget. Az impulzus komponensek:  
 $p_x = \frac{\hbar \omega}{c}, p_y = p_z = 0$ , az energia  $E = \hbar \omega$  a foton tetszőleges mindenkor tartózkodási helyén. A négyes sebesség /7/ szerint  $\infty$ ; a fotonok fénysebességgel haladnak a pozitív  $x$  tengely irányába. Megtalálásuk mindenhol egyenlően valószínű.

3. Difrakcióprobléma. Ahelyett, hogy a probléma exakt megoldását íránk át komplex alakra, a jelenség szemléltetésére egyszerűbb utat választunk. Alkalmas határfeltételekkel /1/ megoldását cirkulárisan poláros hullámok szuperpozíciójaként állítjuk elő. A közelítő megoldást [9] -ből vesszük át. Eszerint egy a  $z$  tengelyre merőleges kb.  $\alpha$  sugarú  $|\alpha \gg \lambda|$  környíláson történő elhajlásnál

$$V(z, \vartheta, t) = a(z, \vartheta) e^{i\phi(z, \vartheta, t)}$$

hol

$$a^2 = \frac{A_0^2 \alpha^4 \omega^2}{\omega^2 \alpha^4 + 4c^2 z^2} \exp \left\{ -\frac{2\alpha^2 \omega^2 \rho^2}{\omega^2 \alpha^4 + 4c^2 z^2} \right\},$$

$$\Phi = -\arctg \frac{2c z}{\omega \alpha^2} + \frac{\omega}{c} z + \frac{2c \omega \rho^2 z}{\omega^2 \alpha^4 + 4c^2 z^2} - \omega t,$$

itt  $z$ ,  $\rho$  a környílás középpontjában lévő origoju hengerkoordináták. Egyszerű számítással nyerjük, hogy  $\rho_g \neq 0$ ; vagyis az  $U \neq 0$  kvantumpotenciál a fotonokat  $z$  irányu pályájukról eltéríti.

Most a fenti kép néhány nehézségére hívjuk fel a figyelmet. Mindenekelőtt megállapítható, hogy ezen interpretáció egyenleteiből közvetlenül nem olvasható le spin létezése.  $\alpha$ , példánkknál pl. az áramlás lamináris, mentes minden cirkulációtól. Ugy tűnik, hogy hasonló gyökerekből fakad az is, hogy pl. lineárisan poláris sikhullámnál  $\rho = 0$ . Mivel a modell spinben nem tehet, így impulzusban tesz különbséget a lineárisan és cirkulárisan poláros esetek között. A spin ezen "eltünése" mindenestre nem a komplex átirás következménye, ugyanis Román Pál [10] kimutatta, hogy a komplex egyenletekből második kvantálással a fotonok spinje helyesen adódik ki. /Itt mondok köszönetet Marx Györgynek, hogy figyelmemet erre a tényre felhívta és Román Pálnak, ki cikkének kéziratát rendelkezésemre bocsátotta./

Az interpretációnak csak akkor lehet létjogosultsága, ha  $\frac{\square a}{a} < 0$  /lásd /5/ egyenlet/. Az bizonyos, hogy az /1/ egyenletnek vannak olyan megoldásai, amelynél  $\frac{\square a}{a}$  pozitív is lehet. Képzetes nyugalmi tömeg azonban a Schrödinger-Gordon egyenlet analóg átirásakor is adódhat. /Lásd [5], 199. oldal/. Így ebből a szempontból nincs különbség a két eset között.

Végül megjegyezzük, hogy a jelen matematikai formalizmus megengedi azt, hogy a /2a/ és /2b/ egyenleteket a foton hidrodinamikai egyenleteinek tekintsük, illetve ezeket hidrodinamikai egyenletekké alakítsuk.

I r o d a l o m:

- [1] Proc.Phys.Soc. A 66 1129 /1953/
- [2] Ann. d. Phys. /6/ 9 406 /1951/
- [3] Ann. d. Phys. /6/ 11 285 /1953/
- [4] Prog.Theor.Phys. 8 143 /1952/
- [5] Prog.Theor.Phys. 9 187 /1953/
- [6] Phys.Rev. 85 166. 180, /1952/
- [7] Phys.Rev. 89. 458. /1953/
- [8] Phys.Rev. 89. 104 0, /1953/
- [9] N.F.Mott - H.S.W.Massey: The Theory of Atomic  
Collisions, Oxford, 1950.p.6.
- [10] Acta Phys. Hung. IV. 209 /1954/

Erkezett 1955. május 6.

## A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

### Rövid felfutási idejű impulzusok előállítása GM-cső

#### jelének helyettesítésére

Irta: Zsdánszky Kálmán

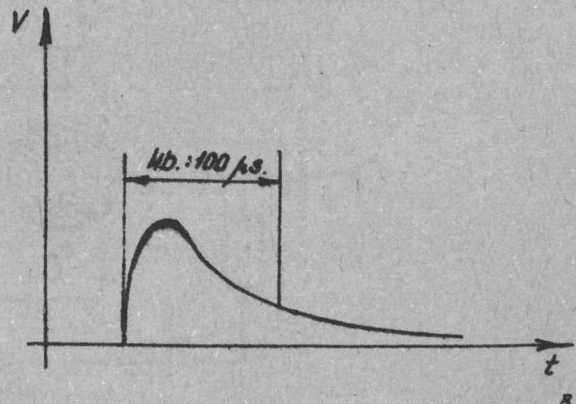
Kozmikus sugárzási mérőberendezések elektronikus vizsgálatára szükségesnek mutatkozott olyan impulzusok előállítása, amelyek bizonyos esetekben alkalmasak GM-cső jelének helyettesítésére. Az alábbiakban egy erre a célra készített impulzus generátort ismertetünk.

#### I. GM-cső jele és annak helyettesítése

A KFKI Kozmikus Sugárzási Osztályán argon- és alkohol töltésű önkioltó GM-csőket használunk. Az 1. ábrán egy ilyen GM-cső impulzusainak alakját

láthatjuk. Az impulzus amplitudója az ionizáló részecske áthaladása után kb.  $10^{-7}$  sec-ig hirtelen növekszik. Az impulzus további szakaszának emelkedése már sokkal lassabb.

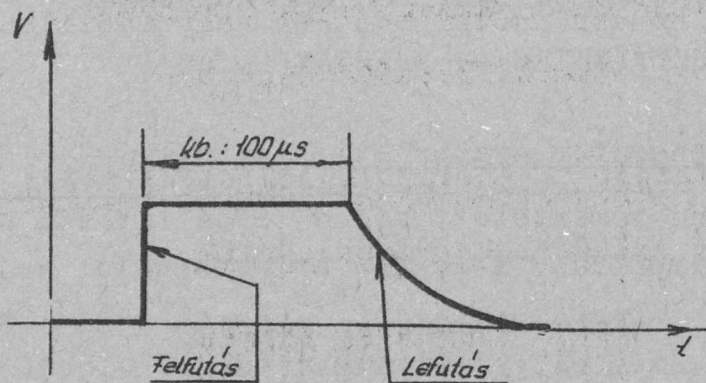
A maximumot egy hosszú lefutás követi. A GM-csővekhez kapcsolódó elektronikus készülékekben az impulzus kezdeti, gyors felfutásu szakaszát célszerű felhasználni, hogy az elektronika jele lehetőleg keveset kessen a GM-csővet működtető ionizáló részecske áthaladásához képest. [1]. Vizsgálataink folyamán ezért a GM-cső jelét olyan impulzussal helyettesíthetjük, amelynek rövid felfutási ideje van, időtartama pedig kb. megfelel a GM-cső jelének /2. ábra/. Az eredeti impulzus alaknak ez a megközelítése azért mondható megfelelőnek, mert vizsgálatainknál csak a jelhomlok hatását kívánjuk megfigyelni.



1. ábra

Önkioltó GM-cső jelének alakja.

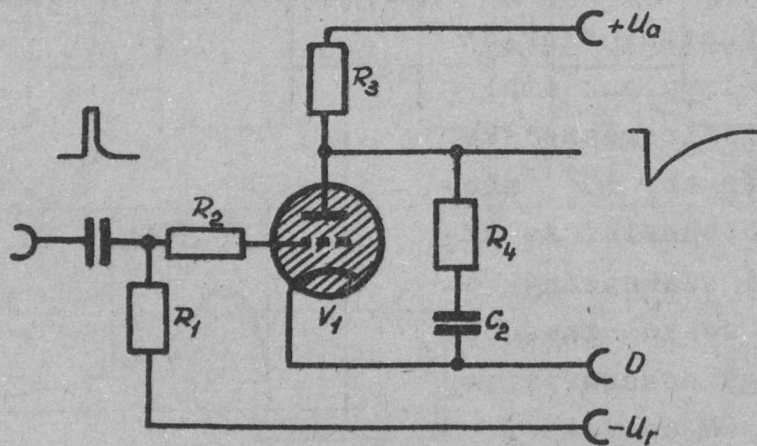
Önkioltó GM-cső jelének alakja.



2. ábra.

GM-cső jelét helyettesítő impulzus.

A helyettesítő impulzus előállítására a 3. ábrán látható kapcsolást választottuk. Nyugalmi állapotban a  $V_1$  thyratron



3. ábra.

A helyettesítő impulzus előállítása.

ron  $-U_r$  feszültséggel le van zárva és  $C_2$  kondenzátor  $U_a$  feszültségre töltődik fel. A thyatron rácására pozitív jelet adva, a cső begyújt és  $C_2$ -t kisüti. A kisütő áramot  $R_4$  korlátozza.  $R_3$  értéke olyan nagy, hogy a rajta átfolyó áram ne tudjon a csőben kisülést fenntartani, s így a thyatron kialszik. Ezután  $C_2$  újból feltöltődik  $R_3$  és  $R_4$  ellenállásokon keresztül.

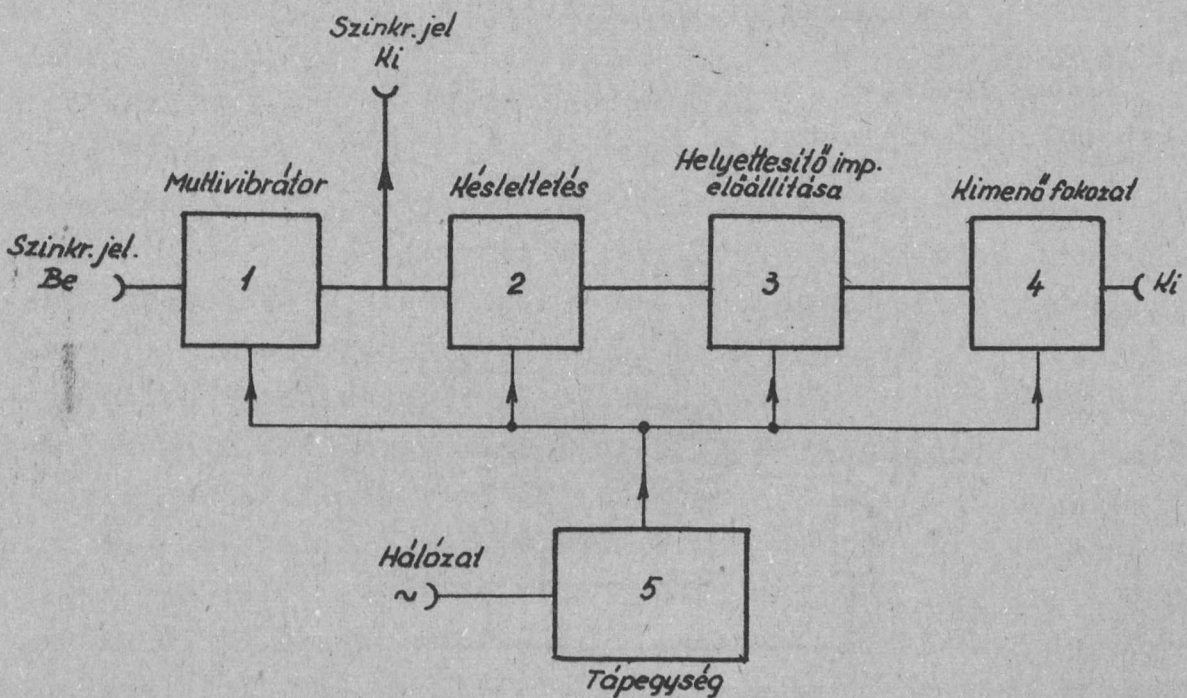
Ezzel a kapcsolással  $0,05 \mu\text{sec}$ -nél kisebb felfutási idejű impulzusok állíthatók elő, ami követelményeinknek megfelel. Az impulzus további szakasza azonban nem egyezik a 2. ábrán látható helyettesítő impulzussal. Ezért egy billenőkör al-814/G.



kalmazása is szükséges, amely a gyors felfutás után az impulzusnak megfelelő hosszú időtartamot és nagy időállandóju lefutást biztosít.

## II. Az impulzusgenerátor gyakorlati kivitele.

A fentiekben ismertetett módon előállítható a megfelelő helyettesítő impulzus. A gyakorlati használat számára célszerű volt a kapcsolást még néhány olyan egységgel kiegészíteni, amelyek kényelmes és gyors mérést tesznek lehetővé. A teljes készülék blokkrajzát a 4. ábrán tüntettük fel.



4. ábra.

A kivitelezett készülék blokkrajza.

Az első fokozat megfelelően változtatható frekvenciájú vezérlő jeleket állít elő. Előnyös, ha ezek a vezérlő jelek szinkronizálhatók, más készülékek szinkronizálására viszont a vezérlő jeleket vezettük ki. A második fokozatban szükség esetén a vezérlő jeleket késleltethetjük a kimenő szinkronizáló jelekhez képest. A helyettesítő impulzusok előállítása

a harmadik fokozatban történik. Itt az impulzusok időtartama is változtatható. A kimenő fokozat /4/ az impulzusokat megfelelően kis kimenő impedanciával továbbítja a készülék kimenetére. Az impulzusok amplitudója szabályozható és polaritása is változtatható. Végül a készülék áramellátását a tápegység /5/ végzi.

Az impulzus generátor kapcsolási rajzát az 5. ábrán láthatjuk. A  $V_1$  multivibrátor állítja elő a vezérlőjeleket. Frekvenciája  $K_1$  fokozatkapcsolóval és  $P_2$  potencióméterrel szabályozható, a szinkronizáló bemenetre adott jelekkel pedig szinkronizálható. A szinkronizálás mértékét  $P_1$  potencióméterrel változtathatjuk. A  $K_2$  nyomógomb segítségével egyes impulzusok állíthatók elő.  $V_1$  multivibrátor jele differenciálás után a  $V_2$  egy stabil állapotú billenőkört vezérli, amely a vezérlőjel késleltetését végzi. A késleltetés mértéke  $K_3$  fokozatkapcsoló és  $P_3$  potencióméter segítségével állítható. A billenőkör jelét megdifferenciálva, a jel időtartamával késleltetve vezéreljük  $V_3$  fázisfordító csövet. Ez a fokozat  $V_3$  erősítése miatt negatív jelekre nagyon érzékeny. Ezért  $V_2$  rácskörében a differenciáláskor keletkező negatív jelet DS 60 germánium diódával meg kellett szüntetni. A  $K_3$  fokozatkapcsoló 1-es állásában a vezérlő jel  $V_2$ ,  $V_3$  fokozatok megkerülésével, késleltetés nélkül jut  $V_4$  rácására. Ilyenkor kimenő szinkronizáló jelet nem kapunk, de erre 0 késleltetésnél nincs is szükség.  $V_4$  thyatron a kimenő impulzusoknak gyors felfutását,  $V_5$ ,  $V_6$  egy stabil állapotú billenő kör pedig megfelelő időtartamot és lefutást biztosít. Az impulzusok időtartamát  $K_4$  fokozat kapcsolóval változtathatjuk. Az impulzusok közvetlen csatolással jutnak  $V_7$ ,  $V_8$  kimenő fokozatra. A kimenőjel amplitudóját  $P_4$  potencióméterrel folyamatosan szabályozhatjuk. A  $T_1$  trimmer segítségével a kimenőjel optimális felfutási ideje állítható be. A  $K_5$  kapcsoló 1-es állásában negatív, 3-as állásában pedig pozitív kimenő impulzust kapunk. A 2-es állásban a kimenet rövidre van zárva. Az impulzus generátor  $V_4$ - $V_8$  fokozatainak részletesebb leírása az irodalomban megtalálható [2].



### III. Alkalmazás

A fentiekben ismertetett impulzus generátor műszaki adatait úgy állapítottuk meg, hogy a GM-cső jelek helyettesítésén kívül más célra is alkalmazható legyen. Műszaki adatai a következők:

#### A kimenő impulzusok

ismétlődési frekvenciája:	20-10000 imp/sec
késleltetése:	0-250 $\mu$ sec
időtartama:	25,50,100,200 és 400 $\mu$ sec
felfutási ideje:	$\leq$ 0,05 $\mu$ sec
amplitudója:	0-30 V folyamatosan szabályozható
polaritása:	+ vagy - /átkapcsolható/
Kimenő impedancia:	+ kimenet esetén kb. 200 ohm, - kimenet esetén kb. 50 ohm.
Bemenő szinkronizáló jelek amplitudója:	$\geq$ 20 V
Kijövő " " "	+ 30 V
Táplálás:	220 V 50~
Fogyasztás:	kb.200 W

A GM-csővek jelét az impulzus generátorral formálókörök ellenőrzésénél helyettesítettük. Az ellenőrzés célja az volt, hogy megállapítsuk a GM-csőre adott kioltójel felfutását és késését a GM-cső jeléhez képest. Erről a vizsgálatról egy későbbiek folyamán megjelenő cikkben fogunk beszámolni.

A GM-cső jelek helyettesítésén kívül előnyösen használhatjuk még az impulzus generátort tranziens erősítők mérésére és hitelesítésére, továbbá minden olyan esetben, amikor gyors felfutású impulzusokra van szükség.

- . -

A készülék tervezésének és alkalmazásának szempontjaiért köszönetemet fejezem ki Jánossy Lajos akadémikusnak és Náray Zsolt elvtársnak. Az impulzus generátort Kárpáti /Tarr/ István készítette el.

I r o d a l o m :

- [1] Kiss Dezső - Szivek János:  
GM-csővel vezérelt univibrátor késésének vizsgálata. KFKI Közlemények, 1954. 5. 597. oldal.
- [2] W.C. Elmore - M. Sands:  
Electronics.  
Mc GRAW-HILL BOOK COMP.  
1949. 326. oldal.

Érkezett 1955. május 7.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Sugárgyengülés mérések  $\text{Co}^{60} \gamma$  -sugárzásával

Irta: Keszthelyi Lajos

Összefoglalás: A  $\text{Co}^{60} \gamma$  -sugárzásának gyengülését mértük NaJ, KBr, KCl, NaCl, naftalin kristályokban. A mérési adatokból kiszámítottuk a J, Br, K, Cl és Na elemekre vonatkozó atomi sugárgyengülési hatáskeresztmetszeteket. A mérési eredmények a hibahatáron belül megegyeznek az elméleti értékekkel.

1. Bevezetés

Az utóbbi években széles körökben alkalmazzák a különböző szerves és szervetlen kristályokat dózismérésre [1-6]. Pontos sugárgyengülés adatok - amelyek a dózismérések kiértékelésénél szükségesek - ezideig csak NaJ szcintilláló kristály esetében állnak rendelkezésre [7], [8]. Munkánk célja az volt, hogy egyes szerves és alkali-halogenid kristályokban megmérjük a  $\text{Co}^{60} \gamma$  -sugárzásának gyengülését. Ezek a mérések egyben olyan elemek /J, Br, K, Cl, Na/ sugárgyengülési együtthatójára is nyújtanak adatokat, amelyek az eddigi mérésekben nem szerepeltek [9], [10], [11].

2. A kísérleti berendezés

A sugárgyengülés-mérésekhez  $\text{Co}^{60} \gamma$  -sugárzását használtuk. A  $\text{Co}^{60}$ , illetve  $\text{Ni}^{60}$  - atommag két közel azonos energiájú /1,1715, illetve 1,3316 MeV/  $\gamma$  -sugárzást bocsát ki, azonos intenzitásban. A  $\text{Co}^{60}$  preparátum kobaltnitrát oldat volt, melynek intenzitása 23,5 mc.

Detektorként NaJ /Tl/ kristállyal működő szcintillációs számlálót használtunk [8], [15]. A rendelkezésre álló 931/A típusú fotoelektron-sokszorozó nem tette lehetővé azt, hogy a  $\gamma$ -kvantumok energiáját mérjük. Az elektronsokszorozók saját zajának csökkentése végett a kristályban keletkező fényfelvillanásokat két elektronsokszorozó regisztrálta, az impulzus-814/G.

sok erősítés és diszkriminálás után egy  $1,3 \pm 0,03 \mu\text{sec}$  felbontóképességű koincidenziakészülékbe jutottak. A kimenő impulzusokat  $9 \cdot 10^{-6}$  sec felbontóképességű, 1024-es osztású, impulzus-alóosztó berendezést regisztrálta. A mérésekben használt legnagyobb számlálási ütem /800 imp/sec/ esetén a holt idő miatt szükséges korrekció 0,7 % volt. A nulleffektus 10-12 imp/sec volt.

Abszorbensként mesterségesen előállított NaJ /Tl/, KBr KCl, NaCl és naftalin kristályokat használtunk. Ezek pro analýsi minőségű vegyszerekből készültek, amelyeket általában további tisztításnak vetettek alá. /A NaJ /Tl/ kristály tallium tartalma kb. 0,5 súlyszázalék, amelyet a mérések kiértékelésénél elhanyagoltunk./ A kristályokat 0,01 mm pontossággal egyenletes vastagságúra csiszoltuk a naftalin kivételével, ahol a maximális eltérés az egyes helyek vastagsága között 0,3 mm volt, amely kisebb, mint a kristály vastagságának 0,5 %-a. A kristályok kisebb mérete miatt nem tudtuk a hiba szempontjából optimális, hármas transzmisszió viszonyt elérni [10] [16]. Ezért a mérés hibájának csökkentése végett a mérési időt kellett nagyobbra venni.

A  $\gamma$ -sugarak gyengülésének mérésénél a tapasztalatok szerint különös gondot kell fordítani arra, hogy a környezetből és az abszorbensből Compton-effektus folytán szóródó sugárzás ne jusson a detektorba, mert ellenkező esetben a mért sugárgyengülési együttható kisebb lesz, mint a valódi érték.

Tarrant mutatott rá először arra, hogy megfelelő geometriát alkalmazva az abszorbensből szórt sugárzás miatt fellépő hiba nagymértékben lecsökkenthető [12]. Tarrant munkája alapján, adott geometria esetén könnyen kiszámíthatjuk a szükséges korrekciót.

A környezetből szórt sugárzás kiküszöbölésére az eddigiek során lényegében négyféle elrendezést alkalmaztak pontos sugárgyengülés méréseknél:

a./ Teljesen nyitott elrendezés: a sugárforrás, abszorbens és detektor a levegőben, szilárd tárgytól /fal, föld/ 7 m-nél nagyobb távolságban van [13], hogy a környezet szórás-  
814/G.

sa lehetőleg kicsi legyen. A mérést ennél az elrendezésnél általában laboratóriumon kívül kell elvégezni, a berendezés alkotó részeinek különleges követelményeket kell kielégíteniök.

b./ A  $\gamma$ -sugárzás csatornázása: A detektort vastag ólomréteg veszi körül, amelyen egy szűk csatornán át jut a  $\gamma$ -sugárnyaláb a detektorba [11], [14]. A sugárforrás szabadon van. A környezetből szóródó  $\gamma$ -sugárzás az ólomrétegben abszorbeálódik.

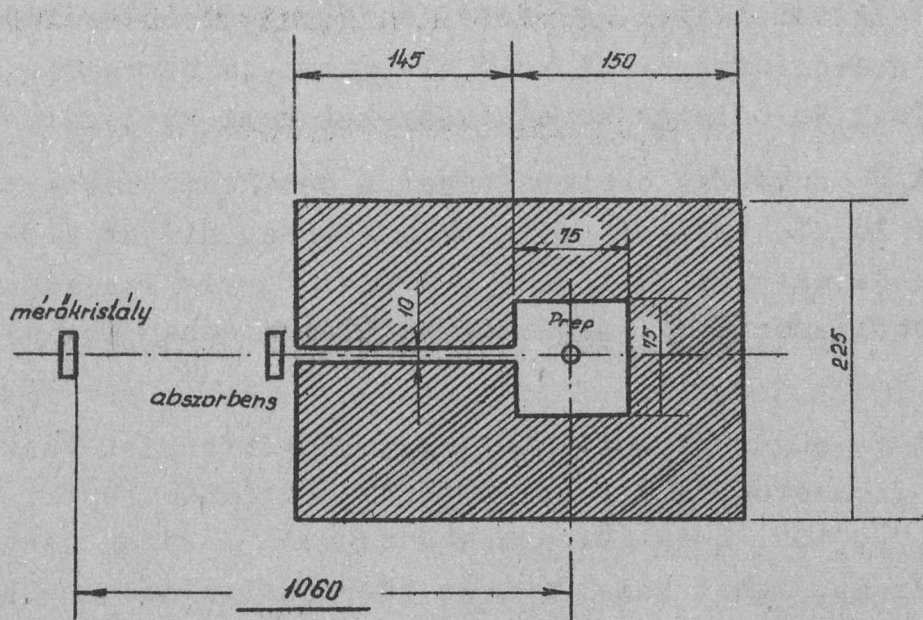
c./ A  $\gamma$ -sugárzás csatornázása: a sugárforrást veszi körül vastag ólomréteg, amelyből egy szűk csatornán lép ki a sugárnyaláb [7], [10]. A detektor szabadon van. A környezetbe nem lép ki sugárzás, tehát onnan nem is szóródhat a detektorba. Az elrendezés sugárvédelmi szempontból is célszerű, mert a környezetet megvédi a besugárzástól. Az ilyen elrendezés hibája az, hogy a preparátum körüli ólomrétegben keletkező szórt sugárzás és fékezési sugárzás bizonyos mértékben megváltoztathatja az eredeti sugárzás spektrális összetételét. A b./ elrendezéssel dolgozó szerzők rámutatnak erre a problémára, azonban csak kvalitatív kijelentéseket tesznek. Az irodalomban nem ismeretes olyan dolgozat, amely tárgyalná a  $\gamma$ -sugárforrást körülvevő ólomrétegnek egy eredetileg monokromatikus  $\gamma$ -sugárzás spektrumára gyakorolt hatását.

d./ A  $\gamma$ -sugárzás csatornázása: a sugárforrást, a detektort egyaránt vastag ólomréteg veszi körül [9]. A módszer egyesíti b./ és c./ előnyeit és hátrányait.

Mérésünkben célszerűségi és sugárvédelmi okokból a c./ elrendezést használtuk. Az elrendezés vázlata az 1. ábrán látható. Az abszorbensben bekövetkező szórás miatt szükséges korrekció méréseinkben maximálisan 0,13 %-ig terjed.

A mérések pontossága szempontjából rendkívül fontos volt megállapítani azt, hogy a c./ pontban említett spektrális összetétel változás nem befolyásolja-e nagyon a méréseket. Ezért ellenőrző méréseket végeztünk Pb abszorbensek segítségével.





R.

