

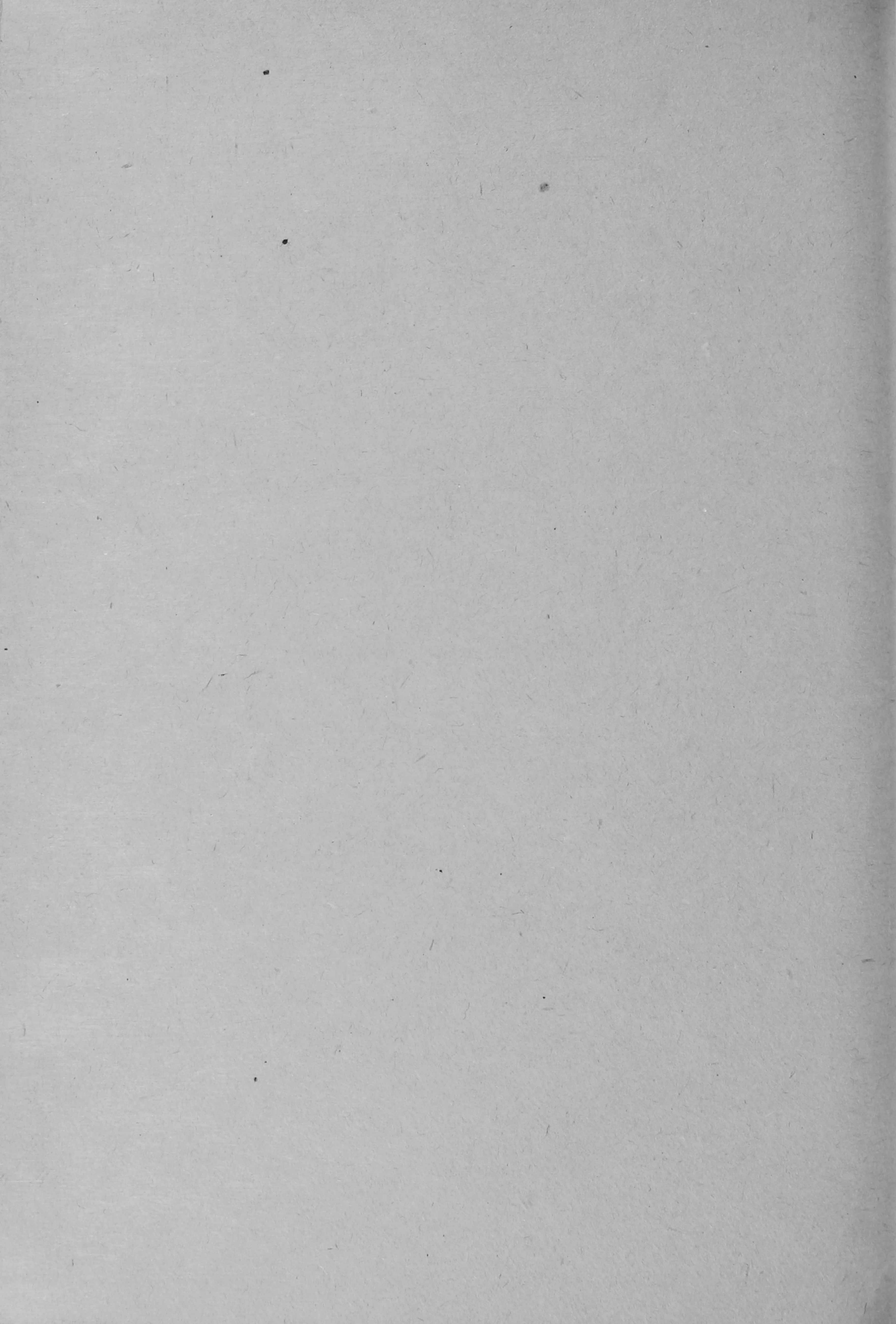
A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK
KÖZLEMÉNYEI

7. KÖTET

4. SZÁM

1959

BUDAPEST



R E P O R T S
of the
CENTRAL RESEARCH INSTITUTE FOR PHYSICS
of the
Hungarian Academy of Sciences

Vol.7.

1959

Nr.4

C O N T E N T S

	Page
1. E.Fenyves, A.Frenkel, V.Petrzilka, J.Sedlak, F.Telbisz and J.Vrana: Investigation of a High Energy Electron-Photon Cascade in Emulsion	183
2. Gy.Bozóki and É.Gombosi: On the Size-Distribution of Stars Observed in Nuclear Emulsions	189
3. T.Sándor, A.Somogyi and F.Telbisz: Atmospheric Effects and Periodicities of the Cosmic Radiation Measured 8 m Underground	199
4. I.Berkes and I.Demeter: Small Angle Scattering of Electrons	203
5. I.Kiss and I.Szabó: Vapour Pressure of Water-Methylethyl Ketone System	218
6. B.Sebestyén: Precision Power Supply for Laboratory Purposes	225
7. Gy.Iványi and F.Szlávik: A General-Use Ten Channel Time Analyzer	237
8. Gy.Farkas and P.Varga: Reduction of the Dark Current of Photomultipliers Having Large Transparent Cathode	248
9. P.Szabó: On the Effect of Total Reflection on the Optimum Dimensions of Collimators for Neutron Crystal Spectrometers and Diffractometers	257

Editor:

E. F e n y v e s

Editorial Board:

J.Eró, I.Kiss, T.Mátrai, Zs.Náray, L.Pál

Publisher: Central Research Institute for Physics

P.O.B. 49. Budapest 114.

S u m m a r i e s

1. Investigation of a High Energy Electron-Photon Cascade in Emulsion
E.Fenyves, A.Frenkel, V.Petrzilka, J.Sedlak, F.Telbisz and J.Vrana

A photon initiated high energy electron-photon cascade was investigated. The energy of the primary photon was determined from the longitudinal development and the lateral distribution of the cascade to be about $2 \cdot 10^{12}$ eV. The energy spectrum of electron pairs generated on the first 1,5 cascade units was measured. The spectrum obtained does not deviate significantly from either the spectrum calculated by the Bethe-Heitler theory or from that calculated by Migdal based on the Landau-Pomeranchuk-Ter-Mikaelyan-theory.

2. On the Size-Distribution of Stars Observed in Nuclear Emulsions
Gy.Bozóki and É.Gombosi

According to measurements reported by several authors, the frequency distribution of stars produced in nuclear emulsions by cosmic radiation represented in terms of the number of their gray and black prongs, yields a curve consisting of two straight lines which intersect at a prong number N about 7,5. Upon analysing the results of measurements on cosmic radiation and comparing them with those obtained in high energy accelerator experiments, it is found that above basic feature of the frequency curve is mainly the consequence of the energy spectrum of the primary particles generating these stars.

3. Atmospheric Effects and Periodicities of the Cosmic Radiation Measured 8 m Underground
T.Sándor, A.Somogyi and F.Telbisz

During 1957 we carried out measurements of the penetrating component of the cosmic radiation at a depth of 8 m underground (about 17 m w.e) by means of two small, identical, wide-angle telescopes. The absorption and decay coefficients were determined. Further we determined the solar daily variation of the penetrating component. The mean amplitude of the daily variation turned out to be $(3,0 + 0,2) \%$ with a maximum at $13,8 \pm 0,3$ hours UT.

4. Small Angle Scattering of Electrons
I.Berkes and I.Demeter

The small angle scattering of 615 keV electrons on N, A, Kr, and Xe gases has been investigated. Considering the electron cloud of the atom having a Hartree-distribution, the elastic and inelastic differential cross section is in the range of measurement $\vartheta > 1,5 \cdot 10^{-3}$ radian in accordance with the theory. Describing the screening of the elastic scattering by a

Yukawa-potential the best approximation of the measured results can be obtained by a screening parameter $a = (1,23 \pm 0,067) a_0 Z^{-1/3}$ resp. $a = (1,195 \pm 0,070) a_0 Z^{-1/3} \left(\frac{Z}{Z-1} \right)^{2/3}$

5. Vapour Pressure of Water-Methylethyl Ketone System

I.Kiss and I.Szabó

The vapour pressure of water-methylethyl ketone system was determined as a function of concentration at 20, 40 and 60°C temperatures and the partial vapour pressure of the components at 20°C temperature. The method developed for this purpose is suitable under adequate conditions, for the determination of the partial vapour pressure of any ketone.

6. Precision Power Supply for Laboratory Purposes

B.Sebestyén

The paper describes a stabilized d.c.power supply having a voltage range 95-525 V and a current range 0-220 mA. At a mains variation of $\pm 10\%$, the variation in its output voltage is $< 5 \cdot 10^{-5}$. The output resistance is $< 0,1$ ohm over the whole range. Its special design and zener reference diodes ensure a good long term stability.

7. A General-Use Ten Channel Time Analyzer

Gy.Iványi and F.Szlávik

A general descriptive theory is given to cover the several kinds of time analyzers. On the basis of it a multichannel system is described which can work as a differential analyzer, and as an integral analyzer as well. Fully automatized operation is made possible by the printing unit. A great variety of nuclear measurements, e.g. fluctuation measurements, can be carried through with great convenience and high precision.

8. Reduction of the Dark Current of Photomultipliers Having Large Transparent Cathode

Gy.Farkas and P.Varga

The photomultipliers of high amplification usually have a transparent photocathode of large area and their microoptical application (e.g. measuring of very small light currents) is hindered by their high noise level. The dark current can be reduced by suitable preparation of the photomultiplier (i.e. excluding the disturbing external electrostatic fields, covering the glass bulb with a conducting layer). A further decrease of the dark current is achieved by the reduction of the effective diameter of the photocathode by a magnetic lens. In this case only the illuminated part of the photocathode is sensitive and the electrons emitted by this small area can reach the multiplying system, but the dark current

electrons emitted by the unilluminated area return to the cathode. By these methods the number of dark current pulses was reduced to $3 \cdot 10^3$ pulse/sec without any significant decrease in sensitivity.

9. On the Effect of Total Reflection on the Optimum Dimensions of Collimators for Neutron Crystal Spectrometers and Diffractometers

P. Szabó

In developing further the considerations of a previous paper [4], presently we examine the effect of the total reflection developing on the walls of primary collimators used in neutron diffractometers and crystal spectrometers on the optimum dimensions of such collimators. The formulae for computation of the intensity transmitted by a single total reflection are given. It is shown that as to the intensity thus transmitted (similarly to the case of direct transmission treated in ref. [4]) there is an optimum in the dimensions of the collimator which in cases of practical interest is found to be the same as that determined for direct transmission.

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

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

7.kötet

1959

4.szám

T A R T A L O M J E G Y Z É K

	Oldal
1. Fenyves Ervin, Frenkel Andor, Petrzilka V., Sedlak J., Telbisz Ferenc és Vrana J.: Nagyenergiájú elektron-foton kaszkád vizsgálata emulzióban	183
2. Bozóki György és Gombosi Éva: Fotoemulzióban észlelt csillagok karszám szerinti gyakoriság eloszlásának vizsgálata	189
3. Sándor Tamás, Somogyi Antal és Telbisz Ferenc: 8 m mélységben észlelt kozmikus sugárintenzitás atmoszférikus effektusai és periodicitásai	199
4. Berkes István és Demeter István: Elektronok kisszögű szórása .	203
5. Kiss István és Szabó Elekné: A víz-metiletilketon rendszer gőznyomása	218
6. Sebestyén Béla: Precíziós laboratóriumi tápegység	225
7. Iványi Gyula és Szilávik Ferenc: Egy univerzális tizesatornás időanalizátor	237
8. Farkas Győző és Varga Péter: Transzparens-katódu elektronsok-szorozó sötétáramának csökkentése	248
9. Szabó Pál: A totálreflexió befolyása neutron-kollimátorok méretezésére	257

Technikai szerkesztő: Stancsich Györgyné

NAGYENERGIÁJU ELEKTRON-FOTON KASZKÁD VIZSGÁLATA EMULZIÓBAN

Írta: Fenyves Ervin, Frenkel Andor, Petržilka V.,[‡] Sedlak
J.,[‡] Telbisz Ferenc és Vrana J.[‡]

Kozmikus sugárzási osztály

Összefoglalás

Egy foton által keltett nagyenergiájú elektron-foton záport vizsgáltunk emulzióban. A primér foton energiája a zápor longitudinális kifejlődése és a laterális eloszlás alapján 2×10^{12} eV-nak adódott. Meghatároztuk az első 1,5 kaszkád egységen keltett elektronpárok energiaspektrumát. Az így nyert spektrum nem tér el szignifikánsan sem a Bethe-Heitler formulák alapján számított spektrumtól, sem pedig a Landau-Pomerancsuk-Ter-Mikaelyan elmélet alapján Migdal által számított spektrumtól.

1. Bevezetés

Megvizsgáltunk egy nagyenergiájú elektron-foton záport, amit az 1955-ös Po-expedíció során besugárzott emulziós csomagban találtunk. A zápor egy nagyenergiájú elektron-foton párral kezdődik, amit egy, az emulzióba kívülről érkező foton keltett.

Az elektron-foton zápor elég laposan feküdt az emulzióban és 5 kaszkád egység mélységig volt követhető (egy kaszkád egység = 2,83 cm).^x Meghatároztuk a záport keltő primér foton energiáját, továbbá az első pár keletkezésétől 1,5 kaszkád egység mélységig keltett párok energiaspektrumát, és a kapott energiaspektrumot összehasonlítottuk a Bethe-Heitler elmélet (B-H elmélet) alapján [1] számított spektrummal, valamint a Migdal [2] által a Landau-Pomerancsuk-Ter-Mikaelyan elmélet (L-P-T-elmélet) [3][4] alapján számított spektrummal; utóbbinál a közegnek a fékezési sugárzásra gyakorolt hatása is figyelembe van véve.

2. A primér energia meghatározása

A primér foton energiáját (E_0) a Csudakov-Perkins effektus alapján (az első pár ionizációjának a csökkenése pályájuk elején) [5, 6, 7], vala-

[‡]Csehszlovák Tudományos Akadémia Fizikai Intézete
Károly egyetem Műszaki és Magfizikai Fakultása

^xA mélységet a primér foton által keltett első pár kezdetétől számítjuk.

mint a zápor longitudinális és laterális eloszlása alapján [8, 9, 10] 2,8, 4 és 5 kaszkád egység mélységben határoztuk meg.

Az első pár ionizációját megmértük pályájának első 250 μ -os szakaszán. Az ionizáció csökkenéséből a Csudakov formula alapján a primér foton energiája $\geq 2 \cdot 10^{12}$ eV-nak adódott.

A primér energia értékét a zápor longitudinális kifejlődéséből is meghatároztuk Pinkau módszerét alkalmazva [8]. Az elektronok integrális energiaspektrumát 2,8, 4 és 5 kaszkád egység mélységben a zápor tengelye körül 200 μ sugaru körben határoztuk meg. Az így kapott spektrumot a fenti körön kívül eső elektronok miatti veszteségekre ugyanolyan módon korrigáltuk, mint Pinkau [8]. A primér energiát a 300, 450 és 600 MeV-nél nagyobb energiájú elektronok számából határoztuk meg, a Butcher, Chartres és Messel [11] által A approximációval számított kaszkád görbéket alkalmazva. A primér energia hibáját a kaszkád fluktuációkra vonatkozó Jánossy és Messel [12] számítások alapján határoztuk meg. A primér foton energiájára ilyen módon kapott értékek az I. táblázat 2. oszlopában találhatóak

I. táblázat
Primér foton energiája 10^{12} eV-ban mérve.

Módszer mélység kaszkád egységben	longitudinális kifejlődés A. appr. [8] [11]	laterális eloszlás B. appr. [9]	longitudinális kifejlődés Monte-Carló számítás [10]	Csudakov- Perkins effektus
Kezdet				≥ 2
2,8	$2,0 \pm 0,7$	$\sim 1,9$	$\sim 3,1$	
4	$1,0 \pm 0,2$	$\sim 0,9$		
5	$1,1 \pm 0,1$	$\sim 0,9$		
Sulyozott közép	$1,1 \pm 0,1$	$\sim 1,0$	$\sim 3,1$	≥ 2

A primér energiát meghatároztuk a laterális eloszlás alapján is. Felvettük a záporhoz tartozó elektronok^x target diagrammját 2,8, 4 és 5 kaszkád egység mélységben. A zápor tengelye körüli adott R sugaru körön belül lévő összes elektronok számát N/R függvényében ábrázoltuk. Az E_0 primér energia megbecsülhető úgy, hogy az így kapott laterális eloszlásokat összehasonlítjuk a Pinkau által [9] a Nishimura és Kamata [13] által az elektronok laterális

^xA következő két kritérium alapján fogadtunk el egy elektront a záporhoz tartozónak [9]: a/ a nyom mentén a szemcseürülés a plató értéken volt, b/ a nyom vetülete és a zápor tengelyének a vetülete közötti szög kisebb volt, mint 25° .

eloszlására B approximációban megadott formulák alapján számolt görbékkel. Az ilyen módon elvégzett energiameghatározás eredményei az I. táblázat 3. oszlopában található.

A longitudinális és laterális eloszlásból az A ill. B approximáció segítségével kapott energiaértékek azonban szisztematikusan alábecsültek, mivel egyik közelítésnél sincs figyelembe véve a záporrészecskék összes lehetséges kölcsönhatása és azonkívül a számítások a sugárzásra és párkeltésre vonatkozó asszimptotikus formulák alapján történtek.

Pontosabb értéket kaphatunk a primér energiára Varfolomejev és Szvetlolobov [10] görbéinek segítségével. Utóbbi szerzők kiszámították a 300 MeV-nél nagyobb energiájú elektronok számát az E_0 primér energia függvényében különböző kaszkádmélységeknél egészen 2,8 kaszkád egységig, figyelembe véve a záporrészecskék összes lehetséges kölcsönhatását és a sugárzásra, valamint a párkeltésre vonatkozó energia-függő formulákat. Ezen adatokból 2,6 kaszkád egységnél $3,1 \times 10^{12}$ eV-ot kaptunk a primér foton energiájára. Ez az energiaérték magasabb, mint az előbbi két módszerrel kapott értékek /lásd I. táblázat/.

Az I. táblázatból látható, hogy a különböző kaszkádmélységekben különböző módszerekkel meghatározott energiaértékek nem térnek el szignifikánsan egymástól. Nem hanyagolható el azonban a primér energia szisztematikusan alábecslése, ami akkor adódik, ha az A és B approximáció alapján készült táblázatokat és görbéket használjuk.

Figyelembe véve ez utóbbi tényt, az I. táblázat adatai alapján a primér foton energiáját közelítőleg 2×10^{12} eV-ra becsültük.

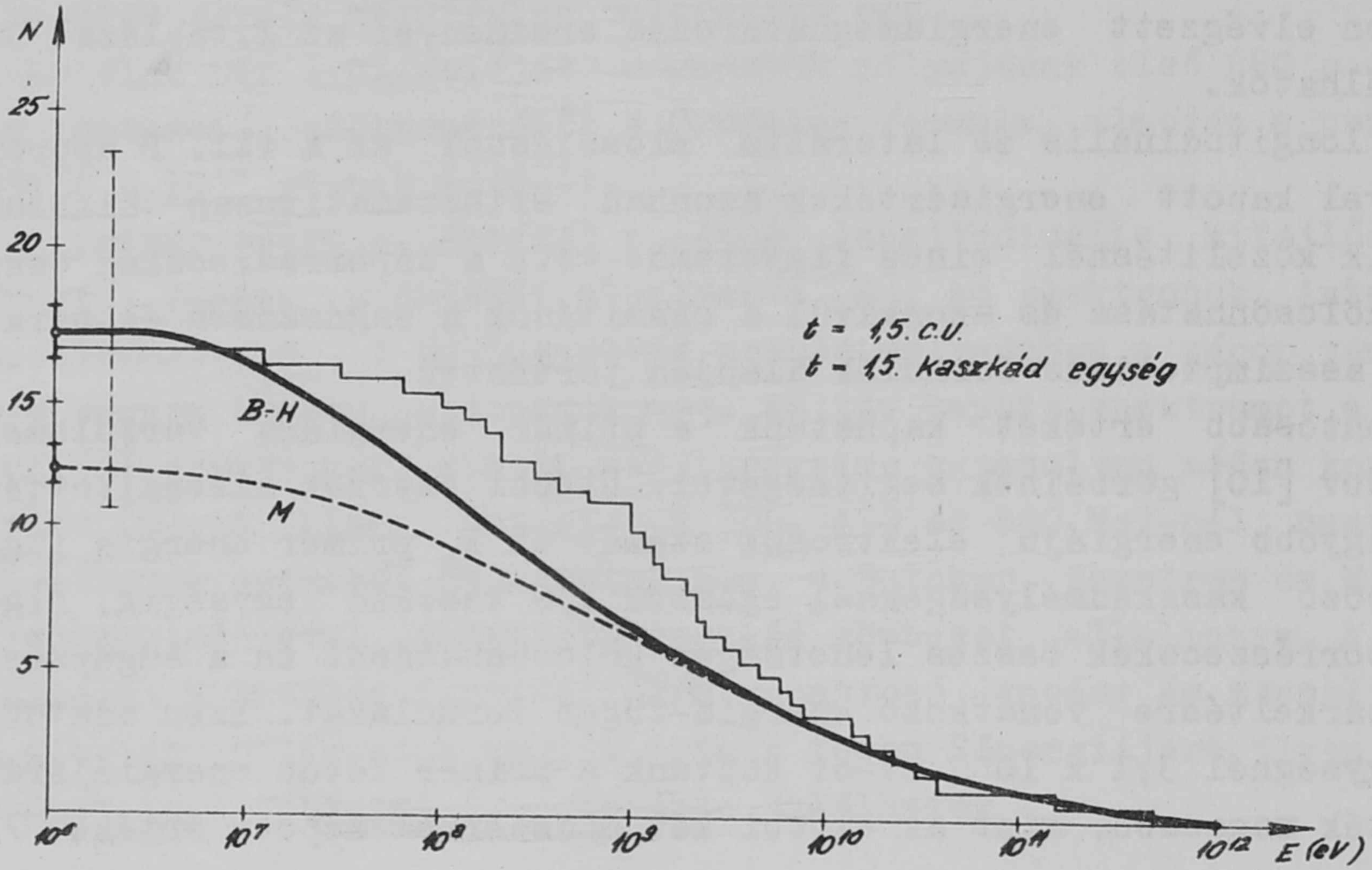
3. A párok spektrumának vizsgálata

Megmértük az első pár kezdetétől 1,5 kaszkád egység mélységig keltett elektron-pozitron párok energiáját. Az egyes párok energiáját Lohrman módszerével [14], vagy szóródásméréssel (relatív ill. egyszerű szóródásméréssel) határoztuk meg. Egyes esetekben mindkét módszert alkalmaztuk. A párokon végzett energiamezés eredménye a II. táblázatban és az 1. ábrán látható. A histogramm a II. táblázat mérési adatainak felel meg, föltételezve, hogy a primér foton 2×10^{12} eV energiája egyenlően oszlott meg az első pár két elektronja között. Az adatok egy $1 \cdot 10^{12}$ eV energiájú elektronra vannak vonatkoztatva. A B-H és M görbék a Montecarló módszerrel a B-H formulák [1], ill. a Migdal által az L-P-T elmélet [3][4] alapján 1×10^{12} eV energiájú primér elektron esetére számolt elektronpár spektrumot ábrázolják.

A hibákat a Varfolomejev és Szvetlolobov [10] által megadott kaszkád fluktuációknak megfelelően számítottuk.

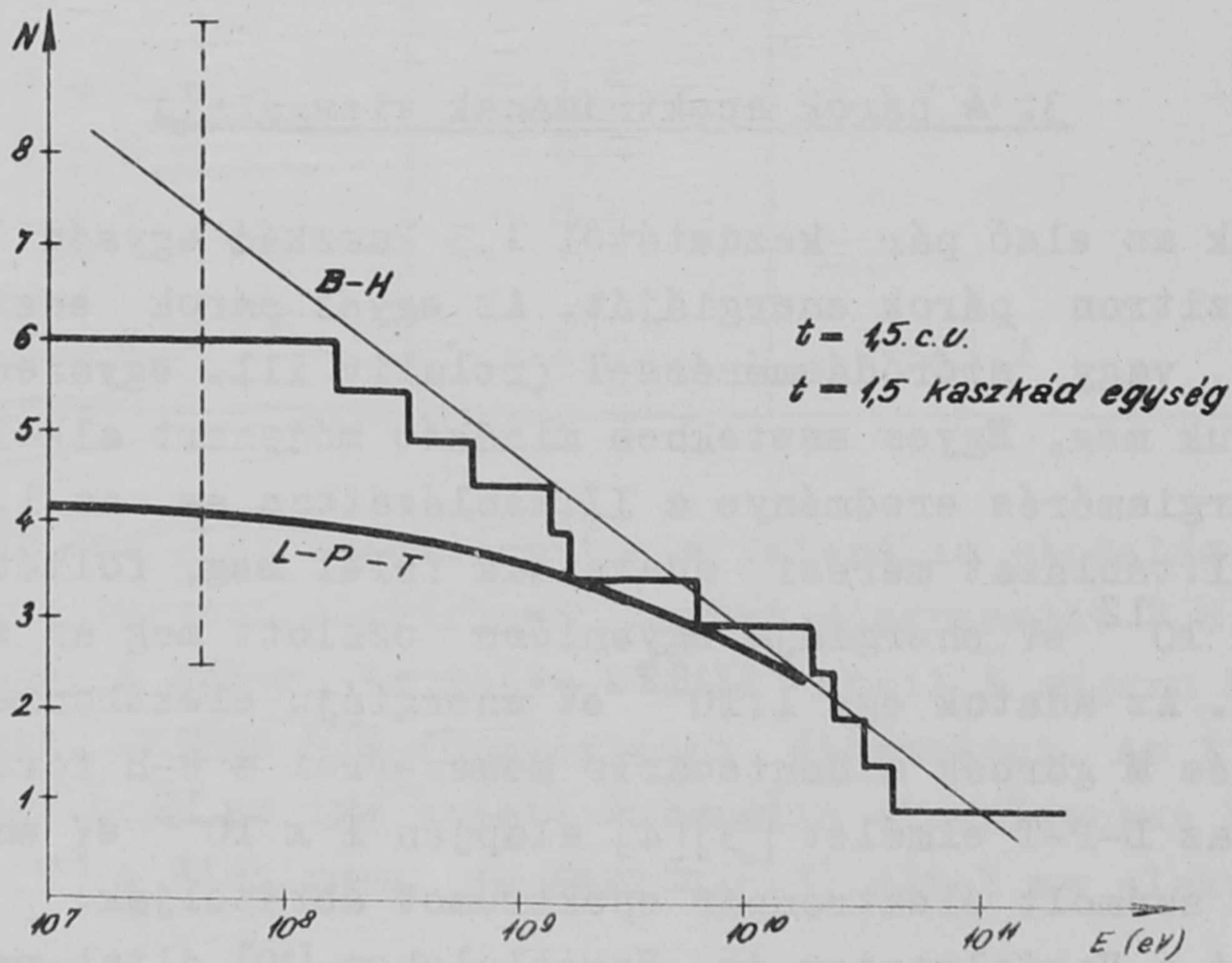
Nyilvánvaló az 1. ábrából, hogy a nagy statisztikus hiba következtében a mért spektrum nem tér el szignifikánsan sem a B-H sem az M görbétől.

Hasonló következtetésre jutunk akkor is, ha a fékezési sugárzási fo-



1. ábra

A párok integrális energiaspektruma 1,5 kaszkád egység mélységig, a histogramm megfelel a mérési adatoknak; a B-H és M görbék a Bethe-Heitler [1] és Migdal [2] formulák alapján Monte-Carlo kalkulációval számított görbék. Primér elektron energiája 10^{12} eV



2. ábra

A fékezési sugárzások első generációjának integrális energiaspektruma. A histogramm megfelel a mérési adatoknak, a B-H és L-P-T görbék a Bethe-Heitler [1] ill. Landau-Pomerancsuk-Ter-Mikaelyan elméleteknek [3, 4] megfelelően számított görbék /lásd ref. 15 /.

II. Táblázat

A pár sorsz.	Távolság a zápor kezdetétől /kaszád egys./	Távolság a tengelytől (u)	E(GeV)
1	0,	0	
2	0,2	tengely	160
3	0,2	"	500
4	0,38	"	2,5
5	0,51	"	30
6	0,57	"	1,16
7	0,60	"	0,32
8	0,64	"	23
9	0,69	"	17
10	0,76	260	0,18
11	0,86	135	0,030
12	0,89	tengely	1,30
13	0,92	18	0,21
14	0,92	5,5	7,1
15	0,92	tengely	0,6
16	0,93	340	0,013
17	0,95	9	3,1
18	0,98	tengely	0,14
19	0,98	"	5,8
20	1,06	"	38
21	1,11	7	1,90
22	1,22	7	2,0
23	1,22	16	0,21
24	1,23	15	0,11
25	1,25	130	0,064
26	1,26	8	3,3
27	1,30	4	0,98
28	1,32	11	0,42
29	1,32	9	1,20
30	1,40	20	5,9
31	1,41	18	4,55
32	1,41	8	14,9
33	1,45	9	2,2
34	1,47	9	2,2

tonok első generációjának energiaspektrumát vizsgáljuk meg, Miesovicz és munkatársainak [15] módszerét használva (2.ábra). A fotonok első generációjához tartozó párok mint olyan látszólagos tridentek észlelhetők, amelyek a tengelytől 1μ -nál nem nagyobb távolságban keletkeznek. A histogramm a kísérletileg talált értékeket ábrázolja. A B-H [1] és L-P-T [3,4] elméletek alapján számított B-H és L-P-T eloszlásokat a [15] referátumból vettük át.

A fentiekből látható, hogy az általunk megvizsgált egyetlen kaszkádból nem lehetséges semmilyen határozott következtetést sem levonni a B-H ill. az L-P-T elméletek érvényességére vonatkozólag. Eredményeink azonban úgy tekinthetők, mint hozzájárulás egy szükségképpen több eseményből álló adatcsoporthoz.

Ezen a helyen szeretnénk köszönetet mondani Jánossy Lajos professzornak az értékes diszkusszióért, és Farkas Györgynek a méréseknél végzett munkájáért.

I r o d a l o m

- [1] Heitler W.: The Quantum Theory of Radiation, Oxford, 1954.
- [2] Migdal A.B., Phys.Rev. 103, 1811 /1956/
- [3] Landau L.L. és Pomerancsuk I.A., DAN, 92, 535, 735 /1953/
- [4] Ter-Mikaelyan M.L., DAN, 94, 1033 /1954/
- [5] Csudakov A.E., Izvesztija AN SSSR 19, 651 /1955/
- [6] Perkins D.H., Phil.Mag. 46, 1146 /1955/
- [7] Wolter W. és Miesovicz M. Nuovo Cim. 4, 648 /1956/
- [8] Pinkau K., Nuovo Cim. 3, 1285 /1956/
- [9] Pinkau K., Phil.Mag. 2, 1389 /1957/
- [10] Varfolomeev A.A., és Szvetloolobov I.A., preprint /1959/
- [11] Butcher J.C., Chartres B.A. és Messel H., Nucl.Phys. 6, 241 /1958/
- [12] Jánossy L. és Messel H., Proc.Phys.Soc. A 63, 1110 /1950/
- [13] Nishimura J. és Kamata K., Progr. Theor.Phys. 7, 185 /1952/
- [14] Lohrman E., Nuovo Cim. 2, 1029 /1955/
- [15] Benisz J., Chylinski Z. és Wolter W., Nuovo Cim. 11, 525 /1959/

Érkezett 1959.augusztus 28.

KFKI Közlemények 7.évf. 4.szám, 1959.

FOTOEMULZIÓBAN ÉSZLELT CSILLAGOK KARSZÁM SZERINTI GYAKORISÁG ELOSZLÁSÁNAK VIZSGÁLATA

Irta: Bozóki György és Gombosi Éva

Kozmikus Sugárzási Osztály

Összefoglalás

A kozmikus sugárzás által keltett csillagok karszám szerinti gyakoriság eloszlása több szerző mérése szerint két egyenesszakaszból álló görbével közelíthető, melyek az $N = 7,5$ pont körül metszik egymást. A kozmikus sugárzással végzett mérések analizise és a gyorsítókkal kapott mérési eredmények alapján meg lehetett állapítani, hogy a gyakoriság görbe ezen jellegzetes alakját a csillagokat keltő primér részecskék energiaspektruma okozza.

1. Bevezetés

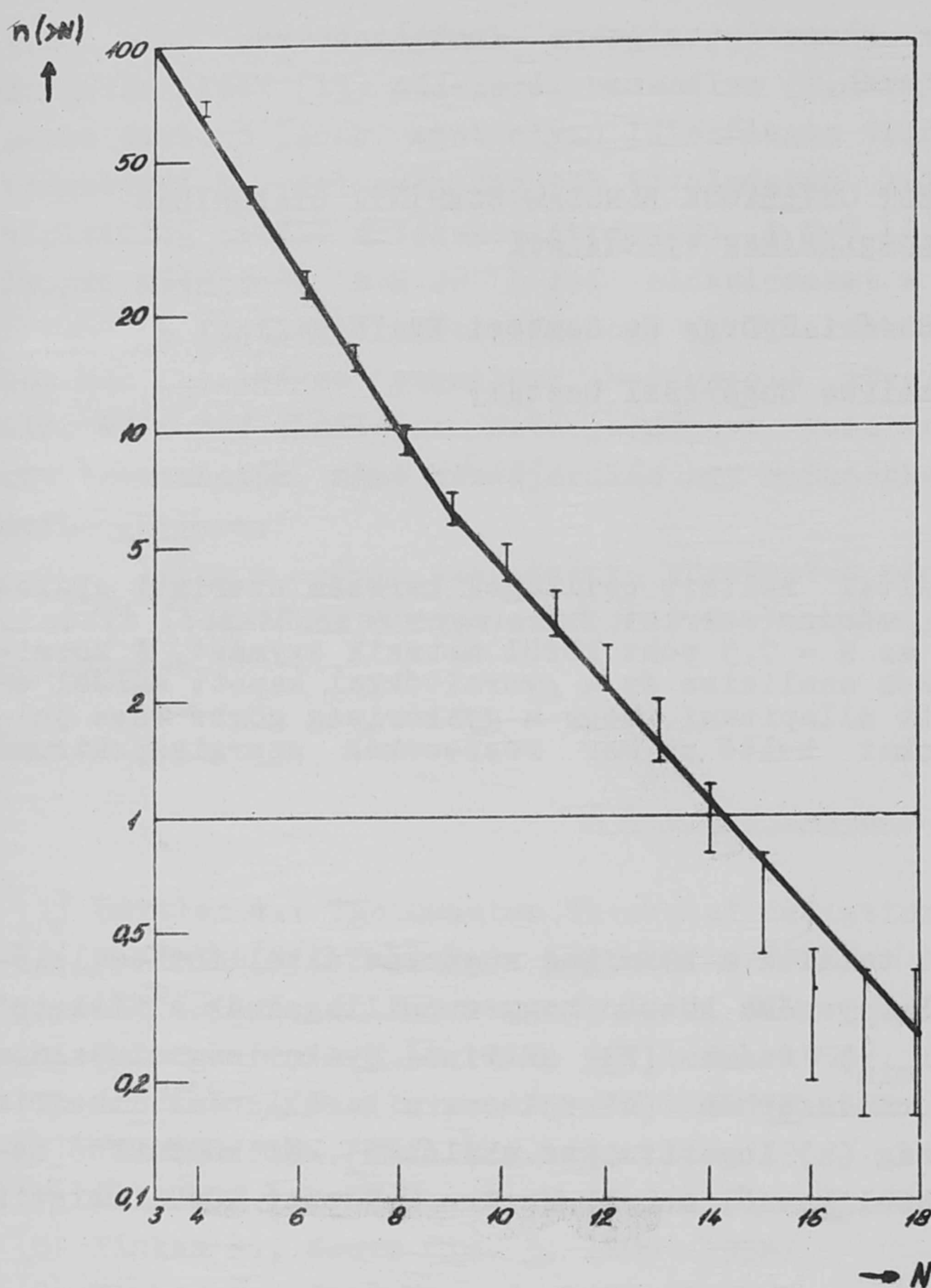
Több szerző [1-6] azt találta a kozmikus sugárzás által fotoemulzióban kiváltott csillagok tanulmányozása közben, hogy a csillagoknak a "fekete" és "szürke" karok ($i \geq 1,4 i_{\min}$) száma (N) szerinti gyakoriság eloszlása féllogaritmikus koordináta rendszerben (abszcissza a karok száma lineáris skálában, ordináta a gyakoriság (n) logaritmikus skálában) két különböző meredekségű egyenes vonallal közelíthető, melyek az $N = 7,5$ pont körül metszik egymást (lásd pl. 1. ábra).

2. Kozmikus sugárzás részecskéi által kiváltott csillagok vizsgálata

Az említett szerzők méréseiket tengerszinten, hegy- és ballonmagasságban, abszorbenssel és anélkül, valamint különböző földrajzi szélességeken végezték el. Az eredmények minden esetben a jellegzetes, két egyenessel közelíthető görbét szolgáltatták.

George és Jason [1], N. Page [2], valamint Birnbaum és munkatársai [3] szerint a gyakorisággörbében lévő törést főleg az emulzió összetétele okozza. Feltételezték ugyanis, hogy a sokkaru események az emulzió nehéz magjaival (Ag, Br) történő ütközések, míg a kevés kar tartalmazó csillagok az emulzió könnyű magjaival (C, O, N) történő ütközések eredményei. A könnyök tájékán pedig olyan átmeneti tartomány van, melyben a kétféle ütközés valószínűsége azonos.

Egy további hipotézist Teucher vetett fel [4]. Szerinte, hogyha a nagyenergiájú nukleonok (melyek a nukleon kaszkádnak a légkörben való ki-



1. ábra

[1] által kapott karszám szerinti integrális eloszlás kozmikus sugárzással exponált emulziós lemezeken

fejlődését fenntartják) által okozott csillagokat vizsgálánánk, akkor egy törés nélküli gyakoriságeloszlás görbét kapnánk a karok számának függvényében, s a könyököt éppen a kisenergiájú nukleonok okozzák. Ezért nagyobb magasságban, ahol a nagyenergiájú részecskék nagyobb számban vannak jelen, a könyök kevésbé kifejezett.

Meg kell említenünk, hogy [1] és [3] sem zárja ki annak a lehetőségét, hogy a csillagokat kiváltó részecskék energia spektruma is befolyásolhatja a gyakorisággörbe jellegzetes alakjának kialakulását, a legutóbbi időig azonban nem alakult ki egységes felfogás a görbe alakjának magyarázatára.

Ha elfogadjuk azt a feltevést, hogy a görbében lévő "törést" a csillagokat keltő részecskék energiaspektruma okozza, akkor a következő eredmények várhatók:

1. Tekintettel arra, hogy a kozmikus sugárzás részecskéinek energiaspektruma a magasság növekedésével egyre inkább a nagyobb energiák felé tolódik el, a gyakoriság görbéknek különböző magasságokban különböző lefutást kell mutatniuk.

2. Ha monoenergetikus részecskenyalábok által kiváltott csillagok gyakoriságeloszlásait a kozmikus sugárzás energiaspektrumának figyelembevételével összegezzük, akkor az így kapott görbéknek is a kozmikus sugárzás által okozott csillagok gyakoriság eloszlás görbéihez hasonló lefutásuaknak kell lenniük [7] és a magassággal is hasonló változást kell mutatniok.

A fenti megfontolás értelmében összegyűjtöttük az irodalomban található gyakoriságeloszlásokat és ott ahol nem volt megadva, kiszámítottuk az

eloszlásokat közelítő egyenesek meredekségét (a_1 és a_2) valamint a könyök helyét. A nyert adatokat a magasság függvényében az I. táblázatban tüntettük fel.

1. táblázat.

	atm. vast. g/cm ²	Az egyenesek meredeksége		Könyök helye	Irodalom
		a_1	a_2		
Ballon kísérletek	13	,286 ± ,012	,199 ± ,016	6,2	(3)
	13	,286 ± ,055	,188 ± ,046	7,5	(3)
	15	,301 ± ,044	,195 ± ,017	6,9	(3)
	22	,327 ± ,048	,197 ± ,010	7,3	(3)
	50	,267 ± ,004	,213 ± ,005	8,0	(5)
	56,7	,388 ± ,017	,176 ± ,017	7,8	(4)
	300	,412 ± ,079	,248 ± ,059	8	(3)
Hegyi mérések	680	,48	,33	8,9	(1)
	680	,521	,331	6,3	(2)
	680	,365 ± ,085	,280 ± ,010	8,2	(3)
	680	,499 ± ,006	,274 ± ,008	7,2	(4)
Tengerszinten végzett mérések	1030	,48	,33	8,8	(1)
	1050	,604 ± ,037	,310 ± ,010	8,3	(4)

A táblázatból látható, hogy a könyök helye, valamint mindkét egyenes iránytangense növekvő magassággal lassan csökken. Annak megállapítása végett, hogy ez a csökkenés szignifikáns-e

$$a_1 = \alpha_1 \log h + \beta_1 \quad \text{ill.} \quad a_2 = \alpha_2 \log h + \beta_2 \quad (1)$$

alaku összefüggést tételezve fel az egyenesek meredeksége és az atmoszféra vastagsága (h g.cm⁻²-ben mérve) között korreláció számítását végeztünk. A számítás eredményeként az alábbi korrelációs együtthatók adódtak:

$$r_1 = 0,943 \pm 0,026 \quad \text{ill.} \quad r_2 = 0,987 \pm 0,025 \quad (2)$$

melyek azt mutatják, hogy a kapcsolat szignifikáns.^x

^xA mérési adatokban talált fluktuáció, a statisztikus szóráson kívül annak lehet a következménye, hogy a méréseket nem azonos geomágneses szélességi fokon és nem azonos típusú emulzióval végezték.

A 2. ábrán a kísérleti pontokat az (1) egyenlettel és a korrelációszámításból adódó

$$\alpha_1 = 0,172 \pm 0,014$$

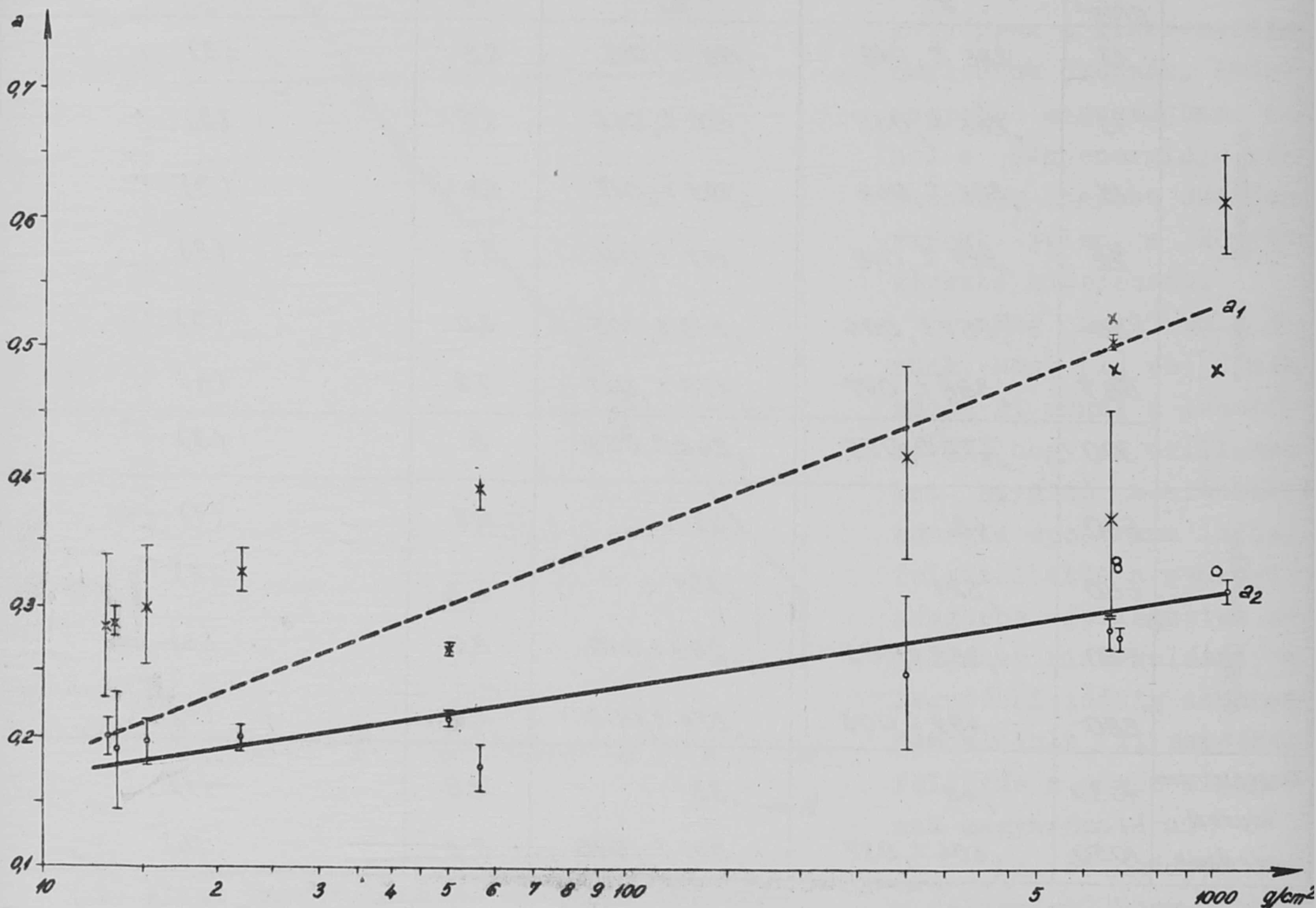
$$\alpha_2 = 0,069 \pm 0,010$$

$$\beta_1 = 0,009 \pm 0,031$$

$$\beta_2 = 0,100 \pm 0,025$$

(3)

értékkel közelítettük.



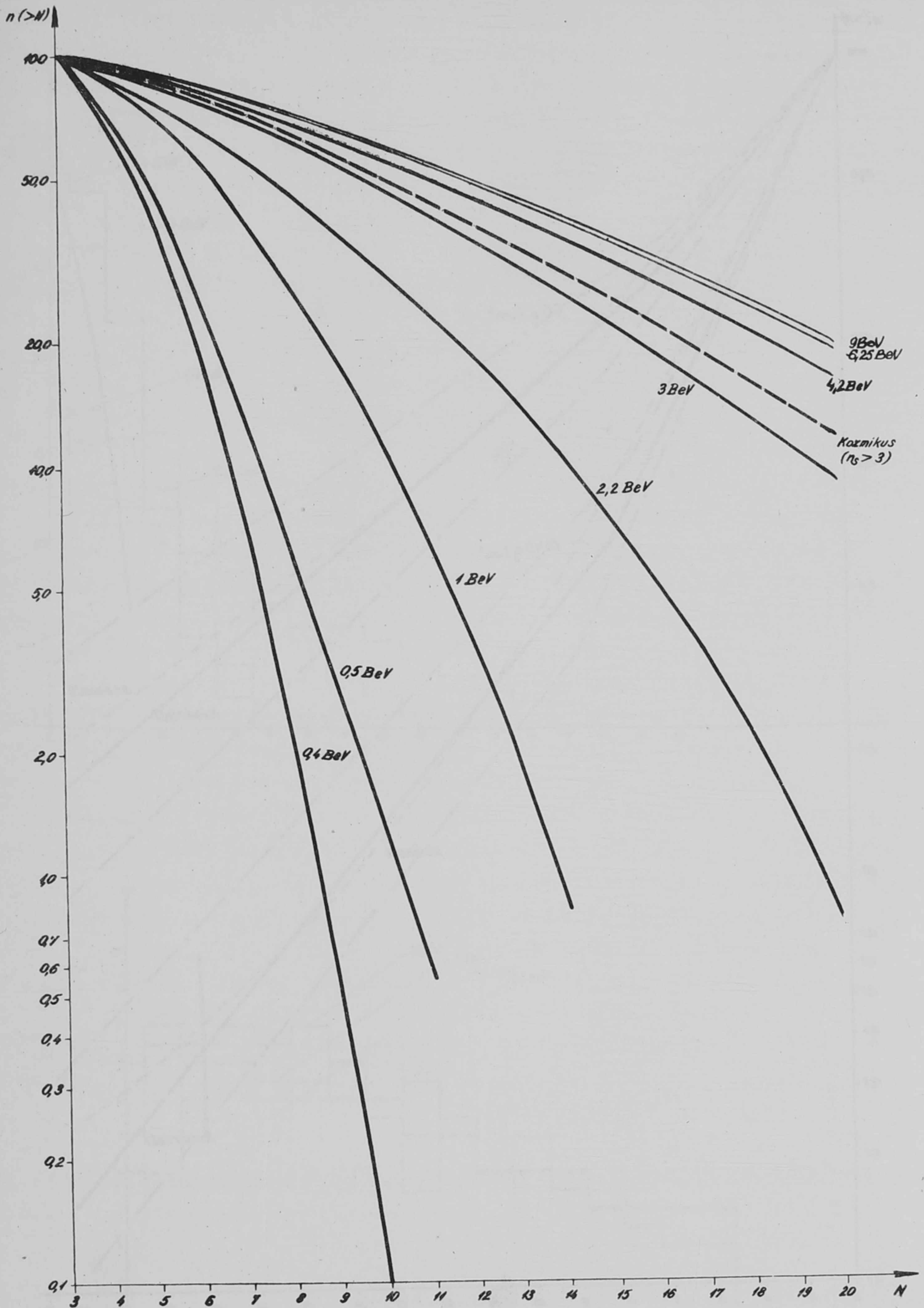
2. ábra

A különböző magasságokban kozmikus sugárzással exponált lemezekben talált eloszlásokat közelítő egyenesek iránytangensei a magasság függvényében. (A szaggatott görbe a_1 -re, a folytonos a_2 -re vonatkozik.)

3. Monoenergetikus protonnyalábok által okozott csillagok vizsgálata

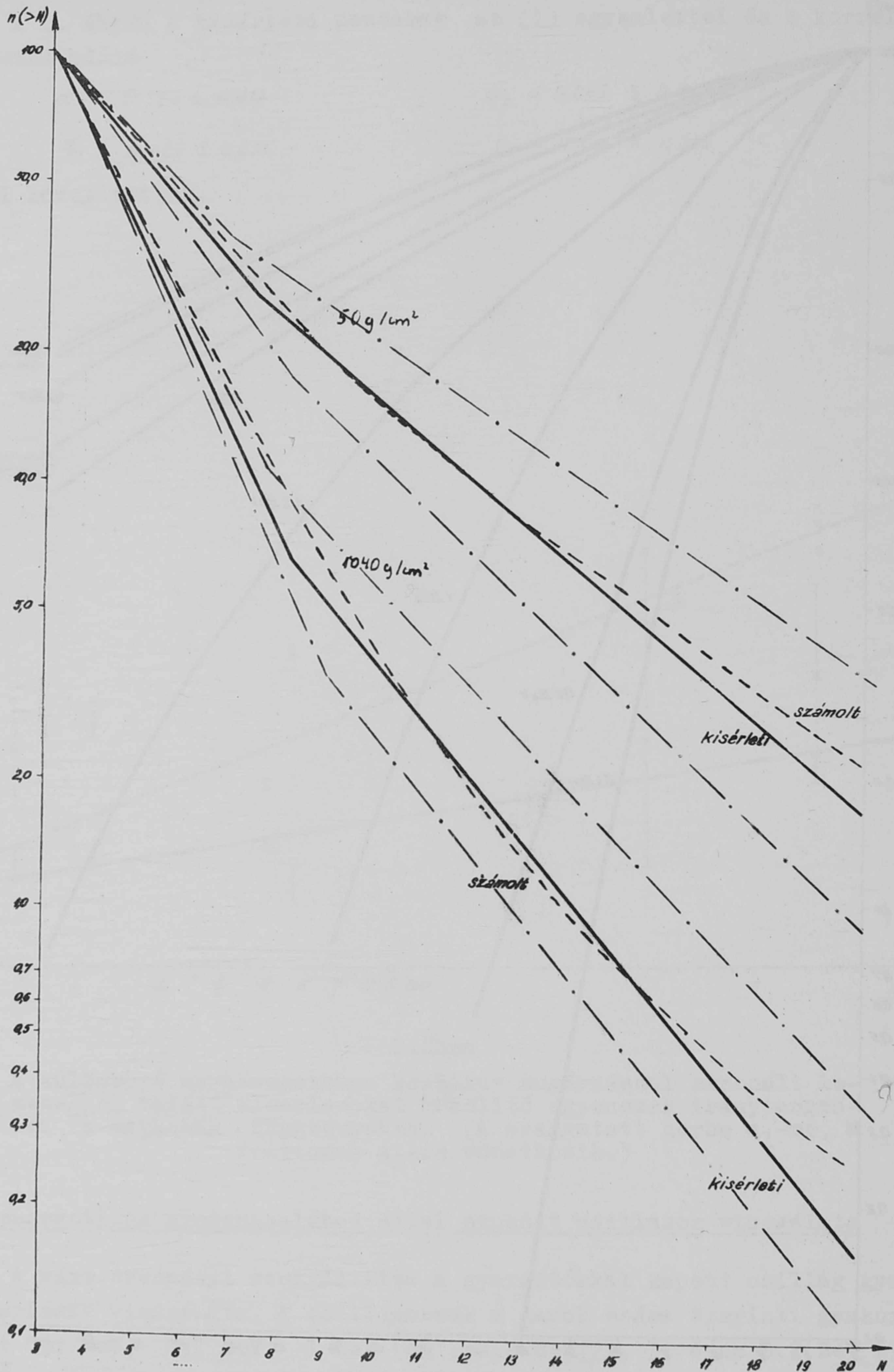
A várt eredményt szolgáltatotta a gyorsítókkal kapott csillag gyakoriság eloszlások vizsgálata. A csillagoknak a karok száma szerinti gyakoriság-görbéjét 0,4 BeV, 0,6 BeV, 1 BeV [8], 2,2 BeV [7], 3, 4 és 6,2 BeV [9] és 9,3 BeV^x protonenergiák esetén a 3. ábrán mutatjuk be.

^xA 9,3 BeV-re vonatkozó adatokat részint a dubnai laboratórium bocsátotta rendelkezésünkre, részint a Dubnából kapott fotoemulziós lemezek Budapesten történt vizsgálata során nyertük.



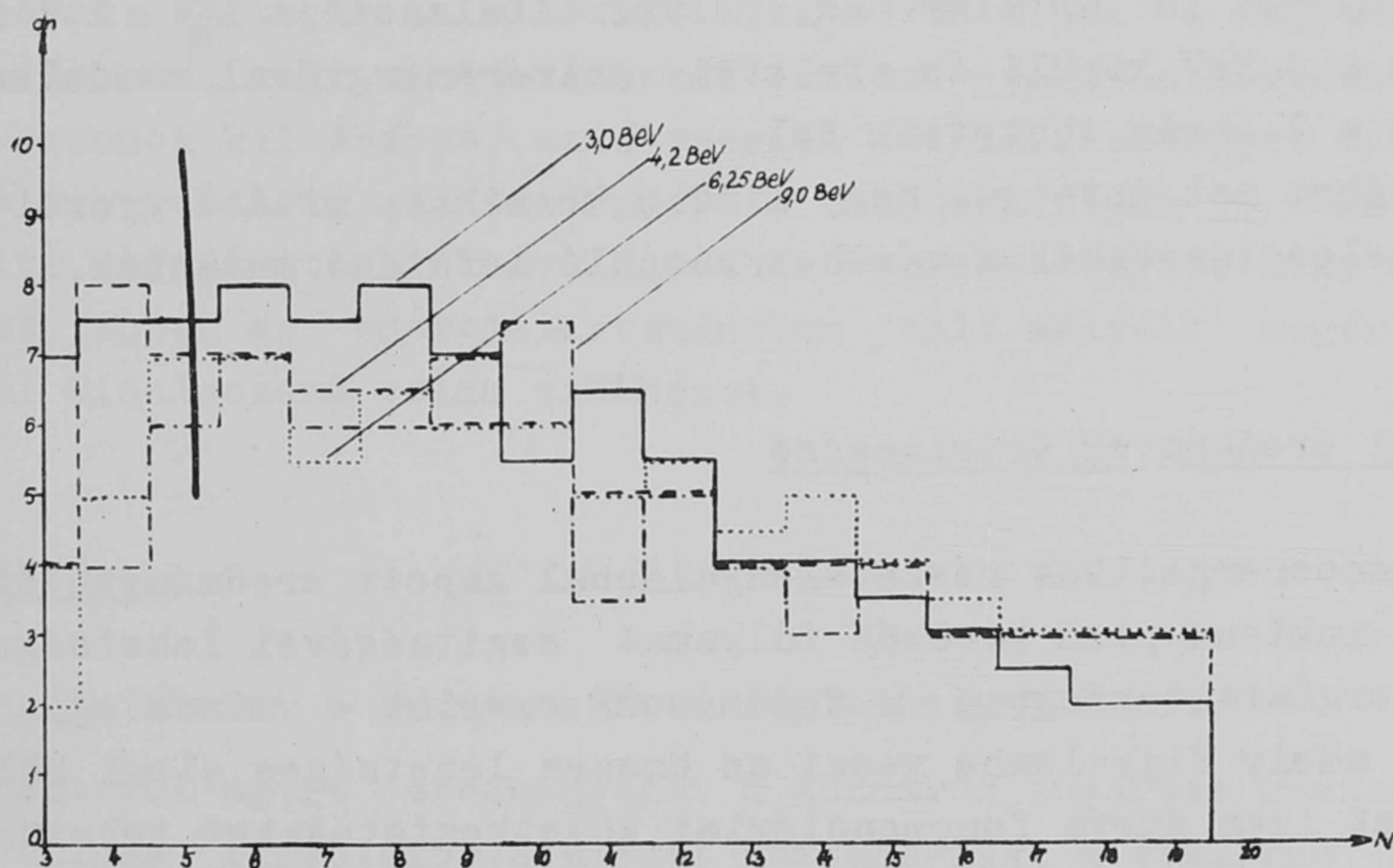
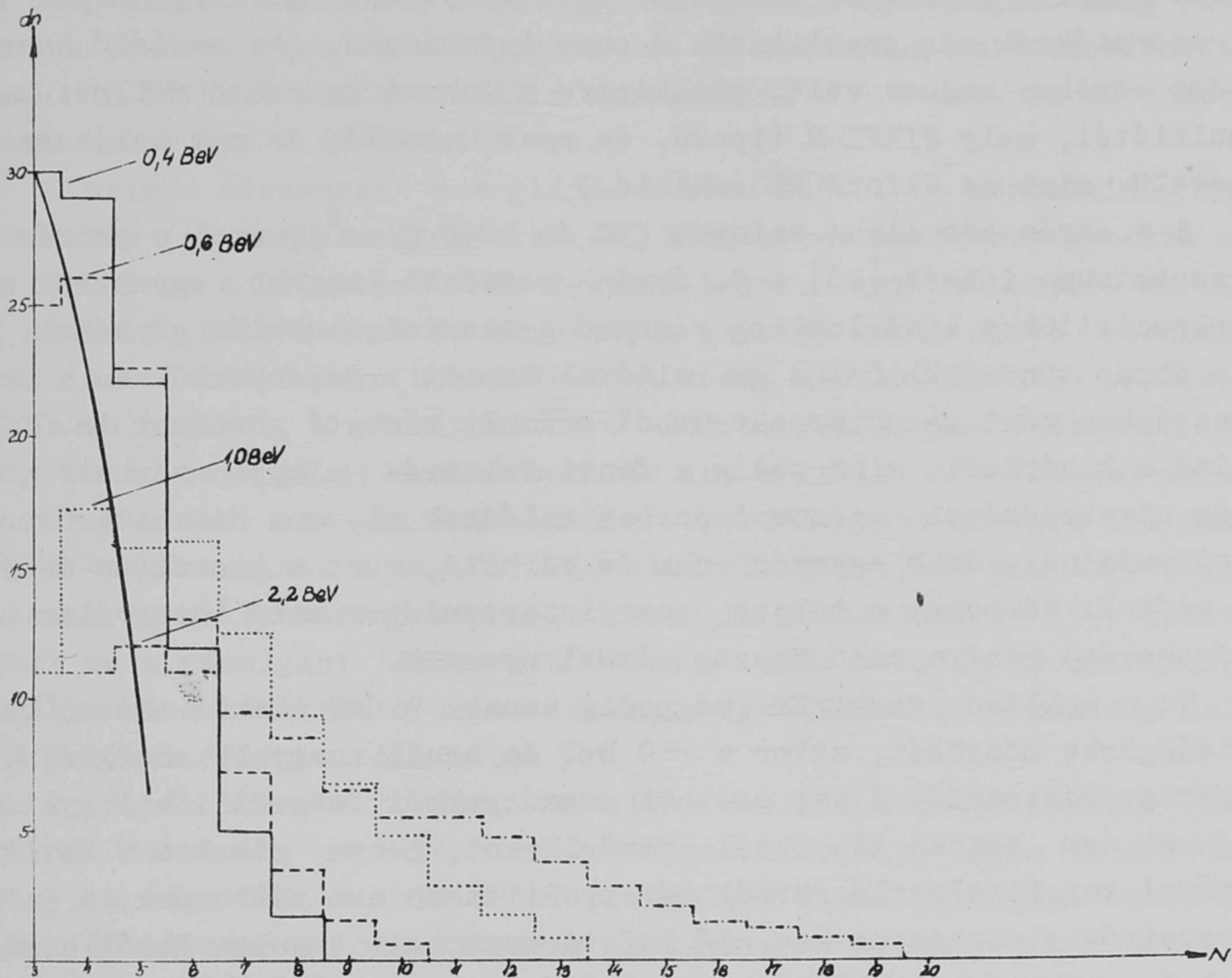
3. ábra

A különböző energiájú protonnyalábokkal besugárzott emulziós lemezekben talált csillagok karszám szerinti integrális gyakoriság eloszlása. A szaggatott vonallal kihuzott görbe olyan csillagokra vonatkozik, melyeket ~ 9 BeV, vagy annál nagyobb energiájú kozmikus részecske okozott



4. ábra

A csillagok karszám szerinti integrális gyakoriság eloszlása 50 és 1040 g/cm^2 -nél. A folytonos és az eredményvonallal kihuzott görbék a kozmikus sugárzással végzett kísérletek eredményeit és átlagos statisztikus hibáját, a szaggatottak a primér kozmikus sugárzás energiaspektrumát figyelembevéve a gyorsító mérések eredményeiből számított eloszlást mutatják



5a. és 5b. ábrák

Különböző energiájú protonok által okozott csillagok differenciális gyakoriság eloszlása. A vastag vonallal kihuzott görbe a maximum helyének eltolódását mutatja

Látható, hogy a görbék egészen más jellegűek, mint a kozmikus sugárzás által keltett csillagok esetében. Ezek folytonos görbék, melyek 9,3 BeV körüli energiáknál már praktikusán azonos lefutásuak. (Az emulzió összetétele minden esetben azonos volt, eltekintve a dubnai gyorsító mellett használt fotoemulziótól, mely NIKFI-R típusu, és csak hasonló, de nem teljesen azonos összetételű, mint az Ilford G5 emulzió.)

A 4. ábrán két olyan szinten (50 és 1040 g/cm^2), ahol a primér részek energiaspektruma ismert [10] a 2. ábrán megadott legjobb egyenesek alapján megszerkesztettük a kísérletileg várható gyakoriságeloszlás görbéket. Ugyan ezen az ábrán tüntettük fel a gyorsítóval kapott eredményekből és a megfelelő magasságban mért energiaspektrumból számolt várható görbéket is. Látható, hogy mind a kísérleti, mind pedig a fenti feltevés alapján várható görbék a magasság növekedésével azonos irányban tolódnak el, s a hibahatárokon belül egyezést mutatnak. Jobb egyezés nem is várható, mert a gyorsító mérés alapján számolt görbéket a teljes energiatartományra való integrálás helyett csak végezzámu pontra való összegezéssel nyertük.

Ha a nukleon spektrum (mégpedig annak 9 GeV alatti része) okozza a gyakorisággörbe könyökét, akkor a ~ 9 BeV és annál nagyobb energiájú kozmikus sugárzás részecskék által okozott eseményekből összeállított gyakoriságeloszlásnak nem szabad könyökkel rendelkezni, hanem mivel a 9 BeV körül a gyorsítóval kapott eloszlásgörbék már praktikusán nem változnak, a 9 BeV körüli gyorsító eloszláshoz hasonló lefutásunak kell lennie. Ebből a célból a Camerini és munkatársai [5], Teucher [4] és Roederer [6] által mért, valamint az 1955-ös Po-expedícióból származó fotoemulziós lemezekben és a Budapest-i Laboratórium által talált^x olyan eseményeket választottuk ki, melyek a minimális ionizáció 1,4-szeresénél nagyobb ionizációju karokon kívül legalább négy olyan nyomot is tartalmaznak, melyek ionizációja $i_s \leq 1,4 i_{\min}$, vagyis feltehetően a 9 BeV körüli és afeletti priméren energiával rendelkeznek. Az eredményeket a 3. ábrán tüntettük fel.

Az ábra azt mutatja, hogy mind a kozmikus, mind a gyorsító méréséből kapott eloszlásgörbék a várthoz hasonló lefutást mutatnak.

4. Kísérleti eredmények értelmezése

A monoenergetikus részecskenyalábbal kapott eredmények értelmezése a magonbelüli nukleon-pion kaskád folyamat segítségével lehetséges. Minthogy ebben az energiatartományban - tudomásunk szerint - nincs egy olyan model kidolgozva, amely figyelembe veszi az összes lehetséges elemi kölcsönhatásokat, így csak igen durva fenomenológiai következtetéseket tehetünk.

^xEddig még nem publikált adatok.

A tekintetbe vett energiatartomány elején (0,4 GeV) a beeső proton a magban bekövetkező ütközései során gyorsan leadja energiáját, mely jórészt a mag gerjesztésére, részecskecsoportok és σ -nukleonok keltésére fordítódik. Az 5/a. ábrán látható differenciális eloszlásnál a 0,4 GeV-hez tartozó görbén a maximum helye kis N értékeknél van.)

A primér részecske energiájának növelésével a mezonkeltés hatáskeresztmetszete (az inelasztikus ütközési hatáskeresztmetszet) gyorsan növekedik és több lesz a keletkezett π -mezonok száma. Ezek többnyire az első ütközési aktusban keletkeznek és energiájuk kicsiny volta miatt, részben a magon belül abszorbeálódnak (hozzájárulnak a mag gerjesztéséhez) részben, ha elhagyják is a magot, a párolgási és σ -részecskékhez hasonlóan szürke, vagy fekete nyomot hagynak az emulzióban és így növelik a csillagok karszámát. Másrészt a primér energia növelésével egyre nagyobb energia áll rendelkezésre a σ -nukleonoknak a magból való eltávolítására, de minthogy átlagenergiájuk csak igen lassan nő a primér energia növekedésével [5], ezért a σ -nukleonok és a párolgási részecskék átlagos száma szintén növekszik. (A differenciális eloszlásoknál a primér energia növekedésével a maximum helye nagyobb N értékek felé tolódik el.)

A primér energia további növelése során a nukleon kaszkád (mely kis energiáknál csaknem a mag egész térfogatára kiterjedt) egyre inkább összehúzódik egy, a vége felé táguló csövé (funnel) s így a párolgási részecskék és nukleonok átlagszáma az összehúzódás mértékétől függően gyengén csökken, majd egy határérték felé tart. Ezt a határértéket Heitler és Terreaux szerint [11] a csőből kilökött nukleonok átlagszáma, a cső felületi energiája és a csőfallal való surlódás mértéke szabja meg.

Mint ahogy az 5/b. ábra mutatja 4 GeV-nél nagyobb energiák esetén csak igen lassan változik az eloszlás alakja. Ez azzal a kompenzáló effektussal magyarázható, hogy minden kaszkád fokozat jelentős mértékben hozzájárulhat a π -mezonok keltéséhez, azaz energia növelésével egyre több π -mezon keletkezik s így relative a kisenergiájú π -mezonok száma is megnő.

Az itt kifejtettek is rávilágítanak arra a tényre, hogy a kísérleti eredményeknek ebben az energiatartományban való mélyebb megértésére egy komplex model kidolgozása volna szükséges.

5. Következtetések

Vizsgálatainkat a következőkben foglalhatjuk össze:

- a/ Ha a gyorsítóval nyert eredményeket a kozmikus sugárzás részecskéinek energiaeloszlása figyelembevételével összegezzük, a kozmikus sugárzással kapott görbékhez hasonló görbét nyerünk.
- b/ A fenti módon nyerhető görbék a magassággal hasonló módon változnak, mint a kozmikus sugárzással kapott görbék.

c/ Ha a kozmikus sugárzással kapott adatokból csak a nagyenergiájú csillagokat választjuk ki, a gyakorisággörbében lévő könyök eltűnik, s az eloszlás hasonlónak válik a gyorsító mérések által szolgáltatott eloszláshoz.

Mindezek alapján azt mondhatjuk, hogy az a felfogás, mely szerint a kozmikus sugárzás részecskéi által keltett csillagok karszám szerinti gyakorisággörbéjében lévő "könyököt" elsősorban a részecskék energiaspektruma és nem az emulzió összetétele okozza, elfogadhatónak látszik.

Ezuton szeretnénk köszönetet mondani dr. Fenyves Ervinnek a munka során tanúsított állandó érdeklődéséért és értékes tanácsaiért. Az emulziós csoport "scanner"-einek a numerikus adatok kiszámításáért tartozunk köszönettel.

I r o d a l o m

- [1] George E.P., Jason A.C., Proc.Phys.Soc /London/ A 62, 243 /1949/
- [2] Page N., Proc.Phys.Soc. /London/, A 63, 250 /1950/
- [3] Birnbaum M., Shapiro M.M., Steller B., O'Dell F.W., Phys.Rev. 86, 86 /1952/
- [4] Teucher M., Z.Naturforsch. 8a, 127 /1953/
- [5] Camerini U., Davies J.H., Perkins D.H., Yekutieli G., Fowler P.H., Franzinetti C., Lock W.H. Muirhead H., Phil.Mag. 42, 1241 /1951/
- [6] Roederer J.G., Z.Naturforsch. 7 a, 765 /1952/
- [7] Lory J., Lefort C., Desprez-Rebaud S., C.R.Acad.Sci. /Paris/ 247, 1185 /1958/
- [8] Lock W.O., March P.V., Proc.Roy.Soc. A 230, 2221 /1955/
- [9] Lannuti J., Goldhaber G., Goldsach S.J., Phys.Rev. 98, 258 /1955/
- [10] Heisenberg, E.: Kosmische Strahlung, J.Springer, Berlin, 1953. p.90, 384
- [11] Heitler W., Terreaux C., Proc.Phys.Soc. /London/, A 66, 929 /1953/

Érkezett 1959.július 17

KFKI Közlemények 7.évf. 4.szám, 1959.

8 m MÉLYSÉGBEN ÉSZLELT KOZMIKUS SUGÁRINTENZITÁS ATMOSZFERIKUS EFFEKTUSAI ÉS PERIODICITÁSAI

Irta: Sándor Tamás, Somogyi Antal és Telbisz Ferenc

Kozmikus Sugárzási Osztály

Összefoglalás

1957. folyamán két azonos, nagylátószögű teleszkóppal vizsgáltuk a kozmikus sugárzás áthatoló komponensét 8 m mélyen a föld alatt (kb. 17 m v.e.). Meghatároztuk az abszorpciós és a bomlási együtthatót. Meghatároztuk továbbá az áthatoló komponens szoláris napi járásának amplitudóját. A napi járás átlagos amplitudójára $(3,0 \pm 0,2)$ %-et kaptunk a maximum ideje $13,8 \pm 0,3$ óra G.M.T.

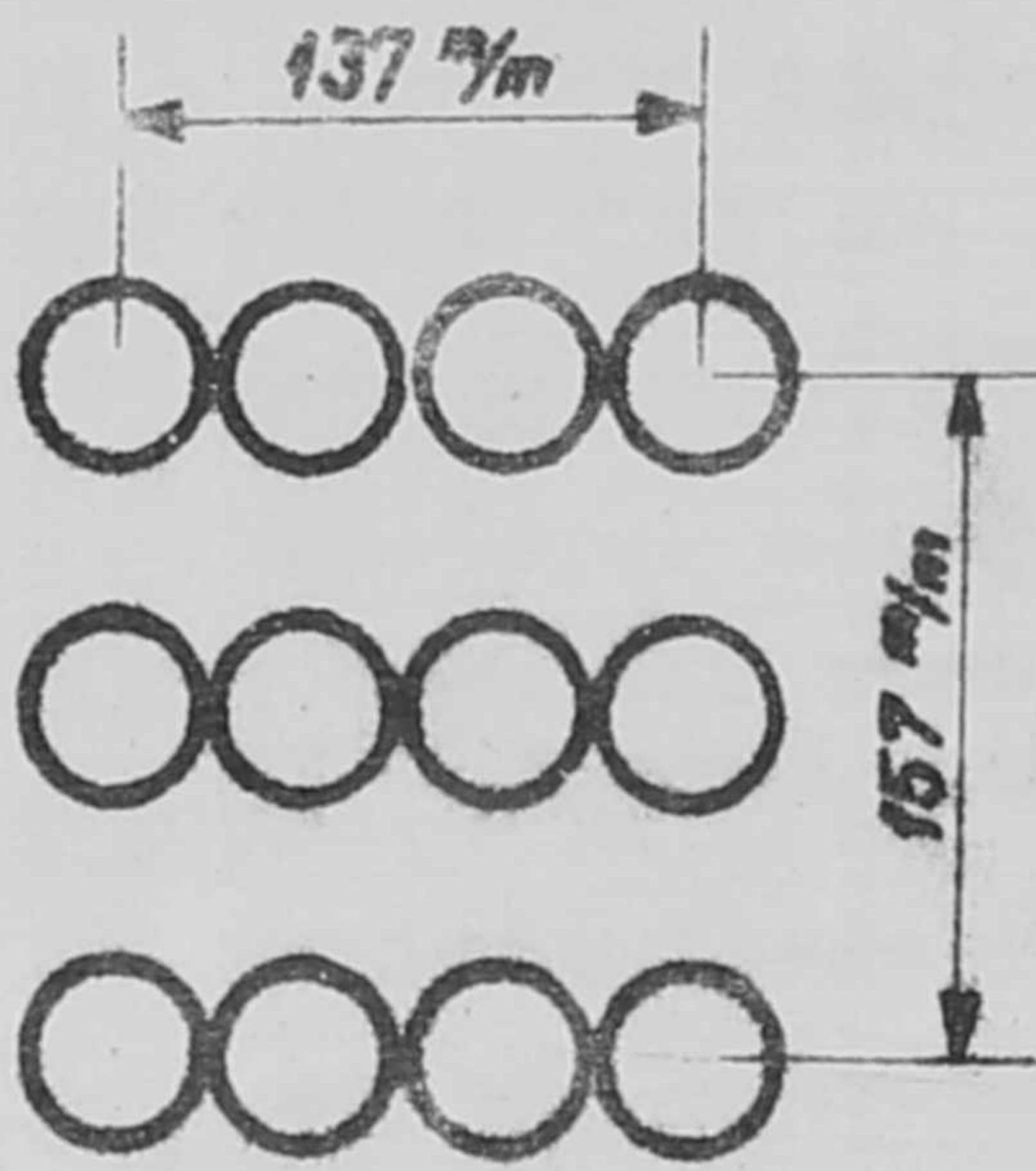
I.

1957 folyamán a KFKI Kozmikus Sugárzási Osztályán 410 m tengerszint feletti magasságban 8 m mélyen a földfelszín alatt (17 m.v.e.) két azonos méretű, nagylátószögű teleszkóppal vizsgáltuk a kozmikus sugárzás áthatoló komponensét. (A mérőberendezés földrajzi helyzete: Budapest, földrajzi szélesség $47,5^\circ$ É, hosszúság $18,9^\circ$ K, 410 m-t.sz.f.m.) Mérésünk célját a kis mélységben észlelt kozmikus sugárintenzitás atmoszférikus effektusainak és periodicitásainak tanulmányozása képezte, továbbá a készülék előtanulmány volt egy, a Nemzetközi Geofizikai Év méréseihez készült teleszkóp rendszer építéséhez.

A két teleszkóp a közös nagyfeszültségű tápegységet kivéve elektronikusan független volt egymástól. Mindegyik teleszkóp három, egyenként 4-4 db GM csövet tartalmazó számlálócső sorozatból állt. Egy teleszkóp mérete 842 mm x 195 mm x 137 mm volt (1. ábra). A GM cső sorozatok között nem volt ólom abszorbens. Minden egyes számlálócső sorozathoz egy impulzus formálókör tartozott, amely egyben kioltó körként is működött. A kioltó impulzus 350 V amplitudójú, kb. 20 μ sec. szélességű negatív jel volt, amelynek emelkedési frontja 0,1-0,2 μ sec között változott. A kioltó impulzusokat differenciáló erősítővel kb. 2 μ sec-ra rövidítettük, majd egy Rossi kapcsolásban működő keverőre vittük. A kimenő 3-as koincidencia jeleket 16-os leosztású impulzus osztóval számláltuk.

A készülékről és a vele kapcsolatos kontroll mérésekről [1]-ben már beszámoltunk.

A mérések megindulásakor a leolvasásokat vizuálisan végeztük, de 1957. augusztus 25-től kezdve az észleléshez egy nagy pontosságú ingaórával



1. ábra

vezérelt filmfelvevő gépet használtunk. A vezérlőóra pontossága néhány tizedmásodperc/nap volt.

II.

Meghatároztuk az abszorpciós és bomlási együtthatókat a mérés hét szakaszára vonatkozóan. A regressziós egyenletben független változóknak az észlelés szintjének légnyomását és az 500 mb-os szint magasságát választottuk. Az izobárszint magasságát az Országos Meteorológiai Intézet napijelentéseiből vettük. A rádiószonda állomás az észlelési helytől

délkeletre mintegy 20 km távolságra fekszik és naponta kétszer bocsát fel észlelő léggömböket. Sajnos az 500 mb-os szintnél lényegesen magasabban fekvő szinteket a léggömbök nem minden esetben érték el a mérési időszakban és ezért számításainknál kénytelenek voltunk az 500 mb-os szint magassági adatait használni. A különböző mérési periódusokra vonatkozó regressziós együtthatók az I. táblázatban találhatók.

I. táblázat

	Jan. 7- Ápr. 26	Ápr. 29- Júl. 16	Júl. 17- Aug. 9	Aug. 28- Szept. 18	Szept. 30- Okt. 30	Okt. 31- Nov. 30	Dec. 1- Dec. 10
A ‰ per mmHg	-1,04 ± ,04	-0,62 ± ,10	+0,17 ± ,18	-1,41 ± ,14	-0,41 ± ,18	-0,72 ± ,07	-0,43 ± ,07
D ‰ per km	+0,71 ± ,24	-5,07 ± ,30	-6,07 ± 1,18	-3,25 ± ,56	-2,17 ± ,55	-2,42 ± ,75	-2,72 ± 1,20

Az utolsó négy hónapra a két órás mérési időtartamok abszorpciós és bomlási együtthatókkal korrigált adataiból meghatároztuk az áthatoló komponens szoláris napi változását.

A napi járás közepes amplitudója $3,0 \pm 0,2$ ‰-nek adódott, a maximum pedig $13,8 \pm 0,3$ órára /GMT/ esett. Részletes adatok a II. táblázatban láthatók, az utolsó négy mérési szakasról.

II. táblázat

Mérési szakasz	Amplitudó ‰	Maximum ideje GMT
Aug.28 - Szept.18	$3,3 \pm 0,4$	$12,9 \pm 0,5$
Szept.30 - Okt.30	$1,8 \pm 0,4$	$13,6 \pm 0,8$
Okt.31 - Nov.30	$4,6 \pm 0,5$	$14,9 \pm 0,4$
Dec.1 - Dec.10	$3,3 \pm 0,6$	$12,5 \pm 0,8$
Átlag	$3,0 \pm 0,2$	$13,8 \pm 0,3$

Érdekes ezeket az adatokat összehasonlítani egy más teleszkóppal 18 m mélységben kapott észlelési adatokkal, ahol az amplitudó $0,8 \pm 0,1$ ‰, a maximum pedig $11,4 \pm 0,2$ órakor (GMT) következett be.

III.

Az I. táblázatban található atmoszferikus együtthatók nagyobb fluktuációt mutatnak, mint amelyet a statisztikus hibák nagysága alapján várhatnánk. Ennek okát más szisztematikus változások bekövetkezése is okozhatja. Egy ilyen jellegű eseményt észleltünk 1957. októberében, amikor egy nagy Forbush-típusú intenzitáscsökkenés következett be a légnyomás 10-15 Hgmm nagyságú egyidejű csökkenésével. Az abszorpciós együtthatóra e hónapban ($+ 0,69 \pm 0,10$) ‰ per Hgmm-t kaptunk. Elhagyva a nyilvánvalóan "megzavart" periódust az együtthatóra ($- 0,41 \pm 0,18$) ‰ per Hgmm adódott, amint ez az I. táblázatban látható.

Nem mindig ilyen könnyű azonban felismerni ezeket az eseményeket, mint ebben az esetben és mivel ez volt az egyetlen alkalom, amikor a regressziós együtthatók számításánál egy adatcsoportot kihagytunk, lehetséges, hogy még más ismeretlen szisztematikus változás is befolyásolta az intenzitást. A regressziós együtthatók ilyen hibáira nemrég Dorman hívta fel a figyelmet [2]. Ami a szoláris napi változást illeti, megjegyezzük, hogy a 8 m mélyen észlelt adatok amplitudó és fázis értékei nincsenek ellentétben más kutatók által földfelszínen kapott hasonló értékekkel [3, 4].

I r o d a l o m

- [1] Sándor T., Somogyi A. és Telbisz F., KFKI Közl. 5, 469 /1957/
- [2] Dorman L.I., személyes közlés.
- [3] Parsons N.R., Fenton A.G., Suppl.Nuovo Cim. 8, 313 /1958/
- [4] Dorman L.I., Kuzmin A.I., Tyanutova G.V., Feynberg Ye.L.,
Shafer Yu.G., ZSETF. 26, 537 /1954/

Érkezett 1959. augusztus 12.

KFKI Közlemények 7.évf. 4.szám, 1959.

ELEKTRONOK KISSZÖGŰ SZÓRÁSA

Irta: Berkes István és Demeter István

Atomfizikai Osztály

Összefoglalás

615 keV-os elektronok kisszögű szórását N, A, Kr és Xe gázon vizsgáltuk. Megállapítottuk, hogy az atomok elektronfelhőjét Hartree-eloszlással figyelembe véve a rugalmas és rugalmatlan szórás differenciális hatáskeresztmetszete $\sigma > 1,5 \times 10^{-3}$ radian szögek esetén az elmélettel összhangban van. Ha a rugalmas szórás árnyékolását Yukawa potenciállal akarjuk leírni, $a = (1,23 \pm 0,067) a_0 Z^{-1/3}$ ill. $a = (1,195 \pm 0,070) a_0 Z^{-1/3} \left(\frac{Z}{Z-1}\right)^{2/3}$ árnyékolási paraméter közelíti meg leginkább a kísérleti eredményeket.