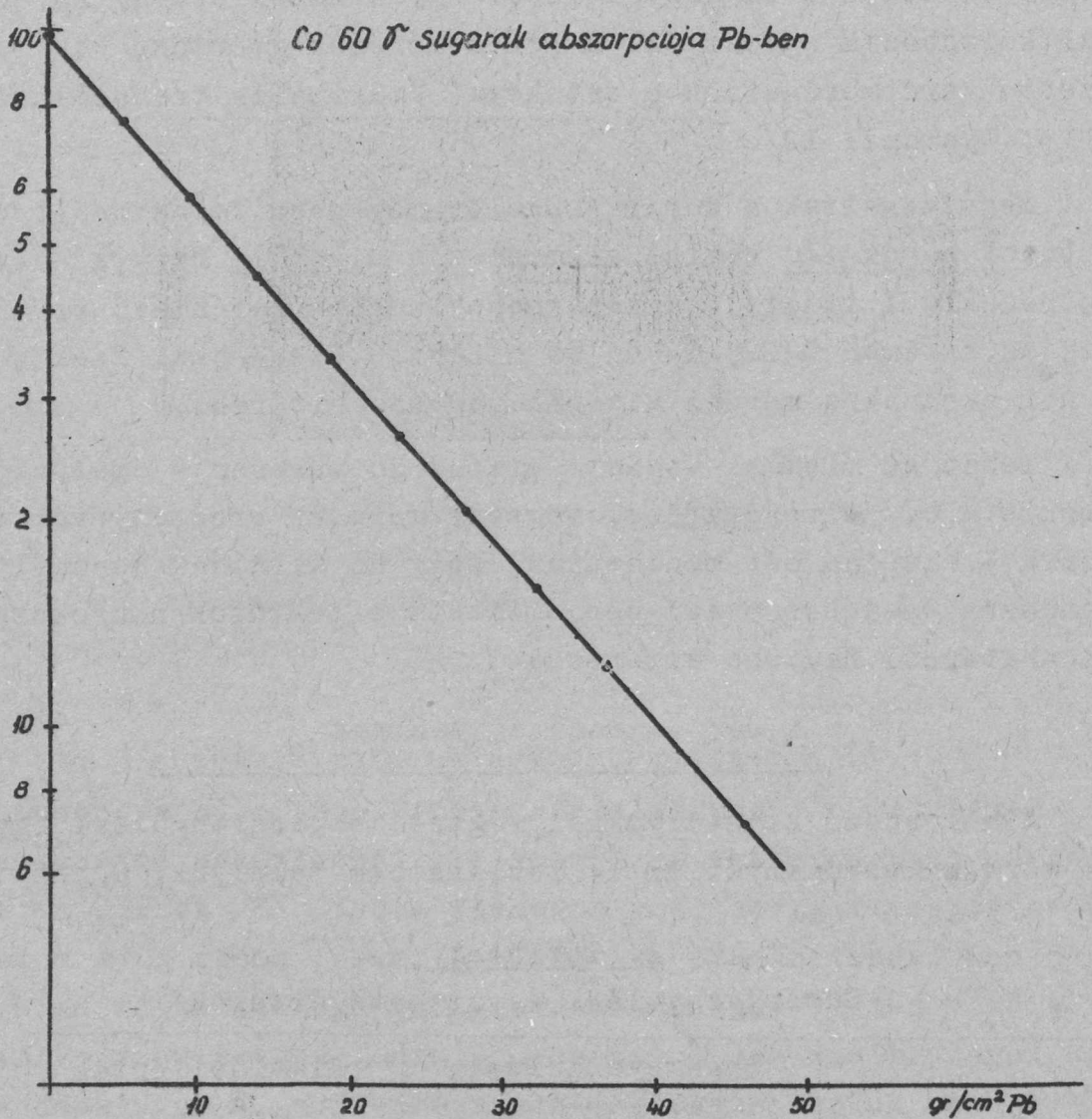
1. ábra.

A mérőberendezés vázlata.

Mértük a  $\text{Co}^{60}$  sugárzásának gyengülését a Pb abszorbens vastagság függvényében. Az intenzitás logaritmusa az abszorbens vastagság függvényében egyenest adott /2. ábra/. Az egyenestől nem tapasztalható semmiféle eltérés, amely arra mutatna, hogy a  $\text{Co}^{60}$  két  $\gamma$ -sugárzásának sugárgyengülési együtthatóját külön lehet választani, vagy azt jelezné, hogy a spektrális összetétel nem volna lényegében monokromatikus. A legkisebb négyzetek módszerével számított sugárgyengülési együttható  $0,05738 \pm 0,00023 \text{ cm}^2/\text{gr}$ -nak adódott, amely  $/2,408 \pm 0,0096/ \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2/\text{elektron}$  hatáskeresztmetszetnek felel meg. Ez az érték jól egyezik Wyard valamivel pontosabb  $/2,403 \pm 0,006/ \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2/\text{elektron}$  kísérleti értékével [11], amelyet a b./ geometria segítségével kapott.

Wyard mérései és a jelen mérések között a geometrián kívül a detektorban van különbség. A  $\text{Co}^{60}$  két  $\gamma$ -sugárzása esetén a sugárgyengülési együttható mért értéke függ a detektornak az

1,33 és 1,17 MeV sugárzás számlálására vonatkozó hatásfokától



2. ábra.

Co<sup>60</sup>  $\gamma$ -sugarainak abszorpciója Pb-ben.

is  $\eta_1, \eta_2$  / . A következő összefüggés érvényes:

$$\mu = \frac{\mu_1 \eta_1 (\eta_2 + \mu_2)}{1 + \eta_1 / \eta_2} - \frac{d}{8} (\mu_1 - \mu_2)^2, \quad /1/$$

ahol  $\mu$  a két sugárzásra vonatkozó sugárgyengülési együttható,  $\mu_1$  illetve  $\mu_2$  az 1,33, illetve 1,17 MeV-vonalra vonatkozó együttható,  $d$  az abszorbens vastagsága.  $\eta_1 / \eta_2$  értéke Wyard méréseiben 1,14 /a detektor hatásfoka a  $\gamma$  -sugárzás energiájával arányos/,

a jelen mérések esetén pedig 1,07 [8]. A sugárgyengülési együtt-  
ható azonban nem függ erősen  $\eta_1/\eta_2$  értékétől. Az 1,14 és 1,07  
adattal számolva a sugárgyengülési együttthatók értéke kb. 0,1  
%-kal különbözik egymástól. A jelen mérések  $\underline{d}$  értéke kb. mege-  
gyezett Wyard méréseinek  $\underline{d}$  értékével /maximális transzmisszió  
itt 13, Wyardnál 12/.

Megvizsgáltuk a sugárgyengülés-mérésben felhasznált ó-  
lom tisztaságát is. Kémiai elemzés azt mutatta, hogy a használt  
ólom rendkívül tiszta, nagyobb mennyiségben jelenlévő szennye-  
zések az antimon 0,025 %-ban és bizmut 0,013 %-ban. Ezek szin-  
tén nem okoznak a mérési hibánál nagyobb eltérést.

Tehát az ólommal végzett ellenőrző mérések - amelyek e-  
redménye a b./ elrendezéssel végzett mérések eredményével meg-  
egyezik - alapján azt mondhatjuk, hogy az általunk használt  
elrendezés esetében a c./-ben említett effektusok nem okoznak  
a hibahatárnál nagyobb eltéréseket.

### 3. Mérési eredmények és kiértékelésük

A különböző kristályokkal végzett sugárgyengülési együtt-  
ható mérések eredményét az I. táblázatban találjuk. Ugyanebben

#### I. Táblázat.

Sugárgyengülési együtttható értékek

Anyag	Sugárgyengülési együtttható cm <sup>2</sup> /gr	Elméleti érték cm <sup>2</sup> /gr
NaJ	0,05141 ±0,00021	0,05128
KBr	0,05216 ±0,0002	0,05207
KCl	0,05499 ±0,00036	0,05491
NaCl	0,05422 ±0,00032	0,054438
Naftalin	0,0604 ±0,00042	0,0602

Ugyanebben a táblázatban feltüntettük az elmélet alapján várható sugárgyengülési együttható értékeket is. Az elméleti értékeket a következőképen számítottuk ki: Először meghatároztuk az egyes kristályokat alkotó elemekre vonatkozó atomi sugárgyengülési hatáskeresztmetszeteket külön-külön a  $\text{Co}^{60}$  két vonalára. A fotoeffektus hatáskeresztmetszetét Hulme és társai [17] grafikonja alapján interpolálással, a Compton-effektus hatáskeresztmetszetét Klein-Nishina formula alapján [18], a párképzés hatáskeresztmetszetét pedig Davisson és Evans [9] táblázatai alapján interpolálással kaptuk meg. Más sugárgyengülési effektusokat - Wyard dolgozatával egyetértésben [11] - nem kell figyelembe vennünk a jelen mérési pontosságnál. Ezután az /1/ formula alapján megkaptuk az atomi hatáskeresztmetszetet a kettős sugárzásra, a jelen számláló berendezés esetére. A számláló berendezéstől való függés kisebb, mint a mérések hibája. Az összetett abszorbensekre vonatkozó formulából/ [9], 64 formula/ egyszerű átalakítással nyerjük a következőt:

$$\mu_+ = \mu_{a1} N_{a1} + \mu_{a2} N_{a2} + \dots \quad (2)$$

ahol  $\mu_+$  az összetett anyagra vonatkozó sugárgyengülési együttható  $\text{cm}^2/\text{g}$ -ban,  $\mu_{a1}$ ,  $\mu_{a2}$ , ... az összetevő elemekre vonatkozó atomi sugárgyengülési hatáskeresztmetszet;  $N_{a1}$ ,  $N_{a2}$ , ... az összetevő elemekből az abszorbens 1 grammjában lévő atomok száma.

A kristályokra vonatkozó adatokból kiszámíthatjuk a J, Br, K, Cl, Na elemek atomi sugárgyengülési hatáskeresztmetszetét. A számításhoz a Na atomi sugárgyengülési együtthatóját ismertnek vettük fel, mert méréseink csak 4 egyenletet adnak az 5 ismeretlenre. Minthogy a Na-nál a fotoeffektus és párképzés csak mintegy 0,15 %-al járul hozzá a  $\text{Co}^{60} \gamma$ -sugárzása esetén a Compton-effektus hatáskeresztmetszetéhez, amelyre vonatkozó Klein-Nishina formulát pontosnak tekinthetjük [11], ezért ez az eljárás nem jelent további hibaforrást.

A kapott atomi sugárgyengülési együtthatókat a II. táblázatban találjuk. Ugyanitt feltüntettük az elméleti értékeket is.

II. Táblázat

Atomi sugárgyengülési hatáskeresztmetszetek.

Elem	Kísérleti érték $\times 10^{24}$ cm <sup>2</sup> /atom	Elméleti érték $\times 10^{24}$ cm <sup>2</sup> /atom
J	10,73 $\pm$ 0,06	10,67
Br	6,687 $\pm$ 0,067	6,705
K	3,615 $\pm$ 0,055	3,589
Cl	3,191 $\pm$ 0,031	3,209
Na	2,073	2,073

Méréseink a mérési hibákon belül igazolják az elméleti uton kapott sugárgyengülési együttható értékeket.

- . -

Befejezésül köszönetet mondok Simonyi Károly professzornak, aki munkámat állandó érdeklődésével kísérte, Tarján Imre professzornak, Turchányi György egyetemi adjunktusnak, Ujhelyi Sándor egyetemi docensnek a rendelkezésemre bocsátott szintetikus kristályokért, Plank Jenő professzornak az abszorbensként használt ólom kémiai elemzéséért és Kertész Károly műszerésznek a kristályok gondos csiszolásáért.

- . -

I r o d a l o m:

- [1] Broser I., Oeser H., Warminsky R. Zs.f. Naturforsch.,  
7a, 351, 1952.
- [2] Burgwald G.M. Reiffel L, Nucl, 11.No 5.49. 1953.
- [3] Schultz W.W, Dewes R.A., Nucl., 11, No 5.49, 1953.
- [4] Corr R.T., Hine G.J., Nucl., 11.No 11, 53, 1953.
- [5] Mandeville C.E. Albrecht H.O., Phys.Rev., 90,25,1953.
- [6] Furst M., Kallmann H., Phys.Rec., 91, 1356, 1953.
- [7] Howland, P.R., Kreger, W.E, Phys.Rev., 95, 407, 1954.
- [8] Keszthelyi L: Kandidátusi disszertáció, Budapest, 1954.
- [9] Davisson Ch. M., Evans R.D., Rev.Mod.Phys. 24,79,1952.
- [10] Colgate S.A., Phys.Rev., 87, 592, 1952.
- [11] Wyard S.J., Proc.Phys.Soc. A., 66, 382, 1953.
- [12] Tarrant G. T.B., Proc.Camb. Phil.Soc., 28,475, 1932.
- [13] Cowan C.L., Phys.Rev., 74, 1841, 1948.
- [14] Shimizu S. Hanai T., Okomato S., Phys.Rev., 85, 290,  
1952.
- [15] Keszthelyi L: Magyar Fizikai Folyóirat /sajtó alatt/
- [16] Rose M.E., Shapiro M.M., Phys.Rev., 74, 1863, 1948.
- [17] Hulme H.E., Mc Dugall J., Buckingham R.A., Fowler R.H.:  
Proc.Roy.Soc.A., 149,131, 1935.
- [18] Klein O. Nishina Y., Zs.f.Phys., 52, 853, 1929.

Érkezett 1955. május 9.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Neutron fluxus mérése hasadási kamrával

I.

Irta: Neszmélyi András

Összefoglalás: ionizációs impulzuskamrát építettünk; mellyel neutronok hatására hasadó anyagok vékony rétegéből kilépő hasadási termékek vizsgálhatók, illetve a kamra neutron detektorként felhasználható.

Neutronok detektálása a meghasadás szétrepülő termékeinek segítségével oly módszer, amely a szokott  $/n, \alpha/$ ,  $/n, p/$  reakciókkal szemben sok előnyt nyújt. A hasadási termékek ideális ionizáló részecskék, a keltett ionizáció igen nagy, míg a hatótávolság viszonylag rövid. Ezért a gázmultiplikáció használata, vagy nagyérzékenységű erősítés feleslegessé válik. Érzékenységük azonos nagyság mellett elérheti a bór-detektorokét. A fissziós detektorok használata elég elterjedt, sőt egészen kizárólagos olyan helyeken, ahol igen erős  $\gamma$ -sugárzás mellett kell érzékenyen észlelni kis neutron intenzitásokat.

Az Atomfizikai Osztályon mesterségesen gyorsított részecskékkel olyan neutron fluxusok érhetőek el, hogy a kutatási lehetőségek a neutronspektroszkópia kérdésének felvetését is megkivánják. Így az alábbiakban ismertetett hasadási kamra készítésének célja az volt, hogy egy kényelmesen kezelhető fissziós detektorral is rendelkezünk, másrészt, mivel a kamra  $/n, p/$  reakciók mérésére is alkalmazható, a gyors-neutron mérésekhez építendő rácsos ionizációs kamra tervezéséhez és beállításához tapasztalatokat szerezzünk.

A berendezés két fő részből áll: az ionizációs kamrából melyhez a gázbetöltő berendezés csatlakozik, továbbá a kamra jeleit feldolgozó elektronikus készülékekből.

1. Az ionizációs kamra

Az irodalomban található konstrukciós megoldások közül

céljainknak leginkább a Rossi-Staub által közölt [1] elrendezés felelt meg, úgy hogy a kamra tervezésénél megoldását sokban követtük.

A kamra összeállítási rajza az 1. ábrán látható. /1. a 259. oldalon/.

A működő, ionizációs térfogó az 1. és 5. jelű, párhuzamos sikelektrodák között van. Az 1. lemez alumínium, belső oldalán van a vizsgált hasadó anyag, a nagyfeszültségű elektrodához rugós gyűrű rögzíti. Feszültségbevezetés üvegszigetelésű, egyéb helyeken polystirolt használtunk, ez az alkalmazott maximális 2 kV feszültségen is teljesen kielégítő volt.

A kamra anyaga sárgaréz, csupán az alaplemez és az árnyékoló tető leszorító gyűrűje készült acélból. A kamra méretezése 3 atm. túlnyomásra történt. Tömítésre gumit használtunk.

A kamra alsó részében előerősítő foglal helyet. Ugyancsak itt vannak elhelyezve a nagyfeszültség, valamint az előerősítőt tápláló feszültségforrások szűrőegységei is.

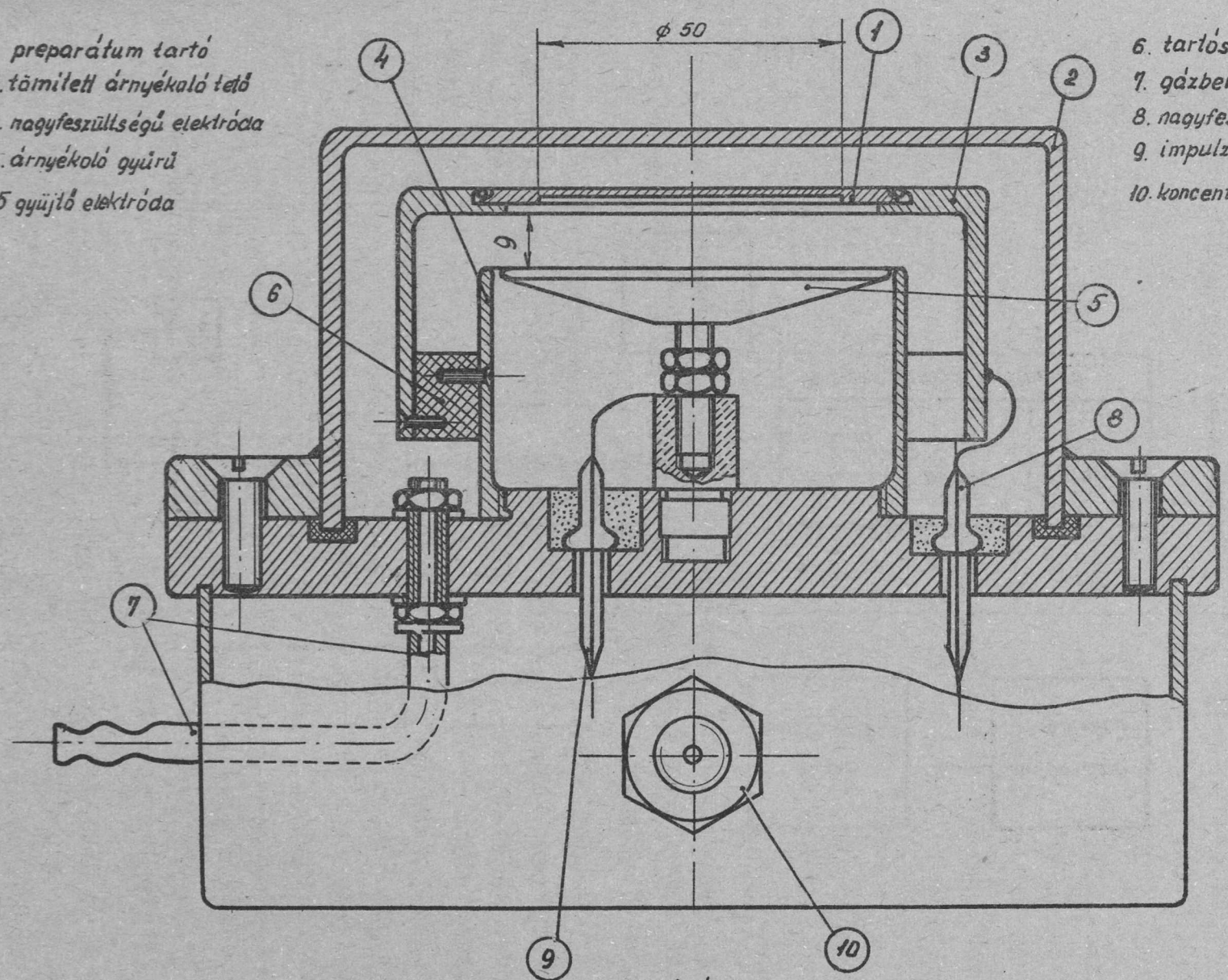
Az ionizálandó gáz betöltése kereskedelmi palack gázokból történt. Méréseinknél nitrogén, hidrogén, széndioxid és argon gázokat használtunk. Sajnos a betöltés nem történhetett közvetlenül, mivel e gázok számottevő elektronaffin gázszennyezést tartalmaztak. Jelenlétük a kamra működését a később elmondandók szerint érzékenyen befolyásolta, ezért koncentrációjukat legalább egy nagyságrenddel csökkenteni kellett. A gáztisztítás problémáját nitrogén és argon esetére 1 atm túlnyomásig sikerült megoldani, a betöltő berendezés nagyobb nyomásokra alkalmazható formája kivitelezés alatt áll. Jelen állapotában üvegből készült  $\text{CaCl}_2$ -os elnyeletöből, forró réz-, illetőleg kalcium-kályhából áll.

A vizsgált hasadó anyagot vékony réteg formájában vittük fel a preparátumtartó lemezre. Urán esetében egyenletes rétegeket uranyl-nitrátból kiindulva Zapon-lakkos higitással sikerült elérni. A felvitt réteg  $\text{U}_3\text{O}_8$  volt, melynek vastagsága 0,1 - 1,5  $\text{mg}/\text{cm}^2$  határok között kényelmesen beállítható e módszerrel. Problémát okozott a Zapon lakk kvantitatív el-  
814/G.

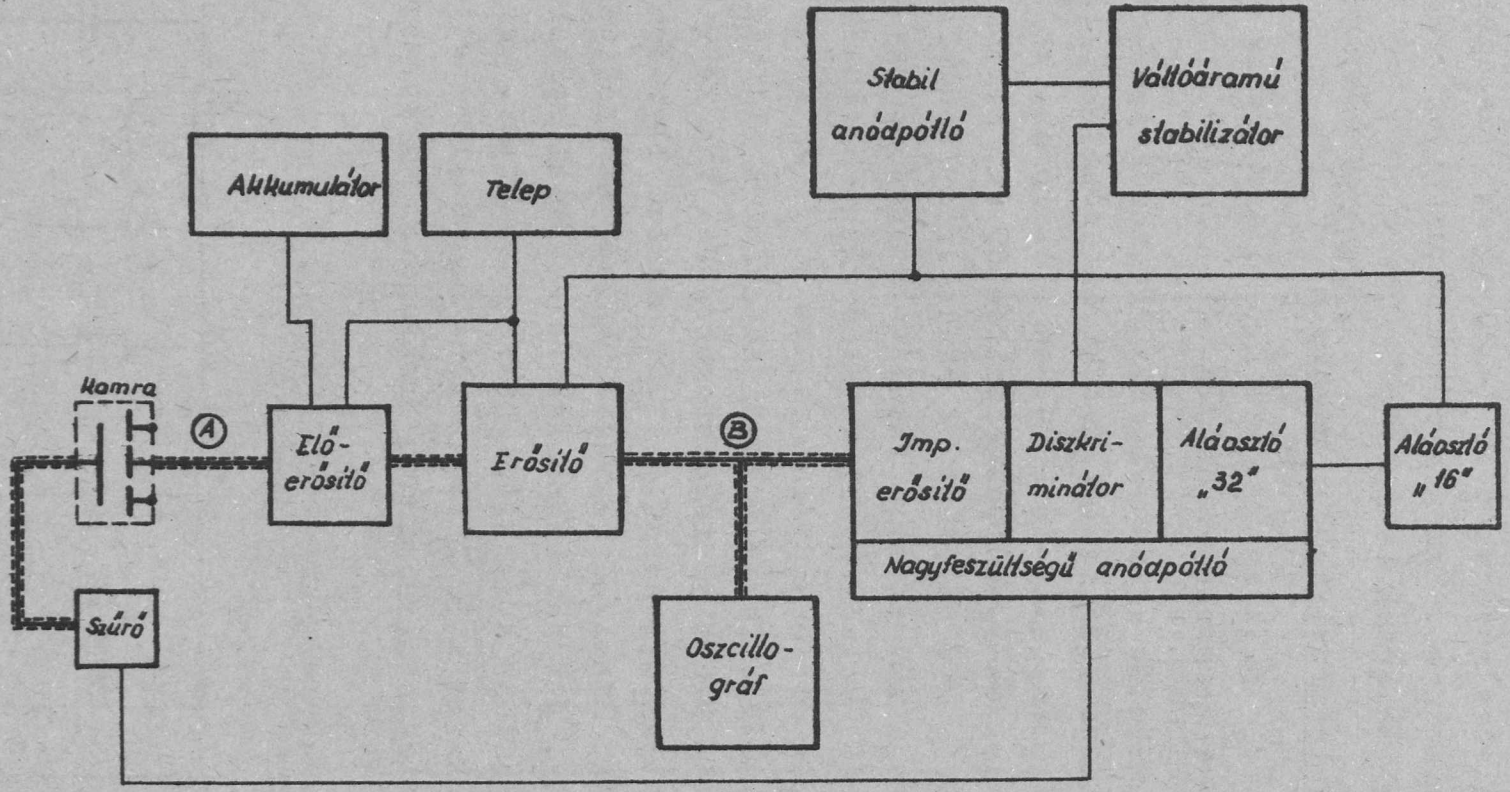


1. preparátum tartó  
 2. tömített árnyékaló tető  
 3. nagyfeszültségű elektroda  
 4. árnyékoló gyűrű  
 5. gyűjtő elektroda

6. tartószigetelő  
 7. gázbevezetés  
 8. nagyfeszültség bevezetője  
 9. impulzus kivezetés  
 10. koncentrikus kábelcsatlakozó



1. ábra.



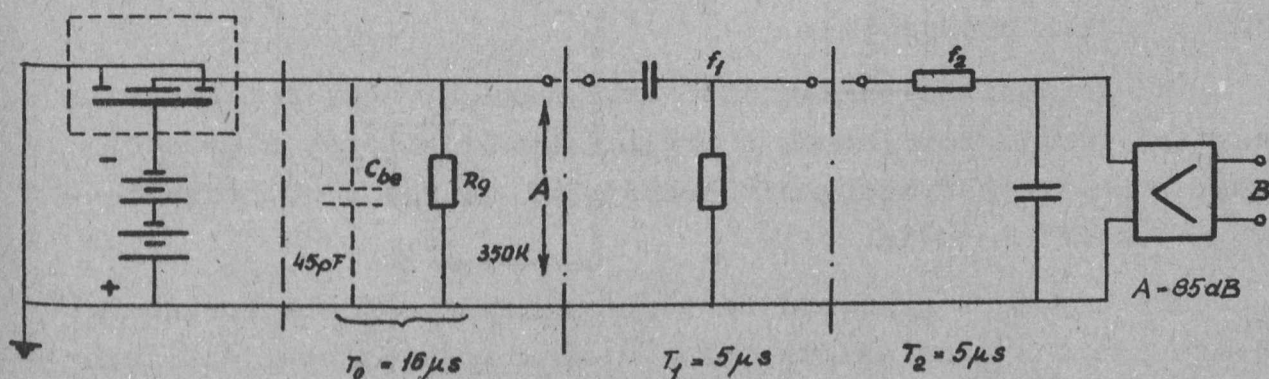
2. ábra.

égetése vastagabb rétegek esetén. Készítettünk ezenkívül kevésbé egyenletes rétegeket is  $2-20 \text{ mg/cm}^2$  vastagságban, ülepítési módszerrel. Ekkor a preparátumot igen vékony Zapon védőhártyával takartuk le.

## 2. Az elektronikus berendezés

Az ionizációs kamrához csatlakozó elektronikus műszerek elrendezését a 2. ábrán láthatjuk. /1. 260. oldal./

Az ionizációs kamra jeleit a "B" mérőkapcsokra juttató erősítőket külön e célra terveztük. Az erősítők 1 illetve 3 fokozatból állnak, 6AK5 és EF 42-es elektroncsövek felhasználásával. Az összes feszültségerősítés 85 dB. Kimenetén mérve /"B"/ 32 voltig kivezérelhető a rendszer a linearitás megőrzésével. Frekvenciakaraktisztikáját lényegében egy-egy RC elem szabja meg, melyek közül az alsó frekvenciahatárt megszabó /lényegében differenciáló/ tag az 1. és 2. fokozat közötti csatolással, míg a felső frekvenciahatárt korlátozó /lényegében integráló/ tag a 3. fokozat anódjában van képviselve. E két tag időállandója egyenlő,  $T_1 = T_2 = 5 \mu\text{sec}$ . Ily módon az átviteli görbének 32 kHz körül maximuma van. Az erősítés érték erre vonatkozik. A többi kapcsolási elem által megvalósuló RC tagok időállandója a fentitől lényegesen eltér, úgy hogy az egész A-B szakaszt a 3. ábra szerint szimbolizálhatjuk: a bejelölt erősítő ideális, minden frekvenciát egyformán erősít,



3. ábra.

a frekvenciamenetet pusztán a két RC elem korlátozza, melyek természetesen egymás felé semmiféle terhelést nem képviselnek.

A bemenő cső rácса a kamrához közvetlenül csatlakozik. A rácсlevezető ellenállás  $R_g$  és a szaggatottan bejelölt kapacitás /amely magában foglalja a gyűjtő elektróda - nagyfeszültségű elektróda, ill. -védőgyűrű kapacitáson kívül a szerelési kapacitást is/ parallel RC kört alkotnak, az időállandót jelöljük  $T_0$ -al.

Az erősítők "B" kapcsón mért zajfeszültsége a bemenetre vonatkoztatva 12 $\mu$ volt. A bemenő 6AK5 beállítása:  $U_g = 2,3$  V,  $I_g = 2 \cdot 10^{-8}$  A,  $U_a = 78$  V,  $U_{g2} = 88$  V. Fűtés: 10 %-al aláfűtve.

A blokkсémában egyberajzolt erősítő-diszkriminátor-scaler egység Tesla gyártmányu "Magfizikai számlálóberendezés", melynek erősítése folyamatosan szabályozható 0-80-ig, diszkriminátora pedig 0-50 volt tartományban használható, diódás diszkriminátor. A scaler alóosztását 32-ről 512-re kellett növelnünk, hogy e mérések folyamán az egész impulzustartományt át tudjuk fogni.

Az egész elektronikus berendezés stabilitását 8 órás mérésekhez is biztosítani kellett, ezért az amugyis stabilizált anód-, illetve nagyfeszültségű-feszültségforrással rendelkező Tesla készüléket, valamint az erősítőt tápláló anódpótlót váltóáramu stabilizátorról járattuk. A berendezés stabilitása így kielégítő volt és az eredmények reprodukálhatók.