Bevezetés

A néhány száz keV-től néhány MeV-ig terjedő energiájú elektronokkal végzett szórás vizsgálatok a Dirac elmélet, ill. a térelmélet általános feltevéseit voltak hivatva kísérletileg ellenőrizni. Ehhez olyan kísérleti feltételeket teremtettek, ahol a kölcsönhatási tér a jól ismert Coulomb-tér; ez azt jelenti, hogy a szóródó elektronok klasszikusan szólva az atommag és a belső elektronpálya közti árnyékolatlan térben az atommag közelében futnak. A tiszta Coulomb-térben történő szórás hatáskeresztmetszetét Mott [1] és mások kiszámították. A helyesnek bizonyult McKinley-Feshbach képlet szerint a differenciális szórás hatáskeresztmetszete [2]

$$\sigma(\vartheta) = \left(\frac{Ze^2}{2m_0c^2}\right)^2 \frac{1-\beta^2}{\beta^4} \frac{1}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}} \left[1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2} + \pi \alpha_f \sin \frac{\vartheta}{2} (1 - \sin \frac{\vartheta}{2}) \right] \quad (1)$$

ahol $\alpha_f = \frac{Z}{137}$ és $\beta = \frac{v}{c}$

Ennek a képletnek nyilvánvaló hibája, hogy - tekintve, hogy $r = \infty$ -ig terjedő Coulomb-térre vonatkozik - a teljes ütközési hatáskeresztmetszetre végtelent ad. A valóságban azonban a magot körülvevő elektronfelhő az atom méretén kívül eső tartományokra már leárnyékolja a mag terét, így a differenciális hatáskeresztmetszet kis szórás szögek esetén sem lesz divergens. Az elvi problémán kívül gyakorlati nehézségek is felmerülnek az árnyékolatlan tér következtében: a kis szögekben történő szórás hatáskeresztmetszete igen nagy lévén, megnő annak valószínűsége, hogy az elektron kétszer, háromszor stb. sokszor szóródjék. A sokszoros szórás eloszlásának ismerete ködkamra és emulziós vizsgálatoknál, valamint korrekciós számításoknál fontos; az eloszlás kiszámításához viszont valamilyen feltevéssel kell élnünk az atommagot körülvevő elektronfelhő árnyékoló hatását illetően. A

McKinley-Feshbach képlet igazolásakor is gyakran korrekcióba kell venni az elektronfelhő árnyékolását.

Mérésünk célja, hogy közvetlenül, egyszeres szórás segítségével meghatározzuk az atom terében létrejövő kissetű szórás intenzitásának szögfüggését.

Elméleti alapok és régebbi mérések összefoglalása

Az atom terébe kerülő elektron egyrészt az elektronfelhő által árnyékolta mag terével, másrészt az elektronfelhő elektronjaival kerülhet kölcsönhatásba. Minthogy az elektronok az atomhoz kvantumállapotuknak megfelelő energiával kötve vannak, ez utóbbi rugalmatlan szórást eredményez (a kissetű szórás közben átadott energia ugyanis kicsiny, így mellette az elektron kötési energiája nem hanyagolható el). Minthogy a továbbiakban mindig igen kis szögekben történő szórásról lesz szó, a Mc-Kinley-Feshbach képlet egyszerűsíthető, s a Rutherford-szóráshoz hozzáadott relativisztikus korrekciós tagok elhagyhatók.

Az atommagon való szóródás hatáskeresztmetszete a rendszám négyzetével, az elektronokon való szóródásé a rendszámmal arányos. Így

$$\sigma = \frac{\sigma_{Ruth}}{Z^2} \left[Z^2 (1-F)^2 + ZG \right] \quad (2)$$

ahol F az ún. árnyékolási függvény, G pedig az elektronokon való szóródást figyelembe vevő tag. F és G az elektroneloszlásból határozhatók meg [3].

A zárójeles kifejezés második tagja - addig, míg $F \ll 1$ általában elhanyagolható $Z^2(1-F)^2$ mellett. Kisfokú árnyékolás - nem túl kicsiny szórási szög, azaz $\vartheta > 10^{-2}$ radian - esetén elegendő az árnyékolta mag terében történő szórást vizsgálni.

A/ Az árnyékolta mag terében történő szórás differenciális hatáskeresztmetszetének meghatározásához először is ismernünk kell az elektronfelhő radiális sűrűségeloszlását. A számítás akkor lesz a legpontosabb, ha az exakt Hartree-eloszlással dolgozunk. A Hartree-eloszlás meghatározása azonban növekvő rendszám mellett egyre bonyolultabb feladat, s a kész eloszlásból a hatáskeresztmetszetet csak numerikusan lehet kiértékelni. Mott és Massey [1] az árnyékolás szempontjából jelentős tartományra lithiumtól argonig minden elemre, Bartlett és Welton higanyra 100 és 230 kV-os elektronok esetére [4] táblázatban megadják a differenciális szórási hatáskeresztmetszetet. Moravcsik ezenkívül analitikus sor alakjában mind a rugalmas, mind a rugalmatlan szórás hatáskeresztmetszetét is kiszámította nitrogén szóróanyagra [5]. Fenti hatáskeresztmetszet számításokat elsőrendű Born-approximációra szokták korlátozni.

Mint ahogy a numerikus Hartree-eloszlással való számolás igen hosszadalmas, különböző közelítő eljárásokat lehet alkalmazni.

1. Igen durva közelítésképpen felvehetjük, hogy

$$F = 0, \text{ amíg } \vartheta > \frac{\lambda}{a}$$

$$F = 1, \text{ ha } \vartheta < \frac{\lambda}{a}$$

ahol λ a szóródó elektron de Broglie hullámhossza, a a későbbiekben részletesebben definiált árnyékolási paraméter. Ez a módszer, jóllehet a sokszoros szóráseloszlás számítása szempontjából igen egyszerű, nagyon pontatlan, és az árnyékolás hatását alábecsüli [6].

2. A szóró potenciál

$$U(r) = - \frac{Ze}{r} \phi(r)$$

$\phi(r)$ árnyékolási függvényének megválasztásához több lehetőség kínálkozik.

a/ A Hartree eloszlásból adódó potenciált valamilyen

$$\phi(x) = \sum_{i=1}^n c_i e^{-k_i x} \quad ; \quad x = \frac{r}{\mu}$$

alaku exponenciális sorral közelítjük meg, ahol μ a Thomas-Fermi féle statisztikus elméletből ismert $\mu = 0,885 a_0 Z^{-1/3}$. Három tagu sorral $0 < x < 10$ tartományban már igen jó approximációt lehet elérni. Byatt dolgozatában az elemek nagy számára megadja a megfelelő exponenciális sort [7].

b/ $\phi(x) = e^{-kx}$ exponenciális árnyékolási függvény Yukawa-potenciált ad. k konstans értékére Williams 0,885-öt, [6] más szerzők 1,6-0,6 terjedő értéket javasolnak elemektől függően [7, 8]. Ennél a potenciálnál kis szögben jó közelítésben $\mu/k = a$ jelöléssel a spin-tag elhanyagolása mellett

$$\sigma(\vartheta) = \frac{\sigma_{Ruth}}{\left[1 + \left(\frac{\lambda}{2a \sin \frac{\vartheta}{2}} \right)^2 \right]^2}$$

zárt kifejezés adódik. Mint ahogy

$$\sigma_{Ruth} = \left(\frac{Ze^2}{2m_0 c^2} \right)^2 \frac{1-\beta^2}{\beta^4} \frac{1}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}} = \frac{\sigma_0}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}}$$

látható, hogy $\vartheta \rightarrow 0$ esetében

$$\sigma(0) = \sigma_0 \left(\frac{2a}{\lambda} \right)^4$$

véges marad.

Ugyanerre a potenciálra Dalitz magasabbrendű közelítéseket is meghatározott [9].

Hartree-eloszlás helyett, különösen nagyobb rendszámú elemek esetén előnyösen számolhatunk a Thomas-Fermi-féle statisztikus modellel. A pontos numerikus megoldás helyett itt is használhatók a Thomas-Fermi egyenlet analitikus közelítései. Majewski és Tietz a különböző közelítő eljárások kritikai összefoglalását adja [8]. A differenciális hatáskeresztmetszetre

Molière [10], Lenz [11] és Tietz [12], a teljes szórási hatáskeresztmetszetre Gajewsky végzett számításokat [13].

B/ A rugalmatlan szórás nem hanyagolható el, ha $\vartheta < (5-6)10^{-3}$ radiánba eső szórást is vizsgáljuk. Nitrogénnél pl. $\vartheta_h = 2,5 \cdot 10^{-3}$ radiánnál kisebb szögeknél a rugalmatlan szórás már nagyobb a rugalmasnál. A rugalmatlan szórás hatáskeresztmetszetére Lenz a következő összefüggést adja: [11]

$$G = 1 - \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{\vartheta}{\lambda}\right)^2 \frac{\theta}{6Z}\right]^2}$$

ahol $\theta = \int_0^{\infty} \rho(r) r^2 4\pi r^2 dr$. Az elektronfelhő $\rho(r)$ töltéseloszlása ismeretében az integrálás elvégezhető.

Különböző szerzők θ értékére a választott atommodell és a numerikus integrálás pontossága függvényében annyira különböző értékeket adnak meg, hogy ebből G csak igen pontatlanul lenne meghatározható. A pontatlanság forrása, hogy a sűrűségeloszlás r^4 -nel súlyozva szerepel az integrandusban s így az elektronfelhő külső része, melynek leírása általában pontatlanabb, nagyobb súllyal jön be a számításba. Ezért fenti kifejezés helyett a továbbiakban a közelítő Yukawa-potenciál a árnyékolási parametere segítségével képezett

$$G = 1 - \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{\vartheta}{\lambda}\right)^2 a^2\right]^2} \quad (3)$$

összefüggést fogjuk használni a kísérleti eredményekkel való egybevetés céljából. Minthogy azonban előbbi $\vartheta_h = 2,5 \cdot 10^{-3}$ radián $\lambda = 1,24 \cdot 10^{-8}$ cm elektronhullámhossznál $r \sim 8 \cdot 10^{-8}$ cm ütközési parameternek felel meg, célszerű a -t az atom szélén mindenképpen pontosabb Hartree-eloszlásból meghatározni.

A kis szögekben való szórás nagy hatáskeresztmetszete miatt a tiszta egyszeres szórás kísérleti feltételeit nehéz megteremteni. (A ködkamrás mérések éppen a szögmérés hibája miatt általában pontatlanok.) Az energia növelésével a hatáskeresztmetszet - s így a többszörös szóródás valószínűsége is - csökken, de az elektronfelhő árnyékoló hatása csak kisebb szögeknél lesz kimutatható, s ez jól kollimált elektronnyalábot igényel. Ennek tulajdonítható, hogy direkt hatáskeresztmetszet mérések helyett inkább a többszörös vagy sokszoros szórás eloszlását vizsgálták, s ahol erre mód nyílt, az eloszlásból következtettek az árnyékolásra.

Igy pl. Sheppard és Fowler 5-17 MeV-os elektronenergiáknál Williamsnek a sokszoros szórásra vonatkozó elméletét tették vizsgálat tárgyává [6]. A nehezebb atomsúlyok felé a mérési eredmények eltértek az elmélettől, s ennek egyik lehetséges okaként az árnyékolás pontatlan figyelembe vételét jelölik meg. A mérést ködkamrában végezték [14]. Sheppard egy későbbi mérésében számlálócsöves detektálással B^{12} -sugaraival ellenőrizte az előbbi mérést, s néhány fokos szögfelbontóképességű berendezésével 10 %-ra igazolta a Williams-elméletet [15]. Dees és Hammermash 46,4 keV-os elektronok többszörös szórásával a Goudsmith-Saunderson-féle sokszoros szórási elméletet ellenőrizték [16]. A mérési berendezés szögfelbontóképessége $3,5 \cdot 10^{-2}$ radián

volt; ezen belül a Thomas-Fermi elektroneloszlásból számolt árnyékolási paraméter segítségével adódó elméleti többszörös szórás-eloszlást igazolták [17].

A kisszögű szórás formula alkalmazásai közé sorozhatjuk Moravcsik és Sellen számítását, akik meghatározták, hogy a szinkrotron vákuumkamrájában mekkora a gázmaradékon való szóródás miatti nyalábintenzitás-veszteség [5].

Az atom terében történő szórásra kevés közvetlen mérés ismeretes. Arnot 800 V-os elektronok szórását mérte Ne, A, Kr és Xe gázon; a Thomas-Fermi eloszlástól eltérések mutatkoztak a mérésben, melyek az alacsony energia miatt a Born-approximáció hibájából fakadtak [1]. Simpson, Craw és Marton 20 keV-os elektronokat 10^{-2} radián szögekben szórattak; mérésük célja azonban kristályok karakterisztikus energiaveszteségének meghatározása volt [18].

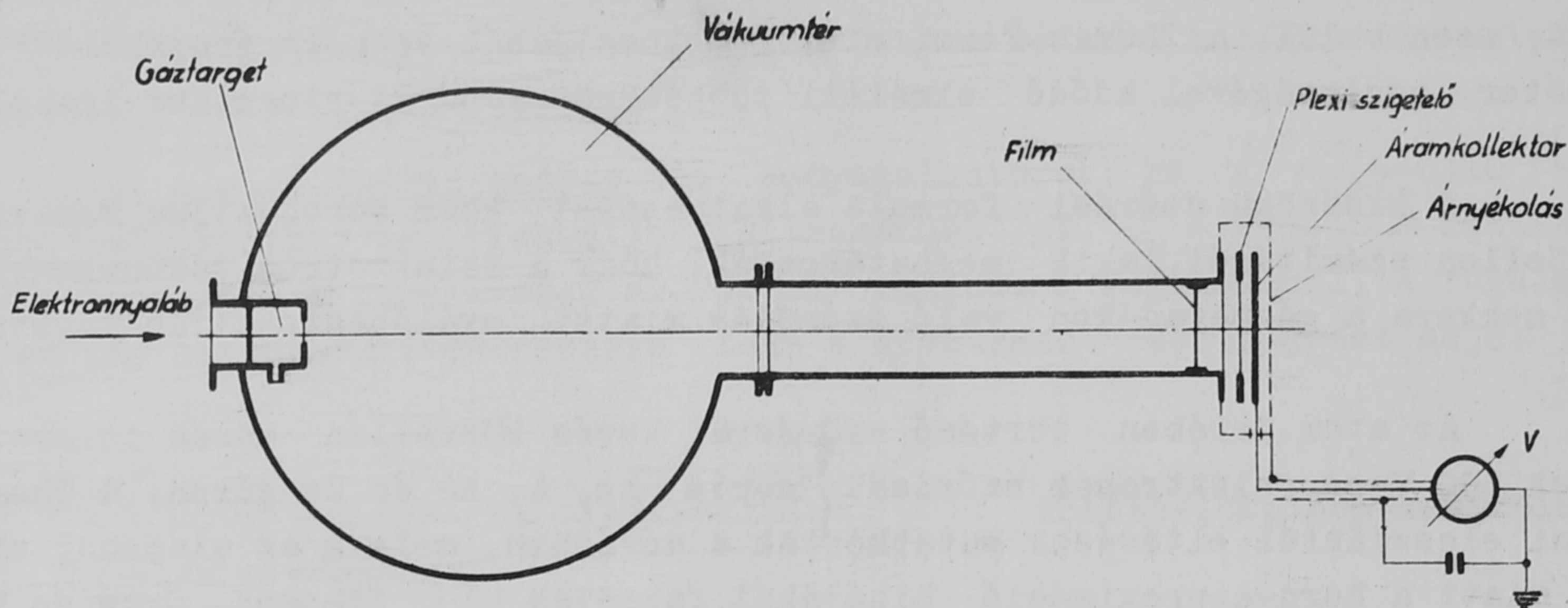
A kisszögű szórás eloszlására vonatkozó legmegbízhatóbb mérés Bibermannak és munkatársainak vizsgálata [19]. Ők elektronmikroszkóp leképzésének vizsgálata kapcsán 20,40 és 60 keV-os elektronokat $4,9 \cdot 10^{-6}$ gr/cm² vastagságú krómfólián szórattak. Berendezésükben a primer nyaláb irányszórása $3 \cdot 10^{-4}$ radián volt. Mérésük szögtartománya 10^{-3} - $3 \cdot 10^{-2}$ radián, ami annál az energiánál nagyrészt a rugalmatlan szórás tartományába esik. Eredményük az árnyékolt magon való rugalmas szóródás Mott által közölt képletétől jelentős eltérést mutatott, amit a rugalmatlan szórásnak tulajdonítottak. Lenz idézett cikkében a rugalmatlan szórás hatáskeresztmetszetét krómra Hartree-eloszlással meghatározta, és ez a mérésekkel a kisszögű tartományban jó egyezést mutatott; a nagyobb szögek felé a koherens szórás fellépte miatt az egyezés már elromlott. A szerzők mérésük hibahatárát nem adják meg, így lehetséges, hogy a meglévő eltérések is még a mérési pontosságon belül vannak.

Végül megemlítjük, hogy röntgen-sugarak szóródása segítségével az árnyékolási függvényeket, s ezen keresztül az elektroneloszlást igen kiterjedt vizsgálatnak vetették alá. Az eredmények a kvantummechanikai Hartree-eloszlást igazolták; az eloszlások különböző kézikönyvekben megtalálhatók.

Kísérleti berendezés

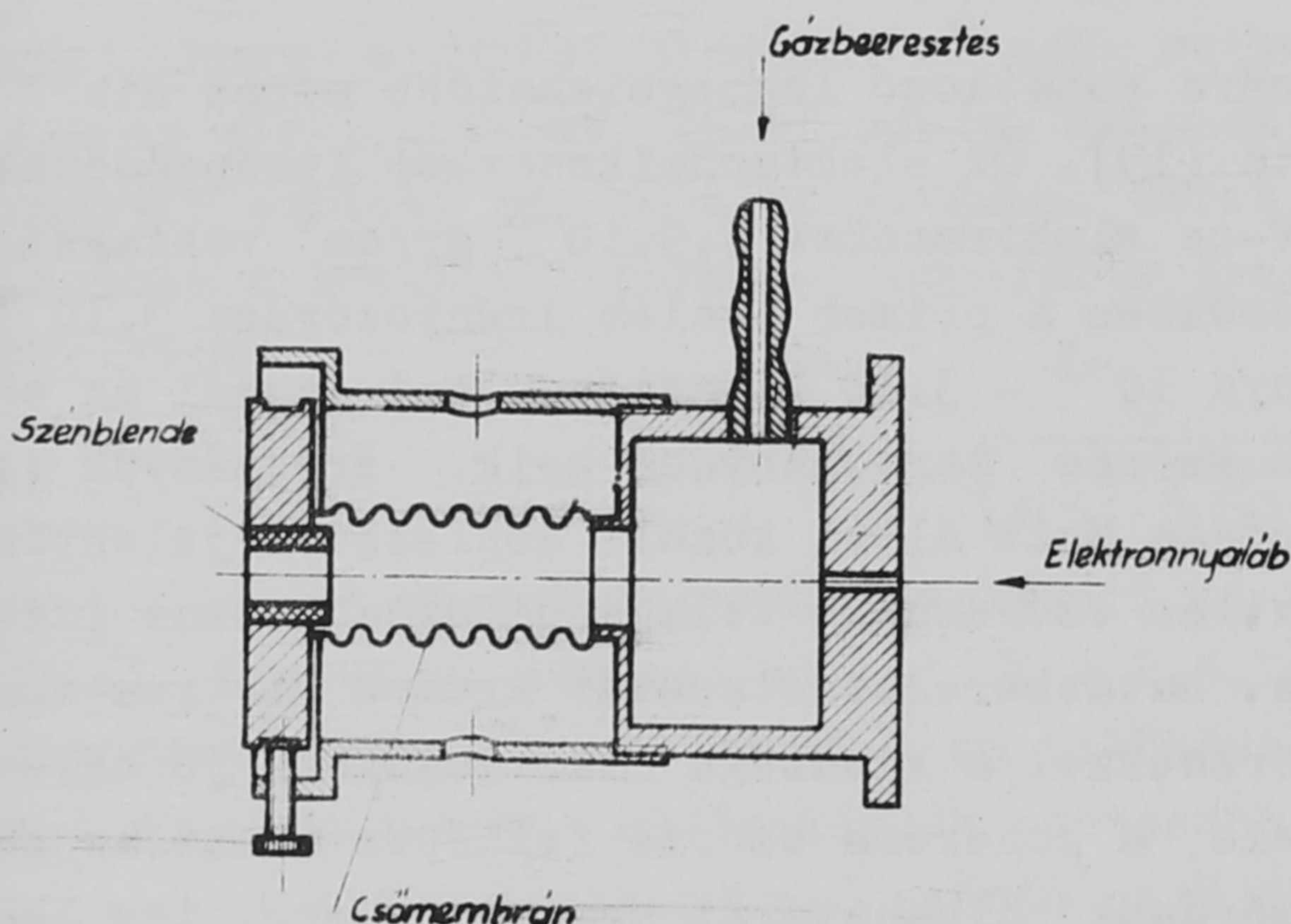
A/ Elektronnyaláb

A méréshez szükséges elektronnyalábot 1 MeV-os szabadtéri Van de Graaff generátor szolgáltatotta [20]. A mérés kiviteléhez azonban a generátort stabilizálni kellett, hogy a feszültségingadozásból eredő nyalábvándorlást elkerüljük. A generátor feszültségét a töltőfeszültség változtatásával stabilizáljuk. A vezérlést a generátor nagyfeszültségét mérő rotációs termérő végzi. A generátor feszültségének stabilitása jobb 1 %-nál. A nyaláb irányszórása kb. 5×10^{-4} radián.



1. ábra

A kísérleti elrendezés vázlatja



2. ábra

Gáztarget

B/ Gáztarget

A targetnek elegendően vékonynak kell lennie, hogy a többszörös szórást elkerüljük.

A kiértékelési munka egyszerűbb és pontosabb, ha a target egy elemből áll; fémfóliát a koherens szórás zavaró hatása miatt nem használhatunk. Legcélszerűbbnek gáztarget alkalmazása látszott. A target folytonos áramlású, mert anyagvastagsága ($10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) mellett a lezáró fóliák tömege nem lenne elhanyagolható.

A nyaláb belépő oldalán $0,5 \text{ mm}$ átmérőjű lyuk, a kilépésnél a szórás detektálása végett $0,3 \times 5 \text{ mm}$ -es rés van. A rajta átáramló gázmennyiség mellett a target és detektor közti térben a nyomás 1μ -nál kisebb. A target kilépő oldalán a falakon való szóródás csökkentése végett a kilépő rés grafitból készült. A nyalábhoz való állítás céljából az egész gáztarget helye és iránya, valamint a kilépő rés helyzete külön-külön állítható.

C/ Detektálás

A szórt intenzitást Agfa Dokumentfilmen detektáltuk, Cs^{137} ($W_{\text{max}} = 0,52 \text{ MeV}$) és Y^{90} ($W_{\text{max}} = 2,18 \text{ MeV}$) elektronjaival besugározva megállapítottuk, hogy a feketedés az expozíció függvényében $D = 0,95$ -1-ig lineáris. Ugyanez az eredmény adódott a generátor 615 keV -os elektronjaival történt besugárzásnál. A kiértékelésnél a feketedési görbének csak a lineáris szakaszát használtuk ki. Minthogy egy expozícióval nem lehetett a teljes intenzi-

tástartományt átfogni, a szórási görbét különböző elektrondózisokkal nyolc részletben vettük fel, majd az egyes görbéket összeillesztettük. A feketedést mikrofotométerrel mértük. A rés falain, vákuumkamrában stb. létrejövő parazita háttér szóródást úgy határoztuk meg, hogy üres targettel ugyanakkora expozíciók mellett megmértük a háttérrel. Az elektrondózissal arányos töltésmennyiséget statikus elektrométer mérte.

Mérési pontosság, korrekciók

A/ A mérési pontosságot az alábbi hibák korlátozzák:

1. Feketedés linearitása. A filmanyag és előhivas egyenetlenségei miatt $\pm 5-6\%$ -os nonlinearitás léphet fel. Minthogy a görbe legnagyobb részét több rész mérés összeillesztéséből nyertük, az eredő hiba a meredekségnek kb. $\pm 2\%$ -át teszi ki ($\Delta \sigma_1$)

2. A primernyaláb által adott folt kb. 1,5 mm átmérőjű. Ebből 0,5 mm a belépő nyílás mérete; ezen belül semmilyen mérést nem végezhetünk. Az ebből eredő szögmérési hiba $\Delta \vartheta$. A folt kiszélesedése a belépő nyaláb irányszórásából adódik. Az irányszórás félkúpszögét τ -al jelölve, s feltételezve, hogy plusz τ és mínusz τ közt minden belépési szög egyformán valószínű, a valódi $\sigma(\vartheta)$ eloszlás helyett

$$J(\theta) = \frac{1}{2\tau} \int_{\psi=-\tau}^{+\tau} \sigma(\vartheta + \psi) d\psi$$

mérünk.

A korrekció ϑ kis értékei esetén jelentős csupán. Az eredő hibát $\Delta \sigma = \Delta \sigma_1 + \frac{d\sigma}{d\vartheta} \Delta \vartheta$ a mérési görbén feltüntettük.

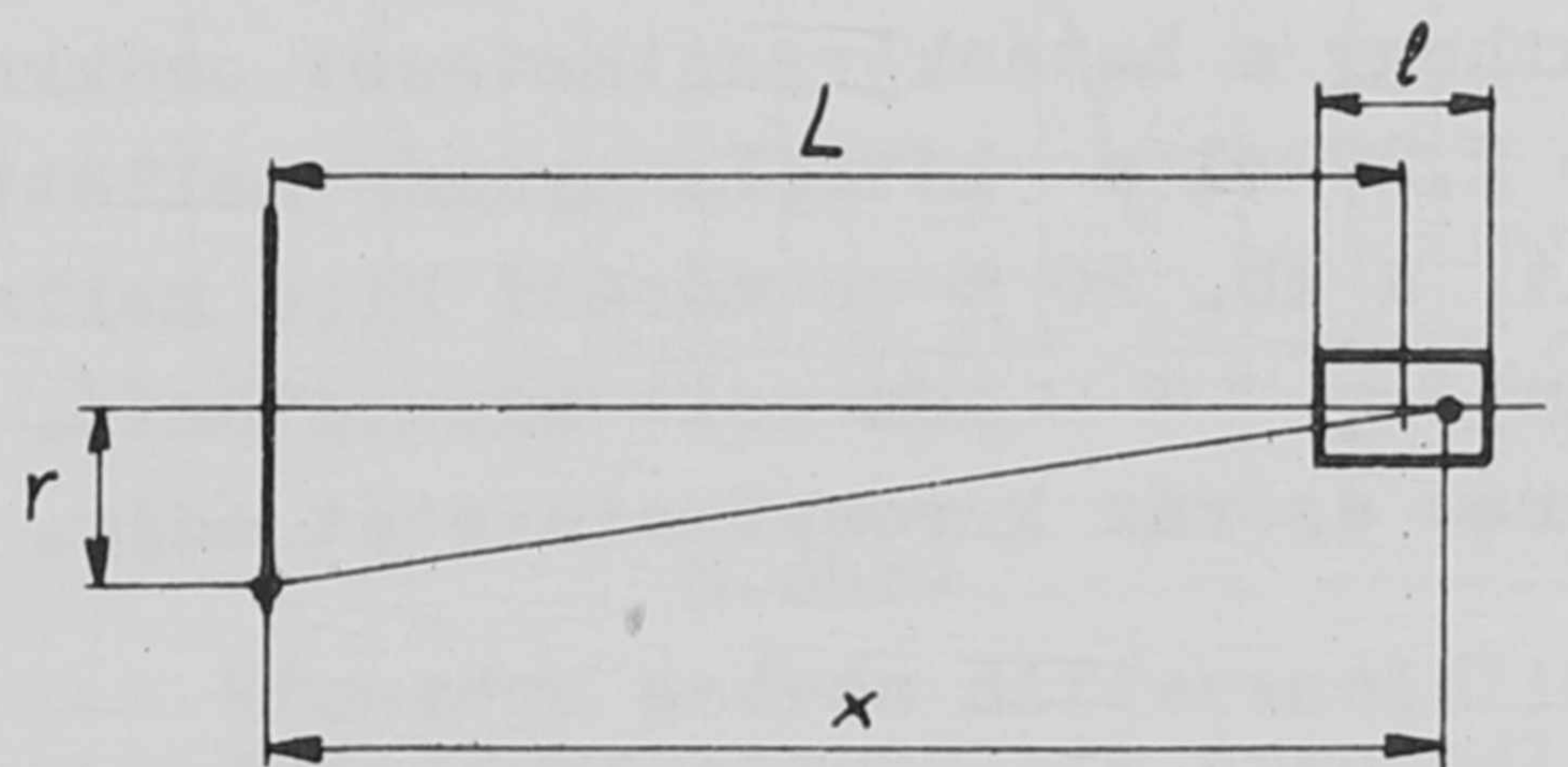
3. A film alapfeketedésének és háttérmérésnek a pontatlansága az 1. pontba foglalható.

B/ Gáztarget véges hosszúsága

A gáztarget véges hosszúsága miatt $\sigma(\vartheta)$ helyett annak a target-hossz menti átlagát mérjük, azaz 1/3.

ábra]
$$J(\theta) = \frac{1}{l} \int_{L-\frac{l}{2}}^{L+\frac{l}{2}} \frac{\sigma}{x^2} dx = \frac{1}{l} \int_{L-\frac{l}{2}}^{L+\frac{l}{2}} \sigma(\vartheta) d\vartheta$$

Az eltérés maximum 5 %-os, így az egyéb mérési hibák mellett elhanyagolható.



3. ábra

Target hosszúságának befolyása

C/ Szóródás a gáztargeten kívüli térben

A detektor és target közti vákuumtér nyomása legalább 3 nagyságrenddel alacsonyabb a targeténél, így az abban való szóródás valószínűsége max. 5 %. A primernyaláb közelébe azonban nagyobb szögű szórásból eredő nyomok is szóródhatnak, így ott esetleg jelentősebb korrekció várható. Ezért a háttér felvételeket mindig úgy végeztük el, hogy a vákuumtérbe beengedtük ugyanazt a gázmennyiséget, amely rendes mérésnél is beáramlott a gáztarget részén keresztül.

D/ Kétszeres szóródás

Ha az ütközés $\omega = 1 - \exp(-N\sigma_{teljes})$ valószínűsége nem sokkal kisebb 1-nél (N : cm^2 -kinti szórócentrumok száma), akkor megnő a kétszer, háromszor stb. többször szóródás valószínűsége.

Annak valószínűsége, hogy egy elektron kétszeres szóródással érkezzék a detektor egy pontjába: 2π

$$p_2(\vartheta) = \int_{(\vartheta')} \int_{\varphi=0} \Sigma(\vartheta') \Sigma(\vartheta, \vartheta', \varphi) \vartheta' d\vartheta' d\varphi$$

ahol $\Sigma = N\sigma$; az integrálást ϑ' azon értékeire kell kiterjeszteni, amelyekben belül az integrál az eloszlást számottevő mértékben módosítja.

A numerikus integrálás elvégzése igen hosszadalmas, helyette a következő megfontolást tehetjük: legyen egy adott target-gáznyomáson az egyszeres szórás hatáskeresztmetszete Σ_1 , a kétszeresé Σ_2 ; ha a nyomást a-szorosra növeljük (a-szor annyi szórócentrum) akkor:

$$\Sigma_1' = a \Sigma_1, \quad \Sigma_2' = a \Sigma_2$$

s így

$$\frac{\omega'}{a} - \omega = (a-1) \left(\Sigma_2 - \frac{1}{2} \Sigma_1^2 \right) ;$$

minthogy a hatáskeresztmetszet csökkenő szögekkel erősen növekszik, $\Sigma_2 > \Sigma_1^2$. $a = 2,27$ -el a kétféle nyomás mellett felvett görbe menete teljesen azonos volt; a kb. 20 %-os mérési hiba mellett (árammérés és nyomásmérés pontatlansága) $\frac{\omega'}{a} - \omega$ nem volt kimutatható. A mért eloszlási függvény tehát az egyszeres szórás keresztmetszetét adja.

Mérési eredmények egybevetése az elméleti feltevésekkel

A mérési eredményeket két szempont alapján kell kiértékelnünk.

1. A mért és számított relatív differenciális hatáskeresztmetszet egybevetése [1, 5, 12, 21].

2. A különböző elemeknél felvett szórási eloszlásokból az árnyékolási paraméter rendszám függésének megállapítása.

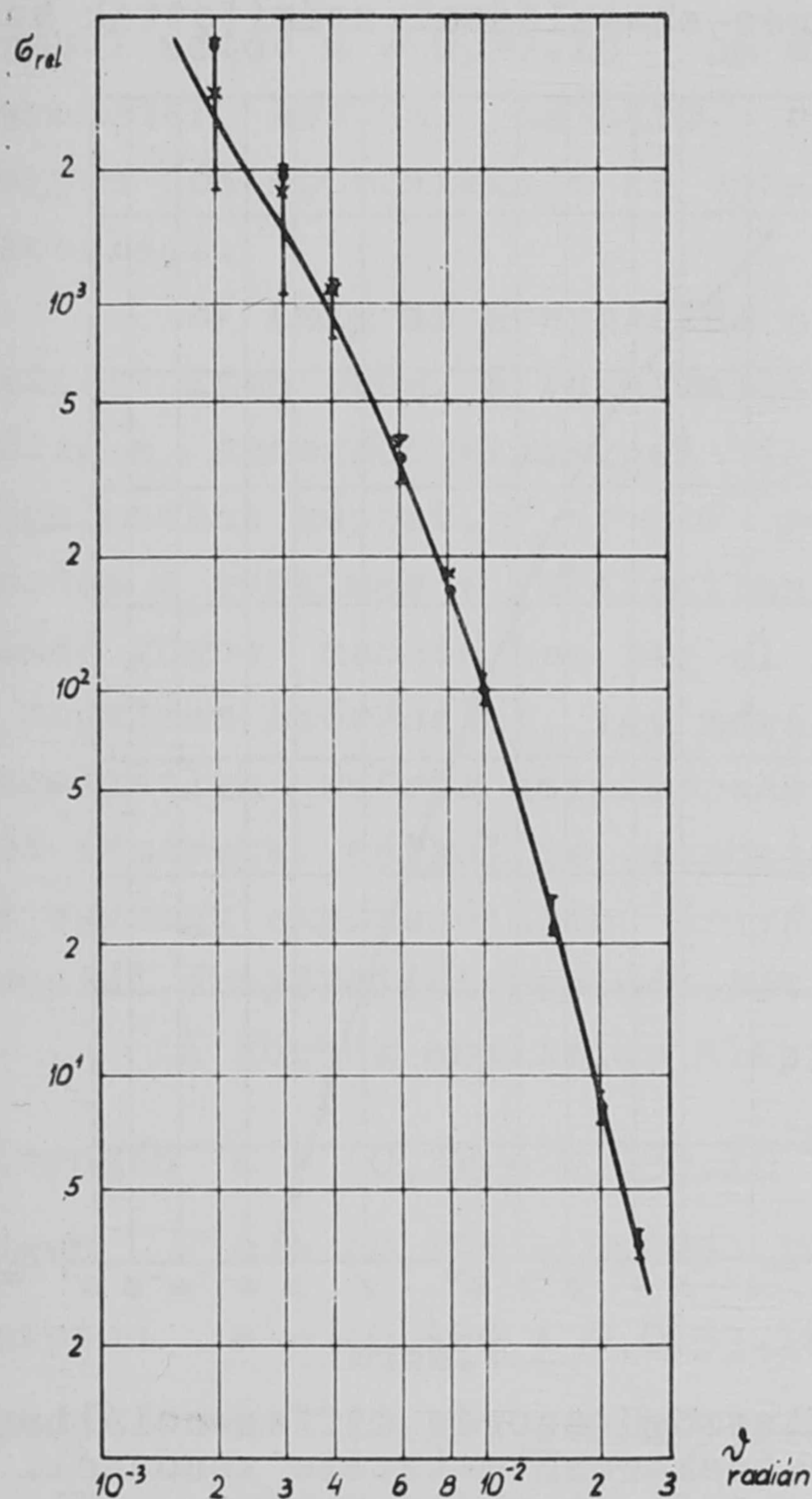
A differenciális hatáskeresztmetszet nagysága általában függ az energiától. A Born-approximációval számított szórás amplitúdó kis ϑ szögekre:

$$|f(\vartheta)| = \frac{2m_0Ze^2}{\hbar^2} \frac{\lambda}{\vartheta} \int_0^\infty \sin\left(\frac{\vartheta}{\lambda}r\right) \Phi(r) dr = \frac{2m_0Ze^2}{\hbar^2} \psi\left(\frac{\lambda}{\vartheta}\right)$$

s ebből a hatáskeresztmetszet:

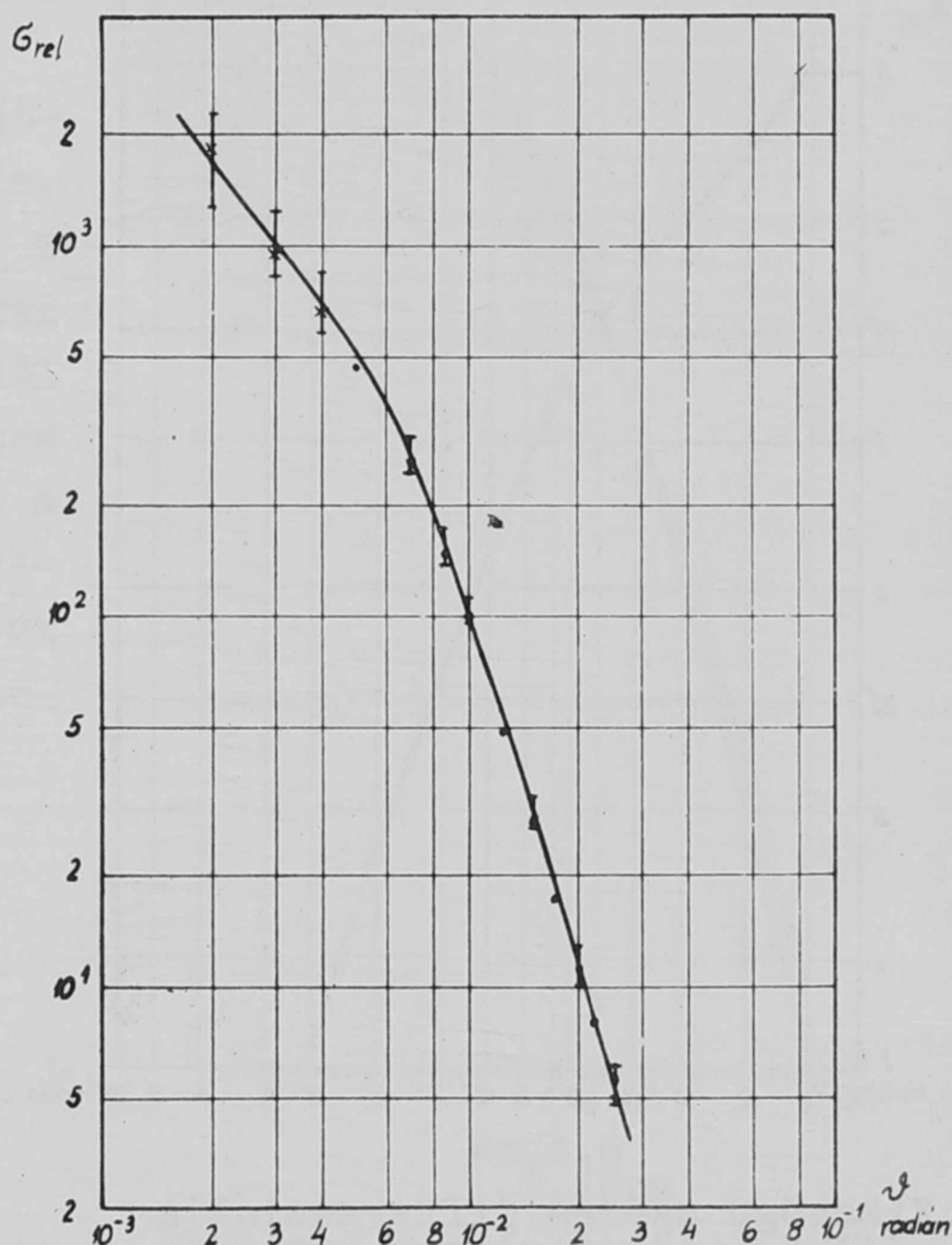
$$\sigma(\vartheta) = \frac{1}{1-\beta^2} |f(\vartheta)|^2$$

Látható, hogy ha az abszcisszát $\frac{\vartheta}{\lambda}$ -ban parameterezzük, a hatáskeresztmetszet nagysága ugyan függ az energiától, az eloszlás viszont nem. A mérések



4. ábra

Kisszögű szórás differenciális hatáskeresztmetszete nitrogénnél. A pontok [21] szerinti elméleti értékek, x-ek (2) és (3) szerint $a = 0,37 \cdot 10^{-8}$ cm-el. Az ordinátaskála önkényes



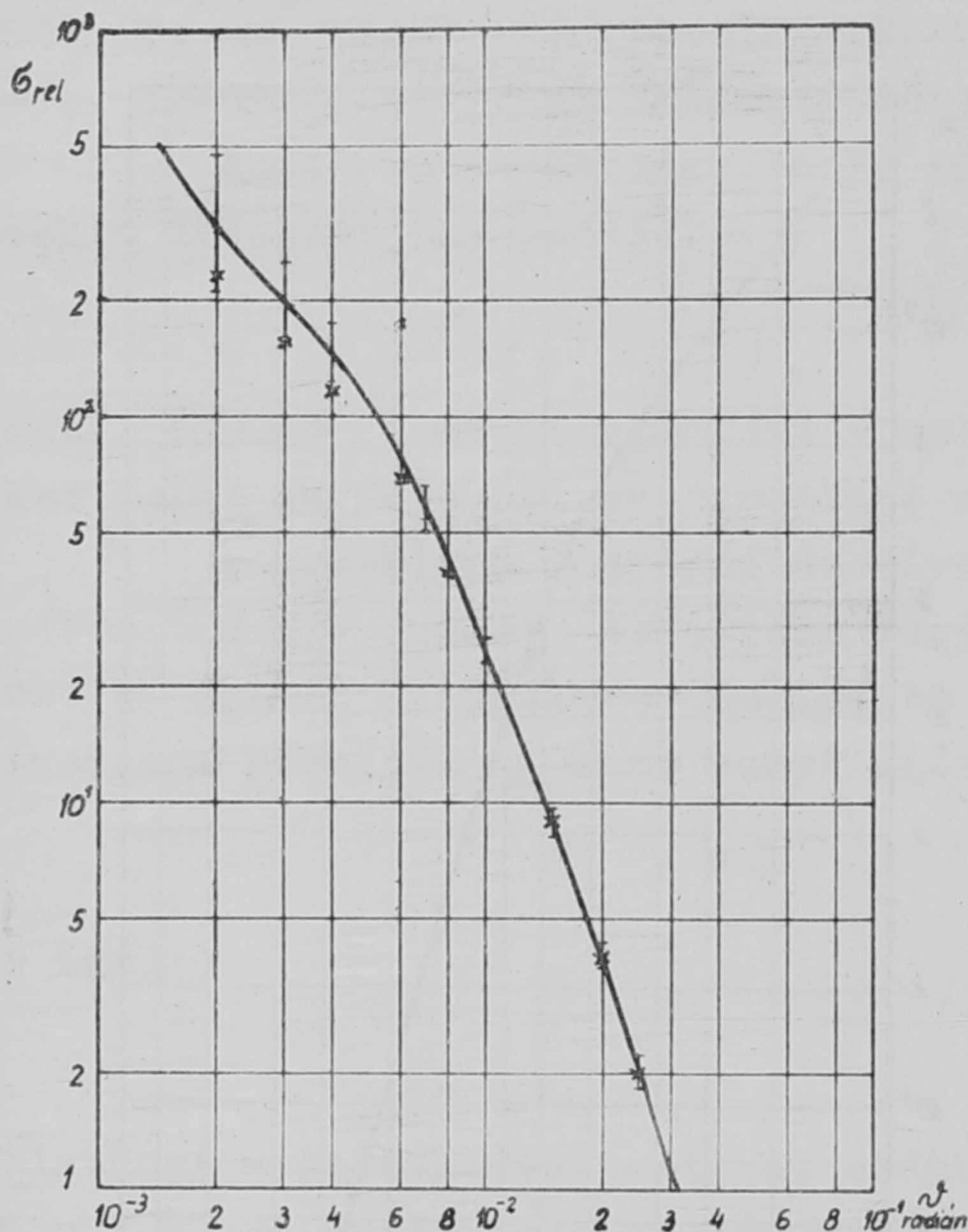
5. ábra

Kisszögű szórás differenciális hatáskeresztmetszete argonnál. A pontok a rugalmas szórás hatáskeresztmetszetét tüntetik fel [1] szerint; x-ek (2) és (3) szerint, $a = 0,294 \cdot 10^{-8}$ cm-el. Az ordinátaskála önkényes

azonban ugyanis csak relatív differenciális hatáskeresztmetszetet adnak. Ezért az ordinátaskálát önkényesen választottuk, s a nitrogénnél és argonnál ren-

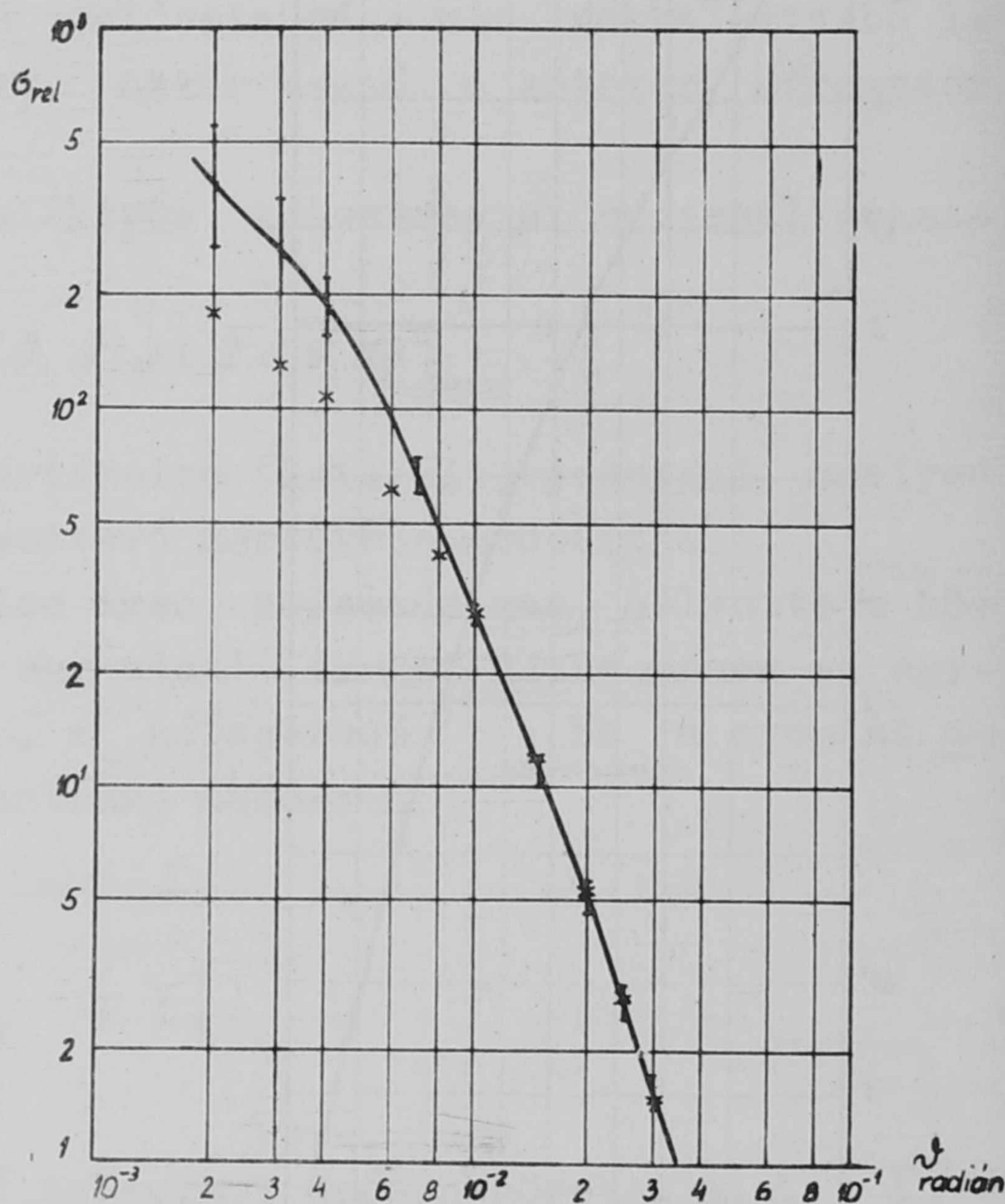
delkezésre álló elméleti pontokat a kísérleti görbékkel 10^{-2} radiánnal összenormáltuk.

A detektálás nem tesz különbséget a rugalmasan ill. rugalmatlanul szórt elektronok közt, ezért a mért görbéken a kettő összege jelenik meg. A 4., 5., 6., 7. ábrák a nitrogénnel, argonnal, kriptonnal és xenonnal végzett mérések eredményeit mutatják. A 4. ábrából látható, hogy a mérések a Hartree-eloszlással számított differenciális hatáskeresztmetszettel az egész mérési tartományban egyeznek [21]. Nitrogénnél $\vartheta > 2 \cdot 10^{-2}$ radián tartományban a szórás már tiszta árnyékolatlan Coulomb-szórás. Az 5. ábrán az argonon való szórás hatáskeresztmetszetét tüntettük fel. A \bullet -al jelölt elméleti pontok csak a rugalmas szórásra vonatkoznak, s Hartree-eloszlással számították azokat [1, 12].



6. ábra

Kisszögű szórás differenciális hatáskeresztmetszete kriptonnál. Az ordinátaskála önkényes. Elméleti pontok (2) és (3) szerint x-el jelölve a = $0,180 \cdot 10^{-8}$ cm-el.



7. ábra

Kisszögű szórás differenciális hatáskeresztmetszete xenonnál. Az ordinátaskála önkényes. Elméleti pontok (2) és (3) szerint x-el jelölve a = $0,165 \cdot 10^{-8}$ cm-el.

A rugalmas szórás árnyékolása rendszámfüggésének vizsgálata bizonyos nehézségekkel jár: ahol ugyanis a rugalmas szórás árnyékolása jelentőssé válik, ott a rugalmatlan szórás hatáskeresztmetszete rendszerint sokkal nagyobb a rugalmasénál.

Fenti nehézség áthidalására következő két közelítéssel fogunk élni.

a/ A rugalmas szórás hatáskeresztmetszete számításánál az árnyékolást egyszerű exponenciális potenciál (Yukawa-potenciál) segítségével vesszük figyelembe. A kitevőben szereplő állandót úgy kell meghatározni, hogy

valódi és a közelített potenciál r azon értékei mellett térjenek el legkevésbé egymástól, melyek környezetében a kölcsönhatás létrejön.

A különböző vizsgált elektroneloszlásokat tehát $0,15 \cdot 10^{-8} < r < 1,5 \cdot 10^{-8}$ tartományban $\exp(-r/a)$ árnyékolási faktorial vettük figyelembe.

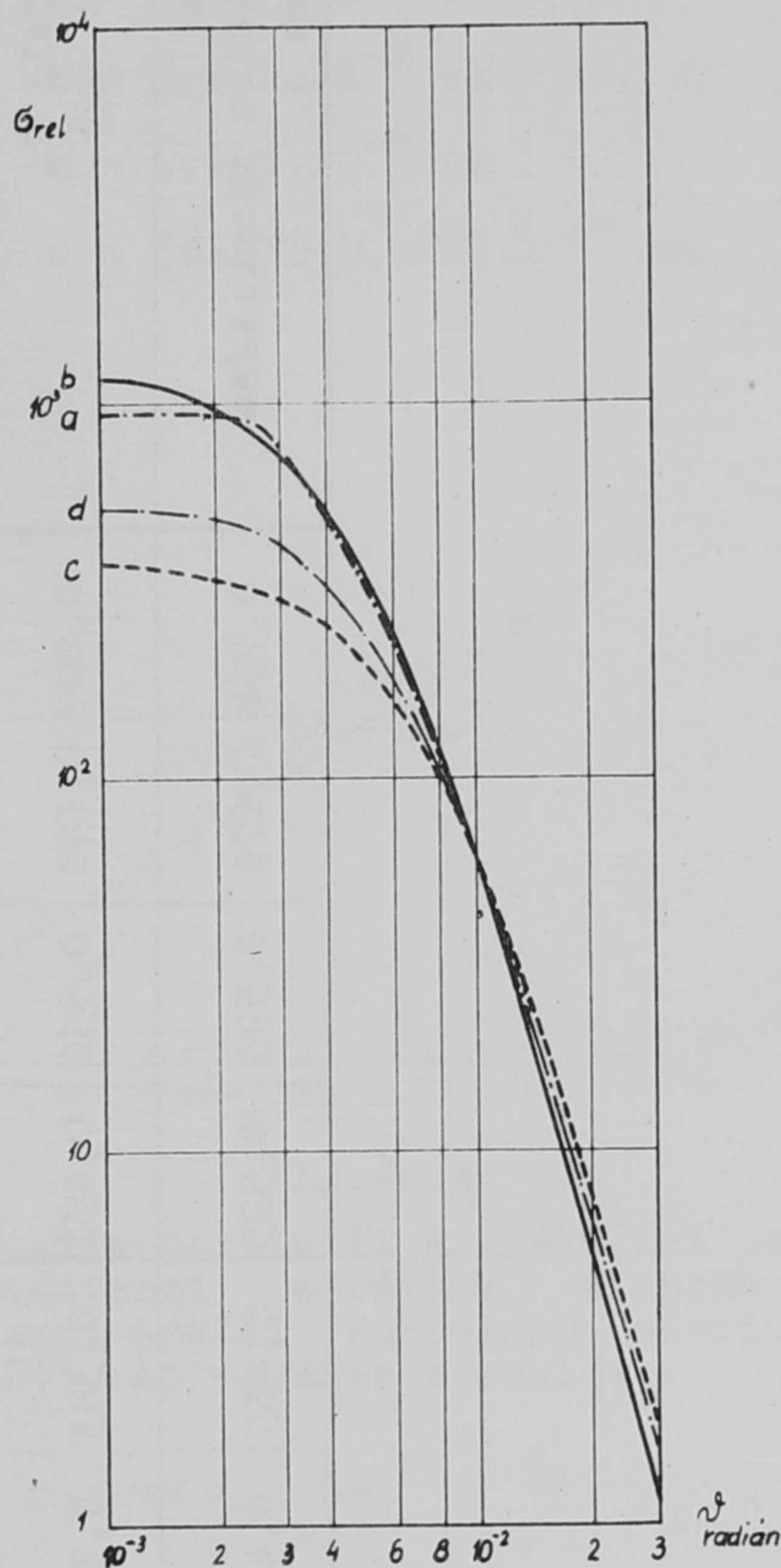
A 8. ábrán a nitrogénnek Moravcsik által számított rugalmas szórás hatáskeresztmetszete mellett feltüntettük a Yukawa-potenciálból számított hatáskeresztmetszetet is, mégpedig $a = 0,885 \cdot a_0 Z^{-1/3}$ -ből számított $a = 0,244 \cdot 10^{-8}$ cm, a Williams szerint $a = 0,275 \cdot 10^{-8}$ cm és a méresemből adódó $a = 0,37 \cdot 10^{-8}$ cm árnyékolási paraméter esetén. Látható, hogy utóbbi nagyon jól approximálja az egzakt szórás eloszlást.

b/ Amíg az árnyékolás nem kifejezetten igen erős, a rugalmatlan szórás, főleg a nehezebb elemeknél igen kicsi a rugalmashoz képest. $\vartheta > (5-6) \cdot 10^{-3}$ radián szögek esetén a rugalmas + rugalmatlan szórásból adódó görbe menete nem tér el lényegesen a rugalmas szórásétól, így méréseinkből a rugalmatlan szórás hatáskeresztmetszetének ismerete nélkül is meghatározhatjuk az egytagu exponenciális árnyékolási potenciál árnyékolási paraméterét.

A görbék analízise alapján:

nitrogén	$a = (0,37 \pm 0,03) \cdot 10^{-8}$ cm
argon	$a = (0,275 \pm 0,025) \cdot 10^{-8}$ cm
kripton	$a = (0,180 \pm 0,015) \cdot 10^{-8}$ cm
xenon	$a = (0,165 \pm 0,015) \cdot 10^{-8}$ cm

Az I. táblázatban az argon atom különböző közelítésből adódó árnyékolási potenciáljait, a 8. ábrán néhány számított rugalmas szórás hatáskeresztmetszetet tüntettünk fel. Látható, hogy az árnyékolási függvények egymás közt elég jól egyeznek, a hatáskeresztmetszetek pedig csak a kis szögű tartományban térnek el erősen egymástól, ahol a rugalmatlan szórás ugyanis dominál. A különböző eloszlások



8. ábra

Rugalmas szórás differenciális hatáskeresztmetszete nitrogén-nél.

a/ Hartree-eloszlással számítva [21]

b/ Yukawa potenciál,

$a = 0,37 \cdot 10^{-8}$ cm (mért érték)

c/ Yukawa-potenciál,

$a = 0,244 \cdot 10^{-8}$ cm

d/ Yukawa-potenciál,

$a = 0,275 \cdot 10^{-8}$ cm ([6] szerint)

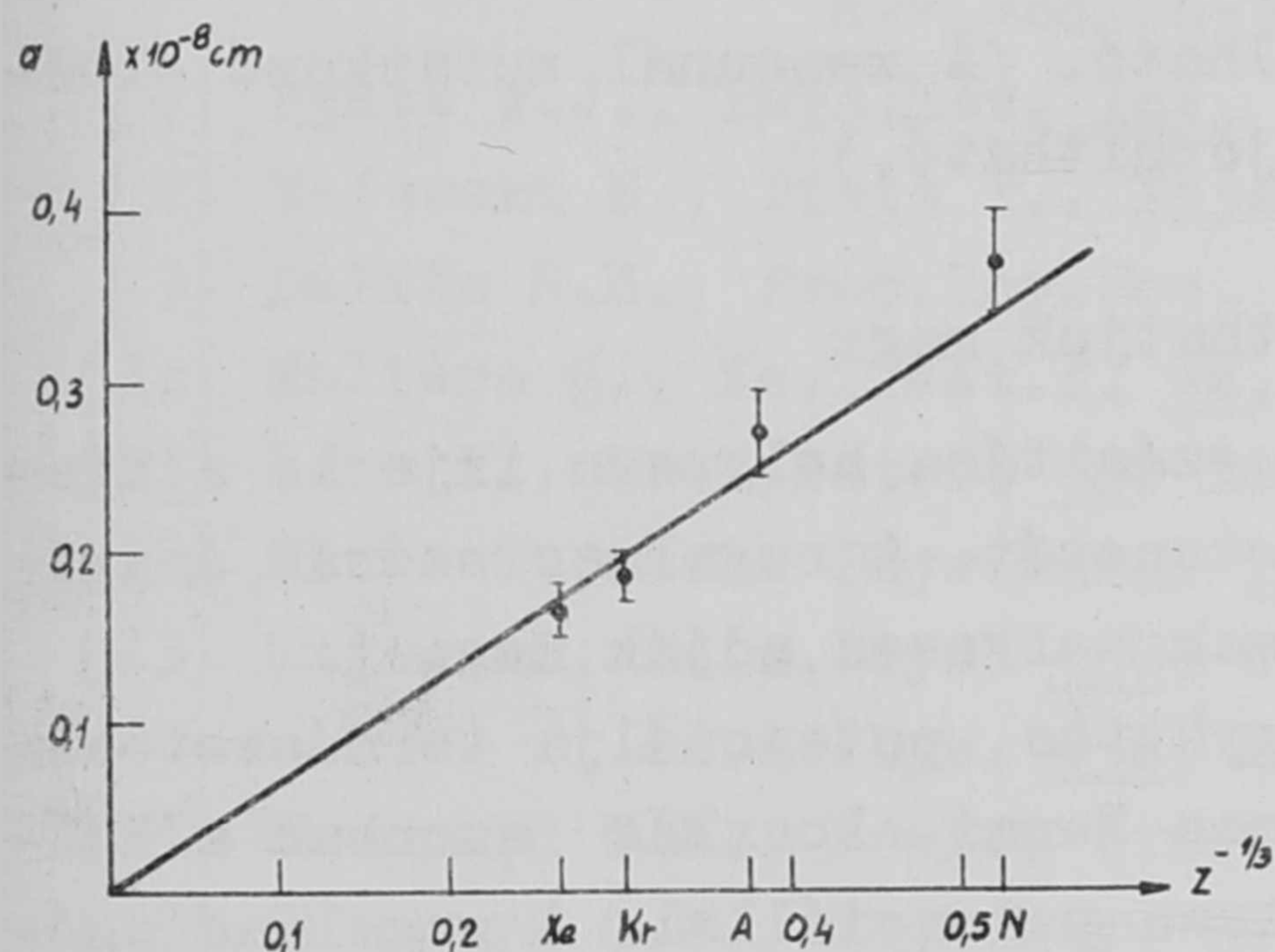
I. táblázat

 $\Phi(x)$ árnyékolási függvények argonra

	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,3
Hartree-eloszlás 3 tagú exponenciális közelítés [7]	0,808	0,686	0,587	0,509	0,446	0,395	0,353	0,316	0,287	0,260	0,228
Thomas-Fermi modell Rosenthal közelítés [22] Molière módosításával [10]	0,792	0,660	0,563	0,486	0,425	0,375	0,331	0,297	0,267	0,242	0,210
Thomas-Fermi modell Weizsäcker-korrektció [23]	0,821	0,681	0,577	0,493	0,424	0,369	0,318	0,303	0,251	-	0,184
Thomas-Fermi modell Gombás-korrektció [23]	0,807	0,640	0,536	0,451	0,383	0,327	0,278	0,249	0,215	-	0,152
Hartree-eloszlás 1 tagú exponenciális közelítése $a = 0,294 \cdot 10^{-8}$ cm	0,758	0,670	0,595	0,525	0,465	0,410	0,364	0,321	0,288	0,253	0,211

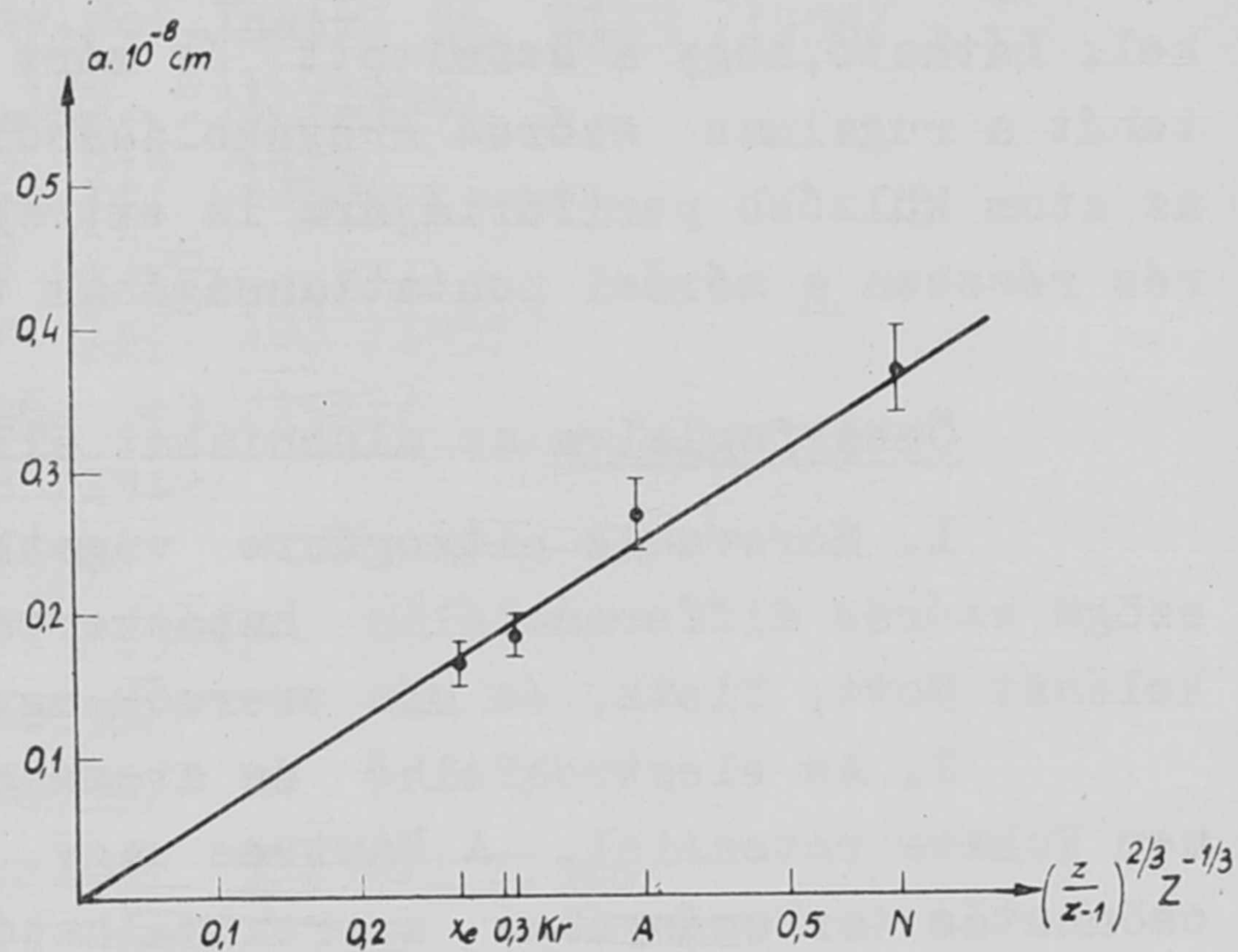
egytagu exponenciális approximációjából alábbi árnyékolási paramétereket nyerhetjük argonra:

Hartree-eloszlásból: [1]	$a = 0,294 \cdot 10^{-8}$ cm
Thomas-Fermi modell, Rosenthal közelítés [22] [10]	$a = 0,287 \cdot 10^{-8}$ cm
" Weizsäcker-korrektció [23]	$a = 0,244 \cdot 10^{-8}$ cm
" Gombás-korrektció [23]	$a = 0,227 \cdot 10^{-8}$ cm
Exponenciális közelítés Williams szerint [6]	$a = 0,202 \cdot 10^{-8}$ cm
" " Molière-szerint [10]	$a = 0,161 \cdot 10^{-8}$ cm
Mért érték	$a = (0,275 \pm 0,025) \cdot 10^{-8}$ cm



9. ábra

Yukawa-potenciál árnyékolási paraméterei mérésünk alapján. Az egyenes egyenlete $a = 1,23 a_0 Z^{-1/3}$



10. ábra

Yukawa-potenciál árnyékolási paraméterei mérésünk alapján a Fermi-Amaldi korrekció szerint [24]. Az egyenes egyenlete:

$$a = 1,195 a_0 \left(\frac{Z}{Z-1} \right)^{2/3} Z^{-1/3}$$

A 9. ábrán $Z^{-1/3}$ függvényében feltüntettük a mért árnyékolási paramétereket. A statisztikus elméletnek megfelelő

$$a = \frac{1}{k} 0,885 a_0 Z^{-1/3}$$

árnyékolási paraméterre

$$a = (1,23 \pm 0,067) a_0 Z^{-1/3}$$

értéket kapjuk.

A statisztikus elméletből ismert, az elektronoknak saját magukkal való kölcsönhatását figyelembe vevő Fermi-Amaldi korrekció szerint [24]

$$a = \frac{1}{k} 0,885 a_0 \left(\frac{Z}{Z-1} \right)^{2/3} Z^{-1/3}$$

Ez esetben:

$$a = (1,195 \pm 0,070) a_0 \left(\frac{z}{z-1} \right)^{2/3} z^{-1/3}$$

összefüggés a nitrogén esetében jobb egyezést biztosít (10. ábra).

A rugalmatlan szórás (2) és (3) képlet segítségével vehetjük figyelembe. Az a árnyékolási paraméter helyébe - ahol a Hartree-eloszlás ismeretes - az azt legjobban approximáló Yukawa-potenciál árnyékolási paraméterét kell helyettesítenünk. A Hartree-eloszlás helyett a mérésből meghatározott árnyékolási paramétert is használhatjuk. A 4-7. ábrán a (2) és (3) képletből számított hatáskeresztmetszeteket is feltüntettük (x-el jelölve), mégpedig az argonnal a Hartree-eloszlást legjobban approximáló $a = 0,294 \cdot 10^{-8}$ cm árnyékolási paraméterrel, N-nél, Kr-nál és Xe-nál pedig a mért a értékekkel. Látható, hogy a számított és mért eloszlás a xenon kivételével egyezik, tehát a rugalmas szórás árnyékolásából meghatározott árnyékolási paraméter az atom külsőbb perifériájára is extrapolálható. (A xenonnál mutatkozó eltérés részben a mérési pontatlanságának tulajdonítható.)

Összefoglalva az alábbiakat állapíthatjuk meg:

1. Moravcsik-nitrogénre vonatkozó számítása helyesen írja le a kismögű szórás differenciális hatáskeresztmetszetét. A rugalmas szórás árnyékolását Mott, Tietz, és más szerzők ugyancsak helyesen adják meg.

2. Az elektronfelhő és atommag együttes potenciálja természetesen nem Yukawa-potenciál. A Hartree vagy Thomas-Fermi eloszlás azonban a kölcsönhatás tartományában approximálható Yukawa-potenciállal. A rugalmas szórás árnyékolása leírható megfelelően választott árnyékolási paraméter segítségével. Méréseink szögtartománya olyan ütközési paraméter értékeknek felel meg, amelyeknél az elektronfelhő sűrűsége viszonylag nagy, így a mérés az elektroneloszlás ezen részéről ad felvilágosítást.

3. Kismögű szórás eloszlásának kiszámításánál csak abban az esetben szabad az elektronokon való rugalmatlan szórás elhanyagolni, ha a vizsgált szögtartomány - a szóró anyag rendszámától függően - $(5-10) \cdot 10^{-3}$ radiánnál nagyobb szögekre terjed csak ki. Pontatlanabb közelítő eljárás, ha a rugalmatlan szórás is figyelembe veszi, ilyen szempontból jobb közelítéshez vezethet, mint ha a magasabbrendű közelítés tagjait is kiszámítanók, de a számítás csak rugalmas szórásra korlátoznánk. A rugalmatlan szórás leírásához ugyanazt az árnyékolási paramétert használhatjuk, mint a rugalmas szóráséhoz; minthogy azonban a vizsgálat ilyenkor igen nagy ütközési paraméter intervallumra terjed ki - mint az I. táblázat is mutatja - a valódi potenciál-eloszlásra ráfektetett Yukawa-potenciál csak korlátozott pontosságú eredményhez vezet.

I r o d a l o m

- [1] Mott N.F., Proc.Roy.Soc. A 124, 425 /1929/
A 135, 429 /1932/
Mott N.F., Massey H.S.W., The Theory of Atomic Collisions
/Clarendon Press, II-d ed.p. 82./
- [2] McKinley W.A., Feshbach H., Phys.Rev. 74, 1759 /1948/
- [3] Morse, Phys.Zs. 33, 443 /1932/
- [4] Bartlett J.H., Welton T.A., Phys.Rev. 57, 1063 /1940/
Phys.Rev. 59, 281 /1941/
- [5] Moravcsik M.J., Phys.Rev. 100, 1009 /1955/
Moravcsik M.I., Sellen I.M., Rev.Sci.Instr. 26, 1159 /1955/
- [6] Williams E.G., Proc.Roy.Soc. A 169, 531 /1939/
Rev.Mod.Phys. 17, 217 /1945/
- [7] Byatt W.J., Phys.Rev. 104, 1298 /1956/
- [8] Majewski M., Tietz T., Phys.Rev. 108, 193 /1957/
- [9] Dalitz R.H., Proc.Roy.Soc. A 206, 509 /1951/
- [10] Molière G., Zs.f.Nat.f. 2a, 133 /1947/
- [11] Lenz F., Zs.f.Nat.f. 9a, 185 /1954/
- [12] Tietz T., Acta Phys.Hung. 10, 11 /1959/
- [13] Gajewski, An.d.Phys. 456, 232 /1958/
An.d.Phys. 456, 299 /1958/
- [14] Sheppard C.W., Fowler W.A., Phys.Rev. 57, 273 /1940/
- [15] Sheppard C.W., Phys.Rev. 62, 313 /1942/
- [16] Dees B.C., Hammermash B., Phys.Rev. 63, 297 /1943/
- [17] Goudsmith S., Saunderson J.L., Phys.Rev. 57, 24 /1940/
- [18] Simpson J.A., Craw T.F., Marton L., Phys.Rev. 104, 64 /1956/
- [19] Biberman L.M., Vtorov E.N. és mások; Dokladi, 69, 519, /1949/
- [20] Berkes I., Demeter I., Kostka P., Magyar Fiz.Folyóirat, 6, 209 /1958/
- [21] Moravcsik M.J., levélbeli közlés [5] alapján.
- [22] Rosenthal S., Zs.f.Phys. 98, 742 /1935/
- [23] Gombás P., Acta Phys.Hung. 5, 123 /1955/
- [24] Gombás P., Die statistische Theorie des Atoms und ihre Anwendungen.
/Springer, Wien, 1949/

Érkezett 1959. augusztus 10.

KFKI Közlemények 7.évf. 4.szám, 1959.

A VIZ-METILETILKETON RENDSZER GŐZNYOMÁSA

Irta: Kiss István és Szabó Elekné

Magkémiai Osztály

Összefoglalás

Meghatároztuk a viz-metiletiketont rendszer gőznyomásának koncentráció függését 20, 40 és 60 C° hőmérsékleten, valamint a komponensek parciális gőznyomását 20 C°-on. Az e célra kidolgozott módszer megfelelő körülmények között alkalmas tetszőleges keton parciális gőznyomásának meghatározására.

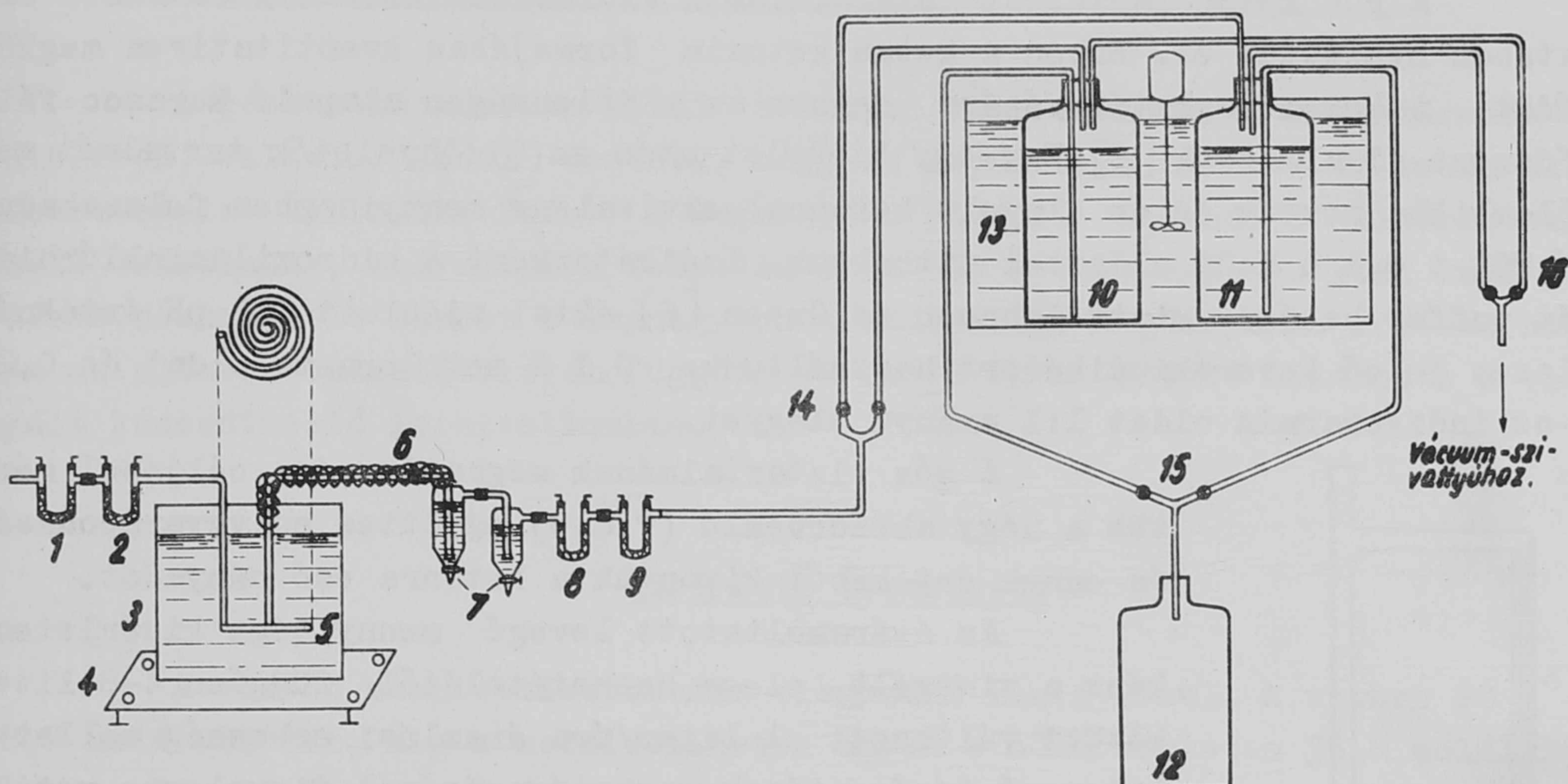
A viz-metiletiketont rendszer izoterm folyadék-gőz egyensúlyára vonatkozó adatokat az irodalomban nem találhatunk. Othmer és Benenati [1] meghatározták a rendszer izobár folyadék-gőz egyensúlyát a 200-760 Hgmm nyomás intervallumban, Othmer, Chudgar és Levy [2] pedig egy atmoszféránál nagyobb nyomáson. Több kézikönyvben megtalálhatók ezen kívül a Shell Chemical Co. Laboratóriuma által közölt adatok (pl. [3]). Uranilnitrátnak viz és metiletiketont között való megoszlásának részletes kémiai termodinamikai vizsgálatához szükségessé vált számunkra az oldószerpár képezte binér rendszer izoterm egyensúlyának pontos ismerete. Ezért az előbbieken említett izobárok izotermákká való transzformálása és a bennünket érdeklő 20-60 C° hőmérsékleti intervallumba való extrapolálása mellett feltétlenül szükségesnek látszott az izotermák kísérleti úton való meghatározása is: elsősorban az alacsonyabb hőmérsékleten. Az e célra kidolgozott metodika egyben megfelelő módszer a hármas rendszerben végzett gőznyomás mérésekhez is.

Kísérleti módszer

Folyadék elegyek gőznyomásának, valamint a komponensek parciális gőznyomásának izoterm körülmények között való meghatározására szolgáló eljárások közül általában a gázáramoltatási módszer [4] adja a legpontosabb eredményeket. A módszer lényege a következő. Az adott összetételű folyadék elegyen (vagy az elegy fölött) ismert mennyiségű inert gázt (levegőt, CO₂-t, N₂-t stb.) áramoltatunk át olyan sebességgel, hogy az telitődjék az elegy gőzeivel. A telitődés után az áramló gázból az elegy gázait kinyerjük oly módon, hogy azok mennyisége komponensenként meghatározható legyen. Legyen V az átáramoltatott inert gáz térfogata az adott nyomáson és hőmérsékleten, v_A , v_B az elegy komponensei által kitöltött gáztérfogat a telitődés után,

P a nyomás a rendszerben, p_A , p_B a komponenseknek az adott hőmérsék-
lethez tartozó parciális gőznyomás értékei. A gázelegyet ideálisnak tekint-
ve:

$$p_A = \frac{v_A}{V + v_A + v_B + \dots} \cdot P, \quad p_B = \frac{v_B}{V + v_A + v_B + \dots}, \dots$$



1. ábra

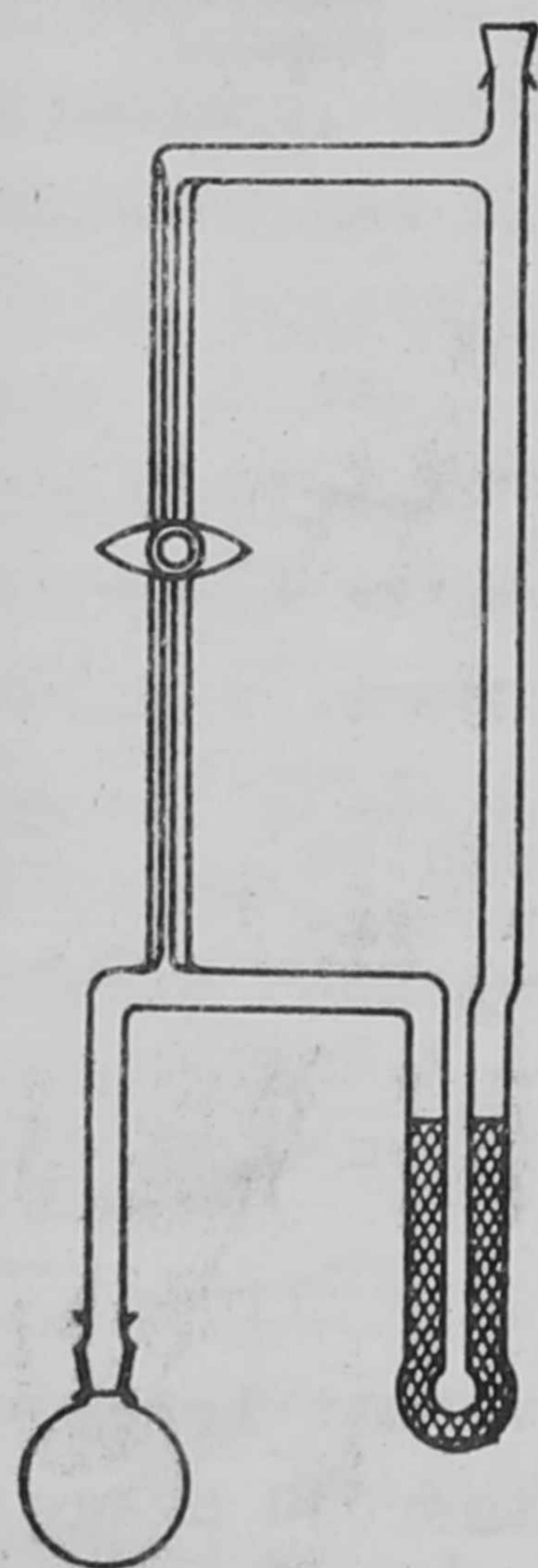
1-2: CO_2 és víz-elnyelők, 3: ultratermosztát, 4: a vízszintes
síkra való beállítást szolgáló állvány, 5: telítő, 6: az el-
vezető cső temperálására szolgáló fűtőszál, 7: keton elnye-
lető, 8: CaCl_2 -al töltött vízelnyelő, 9: P_2O_5 -el töltött víz-
elnyelő, 10-11: üvegpalackok, 12: üvegpalack, 13: termosz-
tát, 14-15-16: csapok

A kísérleti berendezés az 1. ábrán látható. Az átszivatott levegő
telítése egy kb. 170 cm hosszú spirálisan meghajlitott 1 cm átmérőjű üveg-
csőben (5) történik. A betöltött kb. 50 ml vizsgálandó elegy térfogatának
mintegy felét tölti ki. A folyadék fölött áramlik az átszivatott levegő. A
telítő $\pm 0,02 \text{ C}^\circ$ pontosságú termosztátba (3) merült. A (4) állvány a telítő
edény vízszintes síkra való beállítására szolgál. Az áramoltatott levegő
száritására és CO_2 -mentesítésére nátronmészsel, CaCl_2 -val és szilikagéllal
töltött U-csöveket (1,2) használtunk. A vizsgált elegy gőzeivel telített le-
vegőből a metiletiketont a hidroxilamin oldattal töltött gázmosókban (7)
nyelettük el, a víz megkötésére pedig CaCl_2 -al és P_2O_5 -el töltött U-csöveket
használtunk. A telítő edény kivezető csövét körülvevő fűtőszál (6) segítsé-
gével elkerülhető a gőzöknek a cső falán való kondenzálódása abban az eset-
ben, ha a kísérletet szobahőmérsékletnél magasabb fokon végezzük.

Ismert mennyiségű levegőnek a vizsgált oldat fölött való átáramol-
tatását a következő módon végeztük. Termosztátba (13) helyezett nagy ürtar-

talmu lezárt üvegedényekből (10,11) desztillált vizet szivornyáztunk a (12) edénybe és a lefolyt viz súlyát mértük. A (14) és (15) csapok megfelelő állításával felváltva használhattuk a (10) és (11) tartályokat, illetve szükség esetén a kísérlet leállítása nélkül átkapcsolhattunk egyikről a másikra. A vizsugárszivattyúhoz kapcsolódó vezeték (16) a (10) és (11) tartályok desztillált vízzel való feltöltését könnyítette meg.