Az A - B szakasz erősítőméretezésénél a következő szempontok voltak irányadóak:

a/ az ionizációs kamrától megkivánjuk, hogy nemcsak a hasadási termékeket, hanem a preparátumból kilépő, a hasadó anyag természetes radioaktív bomlásából származó  $\alpha$  részecskéket is számolni tudja.

Ez egyszerű neutrondetektorként való használatkor nem követelmény. A hasadási termékek vizsgálata szempontjából azonban két előnyt jelent:

egyrészt lehetőséget ad a vékonyabb, elhanyagolható önabszorbciojú preparatumrétegek pontos vastagság meghatározá-

sára, ha a kamra közel 50% geometriai hatásfokát, és az  $\alpha$ -kra az alumíniumon történő Rutherford visszaszórást korrekcióba vettük,

másrészt pedig a kamra energia-kalibrációját szolgálja. Mert megfelelő nyomásválasztással elérhető, hogy mind a hasadási termékek, mind az  $\alpha$  részecskék hatótávolsága kisebb legyen az elektródaköznél, ekkor pedig a keltett ionizáció arányos a részecskék energiájával. Mivel az erősítő a jelek amplitudóját szintén lineárisan továbbítja, s a gázban történő negatív ionképződéssel kapcsolatos elektron veszteség elhanyagolhatóvá tehető, így az ismert energiájú  $\alpha$ -khoz kalibrálható a hasadási termékek jele is.

A használt preparátumtól függően, a számolni kívánt  $\alpha$  részecskék száma egészen 1000/sec-ig terjedt. Emiatt az ionizációs kamrát elektronkamrának kellett beállítani, vagyis detektálásra az ionizációkor egyenlő számban keletkezett elektronok és pozitív ionok begyűjtése révén keletkezett jelből csak az elektronok jelét lehet felhasználni, mert az elérhető térerősségtartományban /1-2 kV/cm/ a kevésbé mozgékony gázionok begyűjtési ideje  $10^{-3}$  sec nagyságrendű, s így a kamra felbontóképesége a fentieknek nem felelne meg. Ezzel szemben hasonló körülmények között az elektronok begyűlése 1-2  $\mu$  sec alatt végbemegy, s ami a kamrát illeti, velük a fenti statisztikus jelek kényelmesen számolhatók. Az erősítő felbontóképeségét pedig a  $T_1, T_2$  időállandók megválasztásával mindig beállíthatjuk a kívánt értékre.

Elektronkamránál azonban a jelek nagysága az ionizáció egyenesének az elektródák között elfoglalt helyzetétől függ. Keltsen u.i. egy részecske a gyűjtőelektródától  $d$  átlagos távolságban  $N$  töltéspárt. Ekkor a gyűjtő elektródán

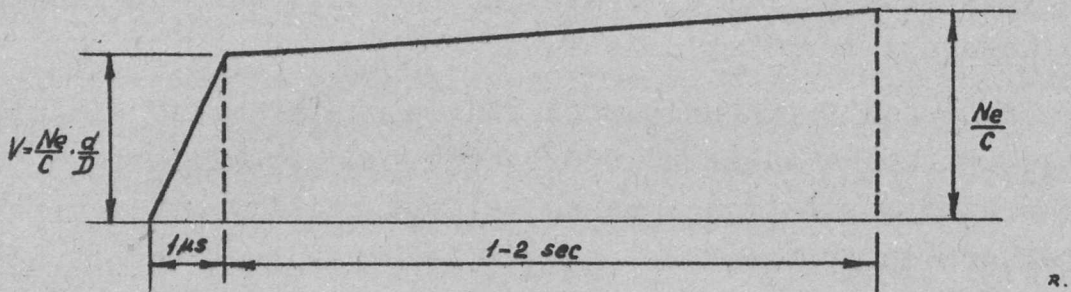
$$Ne \frac{D - d}{D}$$

nagyságu, ellenkező előjelű töltések influálódnak. / $D$  a párhuzamos síkelektrodák távolsága,  $e$  az elektrontöltés/. Közvetlenül az elektronok begyűjtése után a nagytömegű ionok még

keletkezési helyük közvetlen közelében tartózkodnak, így a gyűjtőelektródára futott töltés

$$Ne - Ne \frac{D - d}{D} = Ne \frac{d}{D}$$

Ezután lassan a pozitív ionok is eléri a negatív elektródát. A gyűjtő elektróda töltése az egyre csökkenő influált töltések miatt közben állandóan emelkedik az  $Ne$  érték felé. /4. ábra./

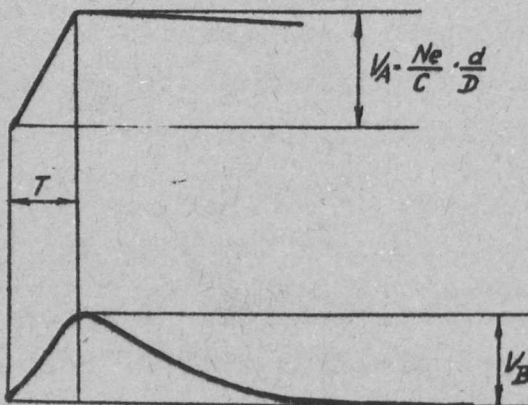


4. ábra.

Ezen megfontolások persze csak a kamrára vonatkoznak, mert a fenti feszültségalakot a  $T_0$  időállandós bemenő RC kör befolyásolja. Ezért az elektron jelek felhasználása azt a nyilvánvaló követelményt támasztja, hogy

$$T \ll T_0 \ll 2 - 3 \text{ msec}$$

legyen, hisz ellenkező esetben, pl. ha  $T_0$   $T$  közelébe esik az elektronjelek amplitudó veszteséget szenvednek. Ha viszont  $T_0$  a ionjelek nagyságrendjébe esne, akkor a sűrű és hosszú ionjelek átvitele az egyenáramu szintet tenné ki szükségtelen ingadozásnak.



5. ábra.

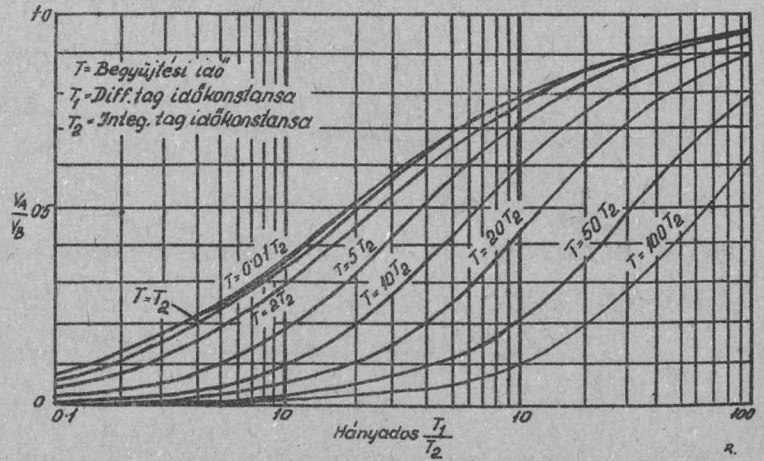
Az erősítő véges sáv szélessége a fenti impulzusalakot deformálja /5. ábra/; ez számítással is követhető /Gillespie nyomán, lásd [2]-t/. Csupsán a feszültség emelkedést

kell, kis elhanyagolással, lineárisnak felfognunk: s a maximumok hányadosára kapjuk

$$\frac{V_B}{V_A} = \frac{T_1}{T} \cdot \frac{\left( e^{\frac{T}{T_1}} - 1 \right)}{\left( e^{\frac{T}{T_2}} - 1 \right)} \cdot \frac{\frac{T_1}{T_1 - T_2}}{\frac{T_2}{T_1 - T_2}} \dots\dots / \kappa /$$

Ezen összefüggést a 6. ábra parméteres görbeserege személteti. Láthatjuk, hogy célszerű  $T \ll T_1$ -et választani!

b/ a preparatumból vastagabb réteg esetén mind az  $\alpha$  részek, mind a hasadási termékek, egészen zérus energiáig terjedő energiaszórással léphetnek ki. A számolási határfok növelésére az A-B szakasz jel/zaj viszonyát maximálisra kell vennünk. Ez a követelmény a  $T_1/T_2$  hányadost rögzíti. Ezt /Gillespie érdekes analizisét követve/ így próbáljuk belátni:



6. ábra.

Zajt erősítőnkben lényegileg  $R_g$  termikus zaja, továbbá a bemenő osó rácsáramának és anódáramának ingadozása okoz.

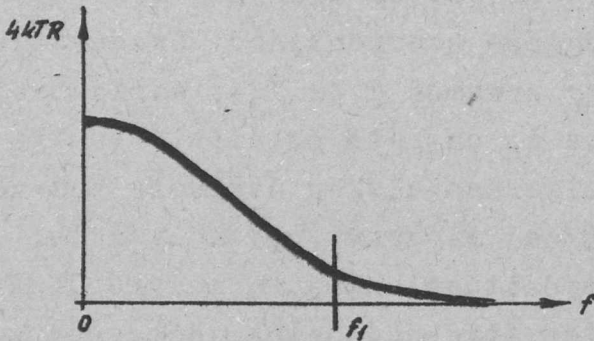
$R_g$  termikus zaját konstans spektrumsűrűség jellemezné, valójában azonban a bemenetet a parallel RC kör terheli, ezért e komplex impedancia valós részének zaj-spektrum sűrűségét kell vennünk:

$$\overline{V_t^2} = \frac{4kTR}{1 + (\omega T_0)^2}, \quad T_0 = R_g C_{be}$$

ha ezt integráljuk az egész frekvenciatartományra, kapjuk:

$$\overline{V_t^2} = 4kTR \int_0^\infty \frac{df}{1 + (\omega CR)^2} = \frac{kT}{C}$$

Következik: érdemes minél nagyobb rácislevezető ellenállást /7. ábra/ és lehető magas alsó frekvenciahatárt választani,



7. ábra.

hogy a zajenergia nagy része az átvitt sáv alatt tömörüljön.

A rácásáramzajra

$$\frac{v_g^2}{\int f} = 2e (I_g^+ + I_g^-) \frac{R^2}{1 + \omega^2 T_0^2}$$

látható, mivel a bemenő kon-  
denzátor ezt is söntöli.

Természetesen a cső beállít-  
ásával  $I_g^+$  elhagyhatóvá válik.  $v_g^2$  számításánál vegyük figye-  
lembe az erősítő  $T_1, T_2$  időkonstansu sávhatárait is; integrá-  
ció után kapjuk:

$$v_g^2 = \frac{eI_g}{2C^2} \cdot \frac{T_1^2}{T_1 + T_2}$$

látható, hogy  $v_g^2$  a rácásárammal és az alsó frekvenciahatár i-  
dőkonstansával arányos, tehát érdemes magasabb alsó határfrek-  
venciát választani.

A sörétzaj spektrumsűrűsége tértöltéses esetben, kistel-  
jesítményű vevőtriódákra /pentódák használata a frekvenciaha-  
tárral kapcsolatos megfontolásokat nem befolyásolja/:

$$\frac{1^2}{\int f} = 2e I_a F^2 ; f = \frac{0,12 S}{I_a}$$

ahol S meredekség  $\frac{A}{V}$ -ban,  $I_a$  anódáram A-ban,  
vagy a rácásra redukálva:

$$\frac{v_s^2}{\int f} = 2ekT_e \frac{2,5}{S} , \quad T_e = 290^\circ K$$

Majd ismét figyelembe véve a sávhatárokat, integrálás után  
kapjuk:

$$v_s^2 = k T_e \frac{2,5}{S} \cdot \frac{T_1}{T_2 T_1 + T_2}$$



tehát érdemes nagymeredekségű csövet és alacsonyabb felső frekvenciahatáru erősítőt alkalmazni.

Ha mindezek után a  $/x/$  képletet és a zajnál mondottakat a jel/zaj viszony frekvenciafüggése szempontjából összevetjük, arra az eredményre jutunk, hogy érdemes  $T_1 = T_2$ -t választani. Az eredmény kvantitatív formába is önthető és általában igaz az, hogy ahol impulzusoknak szigorúan alakhű átvitele nem követelmény, ott a maximális jel/zaj viszonyt, ugyanolyan felelőképeség mellett, annál az erősítőnél kapjuk, melyre  $T_1 = T_2$ . Ezen időállandó megválasztása az átvendő jelek időegységre eső átlagos számától függ.

A fenti megfontolások szerint számolva az erősítő zajára a mért  $12\mu$  volt helyett  $10,2$ -t kapunk, melynek  $70\%$ -a rácsáramzaj. Bár a felhasznált 6AK5 válogatott példány volt, speciálisabb bemenő csővel ez az érték tovább lett volna csökkenthető.

Az elkészült berendezést a következőképpen ellenőriztük:

1./ a "B" kaposokra adott ismert amplitudóju négyszög impulzusokkal bekalibráltuk a Tesla berendezés diszkriminátorskáláját,

2./ az "A" bemenetre  $5\text{ pF}$  belsőellenállású négyszögáram generátorral csatlakozva mértük az erősítő impulzusátvitelét.  $V_A/V_B$  értékre a számítással megegyező  $3$ -as értéket kaptuk.

3./ mértük, hogy  $7$  voltos diszkriminátor feszültség mellett a neutronferrás távollétében többórás időtartam alatt észlelhető-e beütés. Ilyet nem találtunk, ami azt jelenti, hogy az erősítő felbontóképessége miatt az impulzusok egymásrahalmozódásából nem keletkezik ál hasadási-impulzus, másrészt, hogy külső elektromos zavarok ellen az árnyékolás kielégítő.

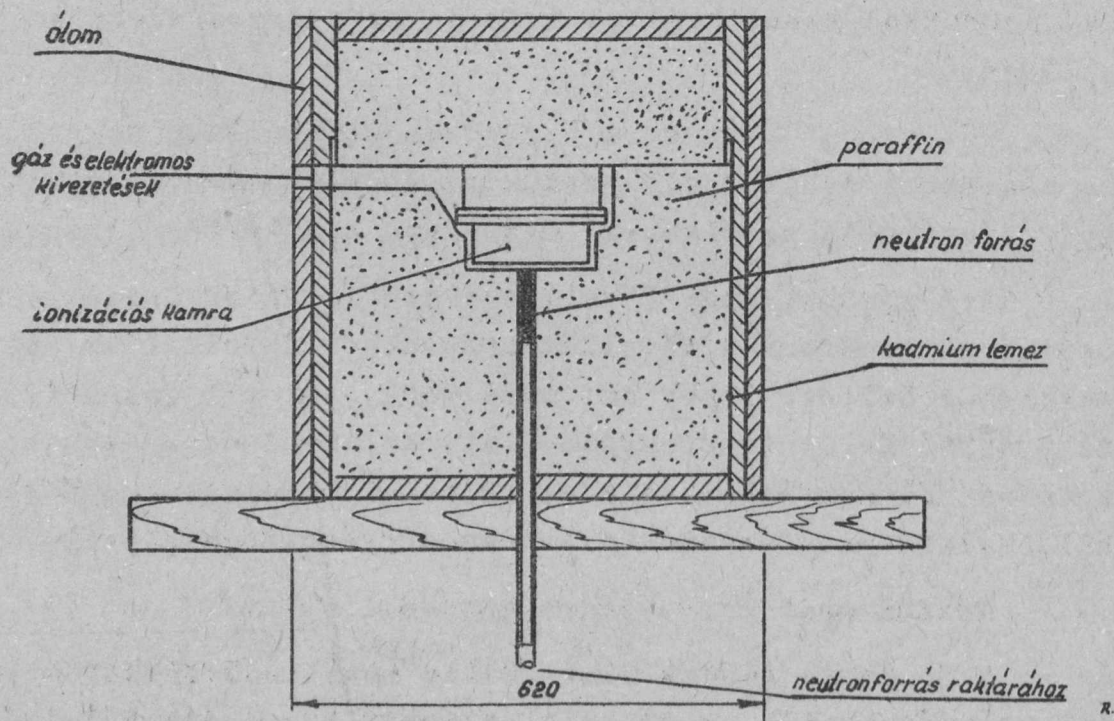
Nézzük most már a kamra működési görbéit.

A 9. ábrán látható integrális amplitudó spektrum ezek közül a legfontosabb. A vízszintes tengelyen a diszkriminátor impulzusra kalibrált feszültségskáláját vittük fel, míg a függő-

legesen azon impulzusok másodpercenkénti száma szerepel, melyeknek nagysága a diszkriminátor feszültséget meghaladja.

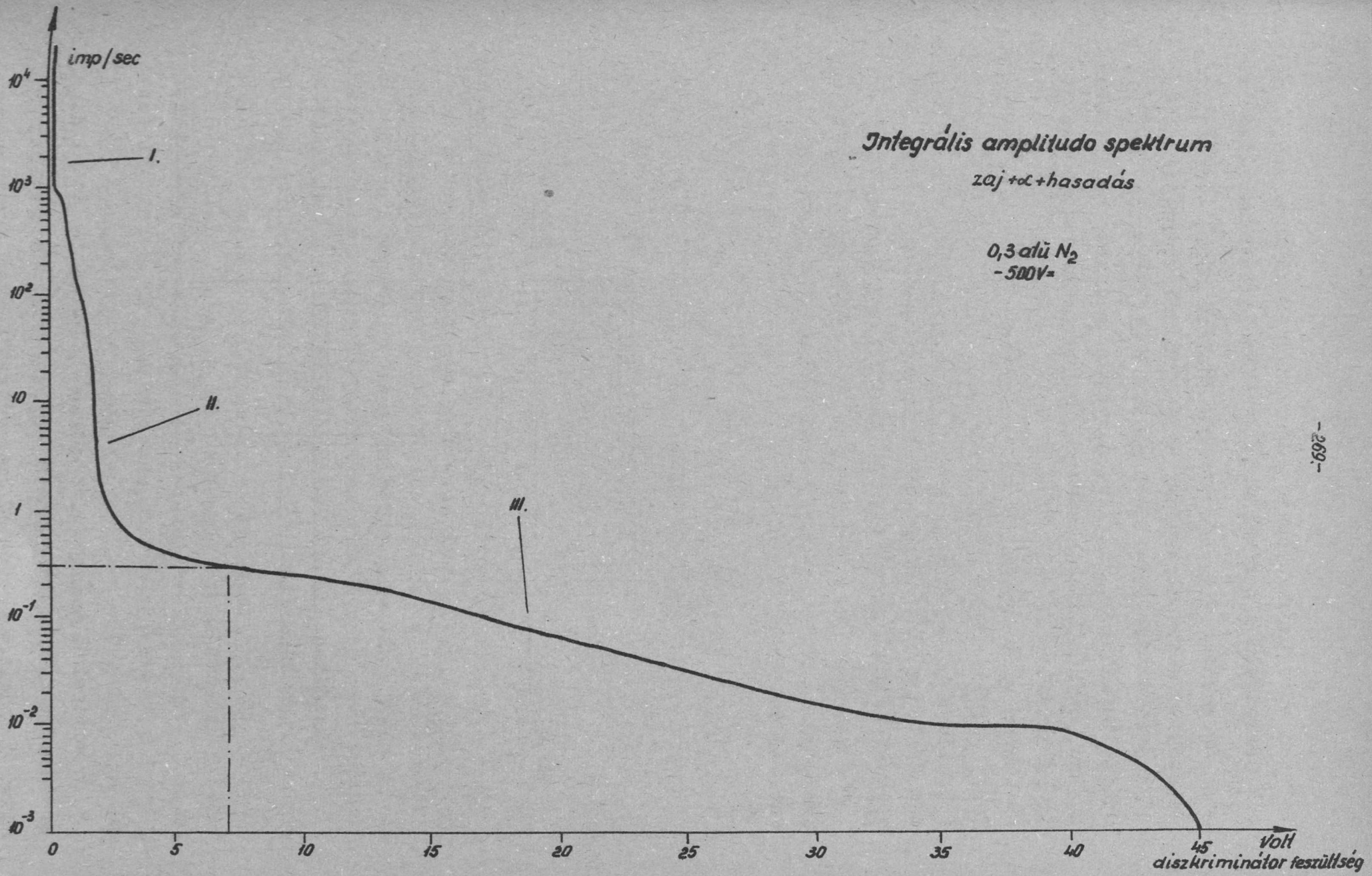
E görbén világosan elkülöníthetünk három szakaszt: az I. az erősítő zajimpulzusainak számlálásából származik, a II. az -"háttér"-nek felel meg, s csak a III. szakasz tartozik a hasadási termékek okozta impulzusokhoz. Látható, hogy viszonylag hosszú, enyhén lejtő szakasz előzi meg az  $\alpha$  impulzusokat: a diszkriminátorral ide állva /7 volt/ a hasadási impulzusok kényelmesen számolhatók. Egész vízszintes platót a görbe felvételénél használt vaslag  $U_3O_8$  preparatum miatt nem lehet elérni, a hasadási termékek nagy energiaszórása miatt. Vékony preparatum esetén a plató lényegesen egyenesedik, bár mint minden rác nélküli kamránál, egész vízszinteség nem tehető.

Neutronforrás gyanánt a 9. ábra görbéjénél egy 100 mcurie erősségű Ra- $\alpha$ -Be forrás szolgált, s a mérési elrendezés a következő volt:



8. ábra.

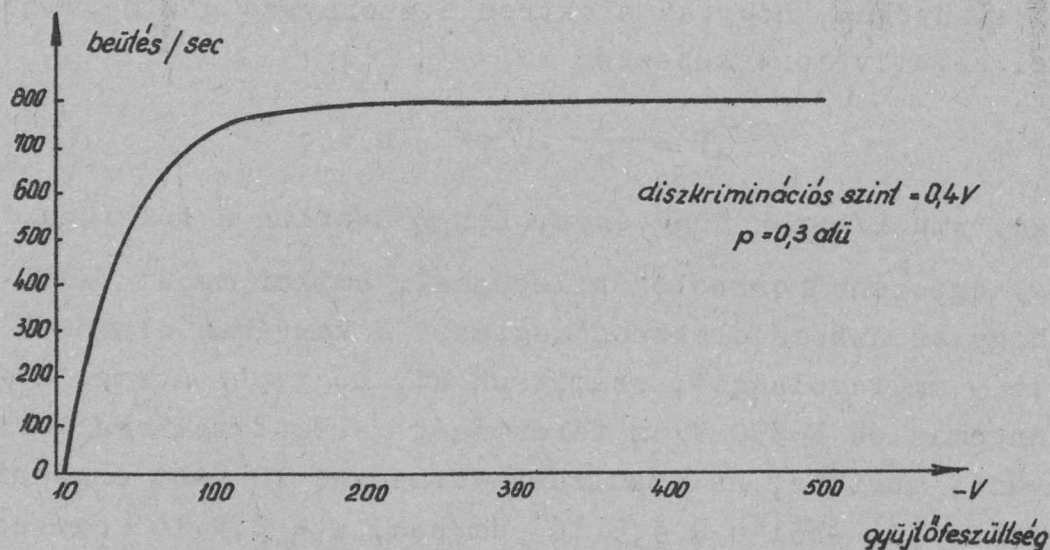
Méréseink szerint a termikus neutronok fluxussűrűsége a preparatum helyén  $800 \text{ neutron/cm}^2 \cdot \text{sec}$  volt. A várt hasadások száma a számított értékkel megegyezett. Ezen elrendezés mel-



9. ábra.

lett külön mértük a gyors neutronok által okozott hasadást is, ekkor az egész kamrát 0,9 mm-es kadmium lemezzel vettük körül. A 9. ábrán az összes /termikus + gyors neutronok kiváltotta/ hasadási szám szerepel, ezeknek 16 %-a nem termikus hasadás.

A 10. ábrán a kamra telítési görbét láthatjuk, vízszintes tengelyén a kamra negatív előfeszültsége szerepel. Felvé-



10. ábra.

telénél a diszkriminátort a zajspektrum fölé állítottuk be, úgy hogy a zajimpulzusokat már hosszabb időn keresztül se számolja /természetesen a kamrára ekkor nem adunk gyűjtőfeszültséget/. Látható, hogy a gyűjtőfeszültség növelésével a görbe hamar telítésbe jut, úgy hogy az integrális spektrumnál használt 500 volt feszültségnél az  $\alpha$  impulzusokra nézve a kamra biztosan telítésben működött.

A 9. és 10. diagramok felvételénél az alkalmazott gáz  $N_2$  volt, 0,3 atmoszféra túlnyomáson. A nitrogén  $O_2$  illetve  $H_2O$  szennyezése ekkor /kevés tisztítás után/ méréseink szerint  $3 \cdot 10^{-1}$ , illetve  $2 \cdot 10^{-2}$  térfogat százalék volt. Mint említettük a kamra működése a gázok jelenlétére érzékeny. E tény az irodalomban fellelhető mérések adatai alapján [3] számítással is követhetjük. A kamrában levő p mm nyomású gázban az ioni-  
814/G.

zációkor keletkezett elektronok az E térerősség hatására, a gázmolekulákkal történt első pár ütközés után már konstans  $w$  szállítósebességgel mozognak a tér irányában, /sikelrendezés/, átlagos kinetikus energiájuk pedig  $1/2 mu^2$  lesz. Jelöljük  $L$ -lel az egységnyi nyomáson vett szabad uthosszat,  $h$ -val a szennyező gáz molekulával történő egy ütközésre vonatkoztatott negatív ionképzési valószínűséget,  $c$ -vel a szennyező gáz koncentrációját, akkor egy elektronra nézve,  $d$  ut megtétele után annak valószínűségét, hogy az elektron a szennyező gáz egy molekulájával negatív iont képezzen

$$P = \frac{d}{w} \cdot \frac{u p}{L} \cdot h \cdot c$$

fejezi ki.  $w, u$   $E/p$ -nek függvénye,  $L, h$  közvetlen  $u$ -tól függ.

Egy egészen "horzsoló" kilépésnél, amikor tehát feltehetjük hogy az összes elektron megteszi a kamrában elérhető maximális 9 mm távolságot, számítsuk ki, hogy pl. normál atmoszféranyomás és  $E=550$  V/cm térerősség mellett mekkora lehet a szennyezés mértéke, ha impulzusvesztésre 10 %-ot engedünk meg? - Ekkor [3] -ből  $u = 4,5 \cdot 10^7$  cm/sec,  $w = 0,7 \cdot 10^6$  cm/sec, melyhez oxigénben  $h = 5,5 \cdot 10^{-5}$ , vizgőzben  $h = 25 \cdot 10^{-5}$  tartozik. A fenti képletből

$$c_{O_2} = 2,3 \cdot 10^{-1} \% \quad \text{illetőleg}$$

$$c_{H_2O} = 2 \cdot 10^{-2} \% \quad \text{tartozik.}$$

Látjuk, hogy a tisztítás mennyire indokolt.

A kamrával különböző gázok alkalmazásával, több nyomáson sok mérés történt, melyek eredményeképpen igazolódott, hogy a kamra jelen formájában neutron detektornak alkalmazható. /E mérésekről a részletes beszámolót a cikk II. része tartalmazza./

A hasadási termékek differenciális amplitudó spektrumára a felvett integrális eloszlásból azért nem lehet közvetlenül következtetni, mert mint említettük, az elektron kamra beállítás következményeképpen az impulzus amplitudó a kilépési szögtől is függ bizonyos mértékben.

A kamrával sikerült  $\text{ThO}_2$  hasadási termékeit, továbbá a gyors neutronok okozta proton-visszalökéseket is kimutatni.

Befejezésül szeretnék köszönetet mondani Keömley Gábornak a preparátumok gondos készítéséért.

I r o d a l o m:

- [1] Rossi-Staub: Ionization Chambers and Counters  
McGraw Hill Comp. 1949.
- [2] Gillespie: Signal, Noise and Resolution in Nuclear  
Counter Amplifiers  
Pergamon Press, London 1953.
- [3] Segre: Experimental Nuclear Physics Vol. I. Chapter I.  
Wiley, 1953.

A 3.-7. ábrákat [2] -ből vettük át.