A gőz keton-tartalmát hidroxilamin klórhidrát kb. 20 %-os vizes oldatában nyelettük el. Ebben a keton ketoxim formájában kvantitatíven megkötődött. A keton meghatározására egyben az e jelenségen alapuló Morasco-féle módszert alkalmaztuk [5]. Egy-egy kísérlet után az (7) elnyeletők tartalmát mérőlombikba mostuk és az elnyelt ketonnal ekvivalens mennyiségben felszabaduló HCl-t 0,1 n NaOH oldattal titráltuk. Indikátorként a hidroxilamin-klórhidrát puffer hatása miatt Johnson és Green [6] által ajánlott 4,1 pH értéknél élesen jelző keverékindikátort használtunk: 0,1 % metiloranzs oldat és 0,25 %-os indigokarmin oldat 1:1 arányu elegyet.



2. ábra

Izoteniszkóp

A gőz viktartalmának meghatározása céljából mértük a négy abszorbeáló (7,8,9) együttes súlygyarapodását és ennek értékéből kivontuk a ketonra eső hányadot.

Az átáramoltatott levegő mennyisége kísérletenként a vizsgált elegy összetételétől függően 4-8 liter között változott 1 liter/óra áramlási sebesség mellett. A levegő térfogatának meghatározásánál figyelembe vettük a (10) és (11) tartályok levegőjének vizgőztartalmát és hőmérsékletét a következő képlet alapján:

$$V = \left(V' - \frac{P_{H_2O}}{P} V' \right) \frac{T_t}{T}$$

ahol P'_{H_2O} a vizgőztenzió a (13) termosztát T' absz. hőmérsékletén

P a légnyomás

V' a (10) és (11) tartályokból leengedett viz térfogata

T a kísérlet absz. hőmérséklete

Kísérletsorozatokkal bizonyítottuk, hogy az át-szivatatott levegő az alkalmazott áramlási sebesség mellett telitődött az elegy gőzeivel, továbbá, hogy az abszorbensek a gőzök gyakorlatilag teljes elnyelődését biztosították, végül pedig, hogy a HCl tenziója a (7) gázmosókban elhanyagolható.

A gázáramoltatási módszerrel végzett meghatározások ellenőrzésére, valamint magasabb hőmérsékleti értékeknél az elegy összgőznyomásának meghatározására izoteniszkópot alkalmaztunk a szokásos technikával [7] (2. ábra). Az azeotróp elegy összetételének pontos megállapítására egy kb. 25 fokozatot szolgáltató fémspirálokkal töltött rektifikáló oszlopot alkalmaztunk.

A kísérletekhez desztillált vizet és egy laboratóriumi rektifikáló oszlopon át desztillált pro anal. metiletiketont használtunk. A használt szerves oldószer fizikai állandóit az alábbi táblázat foglalja össze.

I. táblázat

	Törésmutató	Forráspont (760 Hgmm)
Mért	1,3783	80,0°
Irodalmi	1,3785	80,0°

A gőztenzió mérések hibái a komponensek analitikai meghatározásának hibáiból, valamint abból erednek, hogy az elpárolgás során a folyadék elegy összetétele változik. Ezért a legnagyobb hibával azoknál a kísérleteknél kell számolnunk, melyeknél a folyadékfázis és a vele egyensúlyban lévő gőzfázis összetétele között a legnagyobb a különbség. A gőznyomás mérések hibája az oldatok összetételétől függően ± 1 és ± 3 Hgmm között változott a vizsgált koncentráció intervallumban.

Kísérleti eredmények

A víz és metiletiketon nem elegyedik korlátlanul. A vízben 20 C°-on 8,7 mol% oldódik, míg a metiletiketon ugyan e hőmérsékleten 35,8 mol% vizet képes oldani. E koncentráció intervallumon belül tehát a rendszer két folyadékfázist alkot. A kölcsönös oldékonyságra vonatkozó adatokat tartalmazza a II. táblázat.

II. táblázat

Hőmérséklet (C°)	Metiletiketon mol% az egyensúlyi fázisokban		Irodalom
20	8,7	64,2	Saját mérés
40	6,4	63,7	[3]
60	5,5	61,2	[3]

Az áramlásos módszerrel (20 C°-on), valamint az izoteniszkóppal végzett mérések eredményeit a III. táblázatban foglaltuk össze.

III. táblázat

	Keton mol% folya- dékban	t = 20 C°			t = 40 C°	t = 60 C°
		P	P _{ket}	keton mol% gőzben	P	P
1	0	17,5	-	-	55,0	149,8
2	0,85	27,6	-	-	108,2	256,5
3	1,1	38,0	-	-	112,5	267,8
4	1,9	50,8	21,9	43,1	143,6	342,5
5	2,9	59,0	-	-	166,5	406,3
6	3,7	68,0	38,1	56,0	181,5	446,6
7	5,0	75,5	-	-	196,0	450,0
8	5,9	84,0	51,3	61,1	203,5	485,5
9	14,3	91,6	58,9	64,3	216,9	488,9
10	27,3	91,5	58,6	64,0	216,9	488,9
11 ^x	73,0	91,6	66,9	73,0	-	-
12	79,7	91,7	-	-	214,3	470,0
13	88,9	88,0	69,1	78,5	-	-
14	96,5	84,0	75,6	89,5	191,1	414,5
15	100,0	80,0	80,0	100,0	187,1	400,6

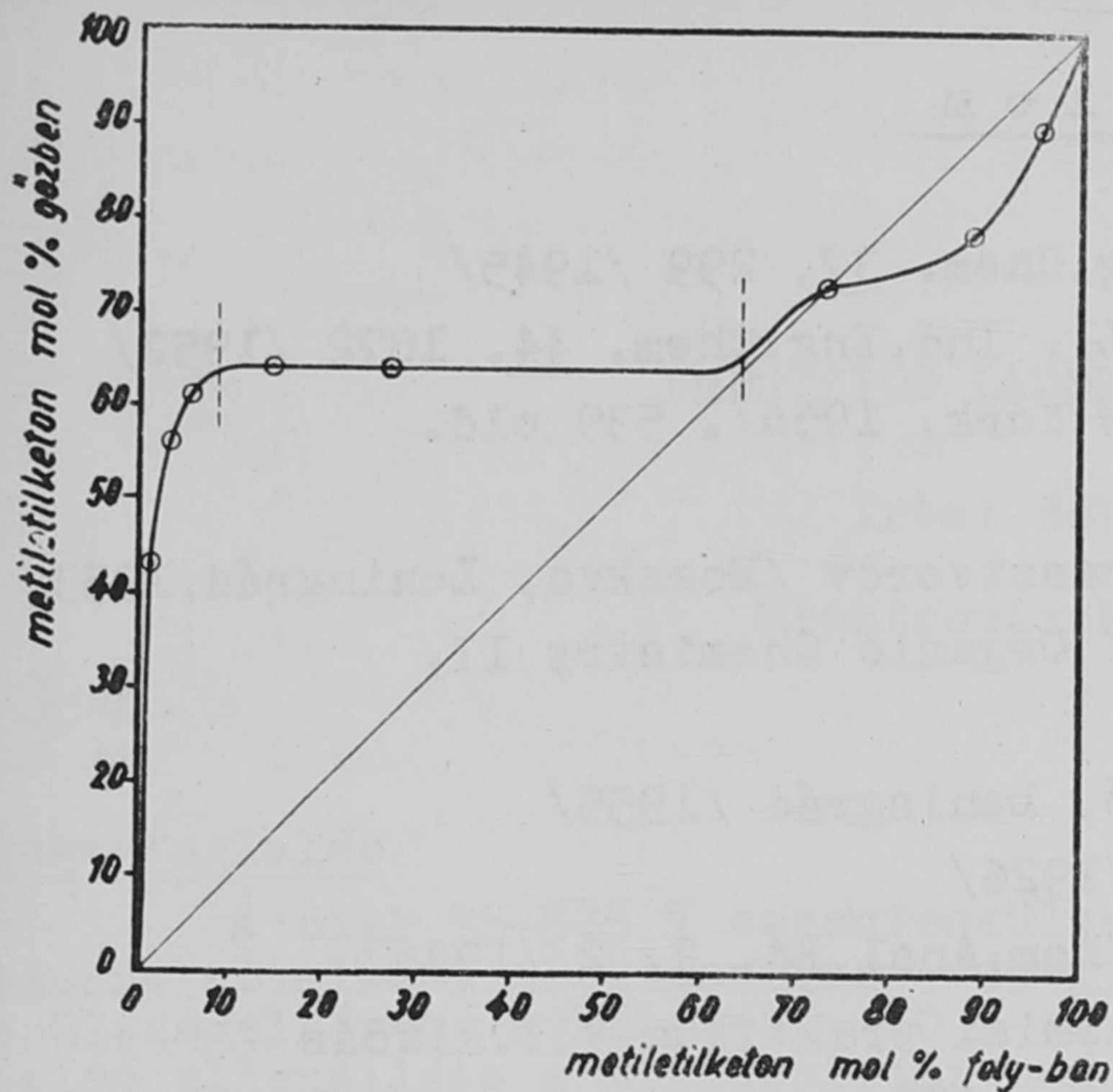
^x desztilláló oszlopon végzett kísérlet

A 3. ábra a parciális és össz-gőznyomások koncentrációfüggését ábrázolja. Látható, hogy a rendszer azeotróp elegy összetétele nem a heterogén területre esik. Ennek következtében a két folyadékfázissal egyensúlyban lévő gőzfázis összetétele is a homogén koncentráció intervallumban van. Heterogén metiletiketon-víz elegyet desztillálva tehát az adott hőmérsékleten a párlat homogén elegy lesz mindaddig, amíg a folyadékfázis heterogén.

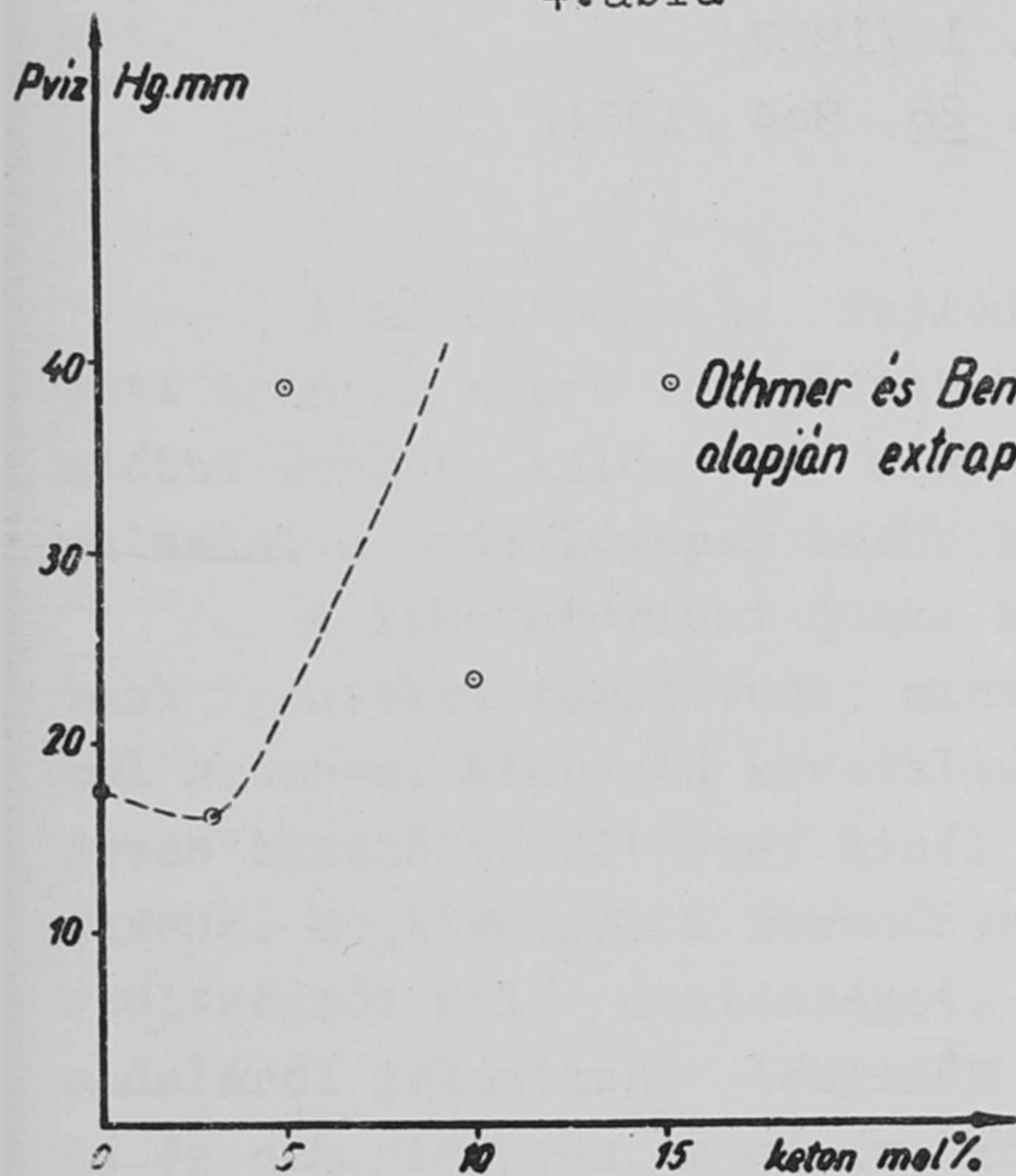
A 4. ábra a gőzfázis összetételének változását mutatja a folyadékfázis összetételének függvényében. A két folyadékfázis eltűnése és az azeotróp elegy megjelenése közé eső koncentráció-intervallumban a folyadék és gőzfázis összetétele között alig van különbség.

A módszer az alacsony (3-5 %-nál kisebb) metiletiketon koncentrációknál nem adott lehetőséget a parciális gőznyomásoknak a jelzett pontossággal való meghatározására. Raoult törvénye értelmében azonban a víz parciális nyomásának egészen alacsony metiletiketon koncentrációknál csökkennie kell. Erre mutat az Othmer, Benenati [1] adatai alapján extrapolációval szerkesztett parciális gőznyomás-görbe is (5. ábra).

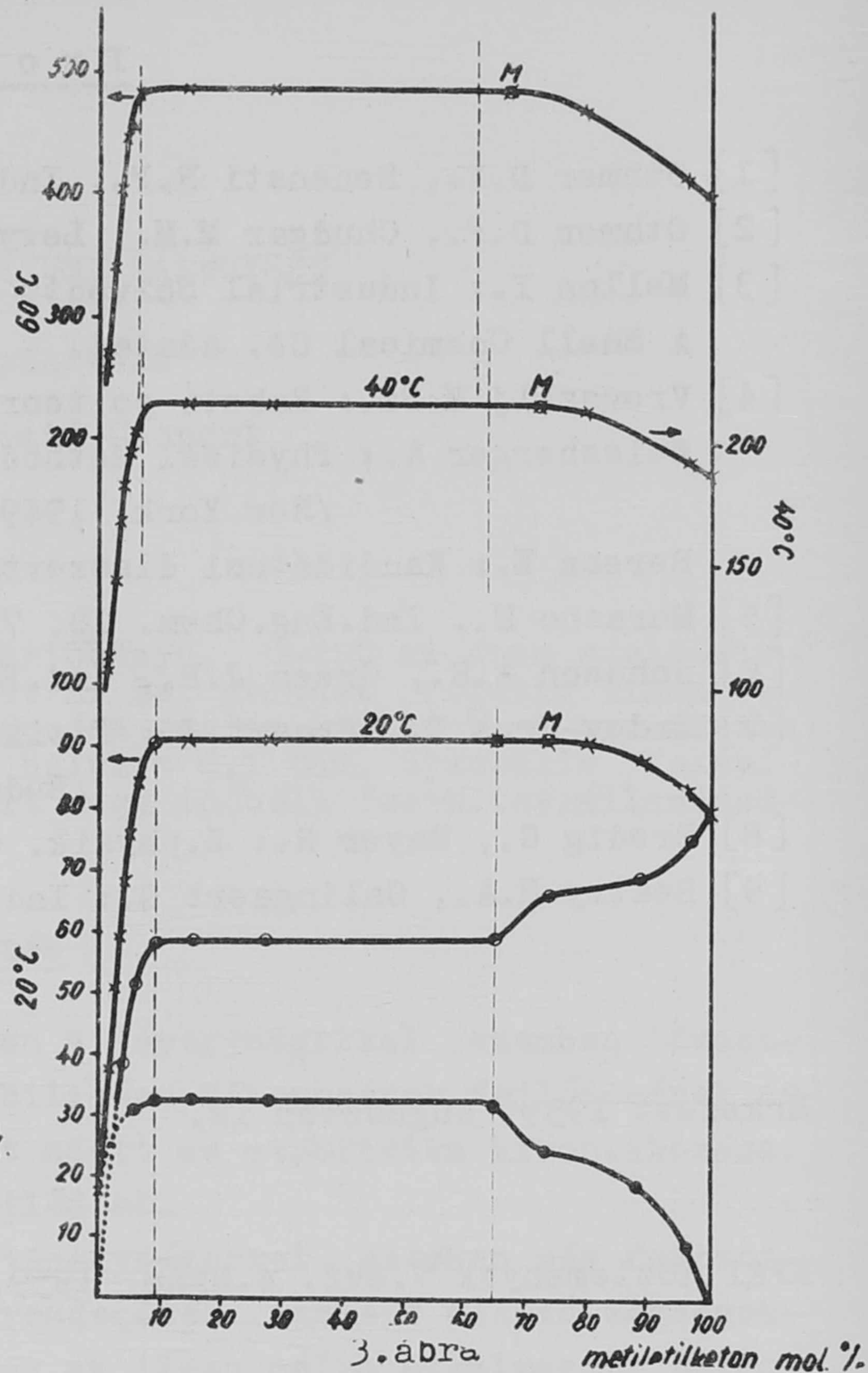
A parciális gőznyomásoknak e koncentráció-intervallumban való pontos meghatározásával nem foglalkoztunk, mivel annak ismerete a munka további célja szempontjából nem szükséges számunkra.



4. ábra



5. ábra



3. ábra

- × Össz gőznyomás
- a metiletiketon parciális gőznyomása
- a víz parciális gőznyomása
- M azeotróp
- | oldékonyság határa

A víz parciális gőznyomás-görbéjének hasonló alakulását észlelte Bredig és Bayer [8] a metanol-víz rendszerben is. Beatty és Calingaert [9] szerint a jelenség magyarázata az, hogy a két komponensből álló gőzelegy nem követi Dalton törvényét.

Az ismertetett módszer alkalmas lehet különböző ketonok gőznyomásának illetve parciális gőznyomásának meghatározására minden olyan elegyben, melynek többi komponensei a hidroxilamin klórhidráttal nem reagálnak illetve a ketoxim képződést nem zavarják.

A továbbiak során a módszerrel a víz-metiletiketon elegyben oldott uralnitrátnak az oldószer-komponensek gőznyomására gyakorolt hatását kívánjuk megvizsgálni.

I r o d a l o m

- [1] Othmer D.F., Benenati R.F., Ind.Eng.Chem. 37, 299 /1945/
[2] Othmer D.F., Chudgar M.M., Levy S.L., Ind.Eng.Chem. 44, 1872 /1952/
[3] Mellan I.: Industrial Solvents /New York, 1950/. 539 old.
A Shell Chemical Co. adatai.
[4] Vrevszkij M.Sz.: Raboti po teorii rasztvorov /Mószkva, Leningrád, 1953/
Weissberger A.: Physical Methods of Organic Chemistry II.
/New York, 1949/
Berecz E.: Kandidátusi disszertáció, Leningrád /1955/
[5] Morasco M., Ind.Eng.Chem. 18, 701 /1926/
[6] Johnson A.H., Green J.R., Ind.Eng.Chem.Anal.Ed. 2, 2 /1930/
[7] Erdey-Gruz T., Proszk J.: Fizikai-kémiai praktikum VII.kiadás
/Budapest, 1955/
[8] Bredig G., Bayer R.: Z.physik. Chem. 130, 1 /1927/
[9] Beatty H.A., Calingaert G.: Ind.Eng.Chem. 26, 904 /1934/

Érkezett 1959. augusztus 12.

KFKI Közlemények 7.évf. 4.szám, 1959.

PRECIZIÓS LABORATÓRIUMI TÁPEGYSÉG

Irta: Sebestyén Béla

Elektronikus Kutató Csoport

Összefoglalás

A cikk 95-525 V egyenfeszültségtartományu, 0-220 mA áram szolgáltatására alkalmas, elektronikus tápegységet ír le, melynek relatív kimenőfeszültségeltérése a hálózat $\pm 10\%$ -os változása esetén $< 5 \cdot 10^{-5}$. A berendezés belső ellenállása a működési tartományon belül $< 0,1$ Ohm. Speciális felépítés és zenerdióda referenciaelem biztosít nagy időbeli feszültségállandóságot.

1. Bevezetés

A mérés technika fejlődése kapcsán a tápegységekkel szemben támasztott igények egyre fokozódtak. A nagystabilitású tápegységek fejlődésének az utóbbi években különösen nagy lendületet adott az atomfizika kibontakozása, valamint a számológépek technikájának fejlődése.

A laboratóriumi munka kapcsán a tápegységekkel szemben még fokozottabb igényeket támasztunk, mint a mérőberendezések részeit alkotó egységekkel szemben. Alapvető követelmény pl., hogy az ilyen célra alkalmazott berendezés kimenőfeszültségét minél szélesebb feszültségtartományon belül változtassuk. Megkivánjuk a kimenőfeszültség nagy időbeli állandóságát és bugófeszültségtől való mentességét. A laboratóriumi munka folyamán a tápegység oldaláról jelentkező tényezők csak elhanyagolható mértékben szerepelhetnek. Ha ez nem így van, a mérés kiértékelése kinos és nehezen kézben tartható.

Az Elektronikus Kutató Csoportban olyan laboratóriumi tápegységet dolgoztunk ki, mely a jelenlegi legkorszerűbb követelményeket hivatott kielégíteni. Tervezésénél figyelembe vettük az eddigi tapasztalatokat, néhány új megoldás alkalmazásával pedig arra törekedtünk, hogy a lehető legegyszerűbb felépítés mellett érjük el kitűzött célunkat.

Leírásunk kapcsán először a kapcsolási vázlatot ismertetjük. Az egyenirányító egység, a fűtőáramkörök, a soros szabályzó rendszer, a szabályzó erősítő, majd a kimenőfeszültség kézi szabályzásának kérdéséről szóló leírás következik sorban. Ezután rátérünk azoknak a megoldásoknak ismertetésére, melyek a berendezés nagy időbeli feszültségállandóságát biztosítják. Közöljük a mérési eredményeket és a készülék egyéb lényeges jellemzőit, végül a továbbfejlesztés lehetőségeiről számolunk be.

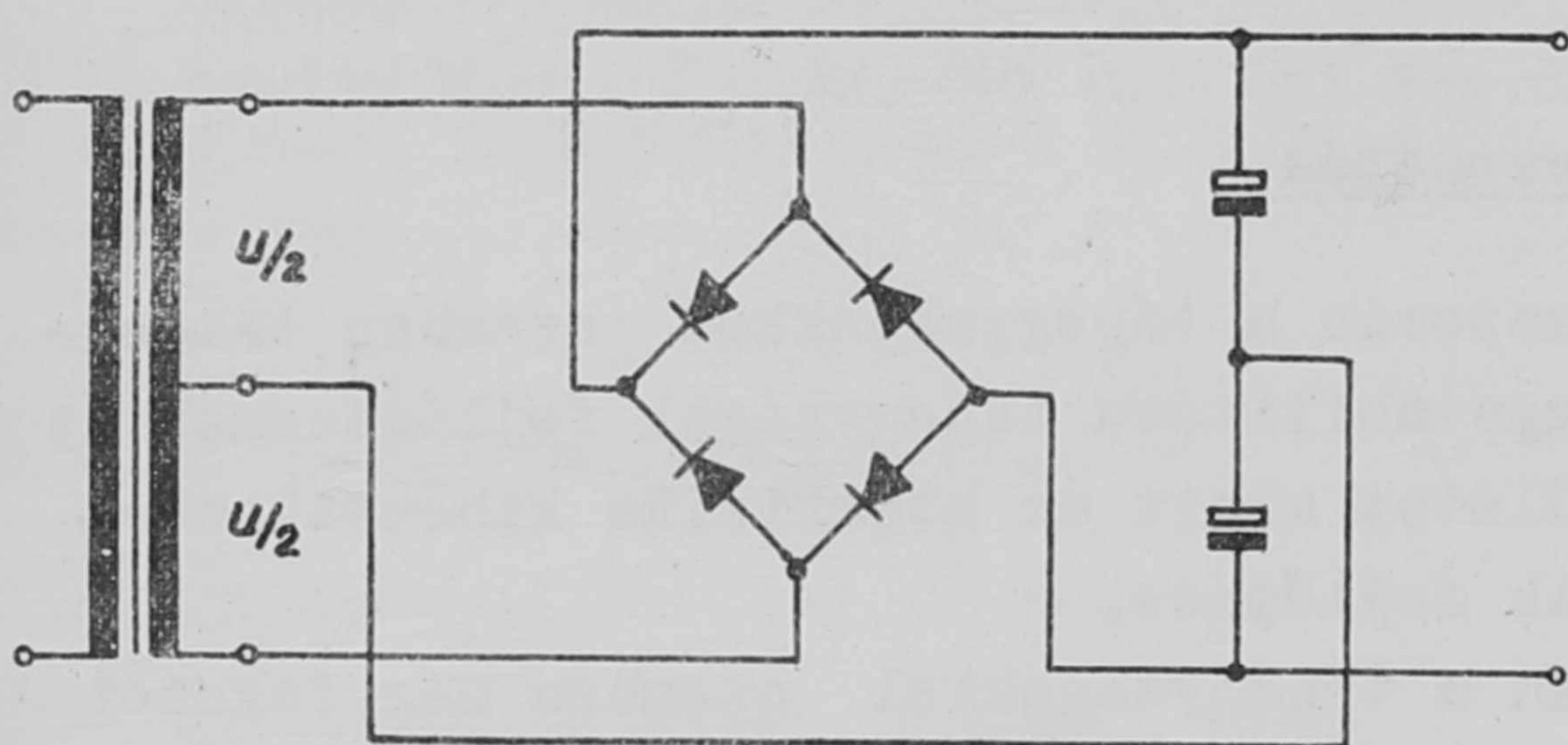
2. Kapcsolási vázlat

2.1 Egyenirányító egység

Az egyenirányító egység két részből áll. A V_1-V_4 csövek körében fekvő un. főrészből és a D_1-D_4 diódák körében fekvő segéd-egységből. A főrész a tápegység fogyasztói áramkörének táplálására szolgál, míg a segédegység a soros szabályzó-csövek árnyékolórács körét táplálja.

A főrész tervezési szempontjait az szabta meg, hogy névleges feszültség és max. terhelés mellett kb. 640 V egyenfeszültséget kell szolgáltatnia. Csöves egyenirányítás esetén, a tápegység terheletlen állapotában, + 10 % hálózati feszültségeltérésnél a pufferkondenzátor feszültsége közel 1000 V-ra emelkedik.

A szokásos kapcsolási megoldásokat a rendelkezésre álló elektrolitikus kondenzátorokkal és a választott noval csőszériával nem lehetett volna



1. ábra

üzembiztosan alkalmazni. Ezért un. csapolt Graetz-kapcsolást választottunk, mely a megszokottól abban tér el, hogy a váltakozóáramu bemenet transzformátorát középen megcsapoljuk s a megcsapolást a kapcsolás egyenfeszültségű oldalán elhelyezkedő, egymással sorbakötött, két kondenzátor közös pontjára kötjük (1. ábra). Így elkerülhető, hogy a kondenzátorok fe-

feszültsége üzemi feszültségük fölé emelkedjék a viszonylag nagy transzformátorfeszültség ellenére.

A berendezés kapcsolási vázlatán (2. ábra) látható, hogy a transzformátormegcsapolás helyzete szimmetrikusan eltolható. Ezzel szabályozható a C_8-C_9 pufferkondenzátoron megjelenő egyenfeszültség értéke. A feszültség változtatására két oknál fogva is szükség van. Egyrészt e szabályzás nélkül a tápegység feszültségtartományának alsó határpontjában a soros csövekre jutó teljesítményvesztés igen nagy volna, másrészt a kimenőfeszültség állítása és a terhelés változása kapcsán a soros csövek disszipációja jelentékeny mértékben ingadozhatna, ami a berendezés hőmérsékleti egyensúlyát meg nem engedett mértékben zavarná.

A T_1 -transzformátor feszültségének átkapcsolása révén ezek a nehézségek elkerülhetők. A számítások azt mutatták, hogy átkapcsolás nélkül - hat EL 84 soros cső helyett - tizenöt csövet kellett volna alkalmazni.

A feszültségátkapcsolási megoldás figyelemreméltó jellemzője, hogy az átkapcsolás folyamán az áramkör nem szakad meg és így a berendezésben erős zavaró szikrázások és feszültségugrások nem jönnek létre. Az átkapcsoló két mozgó érintkezője az azonos feszültségű, beiktatásra, ill. kiiktatásra kerülő, szimmetrikusan fekvő tekercsrészeket először egymással parallel kap-

csolja. Ez akkor következik be, amikor az átkapcsolás folyamán a mozgó érintkezők a szomszédos álló érintkezőket rövidre zárják. Ugyanakkor a transzformátor kimenőfeszültsége szimmetrikusan egy tekercsrész feszültségének felével változik meg, az R_8 - R_9 ellenálláson való osztás révén. A kapcsolási folyamat befejezése után a feszültségváltozás - a középponthoz viszonyítva mindkét oldalon - egy tekercsrész feszültségével egyenlő.

Az R_8 , R_9 ellenállás értékét úgy választottuk meg, hogy az átkapcsolás folyamán a tekercsrészeket veszélyeztető túláramok ne lépjenek fel. Az R_8 , R_9 ellenállás - említett feladatán kívül - az egyenirányítócsövek csucsáramának korlátozására is szolgál.

A soros szabályzócsövek árnyékolórács-áramkörét tápláló segéd-egység felépítése konvencionális. Fojtótekercs bemenetű rendszert azért alkalmaztunk, mert belső ellenállása kisebb, mint a pufferkondenzátoros megoldásé. Terhelésváltozás esetén az árnyékolórácsfeszültség változása kisebb mértékű.

2.2 Fűtőáramkörök

A különböző katódpotenciálon dolgozó csöveket külön-külön fűtőtekercsről izzítjuk. Kivételt képez V_{15} , V_{16} cső, melynek V_6 - V_{11} csővel közös a fűtőköre, a különböző katódpotenciálok ellenére. A potenciáldifferencia azonban legfeljebb 50 V, amit a csövek biztonsággal elviselnek.

A berendezés három egymástól független 6,3 V; 2 A fűtőáramkörrel rendelkezik, mely a tápegységhez csatlakozó elektronikus áramkörök céljára szolgál.

A fűtőfeszültségek stabilizálatlanok a V_{13} , V_{14} cső fűtőáramkörének kivételével.

A V_{13} , V_{14} erősítőcső a fűtőfeszültség változására igen érzékeny. Ennek megfelelően ezek fűtőfeszültségét stabilizáltuk. A stabilizált fűtőáramkör felépítése a következő:

A D_5 - D_8 diódák által egyenirányított, C_3 -kondenzátorral szűrt feszültséget R_1 -ellenállás, D_{17} , D_{18} teljesítmény-zenerdiódákból álló osztóláncrea kapcsoljuk. A zenerdiódák kapcsain stabilizált egyenfeszültséget kapunk. Ezzel akkora stabilizálatlan egyenfeszültséget kapcsolunk sorba, melynek abszolút értékű változása a zenerdióda kapcsain létrejövő abszolút értékű változással megegyezik. A stabilizálatlan egyenfeszültséget D_9 - D_{13} dióda, C_4 -kondenzátor, R_2 -ellenállás és P_1 -potenciométer körében létesítjük, megfelelő értékét pedig P_1 -potenciométerrel állítjuk be.

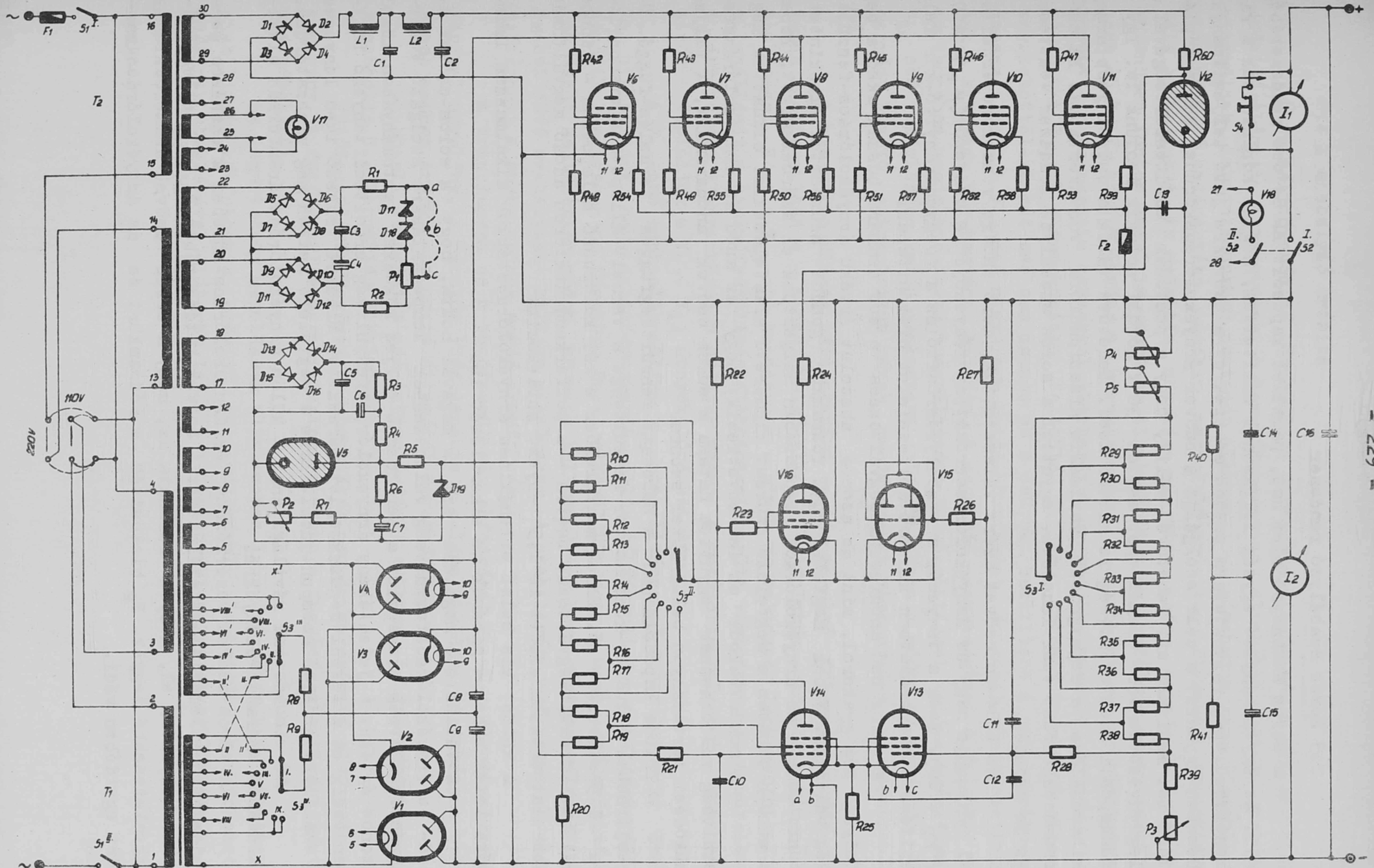
A segédfeszültséget megfelelő polaritással kapcsolva a zenerdiódához a fűtőfeszültség értéke gyakorlatilag állandó marad.

A hálózat névleges feszültségének ± 10 %-os környezetében sem a kapcsolás szimmetriája, sem linearitása nem tökéletes ezért azt az ideális állapotot, hogy a fűtőfeszültség egyáltalán ne változzék, nem érhattük el, de a nyert stabilitás céljainknak igen megfelelő (1. mérési eredmények).

A kapcsolási rajz adatai

R ₁	50 Ohm	R ₂₅	65 kOhm	R _{51-R59}	33 Ohm	D _{1-D16}	Д1Ц27
R ₂	10 Ohm	R ₂₆	1 kOhm			D _{17-D18}	ZL 6
R _{3-R4}	2,7 kOhm	R ₂₇	220 kOhm	P ₁	15 Ohm	D ₁₉	ZR 1*
R ₅	16 kOhm	R ₂₈	100 kOhm	P ₂	150 Ohm	V _{1-V4}	EZ 81
R ₆	33 kOhm	R ₂₉	7,2 kOhm	P ₃	1,5 kOhm	V ₅	VR 75
R ₇	150 Ohm	R ₃₀	7,8 kOhm	P ₄	10 kOhm	V _{6-V11}	EL 84
R _{8-R9}	75 Ohm	R ₃₁	8,3 kOhm	P ₅	1,5 kOhm	V ₁₂	VR 75
R ₁₀	1,6 kOhm	R ₃₂	9,1 kOhm			V _{13,V14}	EF 86
R _{11-R13}	1,8 kOhm	R ₃₃	9,4 kOhm	C _{1-C2}	50 μF	V ₁₅	E88CC
R _{14-R15}	2 kOhm	R ₃₄	9,7 kOhm	C _{3-C4}	100 μF	V ₁₆	EF 86
R ₁₆	2,2 kOhm	R ₃₅	10,1 kOhm	C _{5-C6}	50 μF	V _{17,V18}	6,3V/0,3A
R ₁₇	2,4 kOhm	R ₃₆	10,9 kOhm	C ₇	100 μF	I ₁	0-250 mA
R ₁₈	3,6 kOhm	R ₃₇	11,3 kOhm	C _{8-C9}	64 μF	I ₂	0-550 V
R _{19-R20}	3,3 kOhm	R ₃₈	16,2 kOhm	C _{10-C11}	0,5 μF		
R ₂₁	100 kOhm	R ₃₉	5,45 kOhm	C ₁₂	220 μF		
R ₂₂	220 kOhm	R _{40-R41}	20 kOhm	C ₁₃	0,1 μF		
R ₂₃	1 kOhm	R _{42-R47}	100 Ohm	C _{14-C15}	64 μF		
R ₂₄	100 kOhm	R _{48-R53}	1 kOhm	C ₁₆	1 μF		

* Az Intézetben Z-6 diódákból összeállított egység.



2. ábra

2.3 Soros szabályzó rendszer

A soros szabályzó elem hat, parallel kapcsolt EL 84 cső rendszeréből áll. Az egyenirányító egység leírásánál említettük, hogyan korlátozzuk a kimenőfeszültség változtatása esetén az ezekre a csövekre jutó teljesítményt. Részben ugyanezt a célt szolgálja a csövek árnyékolórácskörének külön táplálása is. Ezáltal ui. lehetővé válik, hogy a pentódák anódfeszültségével a legkedvezőtlenebb üzemállapot esetén 30 V körüli értékig menjünk le. Így munkaponti anódfeszültség is kisebb lesz. Lehetővé válik a csövek jobb áramkihasználása a megengedett maximális disszipációra vonatkoztatva. Ez csőszámcsökkentést tesz lehetővé, egyuttal a soros szabályzó rendszer vesztesége is csökken.

Az EL84-es csövet azért választottuk, mert anódra vonatkozó erősítési tényezője nagy és árnyékolórács-erősítési tényezője is kedvező ($\mu_a \approx 400$; $\mu_{g_2} \approx 20$). Ezek a tényezők a szabályzóerősítő és a főegyenirányító-kör felépítésével kapcsolatban kedvező feltételeket biztosítanak.

A soros cső anódfeszültségváltozása a cső áramára huszad akkora befolyást sem gyakorol, mint az azonos abszolút értékű árnyékolórács-feszültség változás. Ennek megfelelően a főáramkör gondos szűrésétől eltekintünk, csupán az árnyékolórács tápkörében helyeztünk el szűrőelemeket. Ebben a körben azonban a megfelelő szűrést kisméretű alkatelkekkel oldhattuk meg.

A mondottakból az is következik, hogy az anód és árnyékolórácsfeszültség változásának együttes hatása a soros csövek anóáramára, a teljes működési tartományon belül közel azonos.

Trióda kapcsolásban a hálózati feszültségfüggés terhelés-függő. Üresjárásban a puffer-kondenzátor feszültsége a terhelt állapothoz viszonyítva $\sim 1,5$ -szöröse nő. Ennek megfelelően e két különböző állapotban - azonos hálózati feszültségváltozás esetén - a pufferkondenzátoron adódó megváltozás abszolút értékei között is 1,5 tényező mutatkozik.

A külön, kis belső ellenállású árnyékolórács-tápkör alkalmazása lehetővé tette ennek a hibának az elkerülését is.

A választott megoldás azt is magával hozta, hogy a soros-csövek anód- és árnyékolórácsfeszültség változásának kompenzálására szolgáló vezérlőrácsfeszültség szükséglet a berendezés teljes működési tartományában közel azonos értékű. A jelentékeny árnyékolórácsfeszültség erősítési tényező folytán pedig ez a feszültség-szükséglet mérsékelt. Mindkét tényező igen lényeges a szabályzó erősítő szempontjából. Erre a megfelelő helyen még visszatérünk.

Az elmondottak rávilágítanak a külön árnyékolórács-áramforrás alkalmazásából származó előnyökre.

A soros csövek vezérlőrács és árnyékolórács-körében a szokásos gerjedésgátló ellenállások találhatóak. A csövek katódkörében R₅₄-R₅₉ ellenállásokat helyeztünk el, melyek feladata az, hogy a soros csövek árameloszlását egyenletesebbé tegyék. F₂ biztosíték a főáramkört és az árnyékolórácsáramkört egyidőben védi.