Érkezett 1955. május 10.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

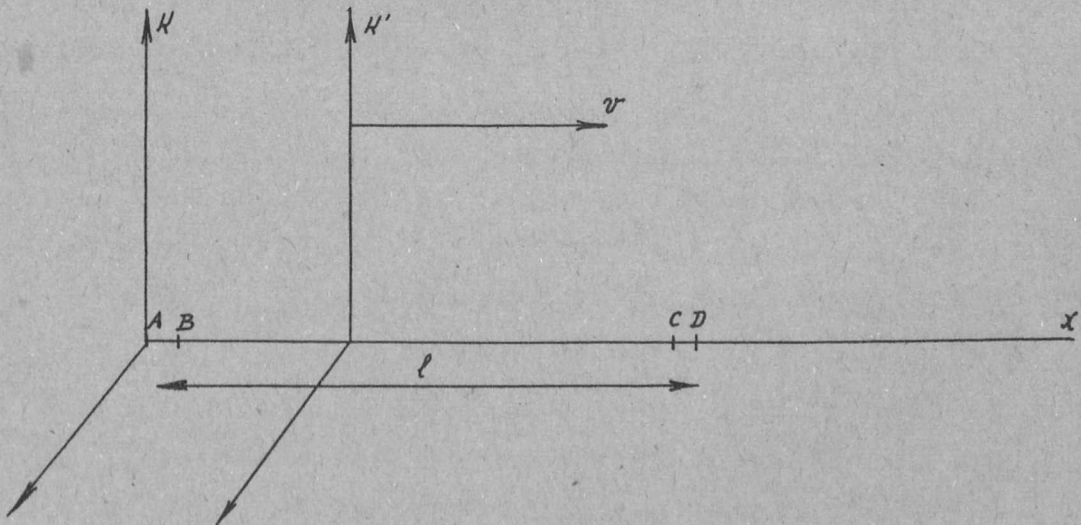
Egy megjegyzés az óraparadoxon problémájához

Írta: Schmidt György

Összefoglalás: Ismeretes, hogy az óraparadoxon problémája a speciális relativitáselmélet megjelenése után sok vitára adott okot, [1] az általános relativitáselmélet azonban kielégítő magyarázatot szolgáltatott.[3], [5]. Ennek ellenére, bizonyos fogalmi nehézségek még ma is fennállanak a gyorsulási periódusban bekövetkező időtranszformációval kapcsolatban. [2]. Jelen cikk keretében az órák leolvasásának konkrétizálásával szeretnék a kérdést világosabbá tenni és a mérőrudaknak a gyorsulási időszakban elszenvedett hirtelen hosszváltozásának gyakran eléggé figyelembe nem vett jelenségére a figyelmet felhívni.

A hosszidilatáció

Az óraparadoxonban szerepel egy  $K$  és egy  $K'$  koordináta-rendszer, amelyek mindegyikének origójában egy-egy normál óra nyugszik, míg a két koordináta-rendszer egymáshoz képest  $v$  sebességgel mozog.



A  $K$  megfigyelő szerint  $K'$  rendszer  $AB$  uton felgyorsul  $v$  sebességre azzal mozog az  $l$  távolságban fekvő  $C$ -ig.  $CD$  szakaszon lelassul  $0$  sebességre, majd  $DC$  szakaszon felgyorsul  $v$ -re és hasonló módon visszaérkezik  $A$ -ba, ahol óráikat ismét össze-

hasonlítják. Minthogy a mozgó órák lassabban járnak K megfigyelő úgy látja, hogy a visszatért K' óra  $2T$  helyett csak  $2T' = 2T\sqrt{1-\beta^2}$  időt mutat. /AB és  $CD \ll l$  és a befutásukra szükséges idő is  $\ll T$ /. Látjuk, hogy visszatérés után összehasonlítva az órákat, az elindulástól számított idők  $\Delta T = 2T - 2T' = 2T(1 - \sqrt{1-\beta^2})$  különbsége akármilyen nagy lehet, ha  $l$  és így  $T$  elég nagy. Mint-hogy az egyenletes mozgás BC szakaszán mindkét rendszer egyforma joggal tekinthető inercia rendszernek és így semmiféle mérés nem mutathat ki asszimmetriát a két rendszer között az idő eltolódás, csak a gyorsulás C-D-C szakaszán következhet be. Különösnek tűnik azonban, hogy a nagy időeltolódás /amely mint lát-tuk  $l$  -el ill.  $T$ -vel minden határon túl növelhető/, a kis C-D-C szakasz befutásához szükséges idő alatt következik be.

Ennek az időanomáliának az analogonjára bukkanunk akkor, ha K' rendszerből megfigyeljük a K-ban lévő hosszak változását a mozgás folyamán. K' megfigyelője számára a K rendszer az, amelyik mozog /az ábrán balfelé/ egészen addig, amíg a K rendszer C pontja és K' origója egybeesik. Lényeges különbség azonban az, hogy ő a K rendszerhez rögzített AC távolságot rövidebbnek,  $l' = l\sqrt{1-\beta^2}$  hosszúnak észleli. Tehát úgy látja, hogy K rendszer csak ezt a rövidebb utat tette meg. A két rendszer asszimmetriája tehát nemcsak az idő, hanem a hosszkoordinátákban is fennáll, hiszen K megfigyelője szerint K' "l", K' megfigyelője szerint pedig K csak l' utat tesz meg. /Felmerülhet a kérdés, hogy hogyan mérheti meg K' megfigyelője /pl. egy rakétagép utasa/ A-tól való pillanatnyi távolságát. Ez a mérés optikai módszerekkel könnyen megvalósítható./

A C pontban levő K' megfigyelő tehát úgy látja, hogy A pont tőle  $l' = l\sqrt{1-\beta^2}$  távolságra van. A CD szakaszon azonban lelassul  $v = 0$  sebességre és ebben a pillanatban mindent úgy mér, mint a K -rendszer megfigyelője, tehát A pont távolságát  $l$ -nek méri. Az alatt tehát, amíg a rövid CD távon lefékeződött, úgy látja, hogy K rendszer távoli pontjai óriási sebességgel távolodnak. "A" pont ebből származó sebessége ez alatt K' rendszerben:

$$\frac{dl'}{d\tau} = \frac{d}{d\tau} l\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} = -l \frac{v}{c^2\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \frac{dv}{d\tau}$$



/Itt  $l'$  a K'rendszerrel éppen együttmozgó pillanatnyi inercia-rendszerben mért távolság/. Ehhez adódik még a két koordináta-rendszer közönséges relativ  $v$  sebessége, ami alatt a K rendszer szomszédos  $l'=0$  pontjának sebessége értendő. "A" teljes sebessége:

$$v_A = v - l \frac{v}{c^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \frac{dv}{d\tau}$$

Az  $l$  -et elég nagyra választva  $v_A$  tetszőlegesen nagy lehet, meghaladhatja  $c$ -t az inercia rendszerben mért fénysebességet is. Természetesen a fénysebesség a gyorsuló rendszerben nem  $c$  lesz. Kimutatható, hogy a K'rendszerben mért fénysebesség mindig nagyobb, mint bármilyen anyagi pont sebessége. [5]

"A" pont gyorsulása a K rendszerben:

$$\frac{dv_A}{d\tau} = \frac{dv}{d\tau} - \frac{l}{c^2(1-\beta^2)^{3/2}} \left(\frac{dv}{d\tau}\right)^2 - \frac{dv}{d\tau} - \frac{l'}{c^2(1-\beta^2)^2} \left(\frac{dv}{d\tau}\right)^2$$

$$(ha \frac{d^2v}{d\tau^2} = 0)$$

Mint hogy K inercia-rendszer, pontjai K' szerint szabadon esnek.  $\frac{dv_A}{d\tau}$  tehát K'rendszer  $x=l'$  pontjában mért nehézségi gyorsulás, amely mint látjuk a helytől és a sebességtől is függ. Ha  $v \rightarrow 0$ :

$$\frac{dv_A}{d\tau} = \frac{d^2x}{d\tau^2} = \frac{dv}{d\tau} - \frac{x}{c^2} \left(\frac{dv}{d\tau}\right)^2$$

Ha bevezetjük a  $dv/d\tau = a$  jelölést, ami tehát a K rendszer szomszédos pontjainak K' origójában mért gyorsulása, ami /előjelre nem nézve/ megegyezik K'-nek K-ból mért gyorsulásával, adódik:

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} = a - \frac{xa^2}{c^2}$$

Ez megegyezésben van Møller [5] eredményével. Ő a gyorsulást

$$\chi = -a x \left(1 - \frac{ax}{2c^2}\right)$$

gravitációs pontenciálból származtatja. A gyorsulás nála:

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} = -grad \chi = a \left(1 - \frac{ax}{2c^2}\right) - \frac{a^2x}{2c^2} = a - \frac{a^2x}{c^2}$$

megegyezésben eredményünkkel.

### Az órák leolvasása

Hogy az idő mérését konkrétizáljuk, helyezzünk el K origójába egy  $\nu$  frekvenciájú sugárzót, amelynek sugárzását a K' megfigyelője is észlelheti.

Ha  $K'$  elindulásától visszaérkezéséig emittált hullámok száma  $2N$ , akkor a közben eltelt idő  $2T = 2N/v$ .  $K'$  origójában ugyanilyen sugárzó van elhelyezve, és  $K'$  megfigyelője úgy olvassa le  $K$  óráját, hogy méri a  $K$  oszcillátora által kisugárzott rezgések  $n'$  számát, amiből arra következtet, hogy  $K$ -ban  $t' = n'/v$  idő telt el. Amikor  $K'$  origója  $C$ -be ér, a  $K$ -ból kibocsájtott rezgések számát a következőképpen határozza meg:

A  $K$  sugárzója által az addig a pillanatig kibocsájtott hullámok egy része  $n'_1$ , a multban már áthaladt  $K'$  mérőkészüléken, másik része  $n'_2$  még nem ért oda, hanem az  $AC$  intervallumon helyezkedik el, ahol a  $K'$  rendszer ott elhelyezett megfigyelői megszámlálhatják.

$n'_1$ -t  $K'$  megfigyelője a következőképen számíthatja /vagy mérheti/: A Doppler effektus miatt  $K$  oszcillátorának frekvenciáját  $\nu$  helyett

$$\nu' = \frac{\nu}{\sqrt{1-\beta^2}} \left(1 - \frac{v}{c}\right)$$

nek észleli [4]. Minthogy  $K'$  szerint a  $K$  rendszer  $l' = l\sqrt{1-\beta^2}$  utat fut be  $v$  sebességgel, a  $K'$  megfigyelő óráján ez alatt  $l'/v$  idő telt el.

A  $K$ -ból  $K'$ -n áthaladt hullámok száma tehát:

$$n'_1 = \frac{l'}{v} \nu' = \frac{l\sqrt{1-\beta^2}}{v} \frac{\nu(1-\beta)}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{l\nu(1-\beta/c)}{v}$$

Könnyen kiszámítható az  $AC$  szakaszon helyetfoglaló hullámok száma is:

$$n'_2 = \frac{l'}{\lambda'} = \frac{l'}{c} \nu' = \frac{l}{c} \nu \left(1 - \frac{v}{c}\right)$$

Közben tehát  $K'$  szerint  $K$  óráján eltelt idő:

$$\begin{aligned} t' &= \frac{n'_1 + n'_2}{\nu} = \frac{l}{\nu} \left(1 - \frac{v}{c}\right) + \frac{l}{c} \left(1 - \frac{v}{c}\right) = l \left(1 - \frac{v}{c}\right) \left(\frac{1}{v} + \frac{1}{c}\right) = \\ &= \frac{l}{v} \left(1 - \frac{v}{c}\right) \left(1 + \frac{v}{c}\right) = \frac{l}{v} (1 - \beta^2) = \tilde{T} (1 - \beta^2) \end{aligned}$$

Ezután  $K'$  és  $K$  relativ sebessége  $O$ -ra csökken,  $K'$  óráján elhanyagolhatóan rövid idő alatt. Nyilván ezalatt  $n'_1$  nem változik lényegesen,  $n'_2$  azonban változik, ugyanis  $D$  pontban

/ahol a rendszerek relativ nyugalomban vannak/  $l' = l$  és  $v' = v$ , tehát  $n_2' = \frac{1}{c}$  Minthogy az előbbieket szerint:

$$\frac{n_1 + n_2}{v} = \frac{l}{v} \left(1 - \frac{v}{c}\right) + \frac{l}{c} = \frac{l}{v} = T$$

tehát K' megfigyelője úgy látja, hogy a lassulás végtelenül rövid ideje alatt K megfigyelő A pontbeli órája /antennája/  $\gamma \beta^2$ -el több időt mutat. Mint az előzőekben már láttuk, ugyanakkor K rendszer hosszait is hasonló mértékben megnövekedni látja. Az ut másik felére a gondolatmenet ugyanígy keresztül vihető.

Felmerül a kérdés, hogy létezik-e olyan mérés, amely szerint K' megfigyelője a K-ban lefolyó jelenségeket végtelenül gyorsan látja lefolyni. Fenti gondolatkiérlet alapján a válasz csak nemleges lehet. K' távcsövébe bejutott hullámok száma  $n_1' / \gamma$  / mint látjuk folytonos függvény, csak  $n_2' / \gamma$  / az amelyiknek ugrása van, ez azonban K' szempontjából csak számított mennyiség.

Még élesebben is felvethető a kérdés, ha Jánossy professzor javaslata szerint két szemben mozgó koordinátarendszert vizsgálunk. K' megfigyelője ilyenkor a lassulási szakaszban azt mérheti, hogy K órája visszafelé jár. Ez a megállapítás azonban megint csak formális, mert  $n_1' / \gamma$  / most is folytonos, csak  $n_2' / \gamma$  / csökken.

K' megfigyelője mérései alapján megállapítja ugyan, hogy K órája visszafelé jár, de semmilyen műszerrel nem észlelhet visszafelé lefolyó természeti jelenségeket, nem észlelheti /de kiszámíthatja/, hogy K sugárzója a már egyszer emittált hullámokat visszaszívja.

Károlyházi Frigyes fenti furcsaságok kiküszöbölésére általános görbevonalu koordináták bevezetését ajánlja a négyes Minkowsky térben/illetőleg annak x-ict síkjában/. A metrika alkalmas megválasztásával K' megfigyelője K méreteire és idejére a lassulás alatt is lassan változó függvényt kap. A módszer érdekessége és kétségtelen jogossága mellett is meg kell jegyezni, hogy nem látszik indokoltnak, hogy K' rendszer az inercia-mozgás tartama alatt eltérjen a szokásos metrikától, hiszen a Lorentz transzformáció alkalmazásával állandóan kiszámíthatja, hogy K órái mennyit mutatnak és a vázolt módon azt meg is mér-

heti. Ha a lassulási periódusban nem is végez méréseket, /hiszen nem tudhatja, hogy az inercia-erők milyen befolyást gyakorolnak műszereire,/ de a megállás pillanatában azonnal végezhet optikai távolságmérést és hullámhosszmérést is és így közvetve módjában áll meggyőződni arról, hogy K órája mennyit mutat. A fizikai tények szempontjából természetesen közömbös, hogy milyen metrikát vezetünk be, a megfigyelők által mért események ugyanazok lesznek, legfeljebb más mérőszámokat rendelnek hozzá.

Ezuton szeretnék köszönetet mondani Jánossy professzornak akivel a fenti problémákat többször átbeszéltük és aki értékes tanácsaival segítségemre volt.

I r o d a l o m:

- [1] Laue, Phys. Zs. 13. /1942/
- [2] Jánossy. Acta Physica. Tom I /1952/
- [3] Einstein. Naturwiss. 6. /1918/  
Tolman. Relativity, Thermodynamics and Cosmology
- [4] Novobátsky. A relativitás elmélete.
- [5] Møller. The Theory of Relativity.

Érkezett 1955. május 9.

A RADIOLÓGIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYEI

OSZTÁLYVEZETŐ: BOZÓKY LÁSZLÓ

Nagyfeszültségű anódpótlók

Irta: Ember György

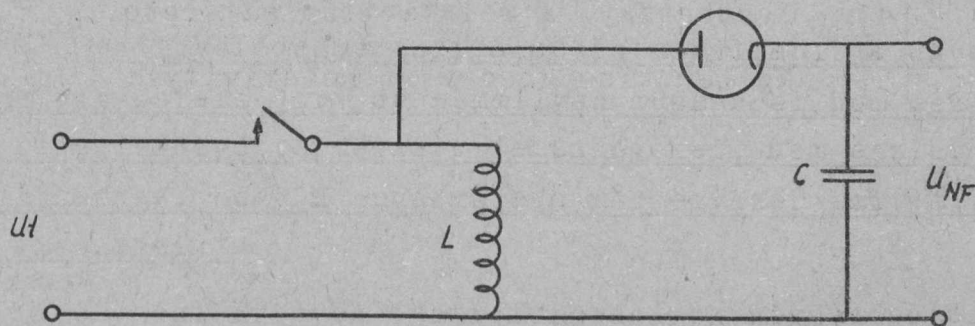
II. rész.

Külső vezérlésű impulzus típusú rendszerek.

D./2./a./ Impulzus típusú /relaxációs/ nagyfeszültségű egységek. Alapelvük az, hogy hirtelen áramváltozást hozunk létre egy nagy induktivitású fojtótekercsben. Áramváltozás esetén a L induktivitáson fellépő feszültség

$$U = -L \frac{di}{dt}$$

Ha gyors áramváltozást hozunk létre, vagyis nagy a képletben szereplő áramnak időszerinti differenciál hányadosa, és kellőképpen nagy induktivitást alkalmazunk, több kV nagyságrendű feszültséget nyerhetünk. A legegyszerűbb kivitele a fenti elven működő készüléknek a 11. ábrán látható:



11. ábra.

R.

A fenti kapcsolási rajzba berajzoltuk az egyenirányító egységet is. A gyakorlatban az áram megszakítását nem mechanikus kapcsolóval végezzük, és így elkerülhető az érintkezők közötti ivkeletkezés, ami a keletkező nagyfeszültségű impulzus amplitudóját nagy mértékben csökkenti. A mechanikus kapcsoló

helyett többnyire kapcsolócsövet használunk.

A fenti elrendezés esetén, ha a keletkező nagyfeszültséget akkor akarjuk kiszámítani, amikor az induktivitáson keresztülfolyó áramot megszakítjuk, nem alkalmazhatjuk az előző képletet. Könnyen belátható, hogy ebben az esetben

$$\frac{di}{dt} \rightarrow \infty$$

ami azt jelenti, hogy végtelen nagy feszültség lépne fel. A gyakorlatban azonban nincs így. A helyes eredményre a következő megfontolás alapján juthatunk:

Tudjuk, hogy egy  $L$  tekercsben felhalmozódott mágneses energia

$$E_m = \frac{1}{2} Li^2$$

ahol  $i$  a tekercsen átfolyó áram. Ez az energia az árammegszakítás esetén nemvész el, hanem a szórt kapacitás energiájává alakul át. Ez az energia, ha  $C$ -vel jelöljük a tekercs szórt kapacitását, amit a tekercs kapcsaival parallel kötve képzelhetünk

$$E_c = \frac{1}{2} CU^2$$

feltételezve, hogy a mágneses energia veszteségmentesen alakul át a kondenzátor elektrosztatikus energiájává, a két energia egyenlőségéből nyerjük

$$E_c = E_m \quad \text{innen} \quad \frac{1}{2} CU^2 = \frac{1}{2} Li^2$$

a keletkezett feszültség  $U = i\sqrt{\frac{L}{C}}$

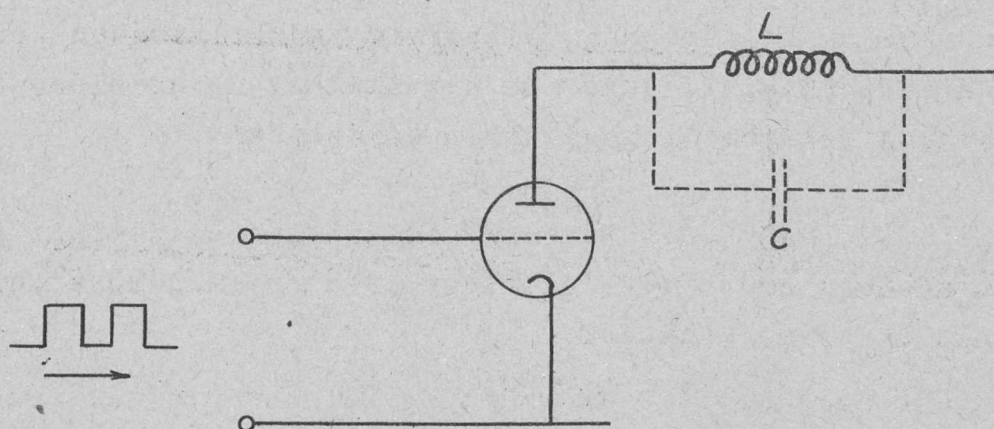
Például legyen  $i = 10^{-2} \text{ A}$ ;  $L = 10 \text{ H}$ ;  $C = 100 \text{ pF}$ .

$$U = 10^{-2} \sqrt{\frac{10}{10^{-10}}} = \sqrt{10^{-7}} = 3,2 \text{ kV.}$$

A gyakorlatban a mechanikus kapcsolók helyett a következő megoldást választják. Egy elektroncső anódkörébe helyezik el az induktivitást és a rajta keresztülfolyó áramot a cső rácshőszültségével vezérlik. A rácshőimpulzus alakú vezérlő feszültséget kap, a legegyszerűbb, ha négyszögrezgéssel vezéreljük.  
/12. ábra./

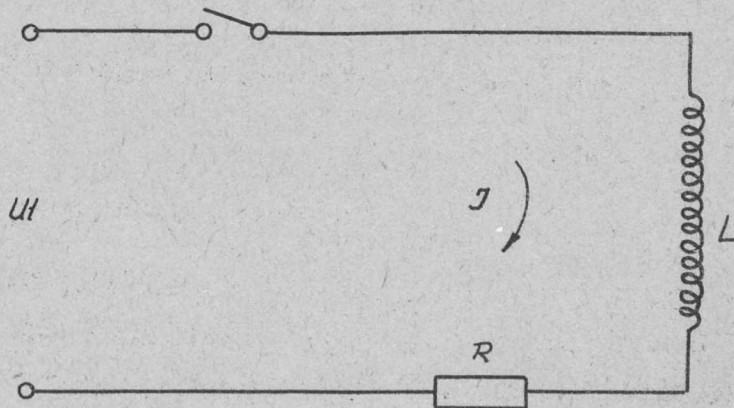
Vizsgáljuk meg egy kissé részletesebben, hogy milyen jelenségek játszódnak le az anódkörben. A jelenségeket két részre bonthatjuk, a töltődési és kisütési részre. Amikor a cső

négyszögimpulzus pozitív tartományának hatására vezetni kezd,



12. ábra.

az anódáram megindul. Az áram az anódkörben levő nagy induktivitás következtében azonban csak lassan növekszik. Erre a jelenségre nézve a 13. ábrán látható kielégítő helyettesítő kapcsolást rajzolhatjuk.

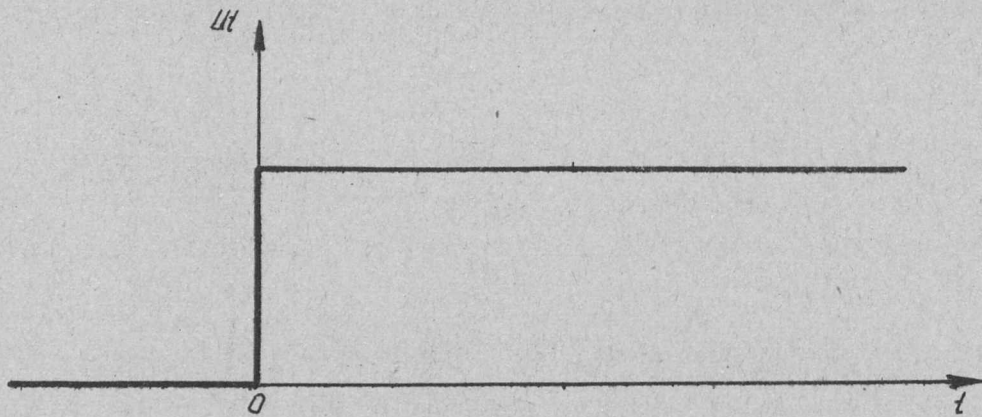


13. ábra.

Vizsgáljuk meg, hogy milyen lesz az áram lefolyása a körben, ha a 14. ábra szerinti feszültséget kapcsoljuk a bemenő kapcsokra, és feltételezzük, hogy a feszültségforrás belső ellenállása zérus.

A körre felírható differenciál egyenlet:

$$L \frac{dJ}{dt} + RJ = U_1$$



14. ábra.

A differenciálegyenlet mindkét oldalának Laplace transzformáltját képezve

$$Lp\alpha(J) + R\alpha(J) = \alpha(U_t)$$

innen

$$\alpha(J) = \frac{\alpha(U_t)}{pL + R}$$

A gerjesztési függvény Laplace transzformáltja

$$\alpha(U_t) = \int_0^{\infty} U_t e^{-pt} dt = \frac{U_t}{p}$$

ennek felhasználásával az inverzió elvégzése után nyerjük

$$J = \frac{U_t}{R} (1 - e^{-\frac{R}{L}t})$$

ilyen alakú lesz az áram lefolyása az idő függvényében.

Számítsuk ki az egy feltöltődés alatt befektetett energiát. Az átfolyó áram az előző képlettel adott, a feszültség viszont a telepfeszültséggel egyenlő, tehát egy tetszőlegesen kicsiny dt idő alatt elfogyasztott energia, amelyet dN-el jelelünk

$$dN = U_t J dt = \frac{U_t^2}{R} (1 - e^{-\frac{R}{L}t}) dt$$

A tetszőleges  $t_1$  időtartam alatt elfogyasztott energia tehát a fenti kifejezésnek  $0 - t_1$ -ig terjedő határozott integráljával egyenlő.

$$\begin{aligned} N &= \int_0^{t_1} \frac{U_t^2}{R} (1 - e^{-\frac{R}{L}t}) dt = \frac{U_t^2}{R} \left[ t + \frac{L}{R} e^{-\frac{R}{L}t} \right]_0^{t_1} = \\ &= \frac{U_t^2}{R} \left[ t_1 - \frac{L}{R} + \frac{L}{R} e^{-\frac{R}{L}t_1} \right] \end{aligned}$$



Az energia képletébe vezessük be a  $t_1$  időpillanatban fellépő I áramot

$$J = \frac{U_t}{R} (1 - e^{-\frac{R}{L}t_1}) \quad \text{innen} \quad t_1 = \frac{L}{R} \ln \frac{U_t}{U_t - JR}$$

Helyettesítsük be ezt az elfogyasztott energia képletébe

$$N = \frac{U_t^2}{R} \left[ \frac{L}{R} \ln \frac{U_t}{U_t - JR} - \frac{L}{R} + \frac{L}{R} \left( \frac{U_t - JR}{U_t} \right) \right] = \\ = \frac{U_t^2 L}{R^2} \left[ \ln \frac{U_t}{U_t - JR} - \frac{JR}{U_t} \right]$$

Alakítsuk át egy kissé ezt a kifejezést a gyakorlati számításoknak megfelelő alakra

$$N = \frac{U_t^2 L}{R^2} \left[ -\frac{JR}{U_t} - \ln \frac{U_t - JR}{U_t} \right] = -\frac{U_t^2 L}{R^2} \left[ \frac{JR}{U_t} + \ln \left( 1 - \frac{JR}{U_t} \right) \right]$$

A képletben szereplő  $U_t/R$  mennyiség, amint az fizikailag könnyen belátható, a végtelen idő múlva beálló stacionárius árammal egyenlő. Jelöljük ezt  $I_s$ -el, akkor

$$N = -\frac{U_t^2}{R^2} L \left[ \frac{JR}{U_t} + \ln \left( 1 - \frac{JR}{U_t} \right) \right] = -J_s^2 L \left[ \frac{J}{J_s} + \ln \left( 1 - \frac{J}{J_s} \right) \right]$$

A továbbiakban jelöljük

$$\frac{J}{J_s} = \alpha$$

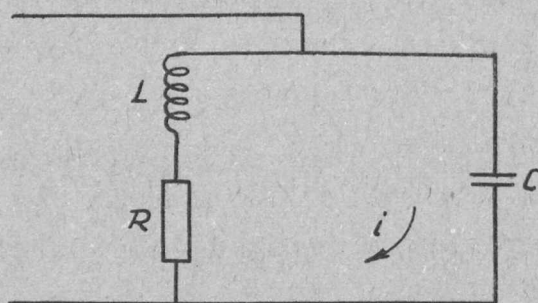
Ennek felhasználásával

$$N = -J_s^2 L \left[ \alpha + \ln(1 - \alpha) \right]$$

A teljesség kedvéért megjegyezzük, hogy a pontos számításához figyelembe kellene vennünk a C szórt kapacitást is, ez azonban olyan kicsi, hogy a gyakorlatban nyugodtan elhanyagolható.

Vizsgáljuk most alaposabban az árammegszakítások után lejátszódó jelenségeket. Az előzőekben az energiaegyenlőség feltételezésével kiszámítottuk a keletkezett nagyfeszültség értékét, ennél a számításnál azonban nem vettük figyelembe az induktivitás és a vele párhuzamosan kapcsolódó szórt kapacitás által keletkezett parallel rezgőkör veszteségeit. A veszteségek figyelembevételével a következő helyettesítő kapcsolási rajz alkalmazható: /15. ábra/

/ L. a következő oldalon./



15. ábra.

Mint ismeretes, a rezgőkörben folyó áram a

$$L \frac{d^2 i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + \frac{i}{C} = 0$$

differenciál egyenlettel írható le, amelynek megoldása

$$i = A e^{\beta t} \cos \omega t$$

a A konstans értékét a következő megfontolás alapján határozzuk meg: Képzeljük el, hogy az induktivitáson keresztülfolyik  $i_0$  áram. A megszakítás pillanatában ez az áram egyenlő lesz a rezgőkörben folyó árammal, azaz

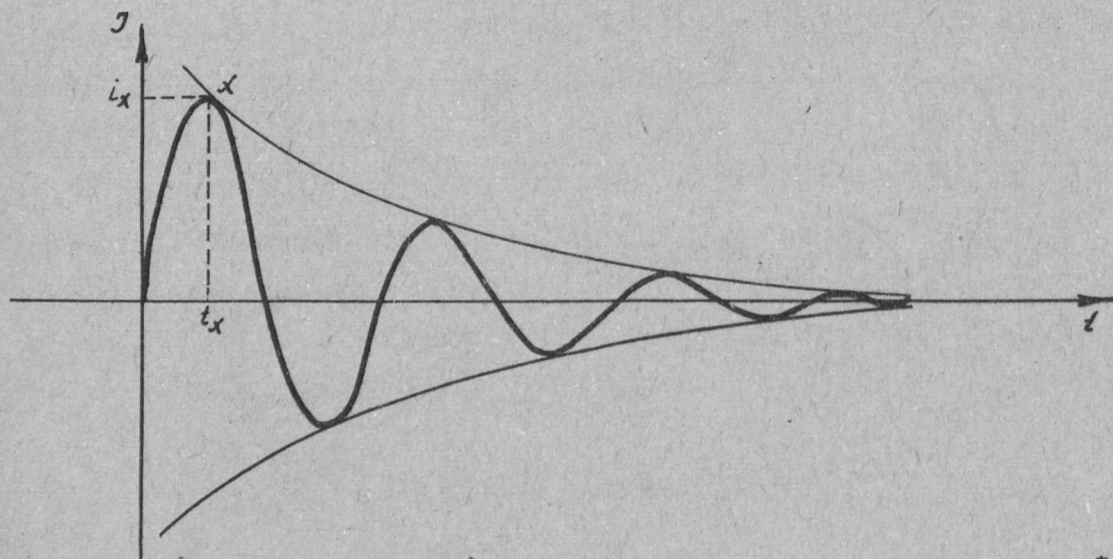
$$i = i_0 \quad \text{ha } t = 0$$

Ezt behelyettesítve

$$i = i_0 e^{\beta t} \cos \omega t$$

ahol  $\beta = -\frac{R}{2L}$  és  $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$

A fenti feltételezésünket érthetőbbé teszi, ha elképzeljük a 16. ábra alapján a rezgőkörben folyó áramot.



Mint ismeretes, a rezgőkörben energiahintázás van és pedig úgy, hogy amikor a tekercsben felhalmozódott mágneses energia maximális, akkor a kondenzátorban levő elektrosztatikus energia zérus és fordítva. Jelen esetben az  $x$ -el jelölt pontban a mágneses energia maximális. Tételezzük fel, hogy az "x" pontban folyó áram, amelyet az ábrán  $i_x$ -el jelölünk, pontosan a megszakítás pillanatában a tekercsen keresztül folyó árammal egyenlő és akkor a  $t \geq t_x$  tartományban már alkalmazhatjuk az áram leírására szolgáló differenciálegyenletet. Számítástechnikai okokból a  $t_x = 0$  feltételt vezetjük be. Jelen feltételezéssel elhanyagoljuk azt, hogy a szakadás pillanatában a kondenzátor energiája nem zérus, ugyanis az induktivitáson átfolyó áram feszültségesést hoz létre a tekercs ohmikus ellenállásán és így a kondenzátor pár V-os feszültségekre feltöltődik. Ez a jelenség, tekintve, hogy a kondenzátor kapacitása, valamint feszültsége is kicsi, elhanyagolható.

Visszatérve a differenciál egyenlethez

$$i = i_0 e^{\beta t} \cos \omega t$$

a kondenzátoron keletkező  $U_k$  feszültség

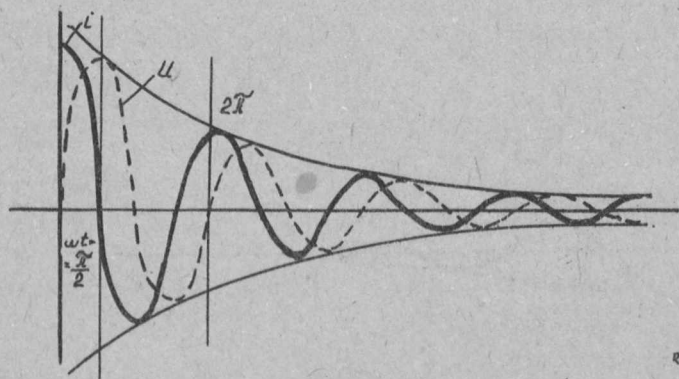
$$U_k = \frac{1}{C} \int i dt = \frac{i_0}{C} \int e^{\beta t} \cos \omega t dt$$

Az integrálást elvégezve, nyerjük:

$$\int e^{\beta t} \cos \omega t dt = \frac{e^{\beta t}}{\omega + \frac{\beta}{\omega}} \left( \frac{\sin \omega t}{\beta} + \frac{\cos \omega t}{\omega} \right) + konst. = \frac{e^{\beta t}}{\omega^2 + \beta^2} (\omega \sin \omega t + \beta \cos \omega t) + konst.$$

Az integrálási határokat úgy választjuk, hogy csak az első negyed periódus alatt keletkező feszültséget kapjuk. Könnyen be-

látható, hogy ekkor lép fel a maximális feszültség /17. ábra/.



Az ábrából látható, hogy az integrálási tartomány

$$0 \leq t \leq \frac{T}{2\omega}$$

17. ábra.

Tehát

$$\int_0^{\frac{\pi}{2\omega}} e^{\beta t} \cos \omega t dt = \frac{1}{\omega^2 + \beta^2} \left[ \omega e^{\beta t} \sin \omega t + \beta e^{\beta t} \cos \omega t \right]_0^{\frac{\pi}{2\omega}} =$$

$$= \frac{\omega}{\omega^2 + \beta^2} \left[ e^{\frac{\pi}{2} \frac{\beta}{\omega}} - \frac{\beta}{\omega} \right]$$

ezt felhasználva

$$U_k = \frac{i_0}{C} \frac{1}{1 + \frac{\beta^2}{\omega^2}} \left[ e^{\frac{\pi}{2} \frac{\beta}{\omega}} - \frac{\beta}{\omega} \right]$$

Helyettesítsük be  $\beta$  és  $\omega$  értékét

$$U_k = i_0 \sqrt{\frac{L}{C}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{R^2 C}{4L}} \left[ e^{-\frac{\pi}{4} R \sqrt{\frac{C}{L}}} + \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} \right]$$

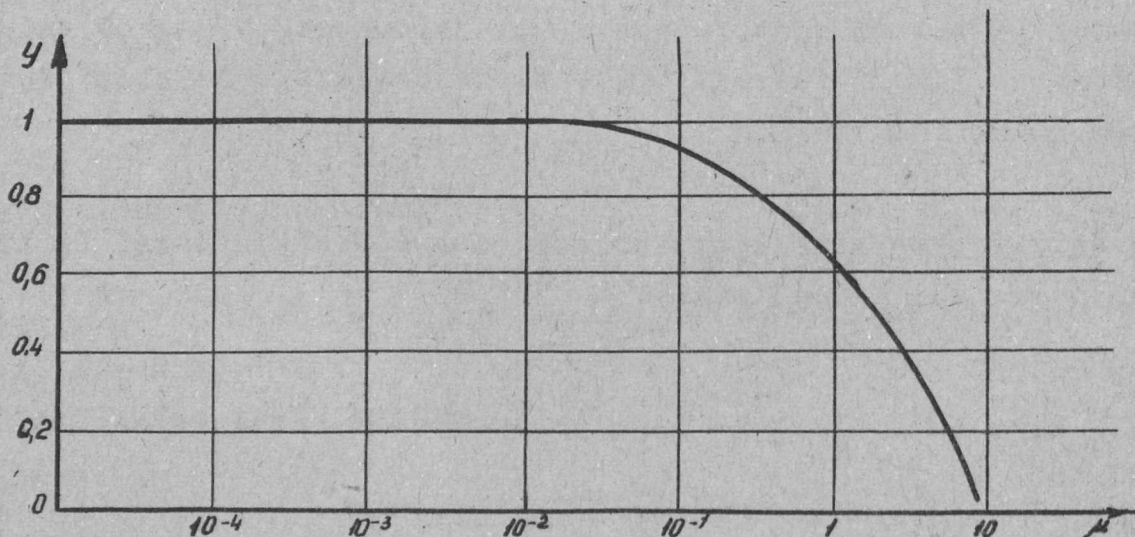
Jelöljük a következőkben

$$\frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} = \mu \quad \text{és} \quad y = \frac{1}{1 + \mu^2} \left[ e^{-\frac{\pi \mu}{2}} + \mu \right]$$

Ezek felhasználásával

$$U_k = i_0 \sqrt{\frac{L}{C}} \cdot y$$

Látható, hogy az első közelítő számításunk helyes volt és kis veszteségek esetén alkalmazható. Az  $y$  korrekciós tagot a 18. ábrán látható görbéből vehetjük ki.



18. ábra.

Térjünk most vissza az egy feltöltődés alatt elhasznált energia kifejezéséhez. Ez mint láttuk

$$N = \frac{1}{3} L^2 [\alpha + \ln(1 - \alpha)] \quad \text{ahol} \quad \alpha = \frac{7}{3}$$

Számítsuk ki most, hogy egy másodperc alatt mennyi az energia felhasználás, vagyis mekkora az elhasznált teljesítmény. Ha a töltődési idő mellett a kisülési idő elhanyagolhatóan kicsi, az egy másodperc alatt történő feltöltődések száma, ami a töltődési, illetve a kisütési frekvencia értéke, nyilvánvalóan a töltődési idő reciprokával egyenlő

$$n = \frac{1}{t_i}$$

ahol  $t_i$  a töltődési idő, melynek értéke

$$t_i = -\frac{L}{R} \ln\left(1 - \frac{IR}{U_0}\right) = -\frac{L}{R} \ln(1 - \alpha)$$

Ezt felhasználva

$$n = \frac{1}{t_i} = \frac{-R}{L \ln(1 - \alpha)}$$

Amelynek felhasználásával megkaphatjuk a bemenő teljesítményt, melyet  $W$ -vel jelölve

$$W = nN = \frac{R I_s^2 [\alpha + \ln(1 - \alpha)]}{\ln(1 - \alpha)}$$

$$= I_s^2 R \frac{\alpha + \ln(1 - \alpha)}{\ln(1 - \alpha)} = I_s^2 R \left[ \frac{\alpha}{\ln(1 - \alpha)} + 1 \right]$$

Alkalmazva ezt az összefüggést, határozzuk meg a bemenő teljesítmény és kimenő feszültség közti kapcsolatot. Az előző levezetés során láttuk

$$U = I_s \alpha \sqrt{\frac{L}{C}} y$$

Legyen  $y = 1$ , ugyanis a gyakorlati megoldások során ez könnyen megvalósítható, tehát

$$U = I_s \alpha \sqrt{\frac{L}{C}}$$

Ebből kifejezve  $I_s$ -et és behelyettesítve a teljesítmény kifejezésébe

$$I_s^2 = \frac{U^2 C}{\alpha^2 L}; \quad W = \frac{U^2 C R}{\alpha^2 L} \left[ \frac{\alpha}{\ln(1 - \alpha)} + 1 \right]$$

Ezt az összefüggést megoldva a kimenő feszültségre nyerjük

$$U = \sqrt{\frac{WL}{RC}} \cdot \sqrt{\frac{\alpha^2 \ln(1 - \alpha)}{\alpha + \ln(1 - \alpha)}}$$

Ebben a kifejezésben a második gyökös kifejezés értéke csak  $\alpha$ -tól függ. Jelöljük ezt a tagot

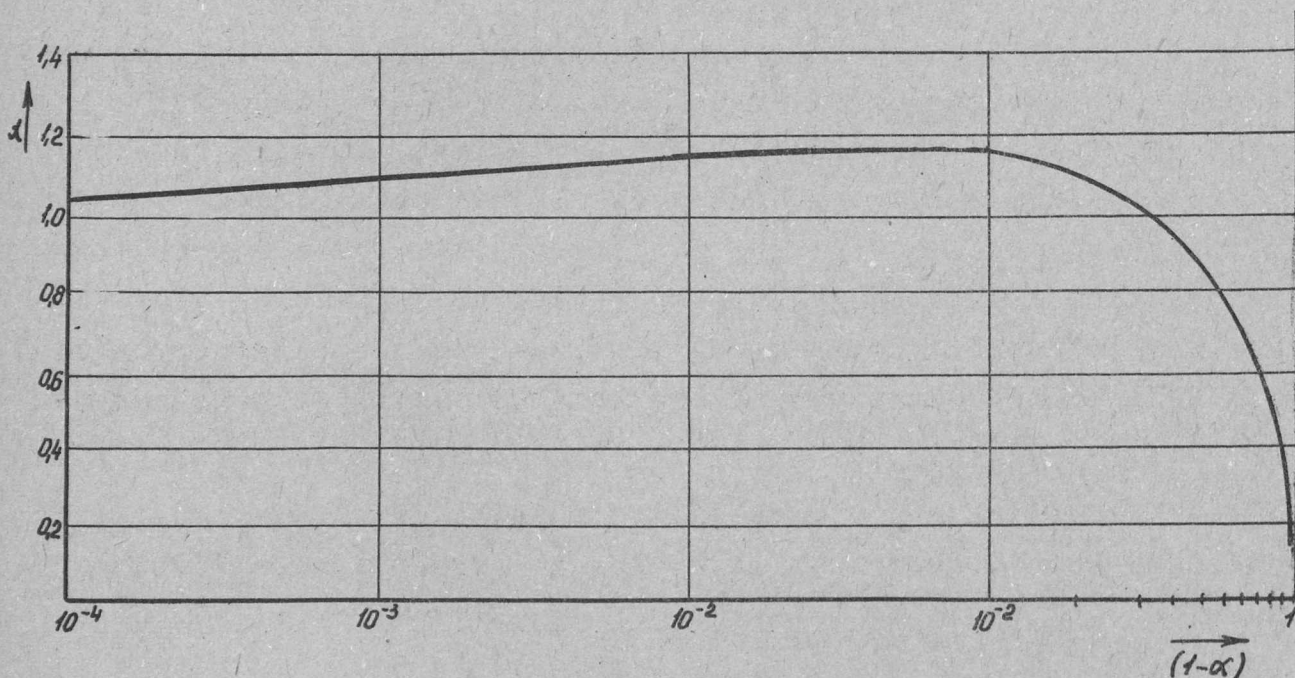
$$\chi = \sqrt{\frac{\alpha^2 \ln(1 - \alpha)}{\alpha + \ln(1 - \alpha)}}$$

Ezen függvény értékeit különböző  $\alpha$  értékek esetén az alábbi táblázat tartalmazza:

$\alpha$	0	0,1	0,2	0,4	0,6	0,8	0,85	0,88	0,9
$x$	0	0,161	0,605	0,865	1,025	1,130	1,140	1,145	1,152

$\alpha$	0,92	0,95	0,97	0,99	0,999	0,9999	1
$x$	1,135	1,145	1,140	1,115	1,080	1,056	1

Ezt a függvényt fontossága miatt grafikusán is ábrázoljuk.  
/19. ábra./



19. ábra.

Kiszámítva a szélsőérték helyét úgy találtuk, hogy az  $x = x(\alpha)$  függvény maximuma az  $\alpha = 0,9153$  értéknél van.

Az ehhez tartozó függvény érték

$$x = 1,155$$

Nézzük meg, hogy mit jelent az optimális viszonyok teljesítése, mind a szolgáltatott nagyfeszültség, mind a megszakítási frekvenciára nézve. Amint azt az előzőek során levezettük

$$t_i = -\frac{L}{R} \ln(1-\alpha)$$

Ide helyettesítsük be az optimális  $\alpha$  értéket. Akkor

$$t_i = 2,47 \cdot \frac{L}{R}$$

Amiből következik, hogy az optimális szaggató impulzus frekvencia

$$n = \frac{1}{t_i} = 0,405 \cdot \frac{R}{L}$$

Ezek alapján az optimális esetre érvényes, és így a méretezésre is szolgáló egyenletek a következők

$$n = 0,405 \cdot \frac{R}{L} \quad \text{és} \quad U = 1,155 \sqrt{\frac{WL}{RC}}$$

A fentiekkel kapcsolatban két fontos dolgot kell megjegyeznünk. Amint a számításokból is látható a fenti optimális eset csak a kimenő feszültség szempontjából biztosítja a legjobb megoldást, ez azonban egyáltalában nem jelenti azt, hogy itt a kimenő nagyfeszültségű teljesítmény is maximum. A másik tévedésre alkalmas adható tény az, hogy a számítások során bemenő teljesítményként mi csak az induktivitás mágneses energiájának létrehozásához szükséges teljesítményt vettük figyelembe, így ebben nem szerepel a konkrét megvalósítás során szükségképpen mindig fellépő anóddisszipáció. Ezt tehát a bemenő teljesítményhez hozzá kell adni.

Vizsgáljuk meg egy példán az előzőekben elméletben látott jelenségeket. Legyenek az indukciós tekercs adatai a következők:

$$L = 200 \text{ Hy}; \quad R = 4000 \Omega; \quad C = 1000 \text{ pF}$$

A bemenő teljesítmény pedig

$$50 \text{ V}; \quad 1 \text{ mA} \quad \text{azaz} \quad 50 \text{ mW.}$$

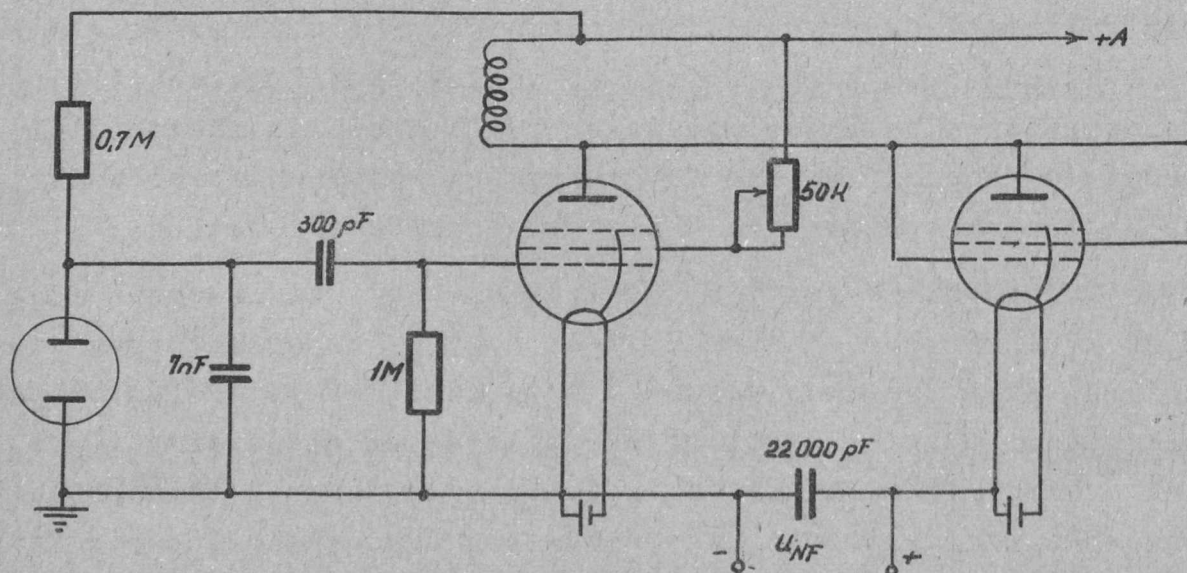
A keletkező nagyfeszültség és az optimális szaggató frekvencia

$$U = 1830 \text{ V}; \quad n = 8,1 \text{ Hz.}$$

Az előzőekben leírt elvek felhasználásával többféle lehetséges kapcsolás készíthető. Könnyen belátható ugyanis, hogy a vezérlésnek nem kötelező négyzetöghullámnak lennie, hanem bármilyen alakú relaxációs rezgés megfelel. Ha mondjuk keskeny negatív impulzusokból álló jelfeszültséget adunk a vezérlőrácsra, tel-

jes mértékben kielégítő eredményhez juthatunk. Az induktivitást a cső anódkörébe helyezük és a nyugalmi rácselőfeszültséget úgy állítjuk be, hogy elég nagy áram folyjon, ha nincs vezérlés. Természetesen ezen áram felső határát a cső megengedhető maximális anóddisszipációja szabja meg. Az impulzusokat a rácskörbe juttatva az anódáram megszakítására használjuk fel.

Mint előbb említettük, többféle vezérlés lehetséges. Így felhasználhatunk szaggató jel keltésére multivibrátort, blocking oszcillátort, fűrészrezgéskeltőt stb. Az alábbi /20. ábra/ kapcsolásban szereplő megoldásnál egy fűrészrezgéskeltőt alkalmaztunk. A fűrészrezgés előállítására, tekintve, hogy számunkra a rezgés linearitása nem érdekes, egy egyszerű ködfénylámpás megoldást használtunk. A fűrészrezgés lassu exponenciálisan emelkedő ága a töltőkondenzátor és a vezérlőrács közé kapcsolt RC differenciáló körön gyakorlatilag nem jut át. Viszont a kisütésnél keletkező éles feszültségesés mint negatív impulzus kerül a vezérlőrácsra és az anódáram hirtelen megszakítását hozza létre.



20. ábra.

A kapcsolásban szereplő csövekként bármilyen telepes csövet felhasználhatunk. Mi kis fűtőteljesítmény elérése céljából a 25 mA fűtésű 1T4T típusú csövet alkalmaztunk. Azonban teljesen ugyanezen áramköri elemek felhasználásával alkalmaz-



ható 1R5T, vagy a nagyobb fűtőáramu 1S4T, 11A esetleg DLL101 cső is. A tapasztalatok szerint ezek a csövek minden különösebb nehézség nélkül felhasználhatók egészen 3 kV-ig. Válogatott csövekkel sikerült kb. 3,8 kV-ig eljutni.

A kapcsolat egyszerűségénél és kielégítő stabilitásánál fogva igen jól használható. A stabilitást elsősorban a glimm-lámpa szabja meg. Segédrácsellenállásként egy potenciómétert építettünk a készülékbe, amelynek segítségével a kiadott nagyfeszültség nagysága könnyen és pontosan szabályozható.

Az általunk megépített kísérleti készülék adatai a következők voltak:

Anódfogyasztás: 90 V; 1,8 mA.

Fűtésfogyasztás: kétszer 1,5 V; 25 mA.

Kimenő nagyfeszültség: 1200 V.

Kimenő áram: 25  $\mu$ A.

Szabályozási tartomány: 500-1300 V-ig.

Hatásfok: 19 %.

Mint érdekességet jegyezzük meg, hogy a kapcsolat az elemek kellő megválasztásával elkészíthető úgy, hogy az általa szolgáltatott nagyfeszültség konstans terhelő ellenállás mellett csupán igen kevésbé függ az anódtelep feszültségétől, természetesen bizonyos határokon belül. Ebből a szempontból tehát más hasonló típusu kapcsolásokkal szemben stabilizált anódpótlónak tekinthető. Ennek magyarázata a következő:

A csövön keresztülfolyó áram az anódfeszültségtől függ. Első közelítésben tételezzük fel, hogy ez az összefüggés lineáris. Ha figyelembe vesszük, hogy az előző levezetésből látható módon a keletkezett nagyfeszültség az anódárammal egyenes arányban van, akkor megállapíthatjuk, hogy a telepfeszültség és a szolgáltatott nagyfeszültség egymással lineáris kapcsolatban vannak. Ez természetesen csak állandó fűrészfeszültség-frekvencia esetén igaz.

Másrészről azonban ismeretes, hogy a ködfénylímpás fűrészfeszültségkeltő frekvenciája logaritmikusan függ a telepfeszültségtől. Az egyszerűség kedvéért tételezzük fel itt is,

hogy a számunkra érdekes szakaszon az összefüggés lineárisnak tekinthető. Ez azt jelenti, hogy a telepfeszültséggel fordítottan arányos az előző levezetésben szereplő tényező. Ha most figyelembe vesszük, hogy az  $x = x(\alpha)$  függvény alapján ha  $\alpha$  csökken, úgy  $x$  is csökken, ami azt jelenti, hogy a kiadott nagyfeszültség is csökken, könnyen elképzelhető, hogy a kapcsolás beállítható oly módon, hogy a gyakorlatban kielégítő stabilitást kaphatunk.

Egy általunk megépített készüléknél a stabilitás a következő volt:

az anódfeszültséget változtatva 72 és 95 Volt között a nagyfeszültség 1200-tól 1280 V-ig változott. Ez azt jelenti, hogy kb. 29 - 30 % anódfeszültség változás hatására a nagyfeszültség kb. 6,5 %-ot változott.

Érkezett 1955. május 3.

A RADIOLÓGIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYEI

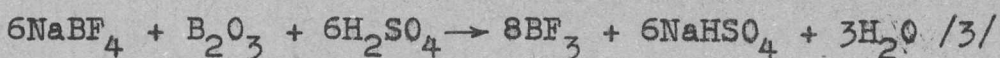
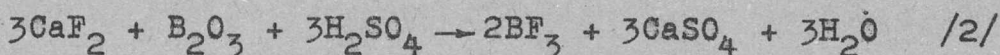
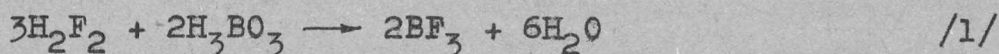
OSZTÁLYVEZETŐ: BOZÓKY LÁSZLÓ

Bórfluorid előállítása

Irta: Vizsolyi Endre

Az osztályunkon folyó munka szükségessé tette neutron-számláló csövek töltésére alkalmas, megfelelő tisztaságu, elektronegatív szennyezésektől mentes bórfluorid gáz előállítását.

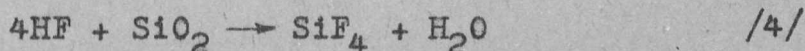
A bórfluorid előállítására többféle módszer ismeretes [1]:



Ezek az eljárások, mint látható, általában fluorid és bórtrioxid tartalmu vegyületek savas elbontásán alapulnak. Mivel a fluoridok mindig szilikátokkal szennyezettek, a kiindulási anyag, valamint a savas elbontás alkalmazása következtében a nyert bórfluorid gáz szilíciumfluorid, hidrogénfluorid gázokkal, levegővel és víznyomokkal szennyezett.

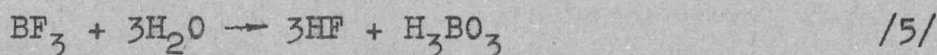
Ezeknek a szennyezéseknek a jelenléte a számlálósövek romlásához vezet.

A víz és a hidrogénfluorid jelenléte a kész csövekben különösen veszélyes, mert utóbbi az üvegből szilíciumot old ki



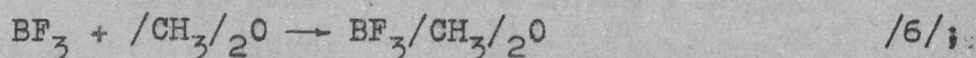
szilíciumfluorid gáz és víz keletkezése közben. A felszabaduló víz pedig bórfluoridból újra hidrogénfluoridot tesz szabaddá. Ennek a folyamatnak eredménye az, hogy mindig több és több szilíciumfluorid keletkezik, kevesebb és kevesebb bórfluorid mellett.

A víz az előállításnál mint szennyezés nem szerepel, mert a bórfluorid vízzel fehér szublimáló vegyületet [különböző összetételű bórfluoridhidrátokat/ $\text{BF}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$ ,  $2\text{BF}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$ /] képez, mely a rendszerből kiszűrhető. Azonban, ha a csövek töltéskor nincsenek kellően kifűtve és a rendszer nincs megfelelően víztelenítve, a víznyomok jelenlétében képződő bórfluoridhidrát lassan lehidrolizál és hidrogénfluorid keletkezik.

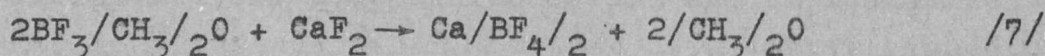


A hidrogénfluoridtól az előállításnál könnyen megszabadíthatjuk a gázkeveréket, ugyanis ezt kénsavban oldott bórtrioxiddal, illetve nátriumfluoriddal megköthetjük, vagy  $-80^\circ\text{C}$  fokon kifagyaszthatjuk.