2.4 A szabályzó erősítő

A szabályzó erősítő kétfokozatu differenciálerősítő. A differenciálerősítő előnyei ismeretesek. A bemenőfokozatban általában kettős triódát használnak. Kapcsolásunkban pentódák alkalmazása, részben a kimenőfeszültség kicsiny alsó határértéke, részben megfelelő erősítés elérése szempontjából vált szükségessé. Az erősítés növelése nagystabilitásu egységről lévén szó különösen fontos azért is, mert az alkalmazott zener-referenciaelem feszültsége 25-35 V között lévén, a hurokerősítés - egyébként azonos körülmények között - a referencia csövekkel elérhetőnek csupán kb. harmada, ötöde.

A V_{15} , V_{16} áramkörében felépülő második fokozat megoldása eltér a megszokottól. A két cső nem azonos és a csövek beállítása a szimmetrikustól messze eltér. A V_{15} -cső nagyáramu katód-követőként dolgozik. Erre csatlakozik a kisáramu V_{16} -pentóda katódja. A megoldás segítségével a V_{13} , V_{14} cső anódkörében megjelenő feszültségváltozást jó közelítéssel teljes egészében a V_{16} cső vezérlőrács-katód szakaszára visszük. Ezen a módon az erősítés - az egymást követő szimmetrikus párok rendszeréhez viszonyítva - kétszeresére nő.

A kimenőfeszültség változtatása esetén az első fokozat pentóda-párjának anódfeszültsége - a nagy belső ellenállás folytán - követi a kimenőfeszültséget. Hogy a V_{15} -cső katódárama e miatt ne változzék lényegesen, katódellenállását a kimenőfeszültség állításával együtt változtatjuk. A műveletet S_3 átkapcsoló II. áramkörében hajtjuk végre. A katódellenállásról - mint osztóról - tápláljuk a V_{13} , V_{14} árnyékolórácsát is.

A V_{16} -cső munkaellenállása V_{12} -stabilizátorcsőre csatlakozik. Ezáltal biztosítjuk, hogy az anódmunkaellenállás tápfeszültsége a hálózat változásától lényegesen ne függjön. Ezzel elkerüljük, hogy a szabályzó erősítő erősítését kellemetlen módon növelni kelljen, vagy hogy esetleg hálózat irányából jövő szabályzást kelljen alkalmazni. A stabilizátorcső árama egyuttal előterheli a soros csövek segéd-áramforrását.

A tranziensek és a bugófeszültség elfojtását C_{11} - R_{28} elemek alkalmazásával növeljük. A rácskör időállandója a teljes működési tartományon belül közel azonos értékű; az osztó állásától kevéssé függ.

A közeli televíziós adó zavaró hatását csaknem teljes mértékben kiküszöbölte C_{12} kapacitás alkalmazása.

Fűtőfeszültségfüggőség szempontjából csupán az erősítő első csőpárja érzékeny. A fűtőfeszültségstabilizátor azonban a függőséget a kívánt mérték alá csökkenti.

Az ismertetett megoldások alkalmazása lehetővé tette, hogy a kitűzött stabilitást kétfokozatu erősítő alkalmazásával elérhettük és a fokozatok számának növelésével előtérbe lépő gerjedési problémákat elkerülhettük.

2.5 Feszültségállító szervek

A kimenőfeszültség nagyságát az erősítő bemenőkörében fekvő osztó segítségével állítjuk. A három szabályzó szerv közül az S_3 kapcsoló I áramkörében fekvő ellenálláslánc értékének változtatásával fokozatosan, a P_4 , P_5 potenciométerrel pedig folyamatosan szabályozhatunk. A fokozatos állítás a fő - egyenirányító - egység feszültségállításával kapcsolatban kézenfekvő, azonban alkalmazása az időbeli stabilitás szempontjából is szükséges. A P_4 ill. P_5 -potenciométerek durvább ill. finomabb állítást tesznek lehetővé az S_3 kapcsoló bármely állásában.

A P_3 potenciométerrel a teljes feszültségtartomány eltolható. Segítségével a tartomány kezdő és végpontja a megfelelő helyre állítható.

A választott feszültségállító rendszer olyan, hogy az egyes tartományok szélessége kb. 60 V. Ez azt jelenti, hogy a kisebb feszültségek irányában a potenciométerek egységnyi elfordulási szögére eső relatív kimenőfeszültségváltozás nő, a szabályzás durvábbá válik. Ennek ellenére ezt a megoldást választottuk a soros-szabályzó-csövek egyenletes terhelésének szempontjait figyelembe véve. A finomszabályzó alkalmazása a legalul fekvő tartományban is jó beállíthatóságot biztosít.

2.6 Néhány kiegészítő megjegyzés

A kapcsolási vázlat tárgyalása folyamán nem szóltunk még a referencia-egységről. Ezt azonban külön, az időbeli stabilitást biztosító megoldások ismertetésénél tekintjük át.

A kimenőkapcsokon lévő feszültséget I_2 műszer méri.

A kimenőkapcsokon áthaladó áram értékét I_1 műszer mutatja. Ez a műszer S_4 kapcsolóval iktatható a mérőkörbe. A műszer állandó beiktatása nem célszerű. Egyrészt megnöveli a kimenő impedanciát, másrészt könnyen megsérülhet a csatolt áramkörök hibái esetén.

Az S_2 -kapcsoló a kimenő-kör megszakítására szolgál. Ezáltal a tápegységhez csatolt áramkörök kényelmesen, mérésrekész állapotba hozhatók.

3. A nagy időbeli stabilitást biztosító megoldások és szempontok ismertetése

A megfelelő hálózati stabilitás és a kis belső ellenállás biztosításán túlmenően, a berendezés tervezésénél alapvető szempont volt a jelentékeny időbeli feszültségállandóság elérése is. Ezt egyrészt a referenciaegység és a kimenőkapcsokon fekvő osztó gondos felépítésével, másrészt a stabilizált fűtőfeszültség egység megfelelő kiképzésével értük el. Emellett az áramkör néhány helyén az ellenállások jó minőségét kellett biztosítani. Vigyáztunk a hőviszonyok stabilizálására is. Alább meg kell említenünk még néhány olyan apróbb szempontot is, amelyet ugyancsak figyelembe kellett vennünk.

3.1 A referencia-egység

A referenciaegység felépítésénél a következő szempontokat vettük figyelembe:

- a/ a választott referenciaelem minél stabilabb legyen.
- b/ A referenciaelem számára minél állandóbb üzemi körülményeket kell biztosítani.

Ennek megfelelően referenciaelemnek zenerdiódát választottunk, mely minden téren felülmulja a gáztöltésű referenciacsöveket. Itt csak néhányat sorolva fel jótulajdonságai közül:

Jelleggörbájük folytonos, sima görbe; a differenciális ellenállás mindenütt pozitív.

Zenerfeszültségük állandó, spontán ugrások nem fordulnak elő.

Önrezgések nincsenek.

Zenerfeszültségük nagy időbeli állandóságot mutat,

Hőfokfüggőségük kompenzálatlan állapotban a száraztelepekével megegyező nagyságrendű. Kompenzált állapotban jobb, mint a legjobb gáztöltésű referencia-csöveké s jobb, mint a normálemeké.

Zajfeszültségük minimális.

Az irodalmi adatok egybehangzók és az Elektronikus Kutató Csoportban folyó mérések eddigi eredményei az irodalom adatait alátámasztják.

A tápegységben alkalmazott elem nem hőkompenzált. Hőfokfüggősége azonban így is kicsiny, mert Z 6 típusu, Intermetall gyártmányu diódákból épül fel. Ezeknek a diódáknak, 6 V zenerfeszültség környékén hőfokfüggésük pozitívból negatívba megy át, ez a magyarázata annak, hogy a berendezés időbeli stabilitásának mérése kapcsán a környezet néhány C° hőmérsékletingadozása nem gyakorolt lényeges befolyást.

A megoldás még nem végleges, a hőkompenzált referenciaegység kidolgozása folyamatban van, s majd egyszerűen a jelenlegi egység helyére illeszthető.

Célként az International Rectifier Corporation IN430 B referencia-diódájának adatait tüztük ki. Ez a dióda $1 \cdot 10^{-5}/C^{\circ}$ hőfokfüggést mutat -50 $+150 C^{\circ}$ határok között.

Az egymástól távoleső határok között fekvő kimenőfeszültségtartomány olyan adottság, mely nem tette lehetővé, hogy a referenciaelemet a kimenőfeszültségről tápláljuk. A kimenőfeszültség változtatása megbontaná a dióda hőegyensúlyát és az újabb egyensúly eléréséig a kimenőfeszültség kismértékben változnék.

Ennek a szempontnak ismeretében a referenciaegység részére a bemenő oldalról külön tápegységet építettünk ki. Az egyenirányítást D_{13} - D_{16} diódák végzik. Szűrés után a V_5 -csővel előstabilizáljuk a referenciaelem feszültségét. A V_5 csövet R_5 , D_{19} , R_6 , R_7 , P_2 -elemekből álló hidkapcsolás követi. Az ellenállások és a potenciométer azonos manganinhuzalból épülnek fel.

A hidat a V_5 -cső kapcsain megjelenő változásokra nézve P_2 -potencio-

méter segítségével egyenlítettük ki. A kiegyenlítést a lassu változásokra nézve végezzük el. Így a referenciafeszültség nem csak a hálózati feszültség változásait, de a V_5 -cső spontán feszültségváltozásait sem követi.

A zenerdióda differenciális ellenállása a félvezető temperatura-ellenállása miatt más egész lassu és más gyors változások esetén.

A lassu változásokra kiegyenlített hidon gyors lökések átfuthatnak. Ezt egyenlített ki részben a C_7 -kapacitás, másrészt elfojtja az R_{21} - C_{10} elemekből álló szűrőtag.

A zenerdióda egység a temperatura ellenállás csökkentése céljából vörösréz-tömbben foglal helyet. Ez megakadályozza a diódák gyors hőmérsékletváltozását.

3.2 Az osztó

A berendezés időbeli állandóságát meghatározó másik fontos elem az osztó. Az osztó valamennyi eleme a potenciométereket is beleértve, azonos gyártási folyamatból kikerült manganinhuzalból épül fel. Így az egyes tagok abszolút és relatív hőfokfüggése minimális. Az osztón lényeges áram nem halad át. Az előbb felsorolt egyéb követelményekből szerencsésen adódik az a körülmény is, hogy az osztó tagjainak ellenállása nagyságrendileg azonos, így egyensúlyi hőmérsékletük is egymáshoz közel esik. Áramváltozás esetén az egyes tagok hőfokváltozása azonos nagyságrendi tartományba esik.

Az osztó felépítése más szempontból is megfelel az időbeli stabilitás követelményeinek. A potenciométerek csuszó karja és huzalteste közötti esetleges érintkezési hiba lényegesen kisebb kimenőfeszültség bizonytalanságot jelent, mint egyetlen, a teljes feszültségtartományt áthidaló potenciométer esetén.

3.3 Fűtőtápegység

A berendezés időbeli stabilitását meghatározó tényezők között szerepel a stabilizált fűtőtápegység időbeli stabilitása is. A választott ZL6 típusú diódák megfelelnek a követelményeknek, azonban gondoskodnunk kell megfelelő hűtésükről. A P_1 - R_2 osztó azonos ellenálláshuzalból épül fel.

3.4 Néhány kiegészítő megjegyzés

A referenciaegységet és a fűtőtápegységet más transzformátorra kell csatlakoztatnunk, mint amely a fő-anódáramkör táplálását végzi. A terhelésváltozások ugyanis a hálózati feszültségváltozásoktól függetlenül néhány % feszültség-ingadozást idézhetnek elő a T_1 transzformátor szekunder-tekercseinél.

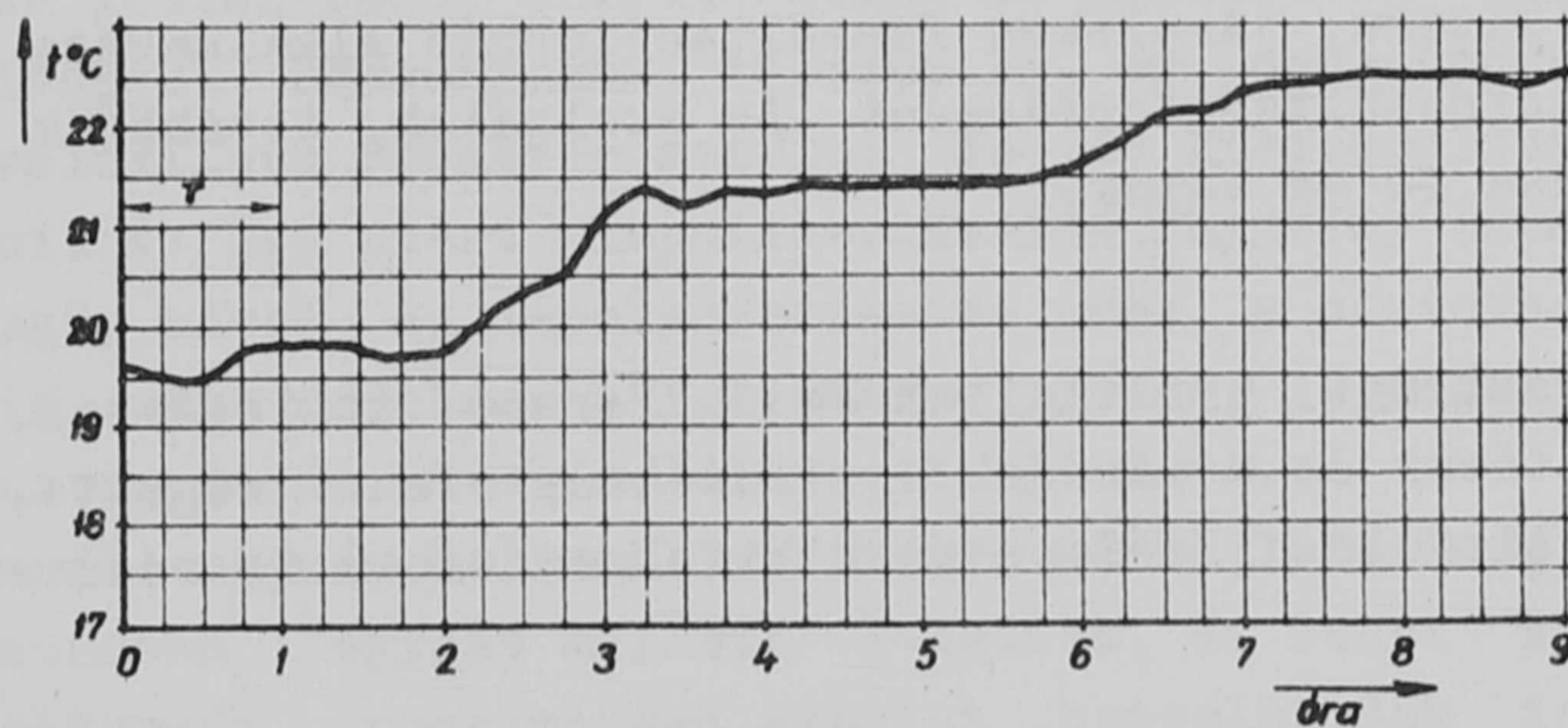
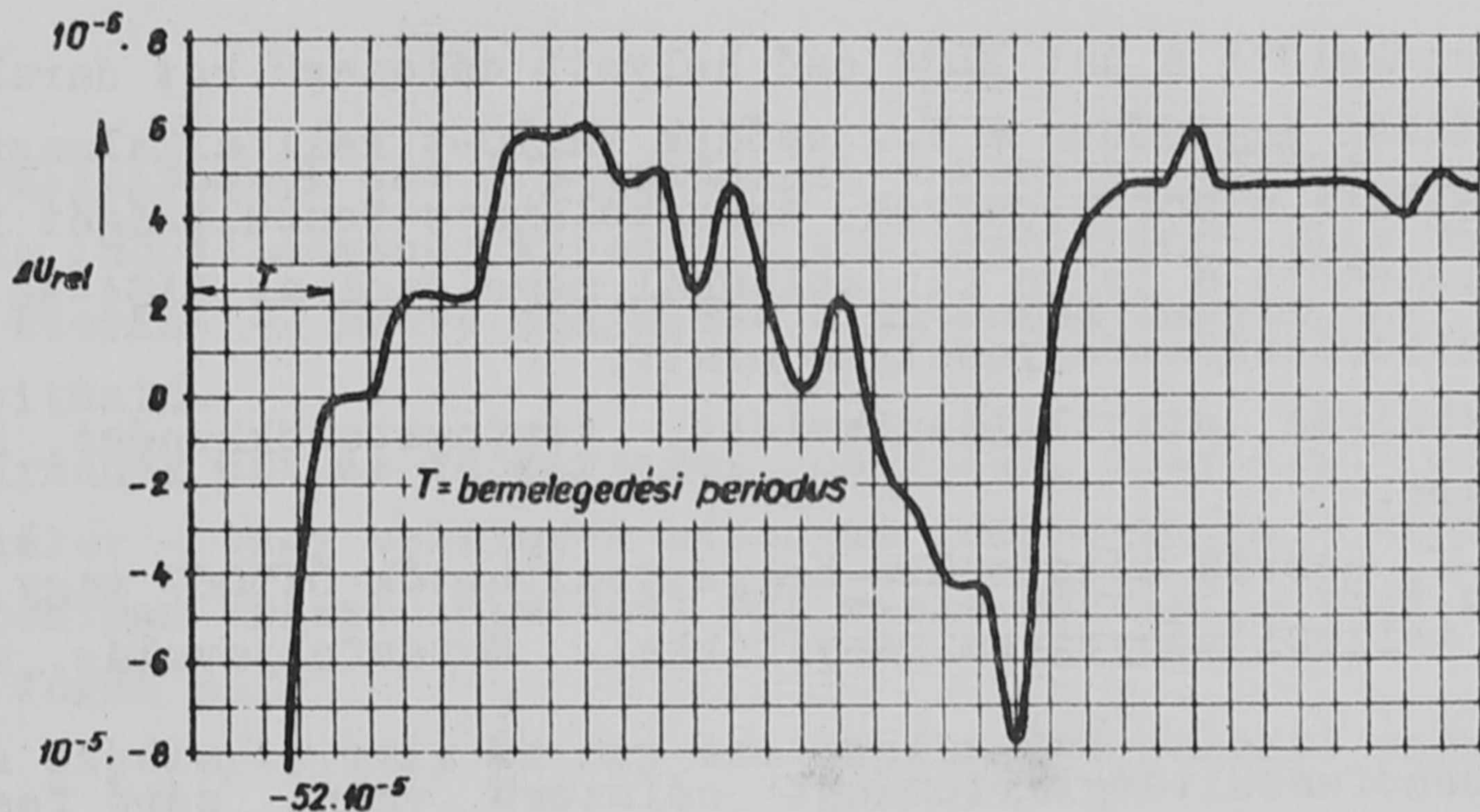
Ugyanennek a szempontnak figyelembevételével célszerűnek látszott a V_{15} és V_{16} cső, valamint a külső fűtőáramkörök tekercseit a T_2 transzformátoron elhelyezni.

A tápegység hőfokfüggése szempontjából szerephez jut a szabályzóerő-

sitő R_{22} , R_{27} anódmunkaellenállása is. Azonos gyártási szériából származó jóminőségű műszerellenállást választottunk ezekre a helyekre.

4. Mérési eredmények, jellemző adatok

a/ Feszültségtartomány	96 - 525 V
b/ Áramtartomány	0 - 220 mA
c/ A kimenőfeszültség max. relativ változása a teljes működési tartományon belül $\pm 10\%$ hálózati ingadozás esetén	$2,94 \cdot 10^{-5}$
d/ Maximális belső ellenállás	$7,2 \cdot 10^{-2}$ Ohm
e/ Maximális bugófeszültség csucstól csucsig	$62 \mu V$



3. ábra

A kimenőfeszültség időbeli ingadozását a 3. ábra mutatja be. Ugyanezen látható a környezethőmérséklet változása a mérési periódus folyamán. A mérést 258 V kimenőfeszültség, 103 mA terhelés mellett végeztük.

A kimenőfeszültség max. relativ változása az 1 órás bemelegedési periódus végén adódó értékhez viszonyítva $+6,1 \cdot 10^{-5}$ ill. $-8 \cdot 10^{-5}$ értékek között mozgott.

A fűtőfeszültségstabilizátor relatív feszültségváltozása
+ 10 % hálózati feszültségváltozásnál $1 \cdot 10^{-3}$
- 10 % hálózati feszültségváltozásnál $0,3 \cdot 10^{-3}$

A berendezés 221 m/m előlapmagasságu rack-vázra épül fel.

5. A berendezés továbbfejlesztésének szempontjai

A tápegység kidolgozása kapcsán néhány olyan szempont merült fel, melyet már nem tudtunk figyelembe venni részben, mert a munka előrehaladott állása ezt nem tette lehetővé, részben, mert a jobb megoldást lehetővé tevő alkatrész nem állt rendelkezésünkre. Az alábbiakban összefoglaljuk azokat a szempontokat, melyeket a berendezés továbbfejlesztésénél tekintetbe kell venni.

Mindenekelőtt a hat EL84 cső helyett célszerű két darab EL30L csövet választani. Ezzel egyidőben a V_{12} csőnek VR150-t kell alkalmazni, hogy eddigi szerepe mellett a soros-csövek árnyékolórács-feszültségét is stabilizálja. Ezt nem lehetett a jelen kapcsolásnál megoldani az EL84-es csövek jelentékeny árnyékolórácsáramfogyasztása miatt.

A módosítás stabilitásnövelést, térfogatcsökkenést, hatásfok javulást eredményez.

A V_1 - V_4 csövek célszerűen helyettesíthetők OY5067 vagy hasonló típusu szilícium teljesítményegyenirányítókkal. Hatásfokjavulás, méretcsökkenés az eredmény.

A kimenőfeszültségtartományt célszerű volna zéró feszültségig kiterjeszteni. Ehhez egy - a null ponthoz képest negatív feszültségű, referenciaelem stabilitású, járulékos feszültségforrás alkalmazása volna szükséges. Ez negatív előfeszültségforrásként is szolgálna, továbbá a V_{13} , V_{14} erősítő anódáramforrása is ez volna.

Köszönetemet nyilvánítom Vajda Ferenc kollégámnak, aki a részletáramköri számítások és a mérések jelentékeny részét végezte, s aki a fűtőfeszültségstabilizáció új módszerének kidolgozásában is résztvett.

Érkezett 1959.junius 24.

EGY UNIVERZÁLIS TIZCSATORNÁS IDŐANALIZÁTOR[†]

Irta: Iványi Gyula és Szlávik Ferenc

Neutronfizikai Osztály

Összefoglalás

A differenciális és integrális időanalizátorok rendszerelméletének közös tárgyalási módja lehetőséget nyújt az univerzális időanalizátor egyszerű konstrukciós kivitelére is. A közlemény egy preset-rendszerű, tetszőleges csatornaszámra bővíthető, digitális időzítéssel működő, univerzális időanalizátort ismertet, az információ programszerű rögzítésére alkalmas kinyomtatóval együtt.

Bevezetés

Időanalizátornak azt a berendezést nevezzük, mellyel egy referenciának választott időpillanathoz képest - statisztikusan, vagy valamilyen törvényszerűség szerint - késve megjelenő elektromos impulzusok időbeli eloszlása megállapítható.

Csatornának azt az időtartamot nevezzük, mely alatt érkező impulzusokat egy szkéler - vagy szkélerek bizonyos kombinációja - számolja, míg minden, más időpontban érkező impulzust egy másik szkéler - vagy másik szkélerkombináció - fogad be.

Azt a szkélert, mely az egy csatornába eső jeleket számolja, csatornaszkélernek nevezzük.

Ha azt az időtartamot, melyen belül az impulzusok időbeni eloszlását vizsgálni kívánjuk, csatornákkal töltjük ki, és gondoskodunk arról, hogy a csatornákat valamilyen rendszer szerint be- és kikapcsoljuk, a feladatot meg tudjuk oldani. Az így nyert impulzusszám-idő függvény természetesen nem folyamatos jellegű, mivel az impulzuseloszlás csak a csatornákra vonatkoztatva állapítható meg; azonban a folyamatos jelleg, legalább is technikai értelemben, a csatornaszám növelésével megközelíthető.

A csatornák egymás mellé helyezésénél több lehetőség van: egymásba nyulhatnak, "szorosán" egymás mellett lehetnek, és lehet közöttük szünet is. Végül: a csatornák programozása szerint beszélhetünk integrális vagy differenciális időanalizátorról.

Integrális időanalizátornál a referenciának választott időpillanatban egyszerre n számú csatornát kapcsolunk be (n tetszőszerinti egész szám).

[†]Az 1959. évi lipcsei Fizikai Kongresszuson elfogadott előadás.

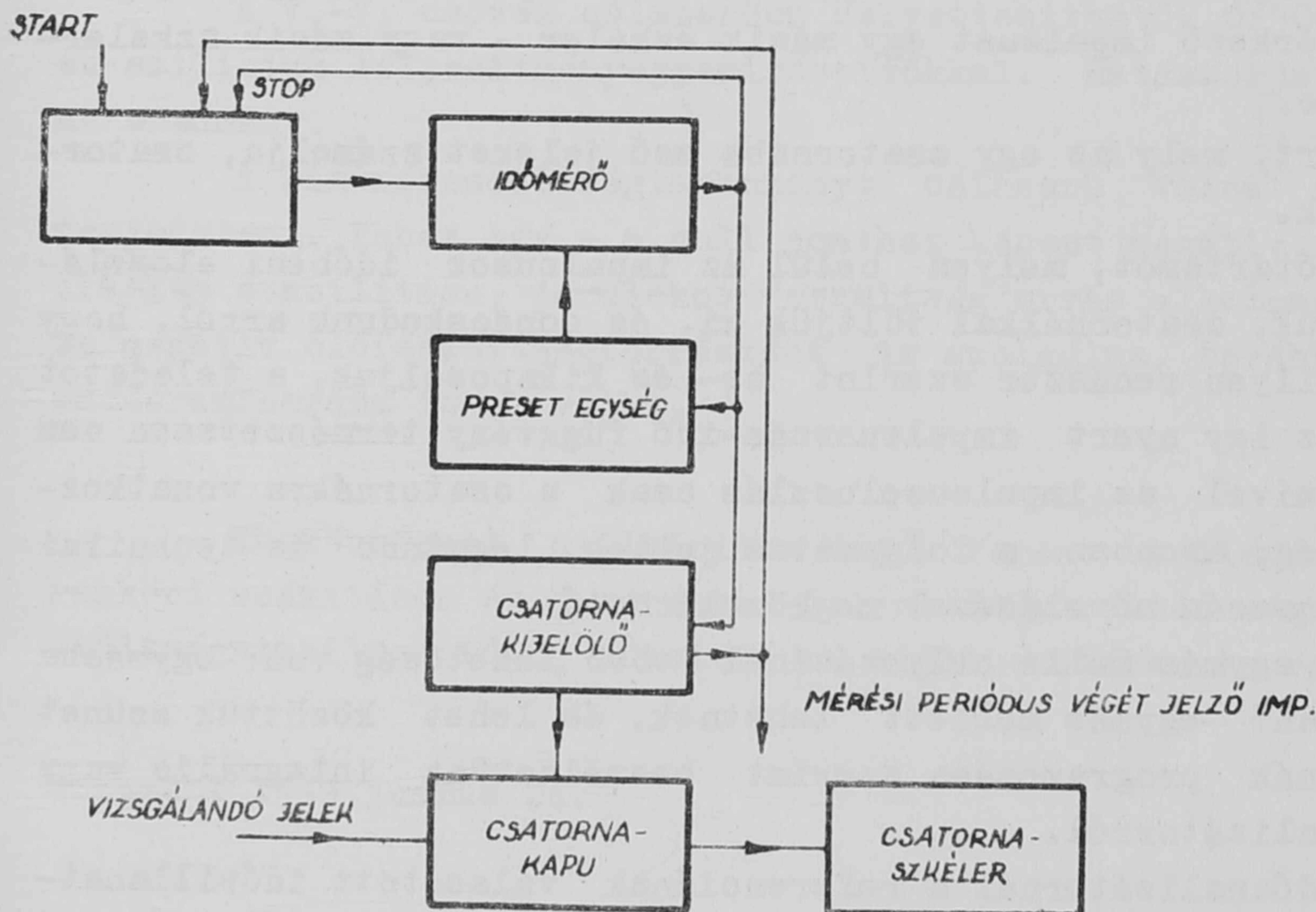
A beérkező impulzusokat tehát n csatorna számolja egyszerre, míg a referenciához képest t_1 idő el nem telt. Ekkor m_1 számú csatornát ki- vagy bekapcsolunk, amikor is t_1 -től t_2 -ig $n \pm m_1$ csatorna számolja együtt az impulzusokat. Tetszés szerinti t_2 idő után újabb, m_2 számú csatornát kapcsolhatunk ki vagy be, és ez addig folytatható, míg a kezdeti n számú csatorna mind ki nincs kapcsolva, vagy míg egy, valamilyen szempont által megszabott csatornaszámot el nem érünk. Ekkor az analizátor egy mérési periódusa véget ért.

Ezután a készülék egyetlen további impulzust sem számlál, mindaddig, míg egy későbbi, referenciának választott időpillanatban újra működésbe nem hozzuk. A t_1 időkre és az n csatornaszámmra semmilyen megkötés nincsen.

Differenciális időanalizátornál a t_0 referenciapillanatban csak egy csatornát kapcsolunk be, tehát egyedül ez számolja az impulzusokat a t_1 időpontig, amikor ezt a csatornát ki, és egy másikat bekapcsolunk. A csatorna ki- és bekapcsolásokat a t_2 stb. időpontokban rendre addig ismételjük, amíg még van olyan csatorna, melyet ebben a mérési periódusban még nem kapcsolunk be, és amelynek kikapcsolásával a mérési periódus véget is ér.

A referenciának tekintett időpont önkényesen, tehát célszerűen szabható meg, például az analizálni kívánt impulzusokat kiváltó hatás bekövetkezését definiálhatjuk referenciának.

A referencia-időpontban az analizátort elektromos impulzussal indítjuk meg. A mérési periódus elteltével az analizátor jelző impulzust szolgáltat, melyet újabb folyamatok indítására használhatunk fel.



1. ábra

Időanalizátor blokk-sémája

A fentiek alapján az időanalizátor blokk-sémája az 1. ábrán látható. Az időjel-egység egymáshoz képest hiteles és stabil távolságban kiadott jeleit az időmérő számlálja, mely bizonyos diszkrét időkre előre beállítható. Ezek elteltével jelzést ad, mely a csatornakijelölő egységben beállítja a következő csatornaszkéler-kombinációt. Ugyanekkor történik a preset-egység által az időmérőnek a következő t_{i+1} idő mérésére való beállítása. A

litja a következő csatornaszkéler-kombinációt. Ugyanekkor történik a preset-egység által az időmérőnek a következő t_{i+1} idő mérésére való beállítása. A

csatornakijelölő bizonyos skélerállapot kombinációnál egy, a mérési periódus végét jelző impulzust ad ki.

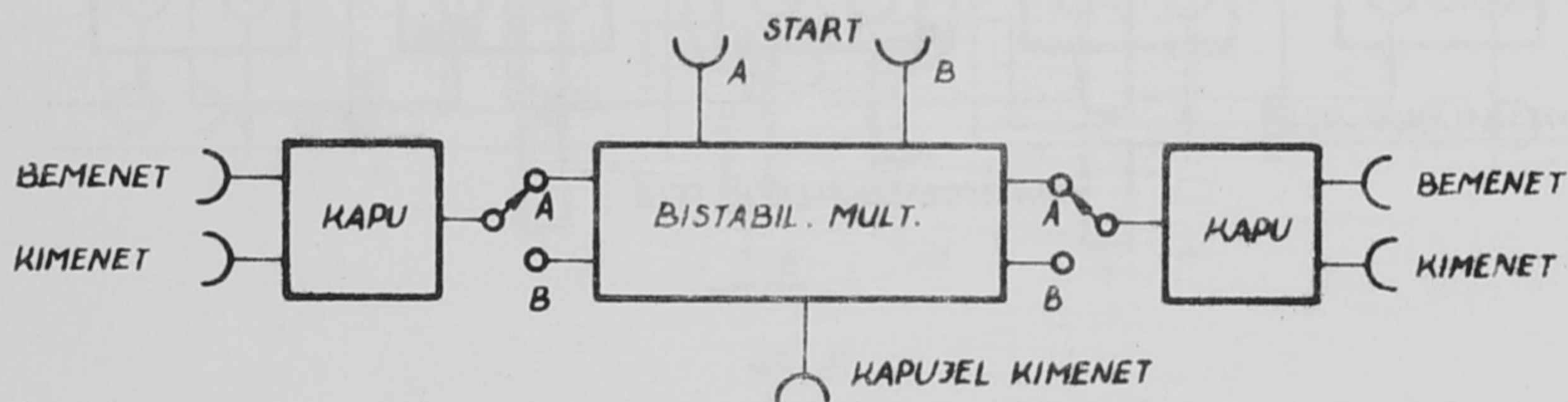
Az ismertetésre kerülő analizátornál a csatornakijelölő és a csatornakapu egység szoros egységet képez, a blokk-sémán csak a funkciók áttekintése végett ábrázoltuk külön.

Az előzőek szerint az időanalizátor integrális vagy differenciális volta az egyszerre nyitva lévő csatornakapuk kombinációnak egymásutánján mulik, azért először a csatornakijelölő egység ismertetésével foglalkozunk.

Csatornakiválasztó egység

A tervezésnél a következő szempontokat tartottuk szem előtt: 1. igen egyszerűen lehessen integrális, ill. differenciális jellegűvé átkapcsolni a berendezést; 2. ismétlődő, tehát cserélhető egységek egymás mellé kapcsolásával az ésszerűség határain belül tetszőleges csatornaszámú analizátort tudjunk előállítani. Itt közbevetőleg jegyezzük meg, hogy a valószínű maximális csatornaszám, melyet még ilyen egységekből célszerű összerakni, 15-20.

A csatornakijelölő alapegység blokk-sémája a következő:



2. ábra

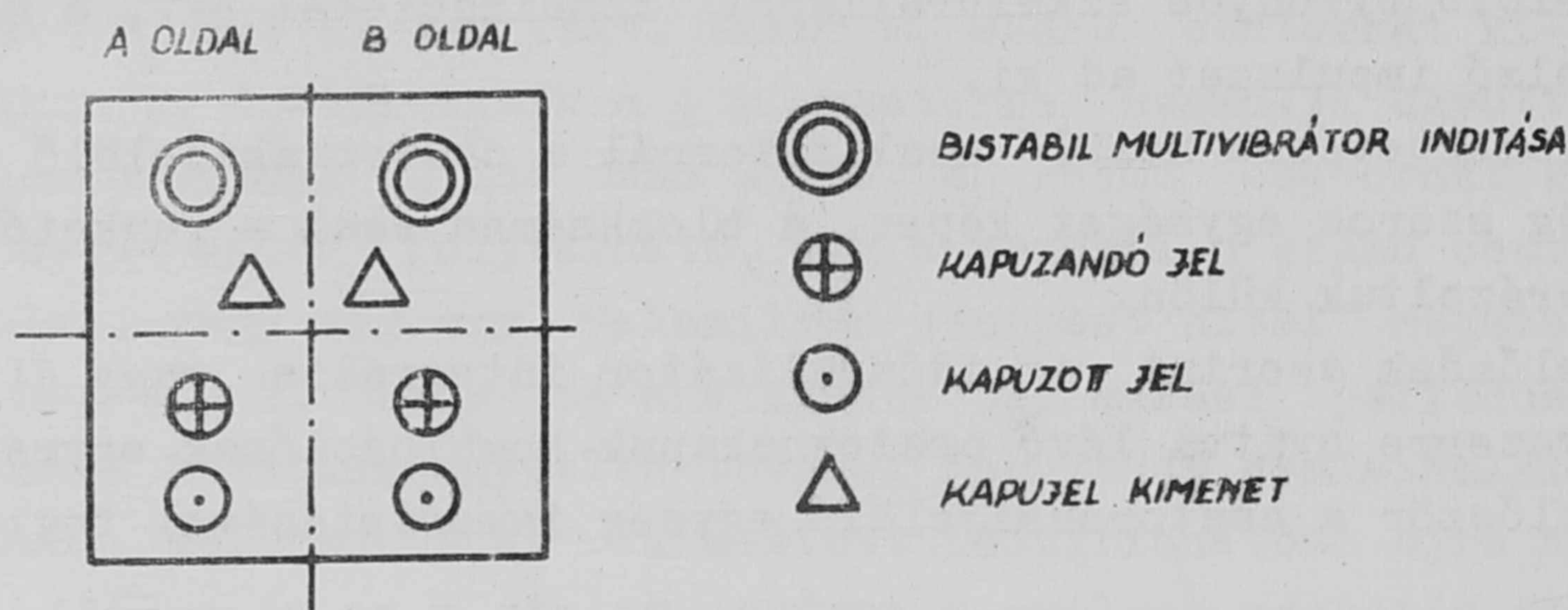
A bistabil multivibrátor két stabil állapotát A illetve B betűkkel jelöljük. A állapotba kerül a multivibrátor, ha A bemenetére érkezik vezérlő, jel, B állapotba, ha B bemenetére. Ha bármelyik kapu a multivibrátor A kimenetére van kapcsolva, ez azt jelenti, hogy a kapu akkor van nyitva, ha a multivibrátor A állapotban van. Ezt a kaput a rövidség kedvéért A kapunak nevezzük.

Az egységek összekötésének magyarázatára a 3. ábrán látható szimbólikát alkalmazzuk.

Az A oldalra rajzolt © azt jelenti, hogy a rajta beadott jel hatására kerül a multivibrátor A állapotba, stb.

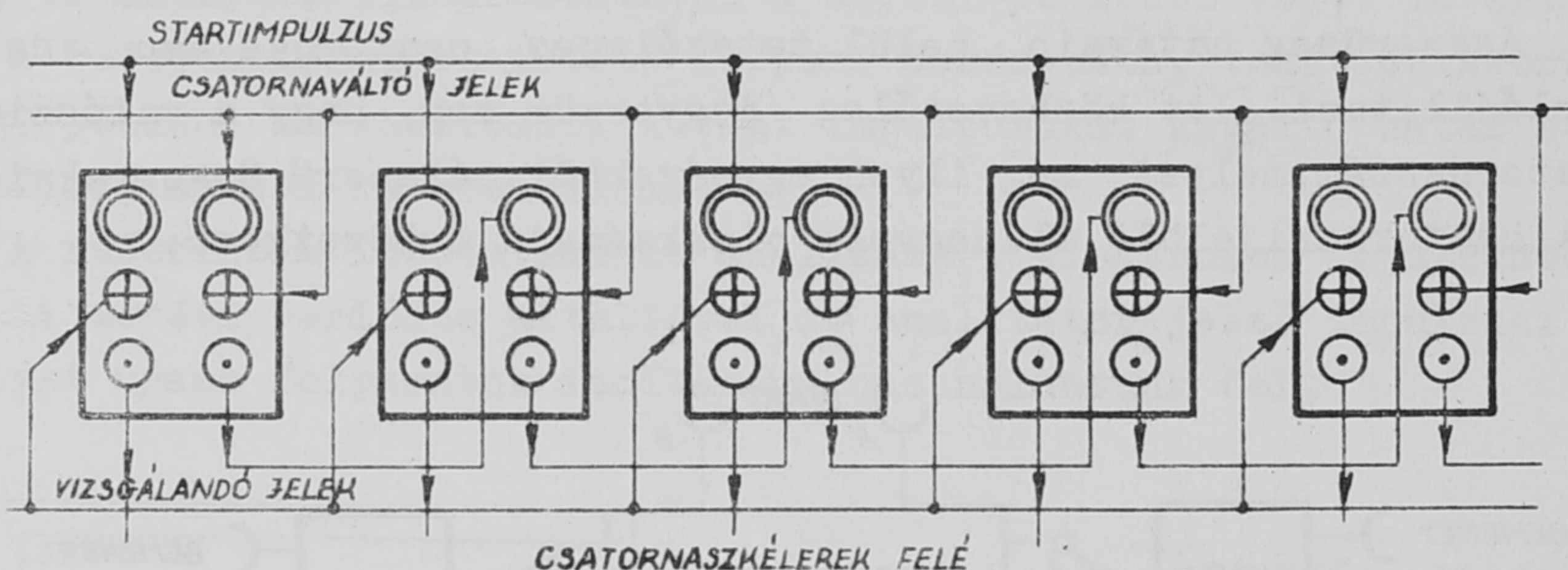
Ezen alapegységekből a 4. ábrán látható módon építhetünk fel integrális időanalizátort.

A startimpulzus hatására valamennyi multivibrátor A állapotba kerül, az A kapukon át az összes csatornaszkéler egyszerre számolja az impulzusokat. Az első csatornaváltó jel az I. multivibrátort B állapotba hozza, ettől



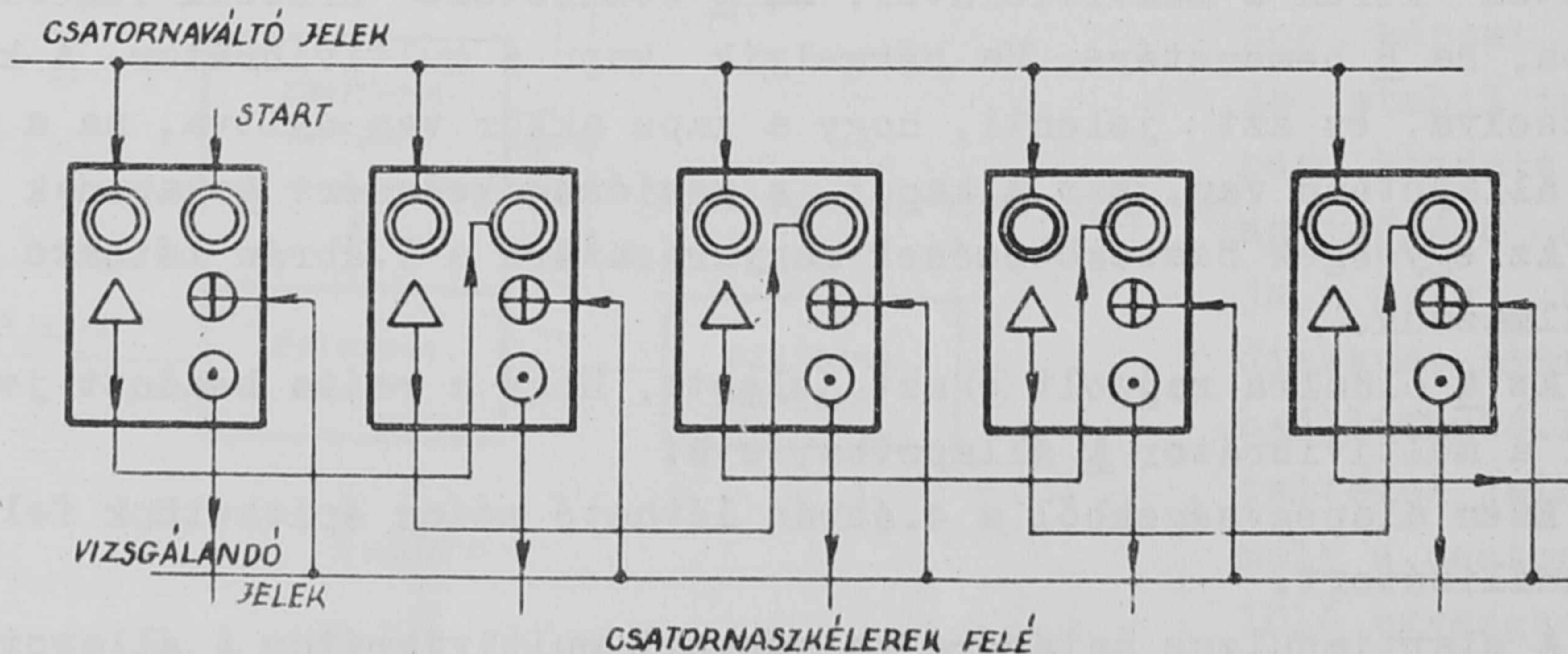
3. ábra

kezdve csak a II.- székélek számolnak. Az így kinyíló B kapun át a következő csatornaváltó jel a II. multivibrátort billenti B állapotba stb.



4. ábra

Hasonló elrendezéssel olyan analízátor is készíthető, melynél az analizálandó jeleket számláló csatornák száma nem csökken, hanem növekszik. A differenciális analízátor elvi sémája a következőképpen alakul:

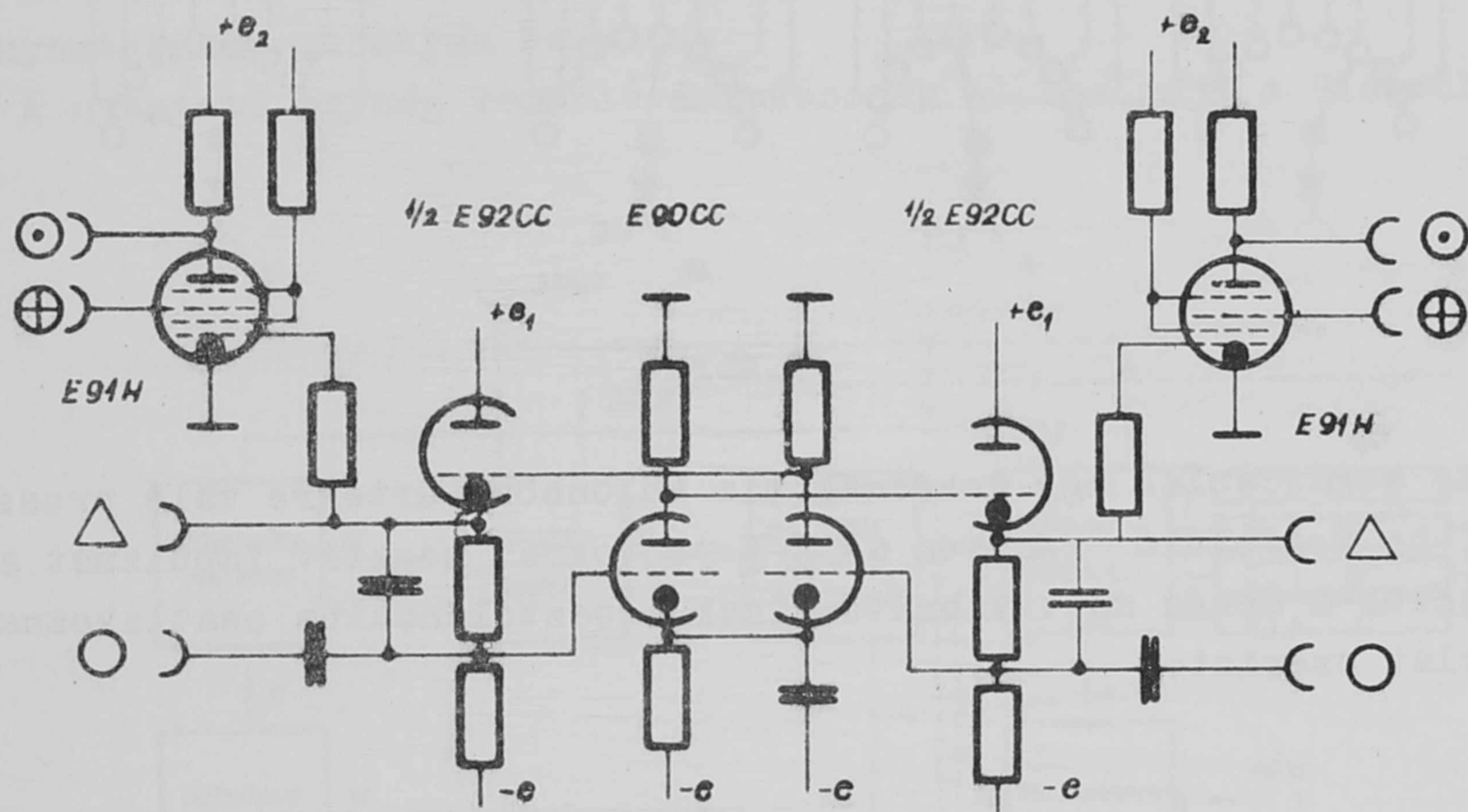


5. ábra

A megelőző csatornaváltó jelek hatására minden multivibrátor A állapotban van, az analizálandó jelek egyetlen nyitott B kaput sem találnak, egyetlen szkéler sem számol. A startjel hatására az I. multivibrátor B állapotba billen, a hozzá tartozó csatornaszkéler számlálásra kész. A következő csatornaváltó jel hatására ismét A állapotba kerül, és kapujel-kimenetén negatív feszültségugrás jelenik meg, mely a II. multivibrátort B állapotba hozza, stb.

Mint látható, a fenti alapegységek összekötéseinek egyszerű átrendezésével az integrális időanalizátort differenciálissá alakíthatjuk, és viszont.

Egy alapegység elvi kapcsolási vázlatát a következő:



6. ábra

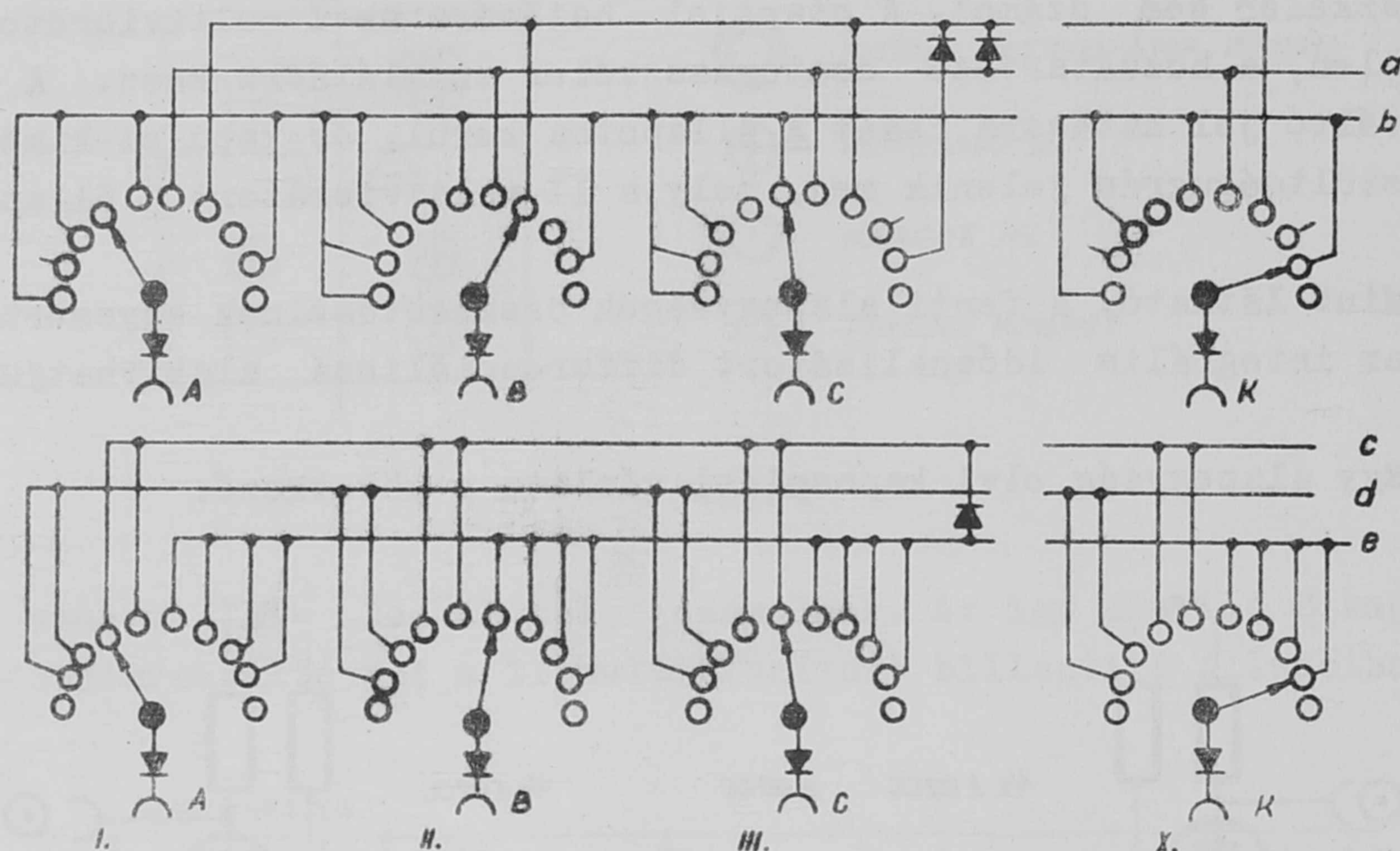
A sémákon nem tüntettük fel, de bármelyik kimenetről származtathatunk le jelet a preset áramkör vezérlésére, a megfelelő t_1 idő beállításához.

Időmérő és preset egység

E kettő szoros egységet képezve végzi az egyes csatornák idejének meghatározását.

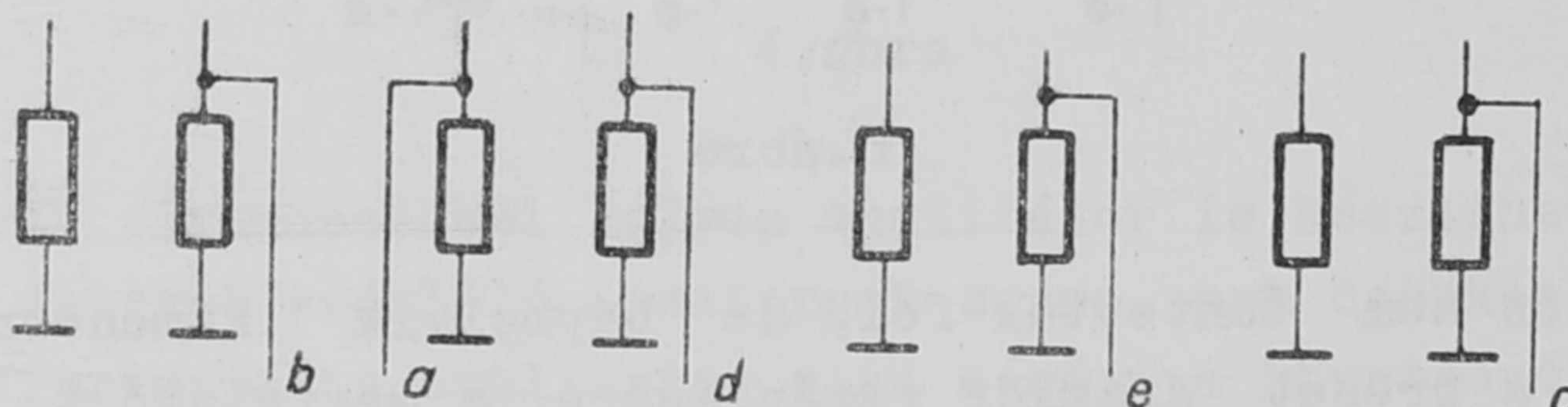
Az időmérő egység nyolc, dekádikus osztásra alkalmasan visszacsatolt elektroncsöves számlálóegység, kis áramu (ECC 83) csövekből felépítve. (Ezek a 12 AX 7 ill. 6 H 9 C típusú csövekhez hasonlóak.) A megfelelő idő mérése után az utolsó dekád a csatornaváltó egység felé jelző impulzust ad ki. Az időmérő beállítását a soron következő t_1 időre impulzusgenerátorok végzik, melyek impulzusait a preset egység kapcsolórendszerén keresztül vezetjük az egyes dekádok megfelelő pontjaira.

A kapcsolórendszer elvi sémája:



7. ábra

Ez a kapcsolás egy dekádnak tíz különböző értékre való presettelését végzi el, ha megfelelő rendben az A-K pontokra negatív impulzust adunk. Az a-e vezeték a dekád multivibrátorainak leosztóláncaiba csatlakoznak, az alábbi vázlat szerint:



8. ábra

A dekád elvi felépítése, és a kettesből a tízes rendszerbe konvertáló visszacsatolás módja az [1] irodalomban részletesen megtalálható.

Maga a presettelés természetesen mindig a beállítani kívánt időegység tízes komplementerére történik. Pl.: 700 μ sec idő beállítása a $\times 100$ μ sec-os dekád "300 μ sec" állására való presettelésével érhető el.

Az üzembiztos presettelés megvalósításához biztosítani kell, hogy előtte a szkéler "0" állásban legyen, ezt egy külön nullázó impulzusgenerátorral végezzük el. - Azért választottuk ezt a megoldást, hogy a kapcsolók térfogatát, ezek nagy száma miatt, lehetőleg kicsinyre csökkentsük.

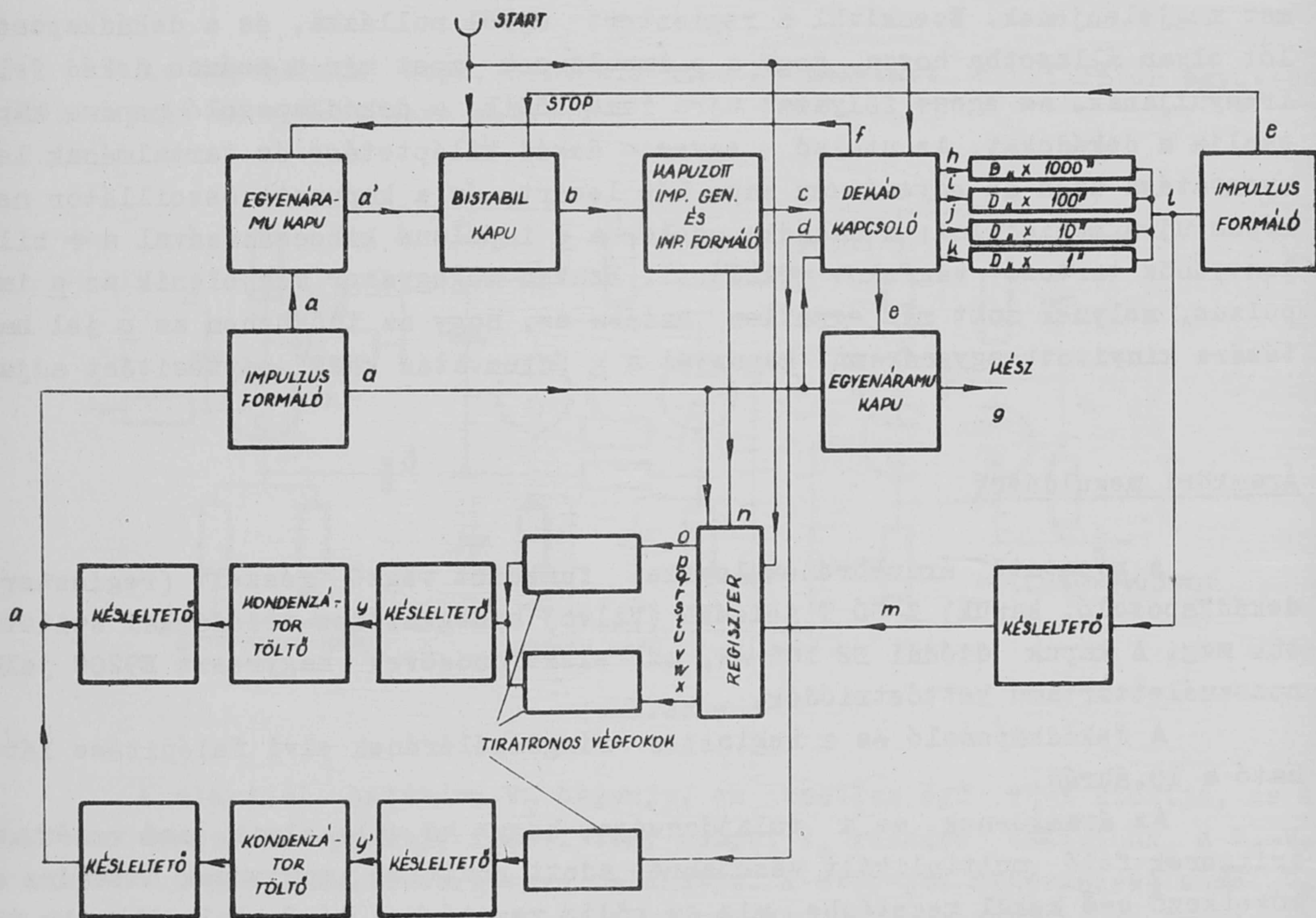
Nyomtató egység

Fluktuáció méréseknél különösen, de egyébként is sokszor célszerű, ha a csatornaszkélerek állását minden mérési periódus végén kinyomtatjuk. A nyomtató mégsem tartozik szervesen az analizátorhoz, ezért nem tüntettük fel az általános blokksémán, és ezért tárgyaljuk elkülönítve.

A nyomtatás a mérési periódus végét jelző impulzussal kezdődik. Ekkor a nyomtatást vezérlő áramkör sorra veszi az egyes csatornaszkélereket, azokon belül az egyes dekádokban összegyűlt információt rendre kivételezi, s végső fokon egy átalakított Rheinmetall számológép segítségével papírra viszi.

Az egyszerűség kedvéért egyetlen csatornaszkélerekben tárolt impulzus-szám kinyomtatását mutatjuk be.

A nyomtató egység vezérlő áramkörének blokksémája a 9. ábrán látható.



9. ábra

A blokkséma alapján a nyomtató működése a következő:

A startjel hatására a bistabil kapu olyan állapotba kerül, hogy megfelelő egyenfeszültséget szolgáltatva - b jel - a kapuzott impulzusgenerátornak, az astabillá válik, és c impulzusokat kezd kiadni. A startimpulzus

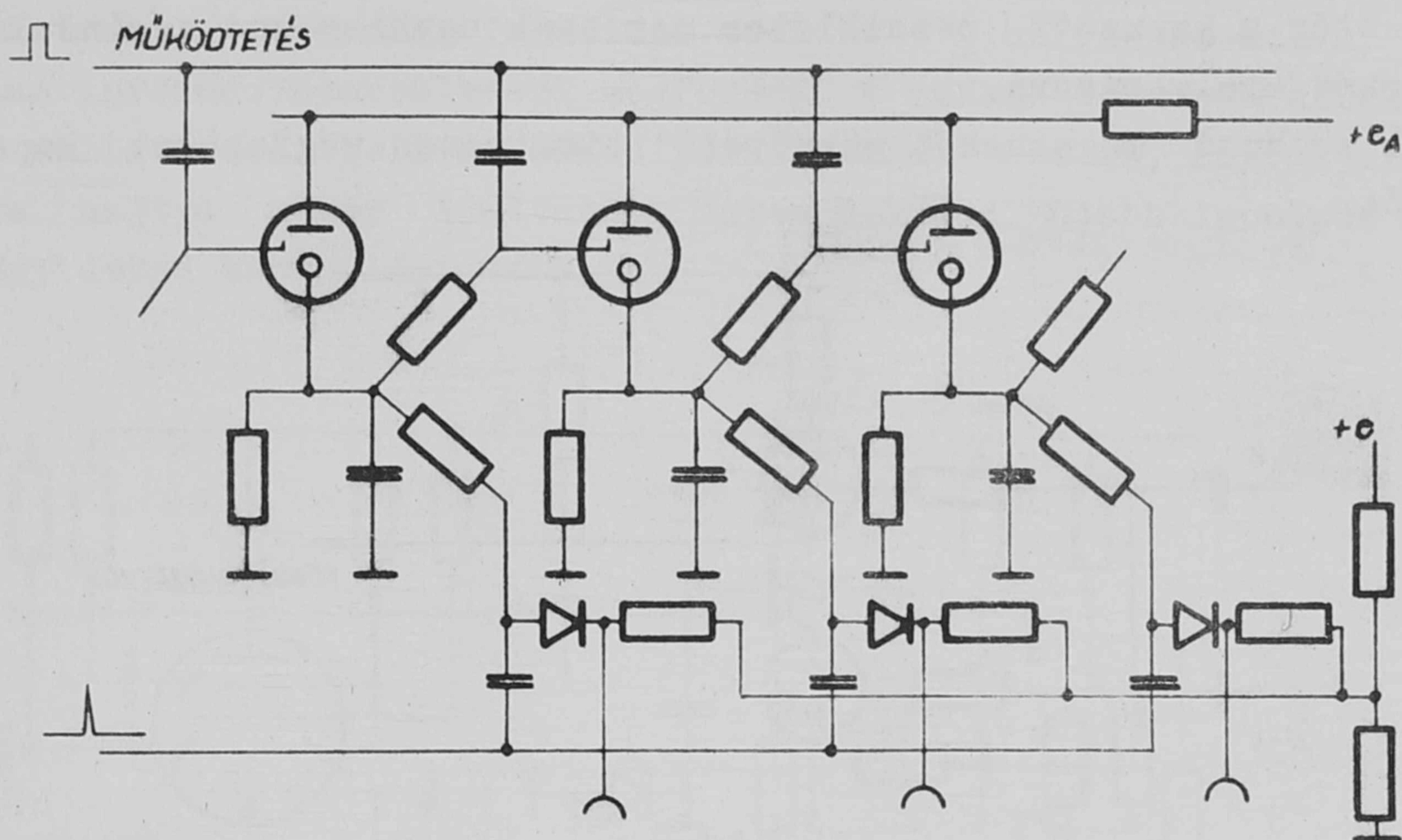
ezen kívül a dekádok impulzusszámának tizes komplementerét ideiglenesen tárolni hivatott regisztert nullázza, és a dekádkapcsolót olyan állapotba hozza, hogy az a c impulzusokat a szkéler ezres dekádja felé irányítsa, továbbá megfelelő feszültséggel a szkélerdekádok egymásrahatását megakadályozza. A szkélert a c impulzusok léptetik, e jeleket egyidejűleg a regiszter is megkapja. Az ezres dekád, alaphelyzetbe jutásának pillanatában, az l impulzust adja ki, mely a bistabil kaput lezárja, s ezáltal a c impulzusokat megszünteti. A regiszter most 10-n helyzetben áll, ha n volt a dekádban eredetileg tárolt impulzusszám. Az l jelből késleltetés után m jelet kapunk, melyet a regiszter az o-x kapuk egyikének kinyitásával a megfelelő végfokozat felé irányít. Itt egy tirátron az m jel hatására begyújt, és egy kondenzátort a megfelelő billentyűt meghuzó mágnes tekercsén át kisütve, az illető számot a számológépbe billentyűzi. A kisütött kondenzátort az y jel megjelenésekor a kondenzátortöltő tiratron tölti fel ismét. Némi késleltetés után megjelenik az a impulzus, mely egyrészt a pillanatnyilag még nyitvalévő egyenáramu kapun át (l. alább) a bistabil kaput olyan helyzetbe hozza, hogy a c jelek ismét megjelenjenek. Ezenkívül a regisztert újból nullázza, és a dekádkapcsolót olyan állapotba hozza, hogy a c impulzusok most már a százask dekád felé irányuljanak. Az egész folyamat újra ismétlődik, a dekádkapcsoló rendre kapcsolja a dekádokat. Az utolsó - egyes - dekád kiléptetése és tartalmának lenyomtatása után az egyenáramu kapu már lezárt, és a kapuzott oszcillátor nem képes újra megindulni; a dekádkapcsoló a d impulzus kibocsátásával a # billentyűhöz tartozó végfokot működteti. Ezután megegyeszer megjelenik az a impulzus, melynek most már egyetlen hatása az, hogy az időközben az e jel hatására kinyitott egyenáramu kapun át a g "nyomtatás kész" értesítést adja.

Áramköri megoldások

A nyomtató áramkörének logikai funkciót végző részeit (regiszter, dekádkapcsoló, kapuk) Z 50 T jelzésű (Valvo) hidegkatódos triódákkal építettük meg. A kapuk diódái DS 160-ak, az elektroncsövek nagyrészt E92CC jelű hosszúélettartamu kettőstriódák.

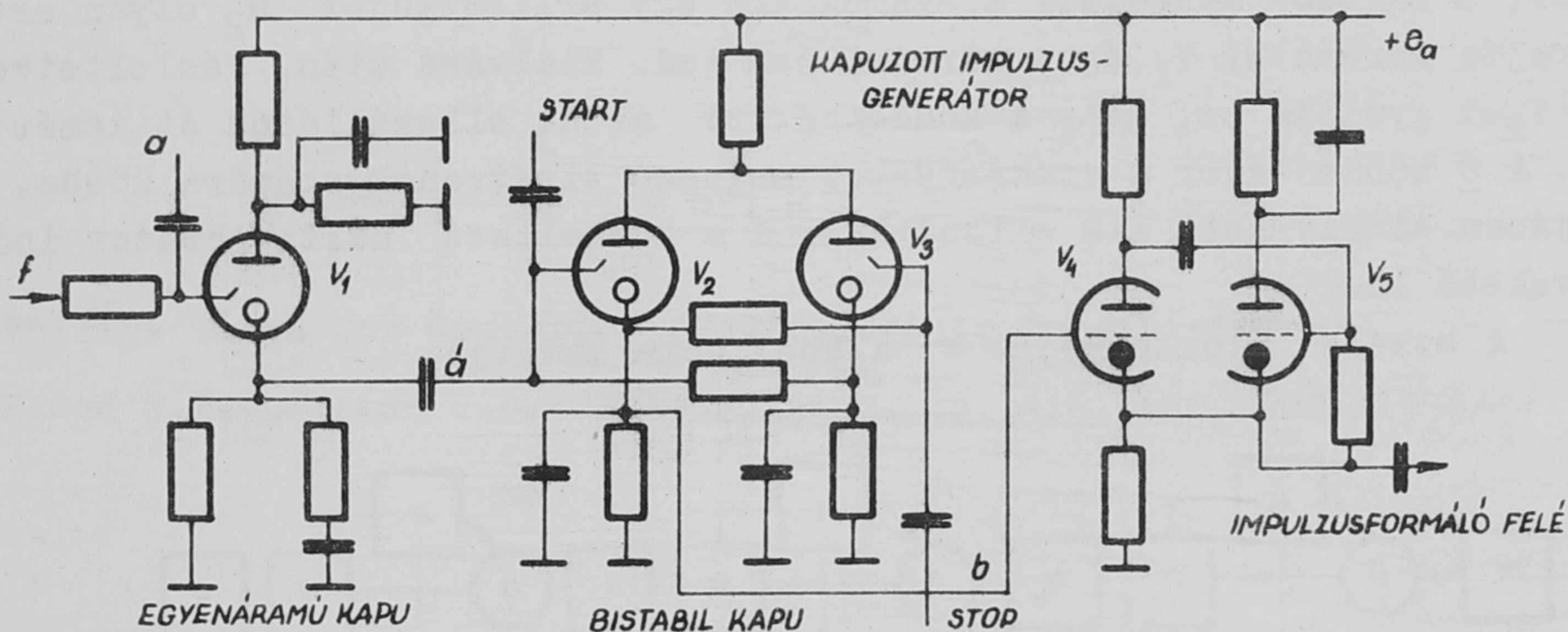
A dekádkapcsoló és a regiszter ringszkélerének elvi felépítése látható a 10. ábrán.

Az áramkörnek az a tulajdonsága, hogy ha valamelyik cső vezet, a triggererek felé multiplikált vezetékre adott pozitív impulzusok hatására a következő cső kerül vezetésbe, míg az eddig vezetésben lévő kialszik. (Az ilyen típusú áramkörökre l. részletesebben: [1],[2].) A vezető cső katódján fellépő pozitív feszültséggel kapuzzuk a diódákat, és azok közül is mindig csak egyen tud impulzus áthaladni a megfelelő fokozat felé.



10. ábra

Az egyenáramu kapu, bistabil kapu és indított oszcillátor együttes elvi rajzát az alábbi ábra mutatja:

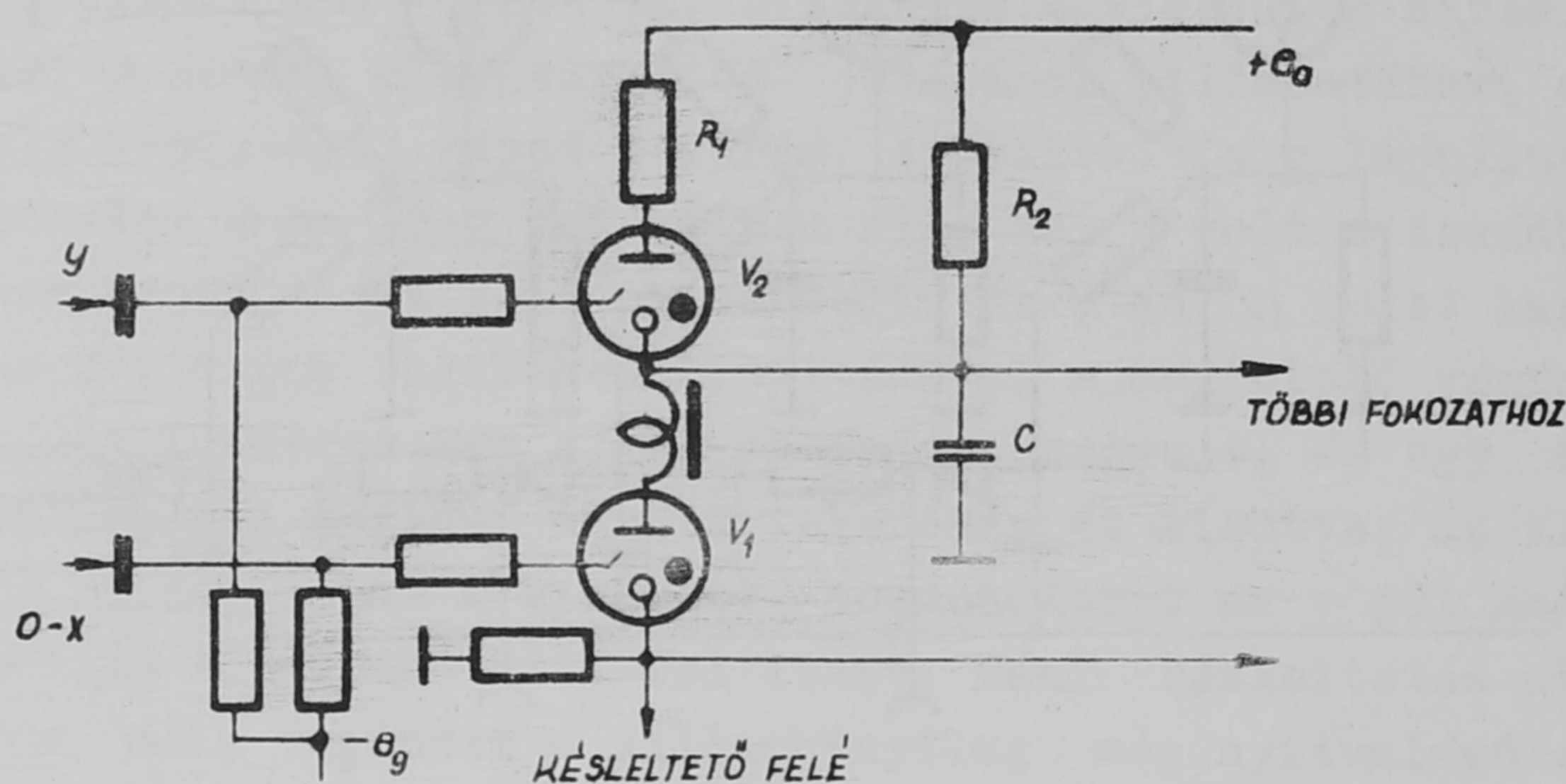


11. ábra

A startjel hatására V_2 begyújt, az esetleg égő V_3 -t kioltja, és a katódon megjelenő pozitív feszültség, melyet V_4 rácsára csatolunk, a V_4 - V_5 rendszert astabil multivibrátorrá alakítja. A stop-jel megérkezése után V_2 kialszik és V_3 veszi át a vezetést. V_2 ismét begyújtható, ha a' impulzust megkapja. a' viszont csak akkor jelenik meg, ha V_1 az a impulzust és a dekád-kapcsolóból a megfelelő f egyenfeszültséget megkapta. Az f feszültséggel történő kapuzásra azért van szükség, nehogy a negyedik dekád kiolvasása után az astabil működés újra bekövetkezzék, ugyanis most már nem lévén több kiolvasandó dekád, stop impulzus nem érkezik, és a kapuzott oszcillátor nem tud leállni. Az f feszültség viszont úgy jelenik meg, hogy a harmadik dekád ki-

olvasása után a kapuzott oszcillátor már csak egyszer tud megindulni, a negyedik dekád kiolvasására.

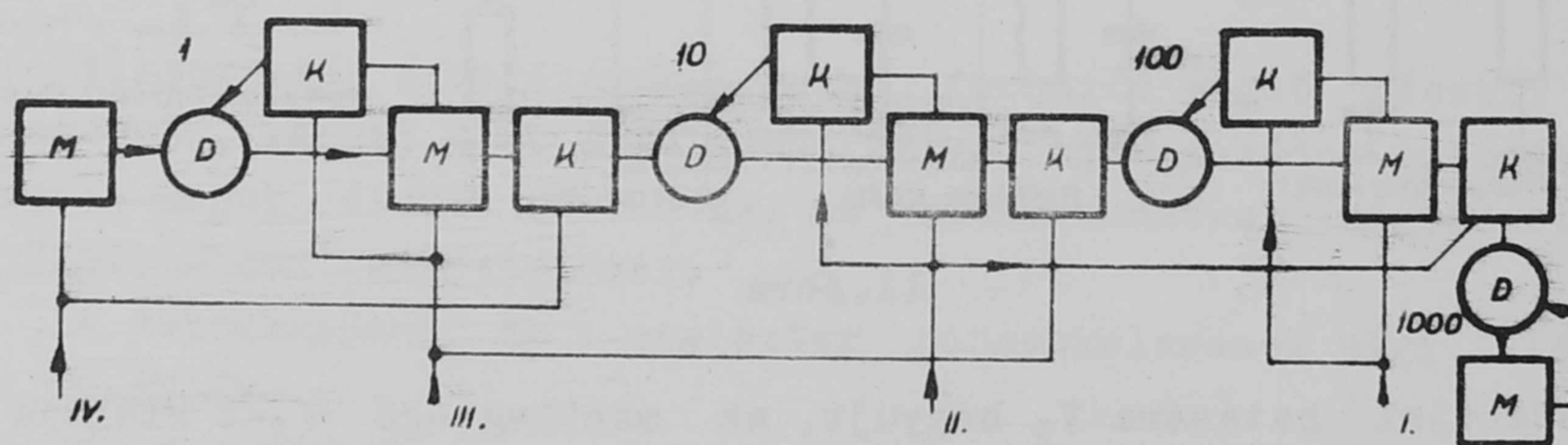
A meghuzó mágneseket működtető tirátronos végfokozat kapcsolása a következő:



12. ábra

A regiszter által produkált o-x kapuzott jel valamelyik tirátron rácására jutva azt begyújtja, és a tekercsen át a C kondenzátor töltését kisüti, mire a mágnes működteti a számológép egy billentyűjét. R_2 olyan értékű, hogy rajta keresztül V_1 égve maradni nem tud. Kialvása után, késleltetve, az y jel V_2 -t gyújtja be, mely a kondenzátort az R_1 ellenálláson át ismét feltölti. A C kondenzátor a számjegyeket meghuzó tirátronok számára közös. A V_1 katódjában elhelyezett kis ellenállásról a késleltető multivibrátor indítójele vehető le.

A szkéler blokksémáját az alábbi ábra mutatja:



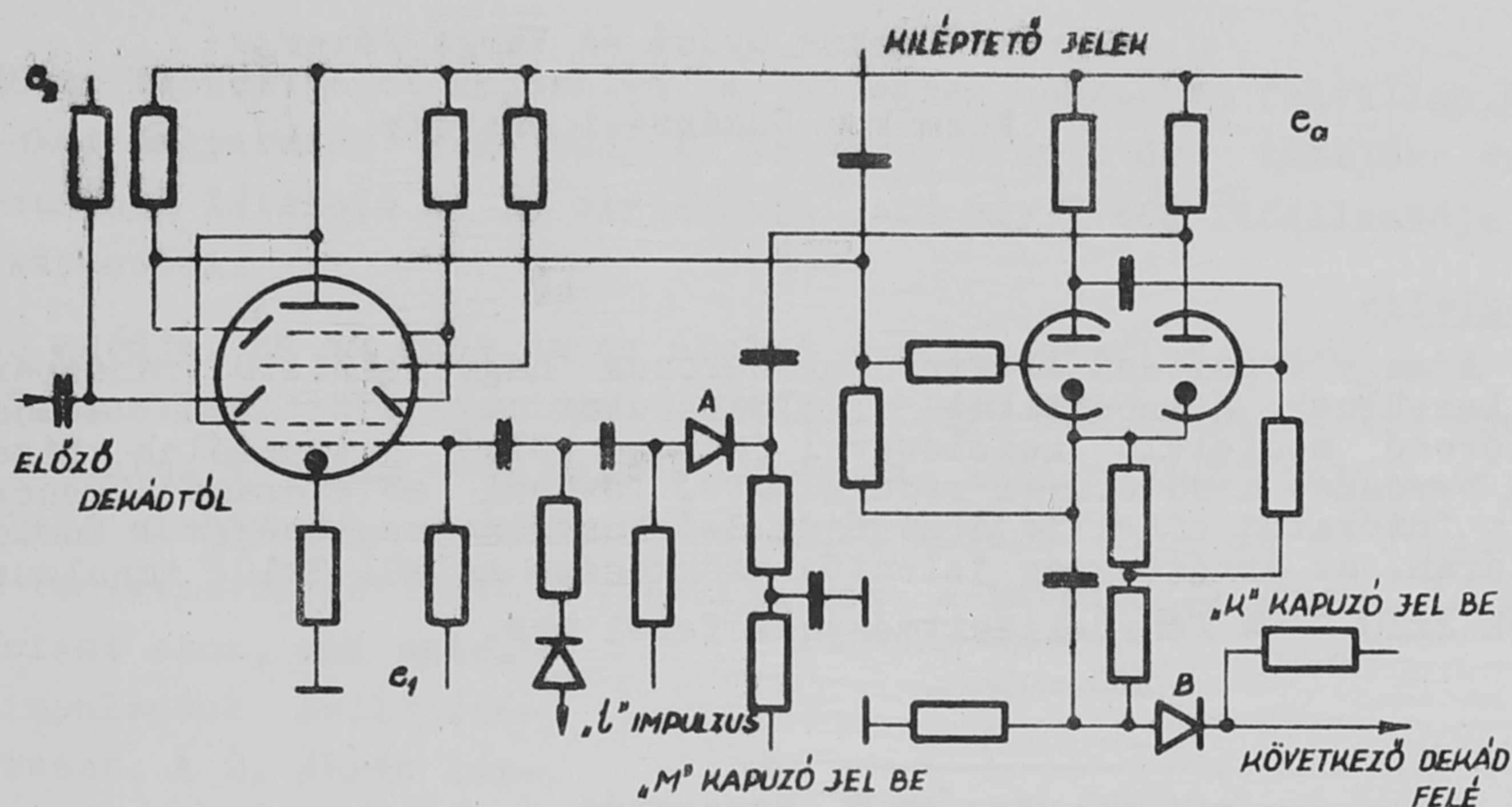
13. ábra

A D jelű ELT dekatronos fokozatok nullázását és a következő fokozatok meghajtását az M multivibrátorok végzik. A K diódás kapuk a számlálás alatt nyitottak, a nyomtatás alatt vannak esetenként lezárva.

Az I-IV vezetéseken sorrendben érkeznek a dekádkapcsolóból az összekevert kiléptető és kapuzó jelek, szétválasztásuk integráló, illetve differenciáló tagokkal történik. Először az ezres dekádot olvassuk ki, ilyenkor meg kell akadályozni, hogy a kiolvasó jelekkel meghajtott multivibrátor a

százaskatodron, - normális funkciója szerint - 0 helyzetbe hozva, még fel-
dolgozatlan információtartalmától megfoszsa. A százaskatodronnál nemcsak a tí-
zes katod nullázódását kell megakadályozni, hanem azt is, hogy a százaskatod-
katodot 0-ra hajtva, a már kiolvasott ezres katodba újabb impulzus adódjék.

Egy katod kapcsolási vázlatja:



14. ábra

I r o d a l o m

- [1] Philips Tubes for Computers /Ph.Electronic Tube Division/
- [2] Flood J.E., Warman J.B., Electr.Engng. 28, 416, 489, 528 /1956/

Érkezett 1959.junius 18.

KFKI Közlemények 7.évf. 4.szám, 1959.