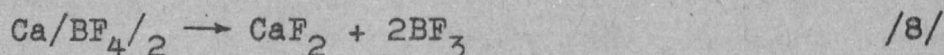
A sziliciumtetrafluoridtól megtisztítani a bórfluoridot körülményes. A két gáz forráspontja  $\text{SiF}_4$  -  $95^\circ\text{C}$  fok,  $\text{BF}_3$  -  $101^\circ\text{C}$  fok/ igen közel esik. Tiszta gázt fizikai úton megfelelő frakcionáló kolonnák alkalmazásával nyernek [2]. Kémiai módszerrel a gázelegynek  $\text{B}_2\text{O}_3$  olvadékon  $800^\circ\text{C}$  fokon történő többszöri átáramoltatásával a szennyezés csökkenthető [3]. /Igen szennyezett készítménynél 15 %-ról 1,7 %-ra/. Tiszta gáz csak több lépésben állítható elő [4]. Először bórfluorid-dimetiléter addíciós komplexet állítanak elő



ehhez kalciumfluoridot adnak



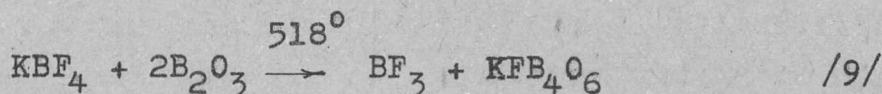
és a keletkezett kalciumfluoborátot termikusan elbontják.



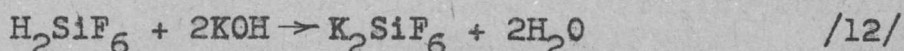
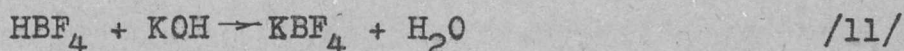
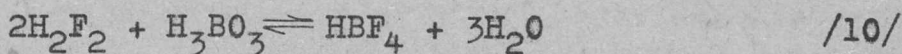
A fent vázolt előállításokkal együttjáró bonyolult tisztítási eljárásokra tehát szükség van. Ezen eljárások követését a hosszadalmas időtrábló processzusok és a különleges nagyméretű üvegapparátusok és egyéb berendezések alkalmazása miatt azonban célszerűtlennek találtam. Ezért olyan eljárás kidolgo-

zására törekedtem, melynek során már eleve tiszta - szennyezésmentes - gázt fejleszthetek. Az általam kidolgozott módszer szerint a reakció úgy vezethető, hogy a zavart okozó és nehézkes tisztítást igénylő szilíciumfluorid gáz képződése elválasztható a bórfluorid gáz fejlesztésétől, valamint a többi szennyezések a bórfluorid gáz fejlesztését megelőzően eltávolíthatók.

Az eljárás kidolgozásának alapját egy W.Hellriegel [5] által felismert reakcióegyenlet képezte. A fluoborátokat a bórtrioxid magasabb hőmérsékleten elbontja. Bórfluorid gáz fejlődik és fluotetraborát üveg marad vissza.



A fluoborátot szennyezi fluoszilikát még igen gondos, üvegedények kizárásával történő preparatív munka esetén is. Ennek oka az, hogy a  $\text{KBF}_4$  előállításánál /10, 11/ kiindulási anyagként használt hidrogénfluorid mindig fluoszilikát tartalmu /12/.



Tehát a /12/ reakcióegyenlet értelmében a  $\text{KBF}_4$  mellett  $\text{K}_2\text{SiF}_6$  is keletkezik. A két só termikusan bomlik,

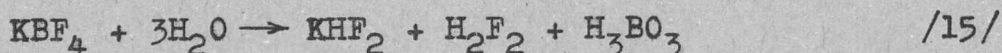


azonban a két folyamat eltérő.

A  $\text{KBF}_4$   $530^\circ \text{C}$ -on bomlás nélkül megolvad kisméretű termikus disszociáció kíséretében. A  $\text{K}_2\text{SiF}_6$  nem olvad meg magasabb hőmérsékleten sem, hanem fokozatosan szilíciumtetrafluoridot ad le. Így kézenfekvő megoldás volt, hogy a sókeveréket, mivel a komponensek között kémiai reakció nem játszódik le,  $550-600 \text{ C}$  fokon elválasszam. A megolvadt  $\text{KBF}_4$ -et a szilárd  $\text{K}_2\text{SiF}_6$ -tól izzítókemencében kb.  $600 \text{ C}$  fokon egyik vastégelyből vas-814/G.

szövettel fedett másik vastégelybe szűrtem át. Ezzel a technikai fogással a  $\text{KBF}_4$ -et a  $\text{K}_2\text{SiF}_6$  szennyezéstől mentesítettem.

A  $\text{KBF}_4$  és  $\text{B}_2\text{O}_3$  között  $518^\circ \text{C}$ -on szilárd fázisban lefolyó reakció vákuumtechnikai szempontból is értékesíthető. Az általam ismerttetett eljárásnál hidrogénfluorid és viznyomok jelenléte elvileg ugyan nem lehetséges, mégis a  $\text{KBF}_4$  gondatlan eltartása, az anyagok kimérése és porítása valamint az üvegkészülék összeszerelésekor kismértékű szennyezésként a rendszerbe kerülhetnek. Ennek oka, hogy a  $\text{KBF}_4$  nedvességet köthet meg, melynek következtében savas kémhatással bomlik, feltehetően



szerint.

Ha a bórfluorid gáz fejlesztését megelőzően rendszerünket  $200\text{--}300^\circ \text{C}$ -on kifűtjük és  $10^{-5}$  Hg mm-re leszívjuk, a szennyező levegő, hidrogénfluorid és a viznyomok legnagyobb része egypárra eltávolítható. Az esetleg visszamaradó viznyomoktól kifagyasztódékok és üveggyapot szűrő alkalmazásával a fejlesztett bórfluorid gázt teljesen megszabadíthatjuk.

### Az eljárás leírása

#### $\text{KBF}_4$ előállítása

Számított mennyiségű fluorhidrogénsavat paraffinnal, vagy cerezinnel bevont üvegpohárba mérünk be. Jégűtés és kevergetés közben, kis adagokban, ügyelve arra, hogy a reakcióelegy fel ne melegedjék, megfelelő mennyiségű bórsavat adunk hozzá. Ezután 5-6 órán át szobahőmérsékleten tartjuk, hogy optimális mennyiségű fluobórsav képződjék /10/. Ujra jégűtjük és 5 N KOH oldattal óvatosan semlegesítjük, /11/ metilvörös indikátor alkalmazásával. A kivált csapadékot szivattás közben szűrjük, majd hideg desztillált vízzel, utána 96 %-os alkohollal, végül éterrel mossuk.  $200^\circ \text{C}$ -on 30 percig szárítjuk. Majd  $600^\circ \text{C}$ -on izzítókemencében, vasszöveten /Ph.Hg.V.szita V./ vastégelybe szűrjük. Az így nyert  $\text{KBF}_4$  szilíciummentes. Paraf-814/G.

finnal bélelt és lezárt üveg dugós porüvegben a nedvességmentes készítmény 6 hónapig bomlás nélkül eltartható.

### B<sub>2</sub>O<sub>3</sub> előállítása

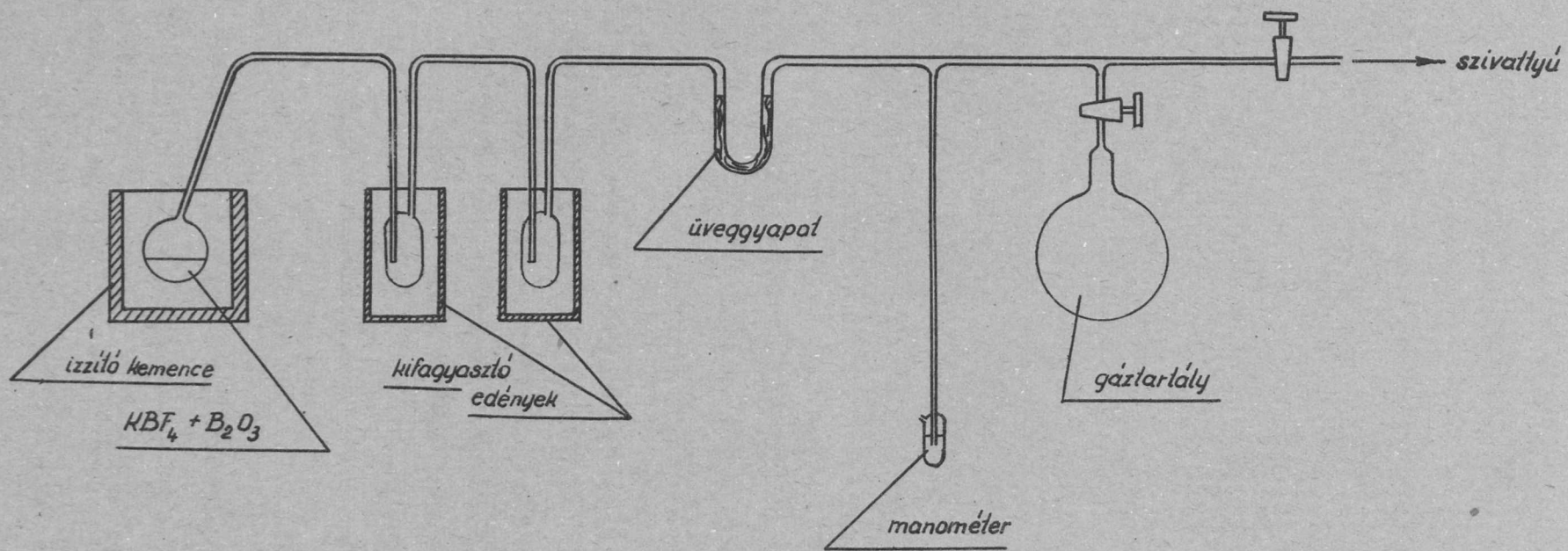
A bórsavat /p.a./ platinatégelyben megömlesztjük és a kihüléskor megszilárduló olvadékot összetörjük, elporítjuk.

### BF<sub>3</sub> gáz előállítása

A fent közölt eljárással készült, feleslegben alkalmazott 75 g KBF<sub>4</sub>-et 70 g elporított B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-al 1 literes gömblombikba helyezünk és jól összekeverjük. A gömblombikot az alábbi készülékhez forrasztjuk /l.sz. szkematikus ábra./ /L. a 298. oldalon./

A készüléket kemény üvegből /Ergon vagy Rasotherm/ állítjuk össze. Csapok alkalmazását kerüljük, mert a BF<sub>3</sub> a csapzsirokat megtámadja. Esetleg BF<sub>3</sub>-al telített forró paraffin és vazelin /1:4/ keverékét alkalmazhatjuk csapzsiroként. A hosszunya-ku gömblombikot ferdén forrasztjuk fel, mert a BF<sub>3</sub> fejlődése közben visszamaradó üvegszerű olvadék lökdös. 200-300 C°-on kifütjük, közben hochvákuumra leszívjuk rendszerünket, majd az anyagot egyenletesen továbbhevítjük 518 C°-ra, amikor is a bórfluorid gáz fejlődése megindul. Biztonság kedvéért sós jéggel, illetve alkoholos szénsavhó keverékkel hűtött kifagyasztó edényeken és az üvegyapottal töltött U csövön keresztül vezetjük át a fejlődő gázt, és így megszabadítjuk a megkötött nedvesség hatására előálló, finom fehér porszerű bórfluoridhidrátoktól. A tiszta gáz most már a higanyzárral ellátott ballonba áramlik. A gázfejlődés befejeződése után a higanyzárát elzárjuk, egyidejűleg a gömblombik fűtését megszüntetjük. A gömblombikot csak egyszeri fejlesztésre használhatjuk, mert lehüléskor a benne visszamaradó üvegolvadék megszilárdul és elrepszti. A gáz higany felett bomlás nélkül eltartható.

Ilyen módon az előzetesen előállított KBF<sub>4</sub> és B<sub>2</sub>O<sub>3</sub> felhasználásával a fenti készülékben, a rendszer leszívását feltételezve, egy óra alatt kb. 10 liter tiszta BF<sub>3</sub> gázt fejleszhetünk. Az így fejlesztett gázt megfelelőnek találtuk neutronszámlálócsövek töltésére és erről a közeljövőben fogunk beszámolni.



1. ábra.



Összefoglalás: A jól ismert módszerekkel előállított bórfluorid  $\text{SiF}_4$  és HF gázokkal, levegővel és víznyomokkal szennyezett. A HF-től, levegőtől és víznyomoktól a bórfluoridot viszonylag könnyű megtisztítani, a  $\text{SiF}_4$ -től azonban igen nehéz megszabadítani. Ezért a  $\text{KBF}_4 + \text{B}_2\text{O}_3 \xrightarrow{518^\circ} \text{BF}_3 + \text{KFB}_4\text{O}_6$  ismert folyamat felhasználásával olyan eljárást dolgoztam ki, melynek során már eleve tiszta gáz keletkezik. Az eljárás lényege részben szilikátmentes  $\text{KBF}_4$  előállítása, részben pedig azon tény vákuumtechnikai kihasználása, hogy a reakció szilárd fázisban játszódik le; ily módon lehetséges, a szennyező hidrogénfluorid, levegő és víznyomok előzetes eltávolítása a  $\text{BF}_3$  fejlődés előtt. A  $\text{SiF}_4$  gázt leadó  $\text{K}_2\text{SiF}_6$  szennyezéstől oly módon tisztítottam meg a  $\text{KBF}_4$ -t, hogy 550-600  $^\circ\text{C}$ -on megolvasztva vasszöveten átszűrtem és ezzel elválasztottam az ugyanezen a hőmérsékleten szilárd és szűrőn visszamaradó  $\text{K}_2\text{SiF}_6$ -tól. A reakcióelegyet hidrogénfluoridtól, levegőtől és víznyomoktól úgy mentesítettem, hogy előzetesen a rendszert 200  $^\circ\text{C}$ -on kifűtöttem, légmentesre szívtam le  $/10^{-5}$  Hg mm-re/ és a  $\text{BF}_3$  fejlesztést csak ezután indítottam meg. /A tisztítás biztonságosabbá tételére kifagyasztódényeket és üveggyapotot alkalmaztam, az esetleges maradék szennyezések megkötésére./

Köszönetet mondok Haiman Ottónak munkám irányításáért és támogatásáért, Orient Ottónak a vákuumtechnikai problémák megoldásában, Kálmánfi Elemérnek az üvegtechnikai munkák, Haiman Ottónénak és Juhász Gizellának pedig a kémiai munkák elvégzésében nyújtott igen nagy segítségért.

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

- [1] A.Klemenc: Die Behandlung und Reindarstellung von Gasen. /II. kiadás, 157. o./
- [2] Booth-Bozarth: Ind.Eng.Chem. 29, 470 /1937/
- [3] Ruff-Brettschneider: Z.anorg.allg.Chem. 206, 59. /1932/
- [4] Graves-Froman: Miscellaneous physical and Chemical Techniques of the Los Alamos project 153. o.
- [5] W.Hellriegel: Ber. 70, 689 /1937/

Érkezett 1955. május 5.

## A FERROMÁGNESES OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: PÁL LÉNÁRD

### Szolenoid erős mágneses terek előállítására

Irta: Pál Lénárd és Zsigmond György

#### Bevezetés

A ferromágneses anyagok mágneses tulajdonságainak vizsgálatához jól kézben tartható, viszonylag nagy homogénitású és széles határok között változtatható mágneses terek előállítására van szükség. Néhány tized Oe térintenzitástól mintegy  $10^4$  Oe térintenzitásig változtatható mágneses terek előállítására sokkal alkalmasabbnak látszik a szolenoid, mint az elektromágnes. Ugyanis az elektromágnes sarui közé helyezett ferromágneses próbatestnek a sarukra való visszahatása nagy gerjesztő áram mellett igen jelentős hibára vezethet. Fallot [1] számításai szerint  $2 \cdot 10^4$  Oe térerősség mellett az így előálló hiba 50 % is lehet. Kis mágneses terek előállítására az elektromágnes egyáltalában nem jöhet számításba és így az a kívánalom, hogy széles térerősség tartományt tudjunk átfogni, elektromágnessel nem valósítható meg. További nehézséget jelent, hogy a térerősség a gerjesztő áramnak nem lineáris és nem is egyértelmű függvénye. A saruk közötti távolság változtatása a tér homogénitását befolyásolja. Mindezek a körülmények arra mutatnak, hogy nagy pontosságú méréseket célszerűen szolenoiddal előállított mágneses térben lehet végezni.

Tartós üzemi, erős mágneses teret adó légmagos szolenoid konstrukciós kérdéseivel viszonylag sokan foglalkoztak [2], azonban kevés olyan közlemény jelent meg, amely már megvalósított és tartós üzemkötésben kipróbált szolenoid konstrukciós kérdéseiről és működési adatairól szól.

Bitter [3] spektroszkópiai vizsgálatokhoz és alacsony hőmérsékletek előállításához szükséges rendkívül erős mágneses teret biztosító szolenoid konstrukciós és üzemeltetési kérdéseiről mintegy 16 évvel ezelőtt részletes beszámolót közölt.

Az általa konstruált szolenoid természetesen mágneses mérések-re nem alkalmas, viszont közleménye rendkívül hasznos az általános műszaki nehézségek /hűtés, áramellátás, stb./ feltárása szempontjából.

Megjegyzendő, hogy különösen az utóbbi években sok közlemény [4] jelent meg a Helmholtz-féle légmagos szolenoid konstrukciós és üzemeltetési kérdéseiről. Mivel ilyen szolenoidok üzemeltetése igen jelentős elektromos teljesítményt kíván, nehéz arra gondolni, hogy ez a szolenoid típus mint egyszerű laboratóriumi eszköz széleskörűen elterjedjen. A Helmholtz-típusú légmagos szolenoid alkalmazását elsősorban a mágneses tér homogénítására vonatkozó igen erős megkötések teszik szükségessé. /Az atommagok mágneses nyomatékának méréséhez pl. csak olyan mágneses tér használható, amelynek inhomogenitása 1-2  $\text{cm}^3$ -nyi térfogatban kisebb mint 0,01 %./ A ferromágneses anyagok vizsgálatához szükséges mágneses terekre vonatkozó homogenitási követelmények ennél jóval enyhébbek, azonban az 1-2 %-nál kisebb axiális inhomogenitás biztosítása jóval nagyobb szakaszon /80-100 mm/ kívánatos.

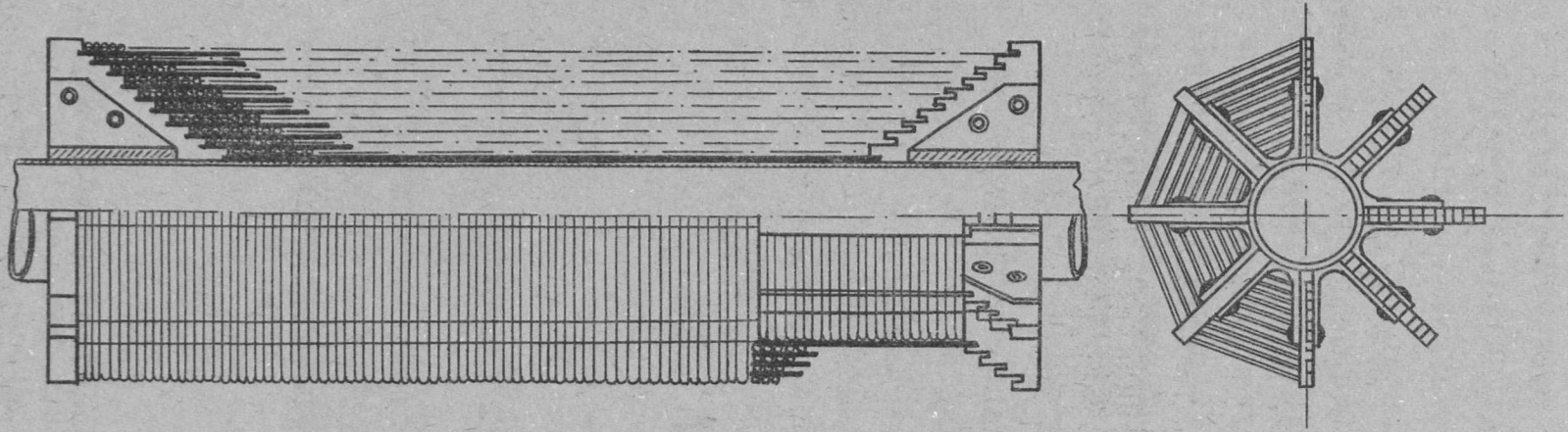
Éppen ezért választásunk olyan szolenoidra esett, amelynek segítségével tartósan előállíthatunk 80 mm hosszúságu, 23 mm átmérőjű hengeralaku térben maximálisan 2 % inhomogenitást mutató  $0,1 - 10^4$  Oe intervallumban szabályozható mágneses teret.

A következőkben ismertetjük az általunk megépített szolenoid legfontosabb adatait és összehasonlítjuk eredményeinket más szerzők által tervezett szolenoidokra vonatkozó eredményekkel.

## 1. §.

### A szolenoid leírása

A tekercs magját egy 23/25 mm  $\varnothing$  sárgarézcső képezte. Erre építettük fel az elméletileg meghatározott profilu tartószerkezetet, amely a mag kerületén 8 egyenletesen elosztott, lépcsősen kiképzett sortartó szigetelőt rögzített /lásd az 1. ábrát/. Az első réteget 8 db. keskeny pertinax rudra tekercseltük.

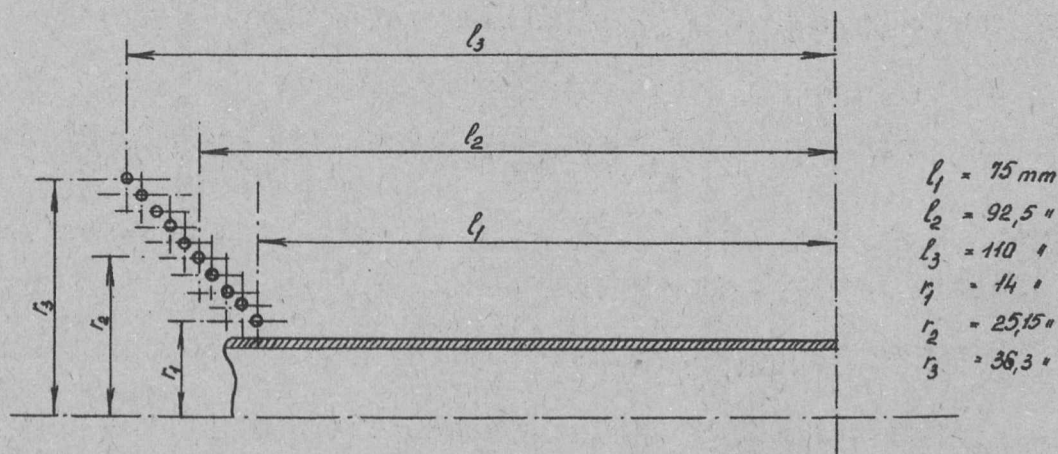


1. ábra.  
Szalenioid tekercs felépítése

cseltük. Így szabályos nyolcszögletű tekercssor keletkezett, amely a rudacskákra való felfekvési helytől eltekintve nem érintkezett a tartó maggal. Mindkét oldalon az utolsó menetek a nyolcszárnyu tartószerkezet vállára feküdtek fel. Az első sor befejezése után 8 db 0,7 mm vastag, 5 mm széles pertinax távtartó biztosította a következő menetsor oly módon való tekercselési lehetőségét, hogy a két sor minden oldallapja között nagyjából egyenletes üreg képződjön a hűtőfolyadék átvezetésére. Ilyen módon 10 réteget tekercseltünk fel folyamatosan. A tekercs 1,55 mm  $\varnothing$  duroflex zománcszigetelésű huzalból készült. A megtekercselt szolenoid főbb adatait az alábbi összeállítás mutatja:

menetszám/cm	$N = 6,06$
rétegek száma	$z = 10$
közepes tekercsátmérő	$d_2 = 50,3 \text{ mm}$
egyenáramu ellenállás	$R_{\Omega} = 1,68 \text{ ohm}$
önindukciós együttható	$L = 4,4 \text{ mH}$

A 2. ábrán feltüntettük a szolenoid 10 rétegének számítások útján meghatározott adatait.



2. ábra.

A tekercs számítások útján meghatározott főméretei.

A vázolt tekercselési módot a hatásos hűtés biztosítása céljából alkalmaztuk. A 3.§-ban ismertetni fogjuk a hűtőberendezéssel kapcsolatos követelményeket, valamint az általunk kivitelezett hűtőberendezést.

2.§.

A tekercs mágneses terének számítása

Az előállítandó mágneses térre vonatkozó kikötések alapján a tekercs geometriai adatai könnyen meghatározhatók. Elemi számítások segítségével egy  $n$  oldalú szabályos sokszögkeresztmetszetű,  $2l$  hosszúságú tekercs tengelye mentén a mágneses tér eloszlására a következő kifejezés vezethető le:

$$H_n = \frac{2nIN}{c} \left\{ \arctg \left( \frac{l-x}{\sqrt{r^2+(l-x)^2}} \operatorname{tg} \frac{\pi}{n} \right) + \arctg \left( \frac{l+x}{\sqrt{r^2+(l+x)^2}} \operatorname{tg} \frac{\pi}{n} \right) \right\} /1/$$

ahol  $r$  az  $n$ -oldalú sokszög köré írható kör sugara,  $I$  a tekercsen átfolyó áram erőssége,  $x$  a tekercs középpontjából mért távolság,  $N$  a hosszegységre eső menetek száma. Ha  $n \rightarrow \infty$ , akkor az /1/ alatti kifejezés természetesen a körkeresztmetszetű tekercsekre jól ismert

$$H = \frac{2IN}{c} \left\{ \frac{l-x}{\sqrt{r^2+(l-x)^2}} + \frac{l+x}{\sqrt{r^2+(l+x)^2}} \right\} \quad /2/$$

kifejezésbe megy át. A mi esetünkben  $n=8$  s így

$$H_8 = \frac{16IN}{c} \left\{ \arctg \left( \frac{l-x}{\sqrt{r^2+(l-x)^2}} 0,414 \right) + \arctg \left( \frac{l+x}{\sqrt{r^2+(l+x)^2}} 0,414 \right) \right\} /3/$$

Nem követünk el nagy hibát, ha a /3/ alatti kifejezés helyett a /2/ alattit használjuk. Ugyanis

$$\frac{H_\infty - H}{H} \approx \frac{8}{\pi} \operatorname{tg} \frac{\pi}{8} - 1 \sim 0,05$$

Ezért a /3/ alatti kifejezés helyett a jóval kényelmesebb /2/ alatti kifejezéssel számoltunk. A megoldandó feladatot a következőképpen fogalmazhatjuk meg: meg kell határozni egy olyan egyrétegű  $r$  sugaru hengeres szolenoid legrövidebb hosszát, amelynek mágneses tere a tekercs középpontjából jobbra-balra  $x$  cm-en belül legfeljebb  $p$  százaléknyi hibával homogén.

Jelöljük a tekercs ismeretlen hosszát  $2l$ -el. Mivel a  $2l$  hosszúságú tekercs középpontjában a mágneses térerősség

$$H_0 = 0,2 \pi N I \frac{2l}{\sqrt{l^2+r^2}} \quad /5/$$

és ettől  $x$  távolságra

$$H_x = 0,2 \mathcal{P} N J \left\{ \frac{l-x}{\sqrt{(l-x)^2 + r^2}} + \frac{l+x}{\sqrt{(l+x)^2 + r^2}} \right\} \quad /6/$$

a probléma egyenlete

$$\frac{H_0 - H_x}{H_0} = 1 - \left( \frac{l-x}{\sqrt{(l-x)^2 + r^2}} + \frac{l+x}{\sqrt{(l+x)^2 + r^2}} \right) \frac{\sqrt{l^2 + r^2}}{2l} \leq \frac{p}{100} \quad /7/$$

A lehetséges legkisebb  $l$  meghatározására numerikus eljárás volna szükséges /azaz végeredményben próbálgatás és interpoláció/. Mivel pedig ezt az egyenletet sokféle  $r$  és  $x$  -re kellett volna megoldani, célszerűnek látszott a "próbálgatást" grafikusán végezni.\* /Lásd a 3. ábrát/.

Rajzoljuk le miliméter papíron a tekercs félhosszát és  $r$  sugarát, az ábrán látható módon. Az  $O$  ponton, mint középponton át  $OB$  sugárral húzzunk körívet, amely az  $OA$ ,  $OC$  félsugarakat az  $A'$  illetve  $C'$  pontokban metszi. Az  $A'$  illetve  $C'$  pontokon átmenő függőlegesek távolságát felezzük meg és mérjük le, hogy a felező egyenes milyen távolságra fekszik a  $B$  ponton átmenő függőlegestől. Jelöljük ezt a távolságot  $s$  -el. Ha  $\frac{s}{l} \leq \frac{p}{100}$ , akkor a kiválasztott  $l$  félhosszuságú tekercs tere a kívánalmaknak eleget tesz.

A levezetés teljesen elemi és a /6/ baloldalán álló kifejezés grafikus megszerkesztésén alapul. Irható ugyanis /az ábra jelölései szerint/:

$$\left( \frac{l-x}{\sqrt{(l-x)^2 + r^2}} + \frac{l+x}{\sqrt{(l+x)^2 + r^2}} \right) \frac{\sqrt{l^2 + r^2}}{2l} = \frac{\cos \alpha + \cos \beta}{2 \cos \beta} \quad /8/$$

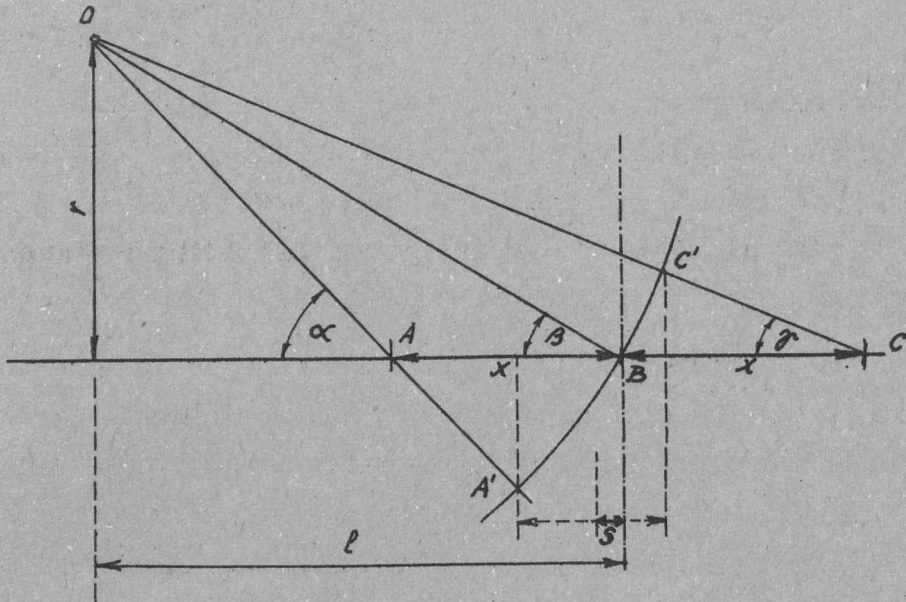
és az ábrán látható hasonló derékszögű háromszögek segítségével kiadódik, hogy

$$s = l \left( 1 - \frac{\cos \alpha + \cos \beta}{2 \cos \beta} \right) \quad /9/$$

Ez a grafikus módszer elég gyorsnak mutatkozott. A lapos metszések miatt pontatlan, ha  $\frac{l}{r}$  kicsiny, itt azonban a pontossági követelmény nem volt nagyon szigorú. Kényelmetlen volna, ha  $p \ll 1$  volna, azonban  $p=2$  volt és nem túl nagy rajzos  $s$  mm nagyságrendűnek adódott. A szerkesztési eljárás az adott

\* A grafikus eljárás kidolgozásáért Békéssy András kollegánknak ezúton mondunk szíves köszönetet.

feltételeknek eleget tevő minimális tekercshosszak meghatározásával gyorsan kiadja a szolenoid két végének profilját. A legbelső és legkülső réteg minimális hossza, valamint a szer-



3. ábra.

Grafikus szerkesztési eljárás.

kesztési eljárással meghatározott végprofil meghatározzák a tekercsteret, amelynek optimális kitöltése képezi a tulajdonképpeni feladatot.

A 4. ábra a szolenoid általunk kivitelezett alakját mutatja oldalnézetben és félmetszetben. A központi tartócsövet a ráépített tekercseléssel ① zárt olajtérbe helyeztük. A nyolcszögletű tekercs lapos oldallapjait megfelelő idomu bakelit lemezekkel úgy képeztük ki, hogy a tekercs külső rétege henger alakúvá vált. Az ilyen módon kiképezett tekercs sárgarézcsőből készített, mindkét oldalán peremmel ellátott, henger alakú köpenybe ⑤ került. A tekercs és a sárgaréz henger közötti távolságot mintegy 0,7 mm-nek választottuk.

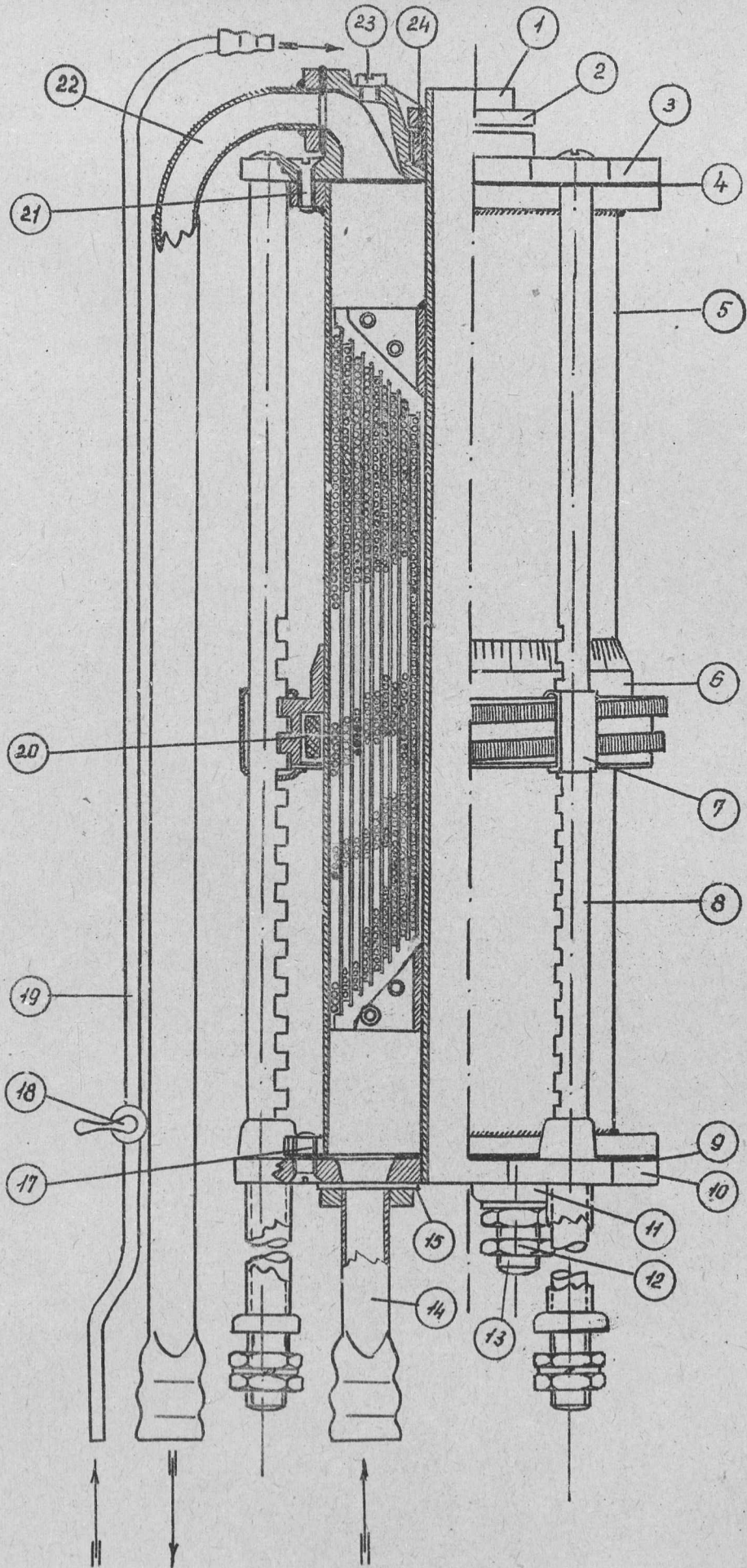
A köpenyt felülről fejöntvény ③ zárja le, amelyet olajálló tömités ④ alkalmazásával szereltünk a sárgaréz csőre, csavarok ②1 segítségével. A fej hátsó részén nagyméretű peremes csatlakozást képeztünk ki, melyhez az olajvezető cső ②2 csatlakozik. A ②3 csavarral lezárt furatot a szolenoid légtelenítésére és nyomásmérések elvégzésére használtuk.

814/G.





-306/a-



4. ábra.

Kivitelezett szolenoid vezérelt képe



A központi tartócső nyomásálló tömitése a fejen keresztül való átvezetésnél hollandi szorítóval (2) és olajálló gumigyűrűvel (24) történt. A köpeny (5) alsó lezárását a fenéklemez (10) és a köpeny közé iktatott tömitőgyűrű (9) biztosította, a 6 db. M.6 csavar (17) segítségével. A központi tartócsövet lágy forrasztással rögzítettük a fenéklemez hüvelyébe. A fenéklemezre tömitőlemez (15) közbeiktatásával csavaros rögzítéssel csatlakozik a nyomócsőcsonk (14). Az alsó nagy űrtartalmu puffer-térben az olaj sebessége lelassul és a szolenoid tekercssorai között egyenletesen elosztva áramlik keresztül.

A szolenoid árambevezető csatlakozását (13) a fenéklemezre építettük. Az áramvezető mindkét oldalán menettel ellátott csap van, melynek középső részét az elfordulási veszély kiküszöbölése miatt négyszögletesnek képeztük ki. Az elektromos szigetelést és a tömitést egy-egy külső és belső fibertárcsával (11) oldottuk meg, melyeket a külső és belső anyák (12) szorítanak össze.

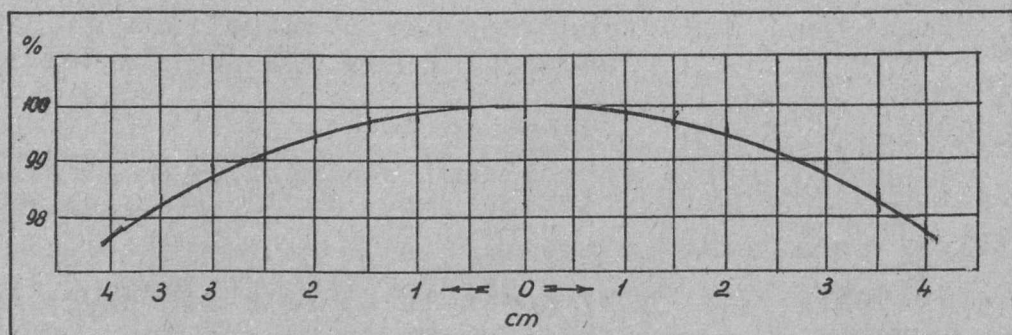
A szolenoid szerelési lehetőségének biztosítására három fogasrudat (8) alkalmaztunk. Differenciális módszeren alapuló mérések céljára a három fogas rudra egy emelhető-süllyeszthető kompenzáló tekercstartót (20) szereltünk. A fogas rud 10 mm emelkedésű menetbevágásai vezetik a skálázott tekercstartó-gyűrűt (6), amely egy körfordulatra 10 mm-t süllyed, vagy emelkedik. A tárcsa 100 osztása és egy további noniusz biztosítja a tekercs axiális helyzetének meghatározását. A kompenzáló tekercs (20) nem forog a gyűrűvel. Egy közéiktatott alátét lemezen fekszik és a három fogasrud vezet, valamint akadályozza meg elfordulását.

Két egymás mellett vezetett vizcső (19) /a rajzon csak a nyomócső látszik/ csappal ellátva (18), a mérüregbe helyezhető mérési szerelvény vizellátását biztosítja.

Az előző §-ban ismertetett adatok alapján a szolenoid állandó értéke  $k=75,5$ -nek, a tengely mentén 2%-nál kisebb hibával homogénnek tekinthető hossz 80 mm-nek /míg a 0,5 %-nál kisebb hibával homogénnek tekinthető hossz 40 mm-nek/ adódott.

A tér radiális homogénitására vonatkozóan nem végeztünk számításokat. Az elkészült szolenoidon azonban kísérletileg meghatároztuk a radiális irányú inhomogénitást és azt találtuk, hogy 20 mm szakaszon 0,2 %-nál nem nagyobb.

Az 5. ábrán látható az általunk kivitelezett szolenoid mágneses terének tengelymenti változását mutató kísérleti görbe. A kísérletileg talált szolenoid állandó  $k=74,1$ , tehát 1,8% pontossággal egyezik meg az elméleti értékkel. Az eltérést a tekercs kitöltési tényezőjére vonatkozó számított és kivitelezett értékek közötti különbség adja.



5. ábra.

Szolenoid mágneses terének tengelymenti inhomogenitása.

### 3. §.

#### A szolenoid energia-ellátása

##### A hűtés kérdései

A szolenoid táplálására egy kb. 600 A<sup>h</sup> 280 V feszültségű ólomakkumulátor telep szolgál. Az áramerősség szabályozását szervomotorral működtetett távkormányozású szabályozó ellenállás egység biztosítja oly módon, hogy kb. 100 Oe-ig max. 1 Oe, 1000 Oe-ig kb. 5 Oe, míg 10000 Oe-ig kb. 50 Oe max. lépcsők jelentkezzenek a különben folyamatos és minden körülmények között megszakításmentes szabályozás alatt. /Az áramszabályozóra vonatkozó részleteket lásd a 4. §-ban./

Az általunk megvalósított esetben  $0,8 \cdot 10^4$  Oe mellett cca 23 kW /5,5 kcal/sec/, míg  $1,0 \cdot 10^4$  Oe mellett cca 35 kW /8,5 kcal/sec/ teljesítmény szabadul fel, mintegy 1500 cm<sup>3</sup>-nyi 814/G.

térfogatban. Már ebből is látható, hogy a szolenoid tekercsrétegeiben felszabaduló hőmennyiség egész sor különleges hűtőtechnikai problémát, a hűtés pedig igen sok nehezen áttekinthető áramlástani problémát vet fel. Nyilvánvaló, hogy nagy térerősségek előállításának lehetőségeit elsősorban hűtőtechnikai kérdések korlátozzák. Mivel az egyes menetsorok között a hűtőfolyadék átáramlásának biztosítása érdekében réseket kell hagyni, a tekercstér kitöltési tényezője megromlik. Ennek az áramsűrűség emelésével elérhető kompenzálása csak egy bizonyos háttárig ad kielégítő megoldást, mivel az áramsűrűséggel a felszabaduló hőmennyiség is növekszik s így a hűtés szempontjából a hűtőrészek keresztmetszetét tovább kívánatos növelni. A helyes és gazdaságos - de mindenképpen valamelyik irányban kompromisszumot jelentő - megoldást meglehetősen körülményes volna megtalálni.

Hűtőfolyadékkul  $C = 0,45$  cal/fok fajhőjű,  $\eta \sim 65^\circ$  viszkozitású,  $\rho = 99$  fajsúlyu transzformátorolajat használtunk. Természetesen desztillált vízzel történő közvetlen hűtés sokkal előnyösebb lett volna. Azonban, főleg az árambevezetők szigetelési nehézségei miatt, a víz alkalmazása veszélyesnek mutatkozott. A szolenoidból kilépő hűtőolaj vizvezetéki vízzel táplált hűtőrendszerbe kerül, ahonnan a lehűlt olajat egy megfelelő teljesítményű szivattyú ismét a szolenoidba nyomja.

A hűtőrendszer megtervezésénél abból indultunk ki, hogy  $\Delta t_c = 50^\circ$  túlmelegedést engedtünk meg  $t_c$  a vezető hőmérséklete/. Nagyobb túlmelegedést már csak azért sem érdemes megengedni, mert a szolenoid egyenáramu ellenállása jelentősen megnő és így adott feszültség mellett csökken az áramsűrűség, ami természetesen az elérhető maximális térerősséget csökkenti. Az I. táblázat jól szemlélteti, hogyan csökken a hőmérséklet növekedésével 280 V tápfeszültség mellett elérhető maximális térerősség.

## I. táblázat

$t_c$ C°	$R_\Omega$	$J_A$	$N_{kw}$	$H_{max. Oe.}$
20	1,68	166,5		
50	1,87	149	41,7	11,600
60	1,91	147	41,1	11,450
70	1,93	145	40,6	11,300

Térerősség csökkenése a tekercs melegedésének függvényében.

Hűtőrendszerünket úgy terveztük meg, hogy a  $0,8 \cdot 10^4$  Oe térerősség huzamos fenntartása  $\Delta t_c = 30$  C°-nál nagyobb felmelegedést ne okozzon. Ehhez másodpercenként mintegy 0,5 l. olajat kell a szolenoidon átáramoltatnunk. Az olaj által elszállított hőmennyiséget egy vízűtőrendszer veszi fel. Mivel az olaj nem hűthető vissza kezdeti hőmérsékletére, a cirkuláció alatt egyre növekszik a beáramló hűtőolaj hőfoka. Ennek megfelelően a kb. 15-16 C° hőmérsékletű hűtővíz és az általa lehűtött olaj hőmérséklete között egy kb. 25 C°-ra tehető hőlépcsőt vettünk figyelembe, részben becslés, részben tapasztalatok alapján.

Az olajszivattyú és a csatlakozó olajvezetékek surlódási veszteségeiből eredő olajfelmelegedés a szolenoidban bekövetkező hőleadás mellett elenyészően kicsi.

A szolenoid nyolcszögletű tekercsrétegei közötti kb. 0,7 mm széles olajrések közpese keresztmetszete mintegy  $0,001$  m<sup>2</sup>.

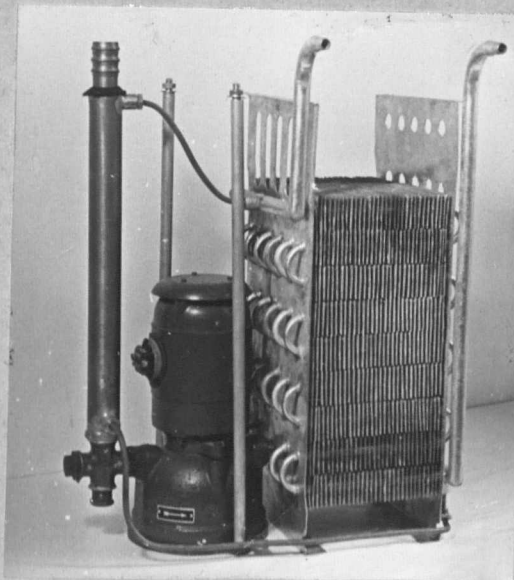
A szolenoidon átáramló olaj azonban nem sima párhuzamos oldalfalak között áramlik, hanem az egyes rétegek meneteinek megfelelő diffuzor-konfuzor jellegű falak között. Mint sima falakat figyelembe véve, a rétegek szabad összfelülete mintegy  $0,57$  m<sup>2</sup>.

A szolenoid fajlagos felületi terhelése  $0,8 \cdot 10^4$  Oe térerősség mellett mintegy  $40$  kW/m<sup>2</sup>, míg  $1,0 \cdot 10^4$  Oe mellett  $62$  kW/m<sup>2</sup>.

Hogy a kívánt  $0,5 \text{ l/sec}$  olajmennyiséget a mintegy  $0,001 \text{ m}^2$  keresztmetszeten átnyomhassuk kb.  $0,5 \text{ m/sec}$  olajsebességet kell biztosítanunk. Ilyen sebesség mellett az olaj áramlása valószínűleg turbulens jellegű.

Ezeknek a megfelelően közelítő becslések alapján a hűtőrendszert a következőképpen alakítottuk ki. A hűtő felépítésénél vasalkatrészeket nem alkalmaztunk és így az egész hűtőrendszert közvetlenül a szolenoid alá építhettük. Ilyen módon megtakarítottuk a hosszú olajvezetékét és a szolenoid a hűtőberendezéssel és egyéb kiszolgáló berendezéseivel együtt egy közös egységet képezhetett.

A teljes hűtőberendezést - beleértve a szivattyumotort és vízűtőt is - egy kb.  $130 \text{ l}$  űrtartalmu alumínium edénybe helyeztük, amely egyúttal a hűtőolaj tartására is szolgált. Az edényt a vízűtőegység két részre osztja, amelyeket felül a vízűtő oldalfalán kiképzett nagy keresztmetszetű rések, alul pedig a szivattyu szívó-nyomó vezetéke köt össze. A két részre választott tartály egyik részét a szivattyumotor, mennyiségmérő és nyomóvezeték, a másik részét a vízűtő foglalja el; olajkiszorításuk együttesen kb.  $7 \text{ l}$  Ennek megfelelően a tartályban kényelmesen tárolhattunk  $75-80 \text{ l}$  olajat.



6. ábra.

Olajszivattyu és vízűtőrendszer.



A 6. ábrán látható az olajtartályból kiemelt vízhűtő a szivattyúval és a vízzel hűtött nyomóvezetékekkel. A mennyiségmérőt az olajtartály fedelére belülről rögzítettük. A jobboldali függőlegesen leszálló csővezeték a víz betáplálás helye, míg a baloldali rövidebb a vízelvezető cső. A vízhűtőt bordás egységekből állítottuk össze. A felső sorban 3 egység van, 2-2 db kigyócső halad át rajtuk. Az egységeket a beszerelés után ónfürdőbe mártottuk s így a vizcsövekre huzott vörösréz-bordák által megnagyobbított hűtőfelület a hűtőcsövekkel fémesen nagy felületen érintkezett. Az egységekből 9 emeletet állítottunk össze olyan módon, hogy a két legalsó sorból a középső két egység hiányzott. Így összesen 23 egység került beszerelésre, amelyek összfelülete kb.  $6,5 \text{ m}^2$ . A vízhűtő csövet az egy sorban lévő 3 egységben párhuzamosan kapcsoltuk, tehát az alulról bevezetett hideg hűtővíz egyidejűleg párhuzamosan haladhat az azonos sorban lévő mindhárom hűtőegység 2-2 csővezetékén. Az elhelyezett hűtőcső hossza 15 méter.

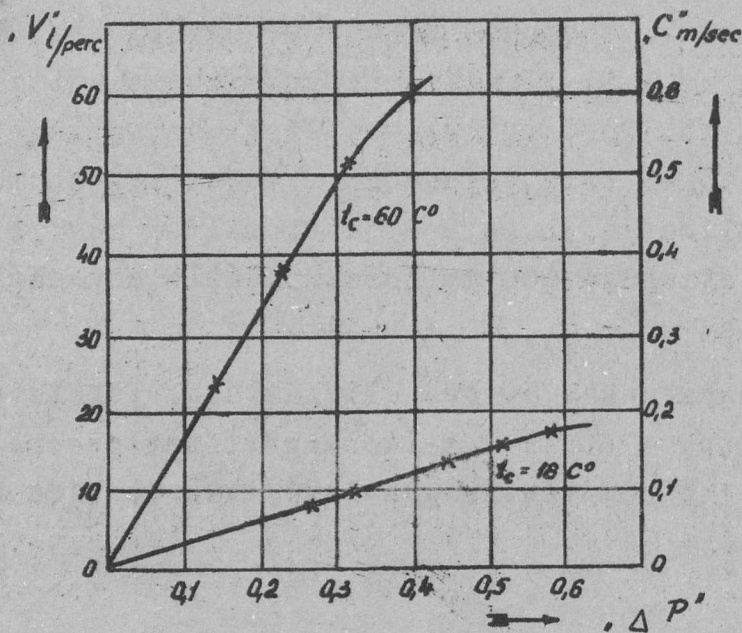
A szivattyú szivónyílása a vízhűtő alsó terébe csatlakozik, nyomóvezetéke pedig a szolenoidból visszaömlő olajat befogadó térrészen keresztül halad /lásd a baloldali vastag, vízzel hűtött csővezetéket/. A felmelegedett hűtőolaj az ábrán nem látható olajmennyiségmérőn keresztül az olajtartály baloldali elválasztott részébe kerül vissza. A jobboldali térből történő elszívás hatására a tartályba bezuduló olajmennyiség átkerül a jobboldalra, ahol a vízzel hűtött sűrűn bordázott hűtőcsőrendszerrel kerül érintkezésbe és lassan süllyedni kezd, miközben egyre hidegebb hűtőegységeken jut át. A nyomóvezetéket vízköpennyel vettük körül. Erre azért volt szükség, nehogy a lehűtött olajat a szolenoidból visszatérő meleg olaj felmelegítse.

Mivel a hűtés kimaradása igen veszélyes következményekkel járhatna, szükségesnek mutatkozott olyan érzékelő berendezést tervezni, amely csakis a normális mennyiségű hűtőfolyadék áramlása esetén teszi lehetővé a szolenoid üzembe helyezését és minden, akár az üzem alatt is előálló csökkent vagy kimaradt hűtőfolyadék szállítás esetén automatikusan üzemen kívül helyezi az egész berendezést. Az érzékelő szerv lényegében a szo-814/G.

lenoidon átáramló olajmennyiséget regisztrálja. A mennyiségmérő egy a tartályba épített tölcsérialaku edény, amelybe a szolenoidból visszaáramló olaj ömlik. A kifolyó nyílásba egy szabályozható reteszt építettünk, ami korlátozza az átfolyó olaj mennyiségét. Amennyiben a mérőbe beáramló olaj mennyisége több, mint amennyit a kifolyó nyílás le tud vezetni, úgy a tölcsér lassan megtelik olajjal és a fölösleges olaj a falain kívül lefolyik. A tölcsért egy mérlegkaron függesztettük fel és a kar másik oldalára állítható ellensúlyt helyeztünk. Ha az átáramló olajmennyiség csökken és kevesebbé válik, mint ami a beállításnak megfelel, a tölcsér kiürül és a mérlegkar az ellensúly hatására felbillen. Ez a billenés egy higanykapcsolót működtet, ami viszont a szolenoid áramát egy mágnescapcsoló útján megszakítja. A nyomócsőben uralkodó nyomást egy manométer, a visszafolyó olaj hőmérsékletét pedig egy távhőmérő mutatja.

A szolenoid terében a be- és kiáramló részeken a szolenoid köpenyén belül szabad teret képeztünk ki. Ennek az a feladata, hogy szétossa a benyomott olajat a szolenoid hűtőhornyai felé, illetve a szolenoid felső részén a tekercsek résein át kiáramló olajat összegyűjtse és elvezesse. /A szolenoid alsó és felső részén csatlakozási lehetőséget biztosítottunk higanymanométer beiktatására, hogy a szolenoid végpontjai közötti nyomáscsökkenést mérhessük. Erre az olajsebesség beállítása során volt csak szükség./

Az alkalmazott szivattyú forgóáramu 0,4 LE motorral meghajtott 2800 ford/perc fordulatszámú centrifugálszivattyú. Teljesítménye 0,6 atm. túlnyomás mellett kb. 60 liter/perc, transzformátorolaj alkalmazása esetén. A 7. ábrán a szolenoidon átfolyó olajmennyiség és a nyomáscsökkenés közötti összefüggés kísérletileg meghatározott görbéje látható. /A kísérleti vizsgálatot az tette szükségessé, hogy elméletileg nem sikerült megnyugtató megoldást találni az áramlási viszonyok tisztázására./



7. ábra.

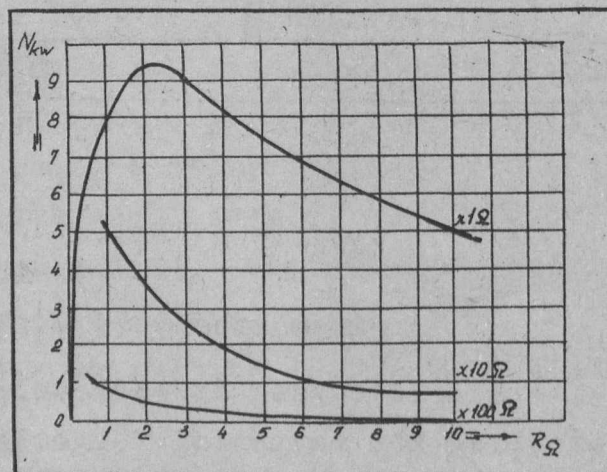
A szolenoidban fellépő nyomásesés az átfolyó olajmennyiség függvényében.

#### 4. §.

### A szolenoid mágneses terének szabályozása

A kb. 2 ohm ellenállású szolenoidon átfolyó áramerősség 0,1 - 150 A határok közötti szabályozásával elérhető a tére-rősség  $10 - 10^4$  Oe határok közötti szabályozása. /A 0,1 - 10 Oe közötti további szabályozás már nem jelent különösebb nehézséget./

A 8. ábrán látható a szolenoiddal sorbakötött szabályozó ellenálláson különböző ellenállás értékek mellett felszabaduló teljesítmény kW-okban 270 V tápfeszültségre számítva. Laboratóriumi tolóellenállásokból összeállítani egy ilyen szabályozó-egységet gyakorlatilag megvalósíthatatlannak látszott. Éppen ezért speciális szabályozó egységet terveztünk, amely a kényelmes és üzembiztos áramszabályozást biztosíthatta.

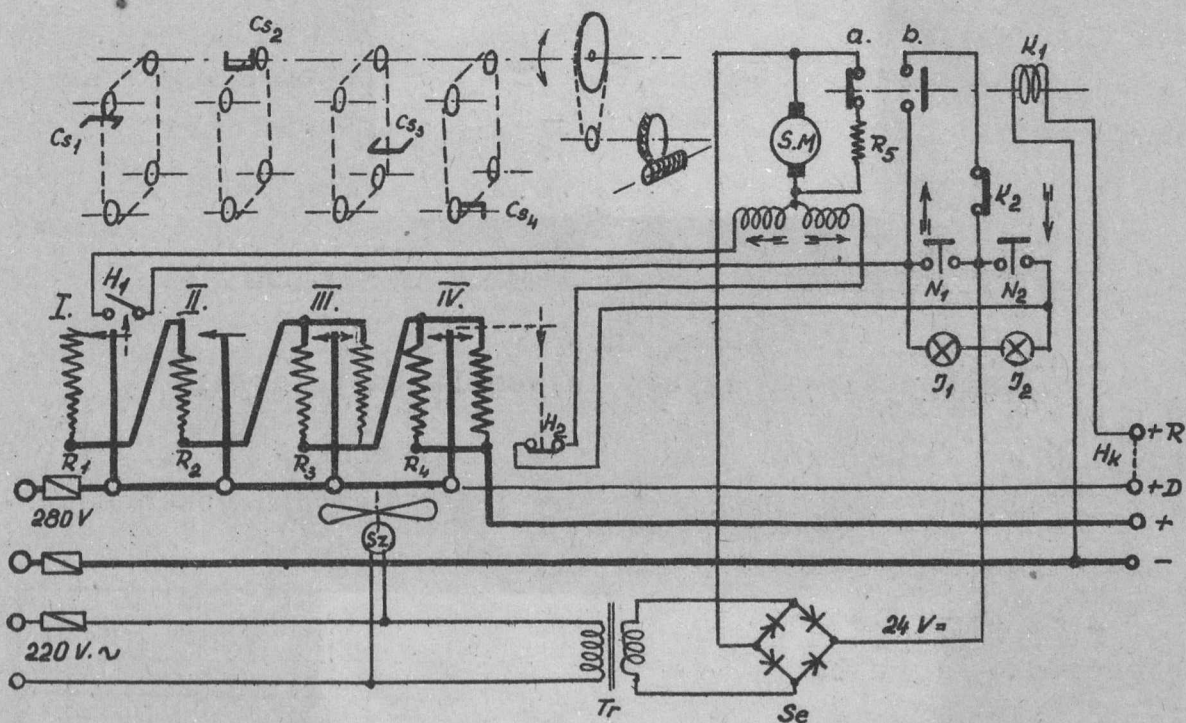


8. ábra.

Az áramszabályozón fellépő veszteségek.

A 9. ábrán látható a szabályozó egység vázlatos rajza. Az ellenállás az I-II-III-IV jelzésű egységekből áll, amelyek közül az I-es kb. 2000 ohm ellenállású. Az egységet csökkenő ellenállás értékek felé állandóan növekvő keresztmetszetű kanthal "D" ellenálláshuzalból tekercseltük meg /a tekercs - testet 80 mm átmérőjű 600 mm hosszú hőálló anyagból készült henger alkotta./

A II. egység kb. 50 ohm ellenállású. Felületét úgy növeltük meg, hogy a 80 mm  $\varnothing$  tartóhengert két részre vágtuk és egymástól kb. 400 mm távolságra levő íves tartószerkezetre erősítettük.



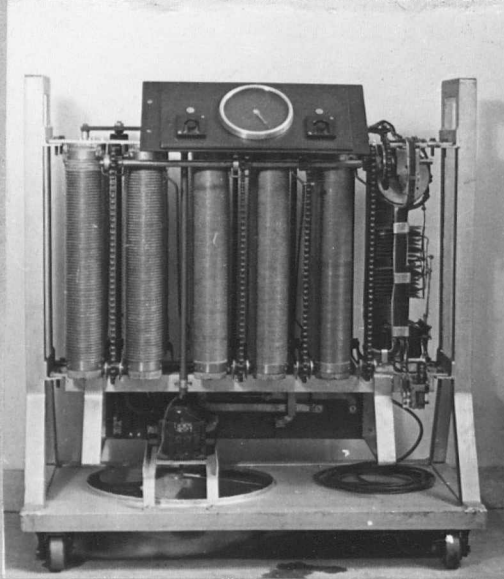
9. ábra.

Áramszabályozó vázlatos ábrázolása.

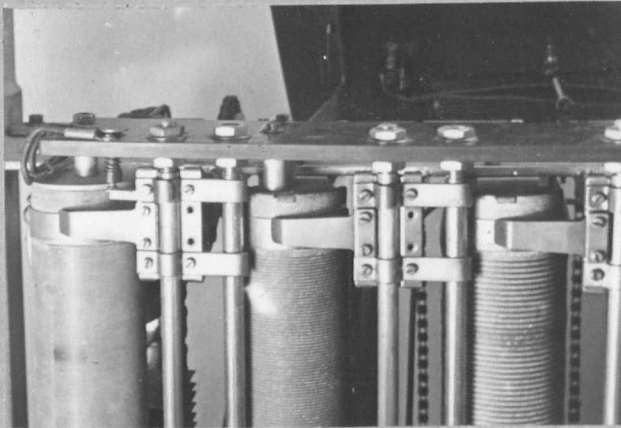
A III. egység az előzővel azonos kiképzésű, azonban szerkezeti két egymástól független oszlopból áll. A két egységet egymással párhuzamosan kötöttük. Ellenállása kb. 10 ohm.

A IV. egység szintén két önálló oszlopból áll. Ellenállása kb. 1,3 ohm.

A kefeszerkezetet egy csuszó hidra szereltük /lásd a 10/b. ábrát/, mely az áramvezető rudon csuszik végig. Az egyes ellenállás egységek /az I. kivételével/ felső részén szigetelő gyűrű van, tehát felső helyzetében az áramszedő nem érintkezik az el-



10/a. ábra.  
Áramszabályozó egység leszerelt burkolattal.



10/b. ábra.  
Kefeszerkezet.

lenálláshuzallal. Az ellenállás egységeket egymással sorba kötöttük. A szabályozó alapállásában minden ellenállás egységbe van iktatva és minden áramszedő a felső helyzetben van. Ennek megfelelően a baloldali felső határkapcsoló is nyitott, tehát a szervomotor csak egy irányban működtethető. Amint a kefeszerkezet a nyugalmi helyzetből elmozdul, az áramkör újból záródik. Így a két határhelyzet között /mivel mindkét határkapcsoló zárva van/ a szervomotor mindkét irányban működtethető. Az ellenkező irányu határhelyzet elérésekor a határkapcsoló megszakítja a szervomotor egyik irányu működési lehetőségét. A határhelyzetek elérését jelzőlámpa kigyulása jelzi.

A szervomotor 1:25 áttételű csigamű és egy frikciós tengelykapcsolóra épített 1:3 áttételű lánckerék útján hajtja az egyes fokozatok lánctovábbítóművét. Ez utóbbit a meghajtó tengely rögzített hajtókereke és 3 szabadonfutó lánckerék vezeti. Az egyes ellenállás egységek továbbító láncain 1-1 kétoldalra kiálló csap /"Cs"/ van. A csapok a kefeszerkezetet tartó hidak mozgatására szolgálnak. A csapokat az egyes oszlopok hosszának megfelelő távolságra toltuk el egymáshoz képest, amivel elértük, hogy az egyes ellenállás egységekhez tartozó csapok egymás után lépnek működésbe oly módon, hogy amint az I. egység csapja elérte az első forduló pontot, a II. egység csapja éppen akkor lép működésbe.

A csapok a kefeszerkezetet tartó hid szigetelt, megfelelően kiképzett pofáiba akadnak be az átfordulásakor felül, majd alul kiakadnak és a kefeszerkezet az alsó helyzetben megáll. Egyirányu működtetés esetén tehát a kefeszerkezeteket tartó hidakat egymás után huzogathatják le a hozzájuk tartozó továbbító láncok csapjai. Így az áramkör sohasem szakad meg, hanem az egyes ellenállás egységek záródnak csak rövidre, mégpedig az áram növelésekor az I-II-III-IV oszlopok sorrendjében.

A szervomotor 24 V egyenárammal működtetett kb. 0,2 LE teljesítményű főáramkörű motor. Az „N<sub>1</sub>” és „N<sub>2</sub>” nyomógombok a kétirányu működtetést végzik. A „K<sub>1</sub>” mágneskapcsoló az „a” és „b” érintkezőket működteti. A „K<sub>1</sub>” mágneskapcsoló tekercsének egyik ága a szolenoid olajtartályába helyezett olajmennyiségmérő „K<sub>4</sub>” higanykapcsolóján keresztül csakis abban az

814/G.

esetben kap áramot, ha az egyenáram bekapcsolása az olajszivattyu normális működésének visszajelzése után megtörtént. Árammentes helyzetben a „K<sub>1</sub>” kapcsoló az a érintkező révén megszakítja a szervomotor-forgórészének shunt-ellenállását, a „b” érintkező révén pedig zárja az „N<sub>1</sub>” nyomógomb áramkörét és így a szabályozó ellenállást bármely előző helyzetéből gyorsított visszafutással az alaphelyzetbe állítja. Ugyancsak automatikusan állítja vissza a szabályozót a max. beiktatott ellenállás értékre, ha az olajhűtés elégtelen, vagy egyáltalán nem működik. Az alaphelyzetben a határkapcsoló leállítja a szervomotort és a „J<sub>1</sub>”jelzőlámpa kigyulással jelzi a határhelyzet elérését.

A szabályozó ellenállás pillanatnyi helyzetét egy mechanikusan működtetett jelzőberendezés mutatja. A mutató állásából a skálán leolvasható a szolenoiddal sorba iktatott ellenállás nagysága és látható, hogy az áramszedő szerkezet pillanatnyilag melyik ellenállás egységen nyugszik.

Az áramszabályozást biztosítják a szabályozóra szerelt „N<sub>1</sub>” és „N<sub>2</sub>” nyomógombok. Ugyancsak megoldható az áramszabályozás a szolenoidra és a központi vezérlő asztalra szerelt nyomógombokkal is.

## 5. §.

### Távműködtetés és központi vezérlés

A távműködtetés lehetővé teszi, hogy minden vezérlési, kapcsolási és mérési művelet egyszerű gombnyomással, egy központi vezérlő asztaltól végezhesük el. A vezérlő asztaltól a következő műveletek kapcsolhatók:

- a/ az egész berendezés üzemkész állapotba helyezése,
- b/ az olajszivattyu ki-be kapcsolása,
- c/ a szolenoid áram alá helyezése és kikapcsolása,
- d/ a szolenoid áramának kommutálása,
- e/ a szolenoid áramának folyamatos szabályozása  
0,1 - 150 A-ig,
- f/ a szolenoid áramának ugrásszerű szabályozása  
0 - 30 A-ig

- g/ demagnetizáló egység ki-be kapcsolása és működtetése,
- h/ a hitelesítés céljait szolgáló normáltekeracs ki- és bekapcsolása,
- i/ a normáltekeracs áramának kommutálása,
- j/ üzemzavar esetén mindezeknek együttes és pillanatszerű kikapcsolása.

Az egyes egységeket elláttuk mindazokkal a biztonsági reteszelő berendezésekkel, amelyek bármilyen téves, vagy egy időben alkalmazott, ellentétes értelmű kapcsolást lehetetlenné tesznek.

A 11. ábrán látható a szolenoid teljes áramköri kapcsolása. Áramköri szempontból célszerű különválasztva tárgyalni a következő egységeket: a léptető szabályozó ellenállást, a szolenoidot közvetlen tartozékaival, a demagnetizáló egységet, az áramszabályozót és a központi vezérlő asztalt. Az egyes egységek csatlakozásait szaggatott vonallal jelöltük.

Az egységek villamosösszeköttetése és a megfelelő áramnemek bekapcsolása a berendezést előkészületi állapotba helyezi. Miután közvetlen kézikapcsolások felhasználásától üzembiztonsági okokból tartózkodtunk, áramhiány esetén semmiféle kapcsolat el nem végezhető. A távműködtetést biztosító egyenáram vezérlésű mágneskapcsolók áramellátását ugyanazon áramforrás szolgáltatja, mint a szolenoidét. Az egységek összekapcsolása után a -280+D kapcsolókról jut a vezérlő feszültség a főkapcsoló nyomógombjaira. Bármelyik helyről is működtetjük a főkapcsoló "be" nyomógombját, a „K<sub>3</sub>” háromsarku mágneskapcsoló üzembe helyezi az „SM” olajszivattyút. Az olaj a szolenoidon és a "T" olajmennyiségmérőn keresztül folyik vissza az olajtartályba. Az olajmennyiségmérő működését már az előzőekben ismertettük. Normális olajszállítás mellett a mérlegkarra épített "T" tölcser átbillen és a „K<sub>4</sub>” higanykapcsoló a „+R” vezetéken keresztül feszültséget ad az áramszabályozó egység „K<sub>1</sub>” mágneskapcsolójára, amely az "a" kapcsoló útján az „R<sub>5</sub>” motorfordulatszámcsökkentő ellenállást rákapcsolja a "SM" szervomotor forgórészére és egyidejűleg bontja az áramszabá-



lyozó egység  $\Downarrow$  jelű nyomógombjának eddigi zárását. /Áramhiány esetében ugyanis az előbbi "K<sub>1</sub>" kapcsoló elenged és a "b" érintkező zárja a  $\Downarrow$  jelű nyomógombot. Ennek következtében a szabályozó egység, bárhol álltak is keféi, visszaáll az alap helyzetbe.

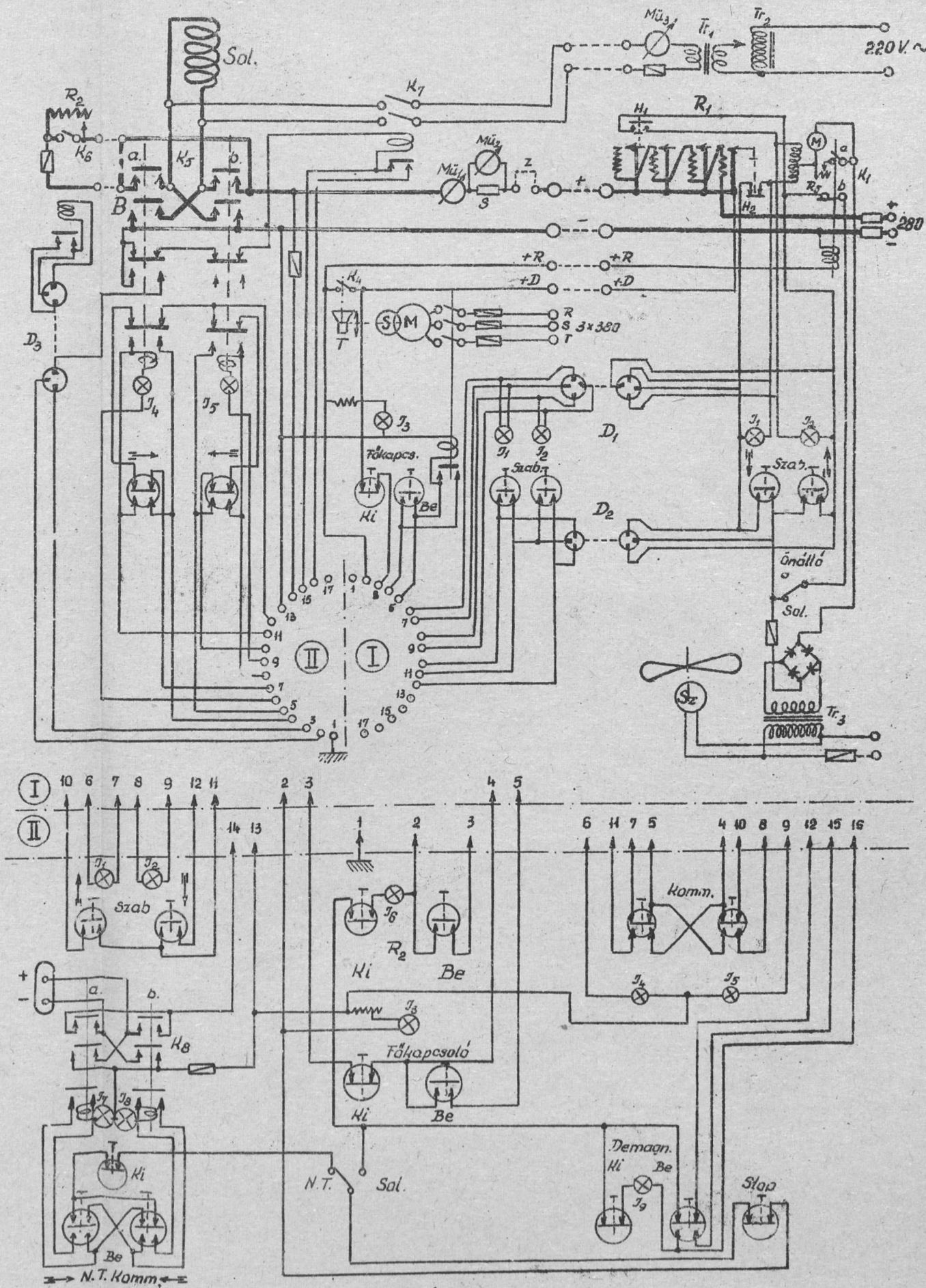
A behuzott "K<sub>1</sub>" kapcsoló egyidejűleg a "+R" vezetéken keresztül működteti a "J<sub>3</sub>" jelzőlámpát is, amely kigyulásával jelzi, hogy a szolenoid olajhűtése normálisan működik és a szolenoid áram alá helyezhető.

A szolenoid vagy a központi vezérlő asztal "Szol.komm." jelű bármelyik nyomógombjának működtetésével a szolenoid áram alá helyezhető. Az üzembe helyezés automatikusan mindig minimális árammal indul. A "Szol.komm." nyomógombok a "K<sub>5</sub> - K<sub>5</sub>" nagyáramu mágneskapcsolókat működtetik. Ezek reteszelték és így kommutálás, vagy téves működtetés folytán szembekapcsolásuk lehetetlen. A "Szol.komm." nyomógombok működtetése után a "J<sub>4</sub>" vagy "J<sub>5</sub>" jelzőlámpa kigyullad és jelzi, hogy vagy  $\leftarrow$  vagy  $\rightarrow$  irányu áram folyik a szolenoidon keresztül. A "Szol.komm." nyomógombjainak egyidejű működtetése esetén a szolenoid árammentesítődik. A szolenoid árammentesítése természetesen nem ilyen módon, hanem a főkapcsoló "Ki" gombjának működtetésével történik.

Az áramszabályozó, a szolenoid egység és a vezérlő asztal a "D<sub>1</sub>" - "D<sub>2</sub>" dugaszos csatlakozásokkal kapcsolhatók össze. Így az áramszabályozás egymástól függetlenül a szabályozó, a szolenoid és a központi vezérlő asztalról is elvégezhető a "Szab  $\Downarrow$   $\Uparrow$ " jelű nyomógombok segítségével.

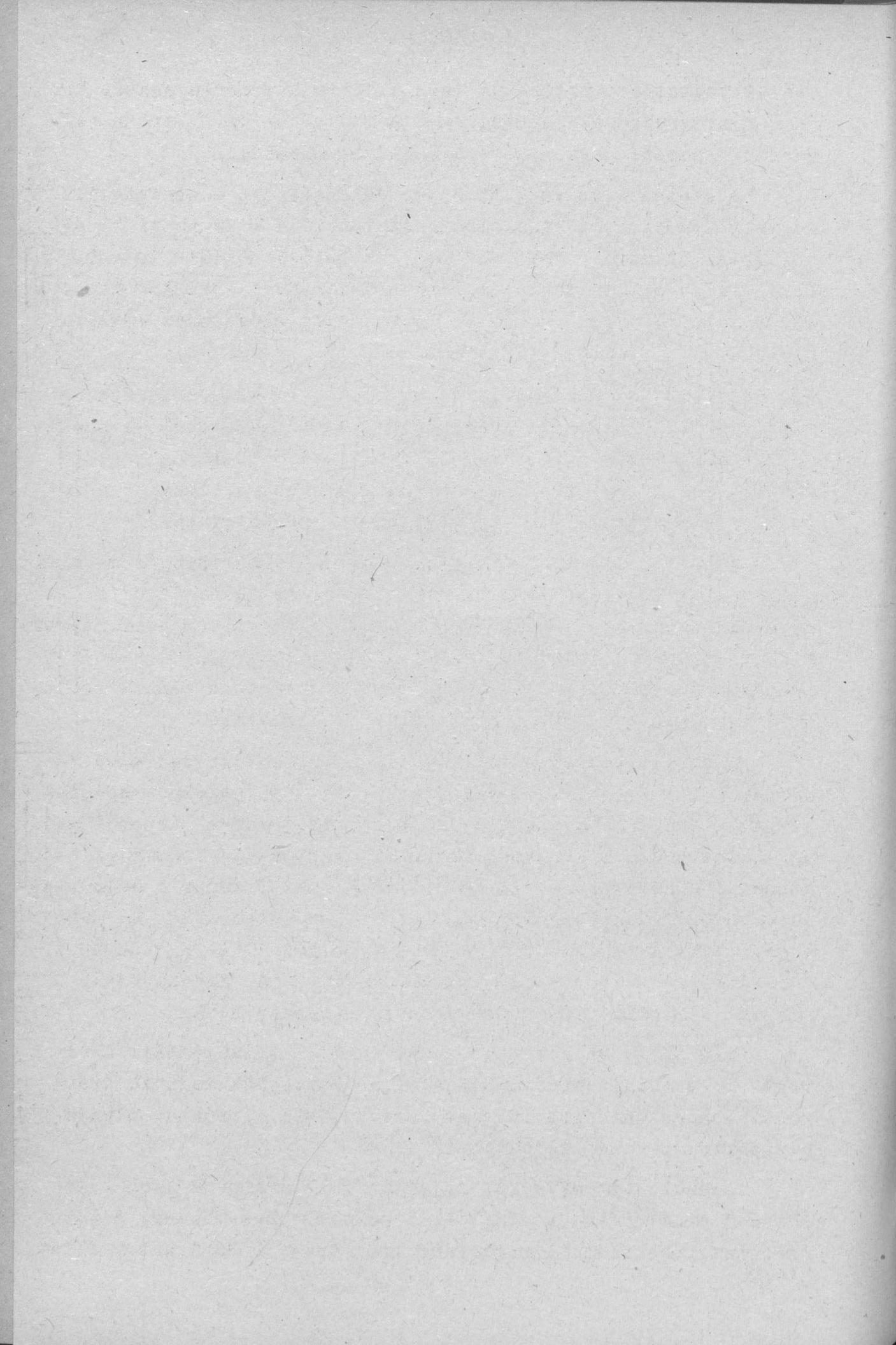
A szolenoid egység a "Szol.komm." "K<sub>5</sub>" mágneskapcsolójának "a" oldalán az "A" és "B" csatlakozási pontok rövidzárásának helyére beiktatható az "R<sub>2</sub>" ellenállás, amely lehetővé teszi a "Szol.komm." kapcsoló  $\rightarrow$  irányu állása mellett a szolenoid áramának két szint közötti ugrásszerű változtatását. Ha a "K<sub>6</sub>" kapcsoló rövidrezárja az "A - B" kapcsokat, akkor csak a szabályozó ellenállásának megfelelő áram halad át a szolenoidon. Az "R<sub>2</sub>" rövidrezárt áramkörének megszakításával /"K<sub>6</sub>" kapcsoló/ a szolenoid áramkörébe beiktatódik az "R<sub>2</sub>" ellenál-





11. ábra.

Szolenoid teljes áramköri kapcsolása



lás változtatható értéke. A megszakítást a vezérlő asztal "R<sub>2</sub>" "ki" nyomógombjának segítségével eszközölhetjük. /Erre a teljes mágnesezési görbe felvételénél van szükség./

A szolenoid egység "K<sub>7</sub>" mágneskapcsolója a demagnetizáló váltakozó áramot kapcsolja a szolenoidra a központi vezérlő asztal "Demagn." "Ki" és "Be" gombjainak működtetésével. Bekapcsolás pillanatában azonban először bontja a "K<sub>5</sub>" kapcsolók fenntartó áramkörét és az egyenáramot előzetesen lekapcsolja.

A központi vezérlő asztal "Stop" nyomógombja üzemzavar vagy veszély esetén pillanatszerűen mindent kikapcsol, a szolenoidot árammentesíti, a szabályzó ellenállást alaphelyzetébe állítja vissza és csupán a szolenoid olajhűtését hagyja működésben a főkapcsoló "Ki" nyomógombjának működtetéséig.

A szolenoid terébe helyezett vizsgálandó anyag demagnetizálása a szolenoidra kapcsolható 50 c/s. váltakozó áram segítségével történik oly módon, hogy a "Tr<sub>1</sub>" toroid transzformátor a "Tr<sub>2</sub>" 220/60 V áttételű transzformátoron keresztül kap folyamatosan szabályozható áramot. A "K<sub>7</sub>" kapcsoló csak a szolenoid egyenáramtól mentes állapotában működtethető.

A berendezés hitelesítése egy a kapcsolási vázlaton nem szereplő normáltekerics segítségével történik, amely a központi vezérlőasztal "N.T.Komm." jelű nyomógombjaival kapcsolható. Ugyancsak ezeknek a nyomógomboknak a segítségével kommutálható a normáltekerics árama. Az "J<sub>7</sub>" és "J<sub>8</sub>" jelzőlámpák a  $\leftarrow$  vagy  $\rightarrow$  áramirányokat jelzik. A normáltekerics csak a "K<sub>9</sub>" kapcsoló "NT" állásában lehet áram alá helyezni. A "K<sub>9</sub>" kapcsoló "NT" állásban a szolenoidot árammentesíti. A "K<sub>9</sub>" kapcsoló "Szol." állásban a normáltekerics kapcsolja ki.

A szabályzó berendezés "J<sub>1</sub>" és "J<sub>2</sub>" jelzőlámpáitól eltekintve a többi jelzőlámpát a mágneskapcsolók meghuzó áramköreibe sorosan építettük be. Ezzel a jelzőlámpák az olvadó biztosító szerepét is betöltik.

A szolenoid egységbe épített "Mü<sub>1</sub>" árammérő csak tájékoztató árammérésre szolgáló 1,5 oszt. Deprez-műszer. A laboratóriumi pontosságot megkívánó árammérést 0-30 A intervallum-814/G.

ban a "z" bontható rövidzár helyére iktatott 0,2 osztályu Deprez-rendszerű műszerrel, 30 - 150 A intervallumban pedig egy beépített, 0,1 osztályu "S" sőtön eső feszültségnek 0,2 % pontossággal való meghatározásával valósítjuk meg. A "z" rövidzárt külső, könnyen hozzáférhető helyen helyeztük el.

A szolenoidot a központi vezérlő asztallal nagyméretű 34 érpáros kétemeletes (I) (II) dugaszos csatlakozóval kötöttük össze.

Amint az előbbiekből is kitűnik, igyekeztünk még a látványos tulkomplikálások árán is biztosítani a kényelmes és üzembiztos kezelést, miután a berendezés kézikapcsolókkal való működtetése elkerülhetetlen tévedéseket rejt magában.

Az ismertetett berendezés teljes egészében a Központi Fizikai Kutató Intézet Ferromágneses Osztályán készült el. A kivitelezésért ezuton is köszönetet mondunk Kozma József főműhelyvezető, Szakács Béla főműhelyvezető, Marosi Endre intézeti mechanikus és Tumay János intézeti mechanikus kartársaknak.

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

- [1] M. Fallot, Ann. de Phys. 6. 305. /1936/
- [2] G. Gerloff, E. Löwe, Z. f. Phys. 98. 559. /1936/  
F. Bitter, Rev. Sci. Instr. 7. 482. /1936/  
И. М. Пысёв, Заб. Лаб. 2. 176. /1949/  
B. Lewis, Br. J. appl. Phys. 1.238. /1950/  
T.A. Heddle, Br. J. appl. Phys. 3. 95. /1952/
- [3] F.Bitter, Rev. Sci. Inst. 10. 373. /1939/
- [4] S. T. Lin and A.R. Kaufmann, Rev. Mod. Phys. 25. 182. /1953/.

Érkezett 1955. május 17.

---

Felelős kiadó: Faragó Péter  
JEGYZETSOROSÍTÓ ÜZEM - Budapest, V., Királyi Pál-u.5,  
Felelős vezető: Csajági István