TRANSPARENS KATÓDU ELEKTRONSOKSZOROZÓ SÖTÉTÁRAMÁNAK CSÖKKENTÉSE

Irta: Farkas Győző és Varga Péter

Kozmikus Sugárzási Osztály

Összefoglalás

A nagy erősítésű elektronsokszorozók nagy felületű transzparens katóddal készülnek. Mikrooptikai alkalmazásukat nagy sötétáramuk akadályozza. A sokszorozó megfelelő kezelésével (zavaró külső potenciálok kizárása és aquadag bevonás) a sötétáram redukálható. További sötétáramcsökkenés érhető el, ha a fotókatód effektív átmérőjét defokuszálás segítségével korlátozzuk. A sötétáram, az érzékenység jelentős csökkenése nélkül 3×10^3 impulzus/sec. Ez az érték 2×10^{-14} W fényteljesítménynek felel meg.

1.§ Bevezetés

A transzparens katódu 6810-A típusu elektronsokszorozó (ES) nagy erősítése és jó időbeli felbontóképessége miatt nemcsak magfizikai, hanem mikrooptikai célokra is kiválóan alkalmas. Ennél a sokszorozónál az említett előnyök mellett igen nagy hátrányt jelent a nagy sötétáram, amely az észlelhető fényintenzitás alsó határát megszabja [1]. A vizsgált ES sötétáram-impulzusszáma vizsgálataink kezdetén 10^5 impulzus/sec volt.

A sötétáram nemcsak mikrooptikai kísérleteknél hátrányos, hanem még magfizikai méréseknél is, ha ezt az ES-t - rendeltetésének megfelelően - gyors koincidenziák mérésére használják fel. Itt ugyanis az a cél, hogy a szcintillációs felvillanásból származó első, tehát egyetlen fotoelektron impulzusa is létrehozza a koincidenziát, ezért az itt használt koincidenzia áramkör érzékenysége megegyezik a mikrooptikában az egyes fotoelektronok regisztrálására használt áramkör érzékenységével. Igen nagy sötétáram esetén egyrészt a véletlen koincidenziák száma nő meg (ez gyakran zavaró lehet, mert pl. 10^{-9} sec felbontóképesség és 10^5 impulzus/sec sötétáram mellett a véletlen koincidenziák száma 20/sec), másrészt éppen a gyors koincidenzia körökben (pl. [2]) az impulzusok a koincidenzia áramkör kondenzátorain integrálódhatnak. Míg az első effektus a lassu-gyors koincidenzia elv használata esetén kiküszöbölhető, a második effektus megmarad és a mérés effektív időtartamát csökkenti: a valódi koincidenziák száma csökken, a fluktuációk megnövekednek.

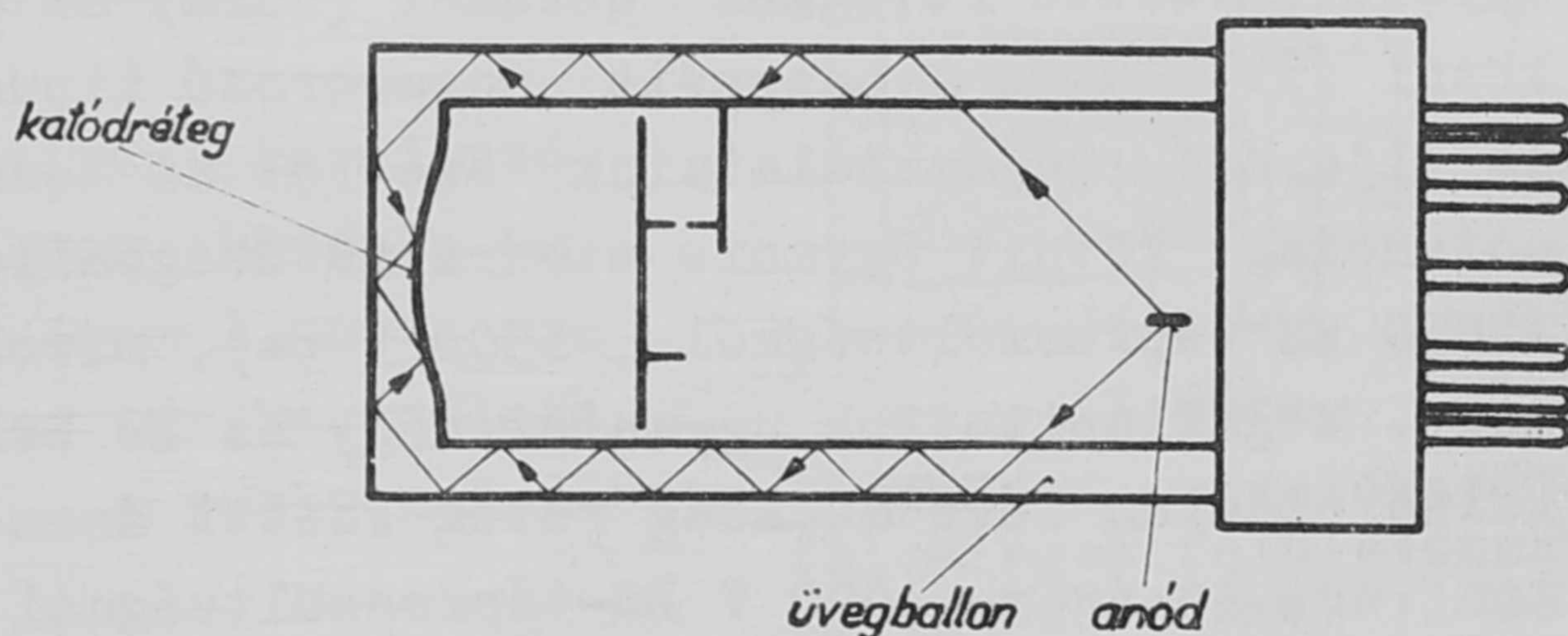
Mindezeket figyelembe véve, célszerűnek látszott a fenti ES-k sötétáram impulzusainak számát csökkenteni.

2.§ Vizuális megfigyelések

A mérések során az ES-t negatív tápfeszültségen használtuk, tehát az anód földpotenciálon volt, a katód pedig -1500-2400 V feszültségen. A sokszorozót egy sötétkamrában figyeltük meg. A mérőberendezés egy szomszédos helyiségben volt. Pusztán vizuális megfigyeléssel a következőket tapasztaltuk:

1. Az ES-re feszültséget kapcsolva, a cső egész hosszában felvillan. A jelenség okát magyarázni nem tudjuk, de ezek után a cső kiméltése érdekében célszerűnek látszott az ES osztólánca elé egy 1 sec időállandóju RC-szűrőt kapcsolni.

2. Az ES anódja, ha az anód és az utolsó emitter közötti feszültség kb. 200-250 V, annyira világít, hogy a kilépő fény még adaptálatlan szemmel is jól látható. A világitást valószínűleg az anódon lévő^x félvezető rétegen áthaladó elektronok okozzák. Az anódról kilépő fény az ES üvegballonján mint fényvezetőn keresztül, visszajuthat a katódra (1.ábra), fényvisszacsatolást okoz, ami satelit-impulzusok fellépéséhez vezet. A 2. ábrán látható elrendezés segítségével kvalitatíve kimutattuk, hogy az anódról valóban jut fény a katód szélére. A 6810-A típusu ES tápfeszültséget ki- és bekapcsolva, tapasztaltuk, hogy a megfigyelő LP21 típusu ES még az ábrán látható rossz geometriai viszonyok mellett is több



1.ábra

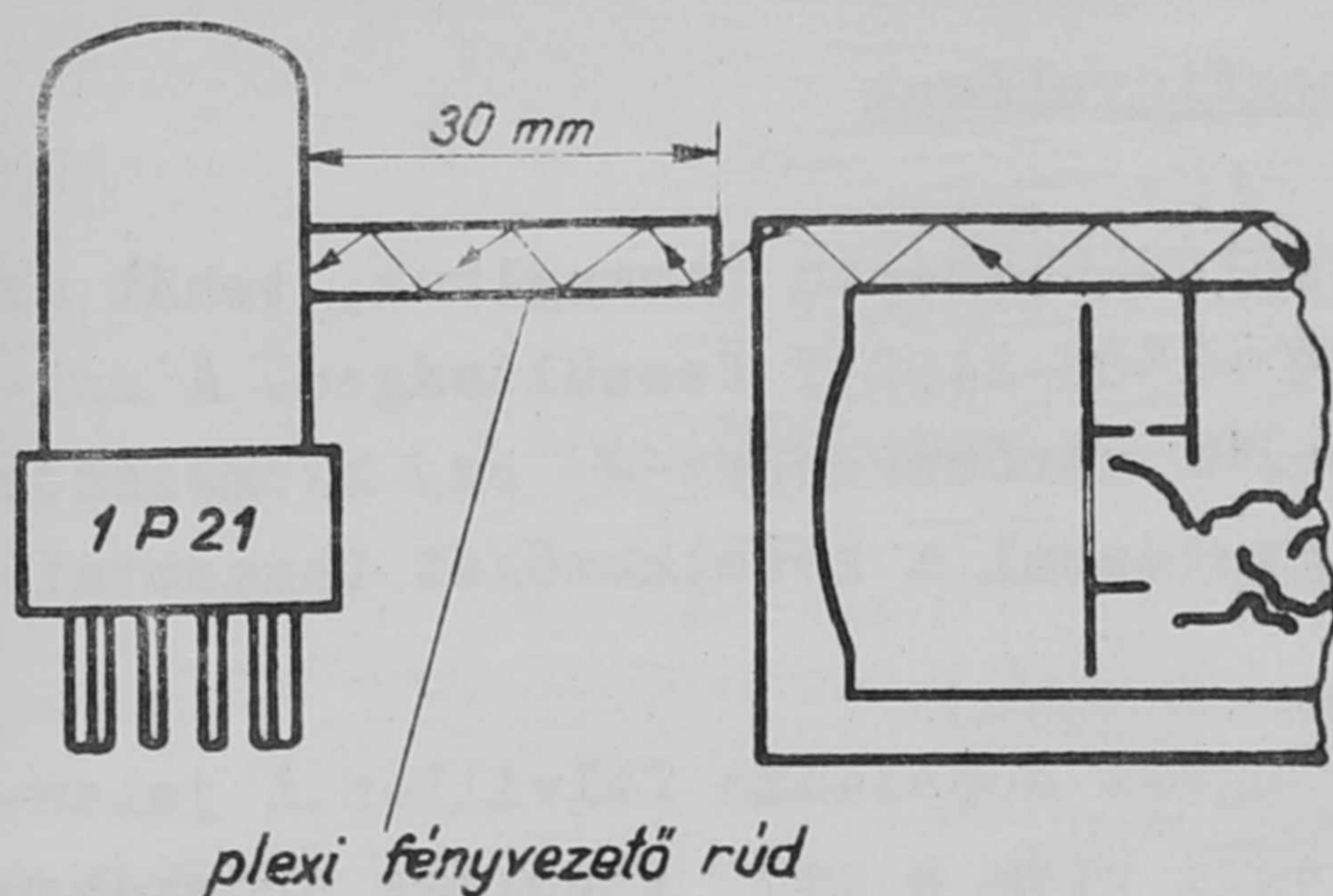
A 6810-A típusu ES sematikus rajza. A fény visszacsatolásának útját a nyílakkal megjelölt törtvonal mutatja.

impulzust számlál, ha a megfigyelt csőre feszültséget kapcsolunk. (Ez a jelenség pl. γ -spektrometriában a spektrum eltorzulásához vezethet.)

Éppen ezek miatt célszerű az anód-utolsó emitter feszültségkülönbségét a linearitás határain belül a minimálisra csökkenteni, amint ezt a katalógusok is tanácsolják.

3. Tapasztaltuk, hogy az ES üvegballonját nem szabad földpotenciálon lévő tárggyal megérinteni, még a katód és a belső katódpotenciálon lévő vezetővel szemben lévő részen sem, pedig itt az ES ballonja belül egy jól definiált potenciálon van. Ellenkező esetben a cső sötétárnya 1-2 nagyság-

^xMivel az emittereken is nagy áram folyik, feltehető, hogy az emitterek is, bár szemmel nem láthatóan, de világitanak.



2. ábra

Elrendezés az anódból a katódra jutó fény létezésének kimutatására

renddel nő, nagy feszültség esetén a cső erősen világítani kezd, begerjed. A jelenség akkor is fellép, ha egy jó szigetelővel (3 mm vastag plexi-üveg) érintjük meg az üveget, ha a plexi-üveg külső oldala földpotenciálon van. Míg a mikrooptikai vizsgálatoknál az üvegballonnak nem kell semmivel sem érintkeznie, szcintillációs kristály felerősítésénél ez az effektus begerjedést okozhat.

A jelenség magyarázatát nem ismerjük, de létezése a szcintillátor-fejek tervezésénél figyelembe veendő.

3. § Burahatás

Ismeretes, hogy a belső-katódos elektronsokszorozók üvegballonját célszerű vezető réteggel bevonni (bura) és a réteget a katód potenciáljára kötni (pl. [3]). A használt sokszorozó típusnál a katalógus is ajánlja ezt az eljárást. Tapasztalataink szerint az aquadag rétegre nem szükséges külső potenciált kötni. Ugyanis a burra az üvegballonon keresztül feltöltődik (pl. -1850 ES tápfeszültségnél -1500 V-ra), mivel a ballon vezetőképessége elég nagy. Megállapítottuk ugyanis, hogy az ES belső elektródái és az üvegballon külső oldalán lévő aquadag réteg között áram folyik, ha a burra földpotenciálon van. Az áram -1000 V ES-tápfeszültségnél $5 \cdot 10^{-7}$ A. (Nagyobb feszültségnél a cső kiméltése érdekében nem mértük az áramot, hogy elkerüljük a begerjedést.)

A fekete aquadag réteg nyilvánvalóan csökkenti a 2. § 2. pontjában tárgyalt fényvisszacsatolást, mivel az aquadag kevésbé reflektál, mint az üveg. Sajnos, mivel még a fekete színű anyagok reflexióképessége is elég nagy nagy beesési szögek esetén, a ballon bevonása a fényvisszacsatolást nem szünteti meg teljesen.

A burahatást belsőkatódos elektronsokszorozók esetén sikerült megmagyarázni [1]. Ennél az ES-nál, mivel az elektródarendszer zárt, az [1] cikkben adott magyarázat nem volt alkalmazható. Az effektus okainak tisztázásával jelen munkánkban nem foglalkoztunk.

4. § Az effektív katódfelület csökkentése

Mikrooptikai vizsgálatoknál az ES fotókatódjára eső fénynyaláb átmérője néhány milliméter nagyságu, tehát a katódfelületnek csupán mintegy egy százalékát használjuk ki. Tekintettel arra, hogy a sötétáram egy része a ka-

tódból emittált termikus elektronoktól származik, célszerű lenne kis fotokatódu sokszorozókat használnunk [4]. Mivel ilyenek nem készülnek, szükség volt arra, hogy a fotokatód effektív felületét csökkentjük.

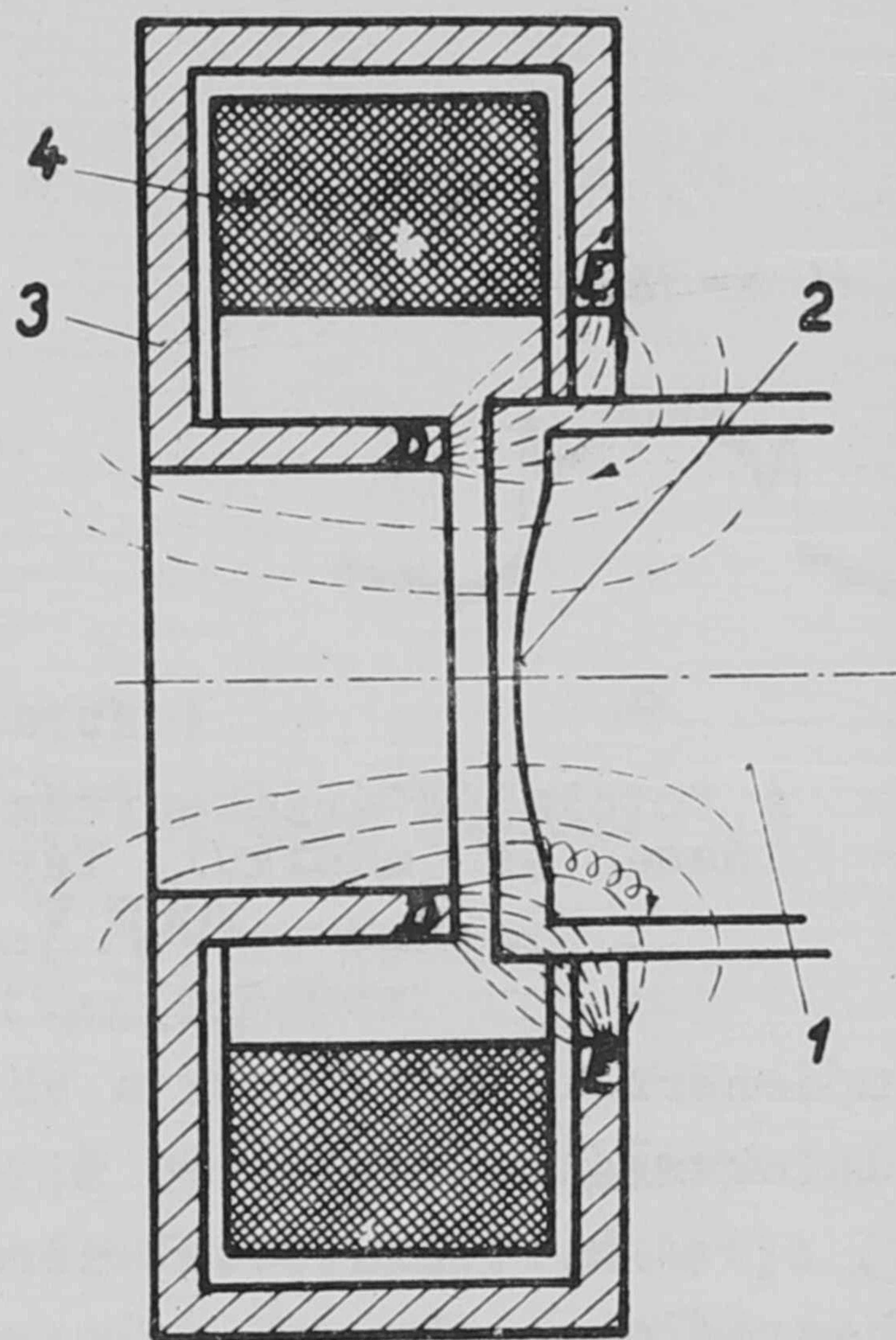
1. A feladat tehát egy olyan szerkezetű defokuszáló tér kialakítása volt, amely a megvilágítandó felületrészből származó elektronok útját nem befolyásolja, a többi részről származó elektronokat pedig nem engedi a dinódákra jutni. Ilyen tulajdonságu a 3. ábrán látható mágneses defokuszáló elrendezés. Az ábrán keresztmetszetben feltüntetett elektromágnes erővonalai a fotokatód szélén keresztül záródnak és közel 90° -os szöget zárnak be a katódból kilépő elektronok pályájával, tehát az elektronok vagy visszaesnek a katódra, vagy az erővonalak körül spirális pályán haladva, a henger belső falára jutnak el. A fotokatód középső tartományában az erővonalak egyrészt közel párhuzamosak a forgástengellyel, másrészt, mivel itt a térerősség kicsi, az elektronok pályája nem módosul jelentősen.

Ezzel az eljárással olyan katódérzékenység-eloszlást értünk el, hogy középen egy elég kis sugaru kör belsejében ($r \approx 1 \text{ mm}$) az érzékenység megegyezett a mágneses tér használata nélküli eredeti érzékenységgel, a többi helyen pedig zérus volt.

Az érzékenység eloszlását a katód mentén a már ismert módszerrel [5] állapítottuk meg. Egy rövid utánvilágítású katódsugárcső ernyőjén a fényfolt fűrészrezgéssel eltérítve, időben lineárisan mozgott. A fényfoltot a vizsgált fotokatódra képeztük le. A fűrészrezgést egy második katódsugárcső vízszintes eltérítő lemezére is rákapcsoltuk, míg a függőleges eltérítésre az ES anódján megjelenő jelet vezettük.

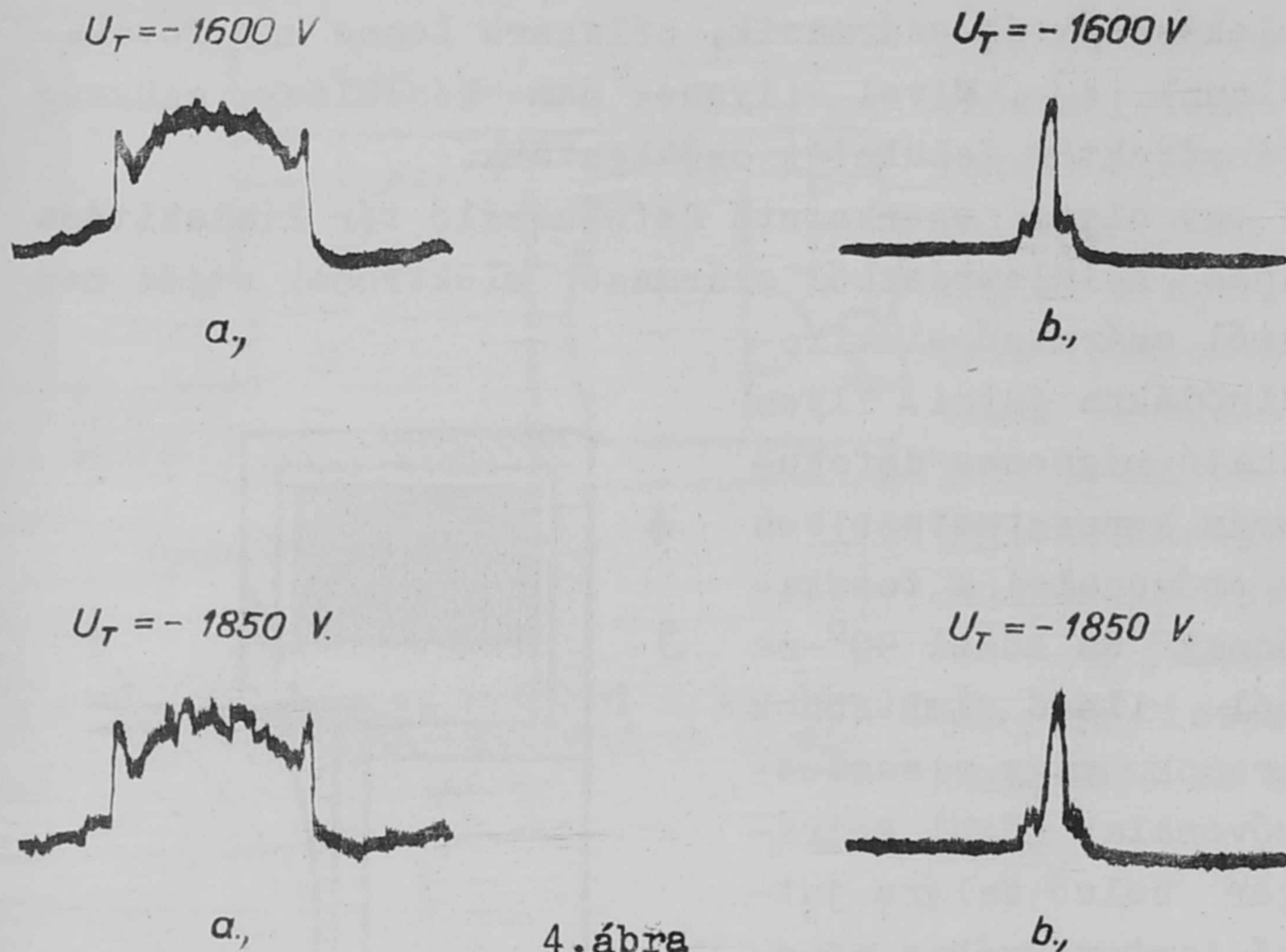
Az ES anódfeszültségét 100 V -ként növelve, minden egyes amódfeszültség értéknél addig változtattuk a mágnesező áramot, amíg a legjobb eloszlást meg nem kaptuk. A 4/a. ábrákon látható a katód érzékenységének eloszlása -1600 és -1850 V tápfeszültség esetén, mágneses defokuszálás nélkül. (A cső elektrosztatikus fókuszálását az optimumra állítottuk be, tehát úgy, hogy az érzékenység az egész katódfelületen a lehető legegyenletesebb legyen.) A 4/b. ábrák mutatják az érzékenységeloszlást optimális gerjesztő áram és a 3. ábrán feltüntetett irányu mágneses tér mellett. (Megjegyezzük, hogy fordított mágneses polaritásnál, megfelelő nagyságu térerősség esetén, a b görbékhez hasonló eloszlás szintén elérhető.

A mérések szerint a b görbék alakja nem függ az ES tápfeszültségé-



3. ábra

Elrendezés a fotokatód felesleges felületének defokuszálására. 1 az ES, 2 a katód, 3 a vas-köpeny, 4 a tekercs



4. ábra

A fotokatód érzékenysége mágneses defokuszálással és anélkül. Tápfeszültség: 1500 V és 2000 V

től. Látható, hogy a 4b görbék maximuma azonos nagyságu a 4a görbék középső maximumával, tehát az érzékenység nem csökken.

Érdekes jelenség, hogy mágneses tér nélkül a katódérzékenységnek két oldalsó maximuma is van a katódfelület peremén. A két mellékmaximumot a cső oldaláról visszavert, továbbá a csőkarimája által eltérített fény okozza.

Az érzékenységleoszlás megállapításával egyidejűleg egyenáramu

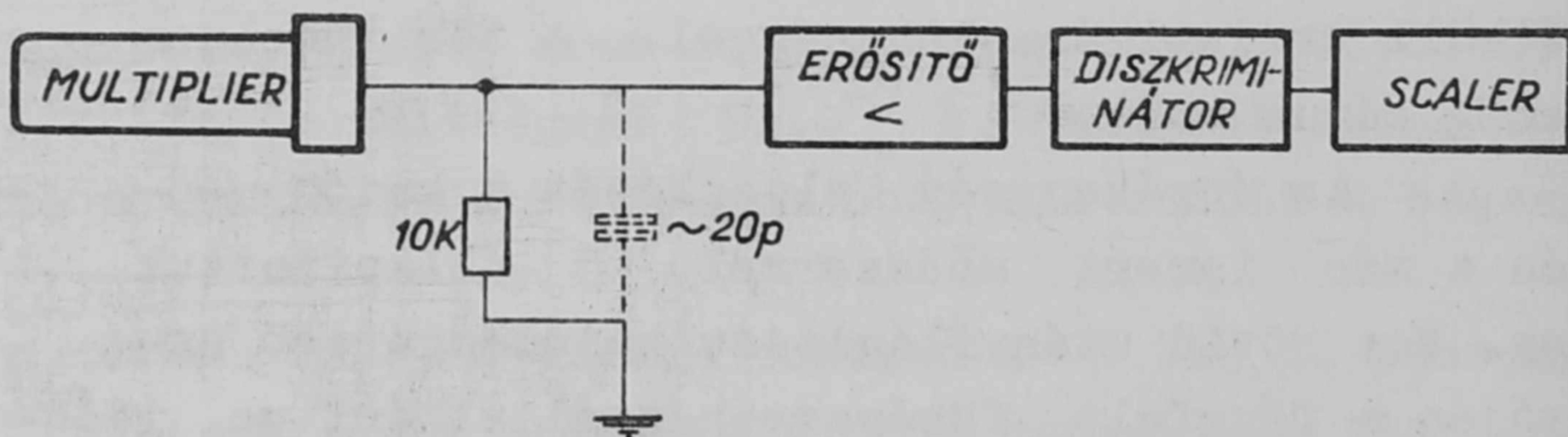
módszerrel megmértük a sötétáramot is. Az áram relatív csökkenése mágneses defokuszálás esetén 75 %, ugyancsak független az ES tápfeszültségtől.

2. Tekintettel arra, hogy az ES-t impulzusszámlálásra kívánjuk felhasználni, célszerű volt megállapítani, mennyire csökken a sötétáram-impulzusok száma, ha az effektív katódfelületet csökkentjük.

Meghatároztuk az eredeti, majd a mágneses térrel csökkentett sötétáramnak az anódfeszültségtől való függését egy meghatározott diszkriminátor-állásnál,

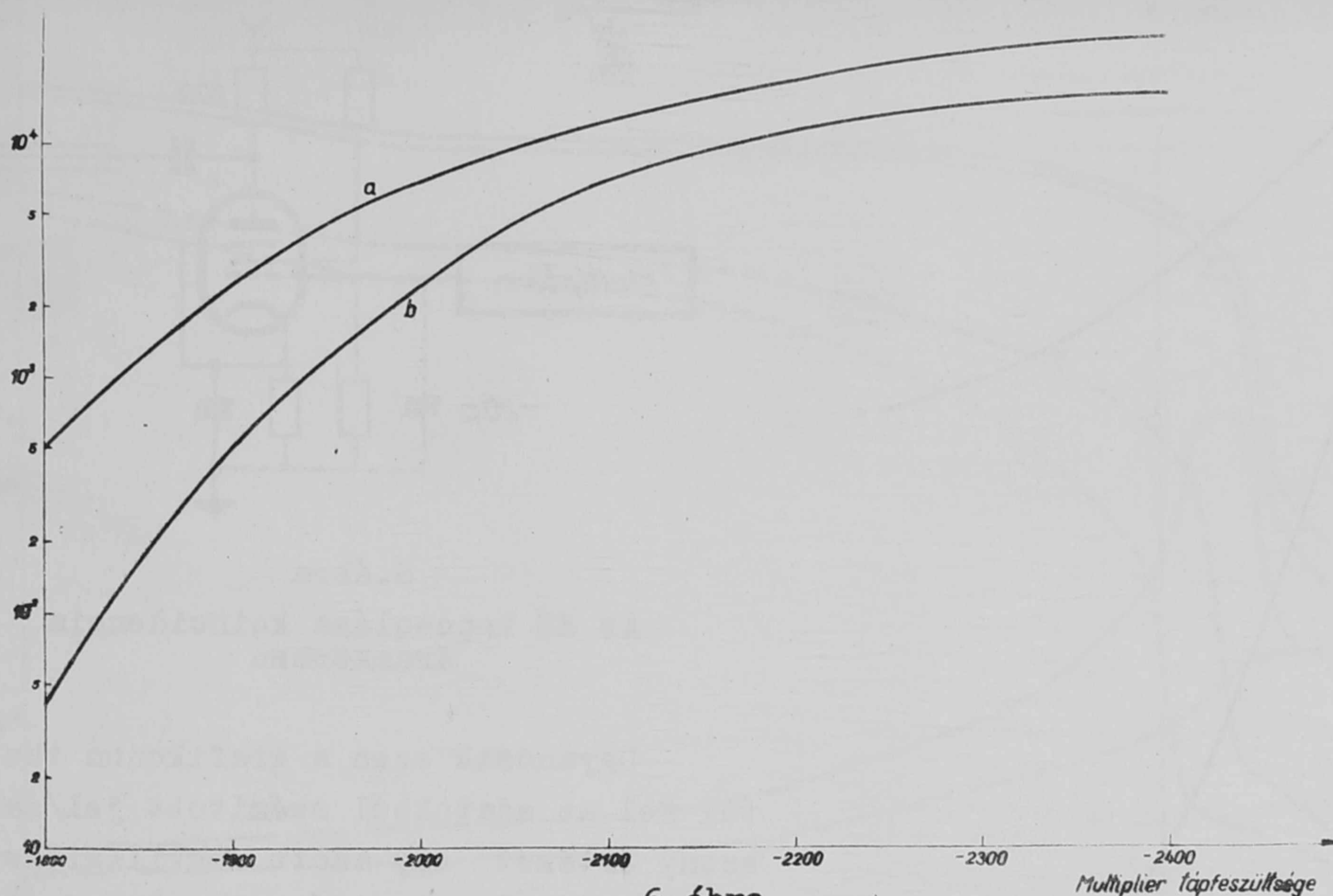
az 5. ábrán látható bloksémájú berendezéssel. (Ennél az állásnál mindazokat az elektronlavinákat megszámloltuk, amelyekben az elektronok száma legalább $\sim 10^7$ volt. A 6. ábra illusztrálja a kapott eredményeket, ahol a a mágneses tér nélküli, b a mágneses téren mért sötétáram impulzusszám az ES tápfeszültségének függvényében. A sötétáram impulzusok számának csökkenése kisebb (1800 V) anódfeszültségeknél egy nagyságrendű lehet, majd a nagyobb feszültségek felé a csökkenés aránya egyre kisebb, a maximális anódfeszültségnél kb. 50 %.

Ugyancsak meghatároztuk, hogyan függ a sötétáram impulzusszám csökkenése a diszkriminátor-feszültségtől. A mérések szerint a sötétáram csökkenése igen nagy mértékben függ a diszkriminációs feszültségtől: nagyobb disz-



5. ábra

A számlálóberendezés bloksémája



6. ábra

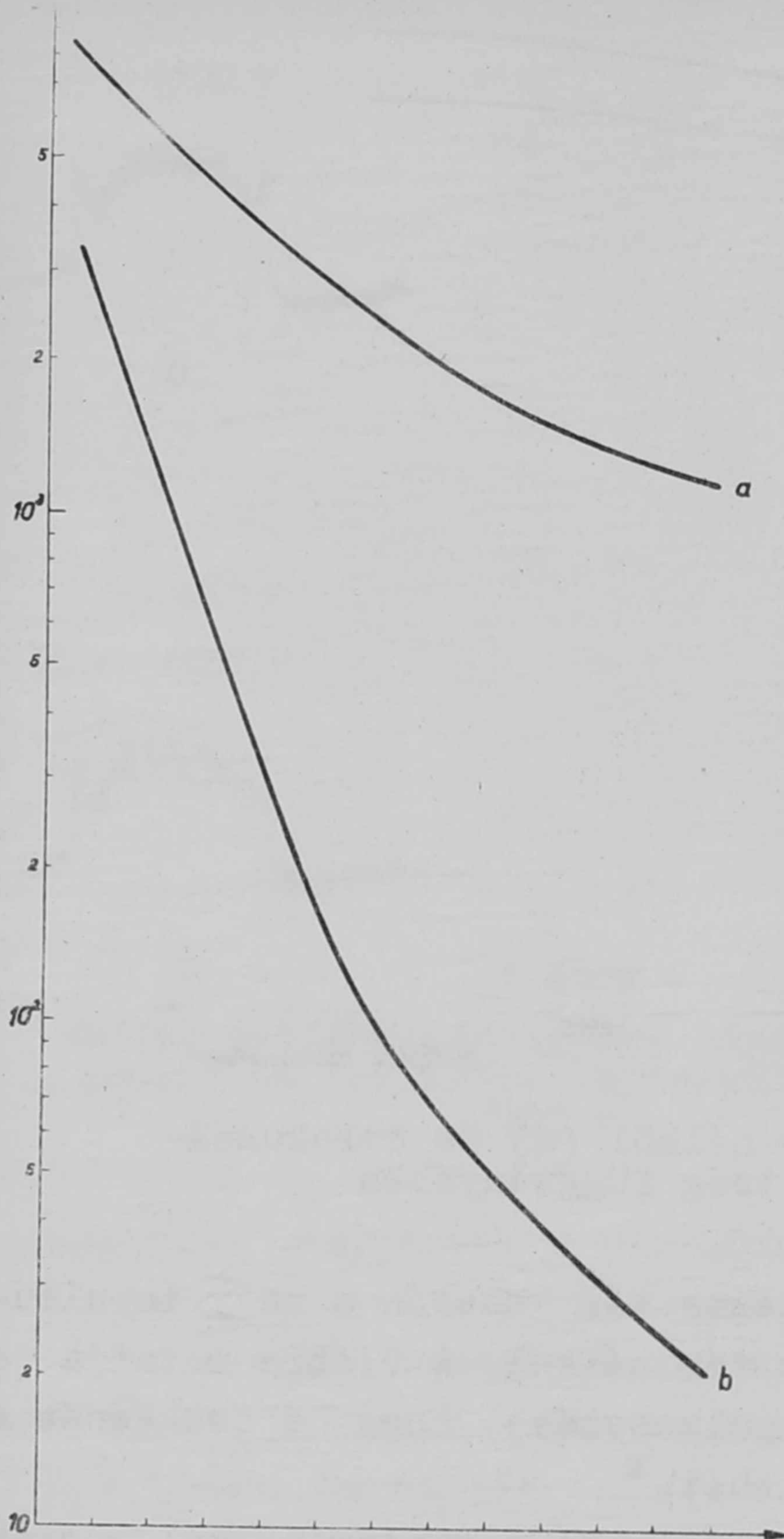
A sötétáram mágneses defokuszálás nélkül (a) és defokuszálással (b), a tápfeszültség függvényében

kriminációs feszültségek felé haladva, mágneses tér esetén a nagy impulzusok száma gyorsabban csökken, mint mágneses tér nélkül. A 7. ábra mutatja (a a tér nélküli és b a mágneses térrel mért impulzusszám), hogy a csökkenés a legnagyobb amplitudóknál több nagyságrendű lehet.^x

3. Végül megállapítottuk, hogy adott állandó megvilágításnál hogyan változik a világítási impulzusok és a sötétáramimpulzusok száma mágneses tér esetén és anélkül. A fotokatódnak csak azt a részét világítottuk meg, amely a mágneses defokuszálás után is érzékeny maradt. Az ES-t olyan kapcsolásban használtuk, amilyenre a gyors koincidencia méréseknél van szükség (8. ábra). A kapcsolat a szokásos limiter kapcsolat. (A V_1 limiter-cső egyrészt erősít, másrészt az ES impulzusait egységesíti, mivel minimális szórt $C_g \approx 20$ pF kapacitások esetén az ES nagy impulzusai a V_1 csövet teljesen lezárják.

Ebben az elrendezésben megmértük a világítási és a sötétáramimpulzusok számát mágneses térrel és tér nélkül. A 9/a. ábrán látható a világítási impulzusszám tér nélkül (A görbe) és térrel (B görbe), a sötétáram-impulzusszám tér nélkül (a görbe) és térrel (b görbe) -1770 V tápfeszültségnél a diszkrimináció függvényében. Ugyanezeket az adatokat ábrázolja a 9/b. ábra -1850 V tápfeszültségnél. A spektrum gyors esését a limiter okozza.

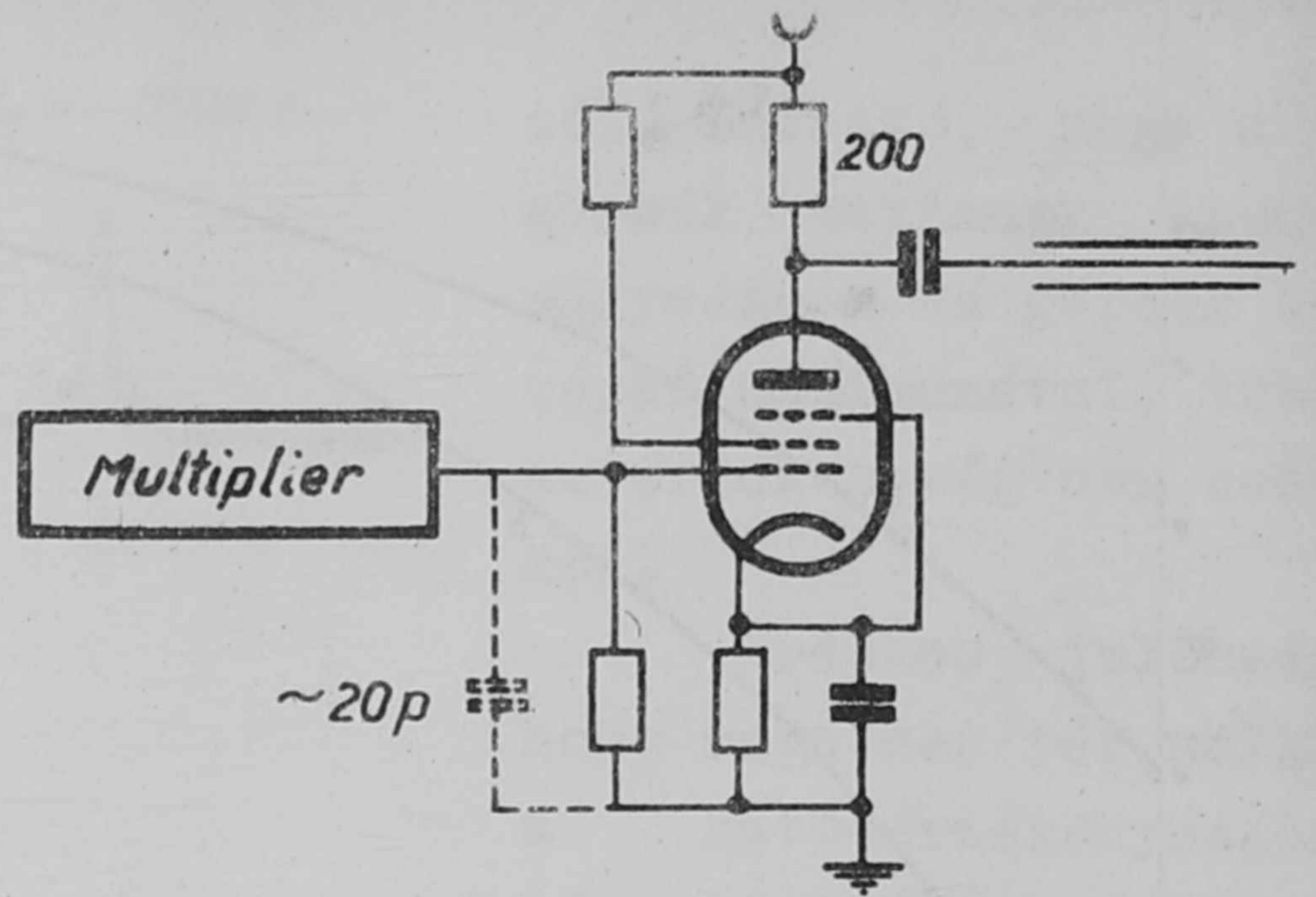
^xMegjegyezzük, hogy a 7 és a 9 görbék felvételénél nem törekedtünk az amplitudó-spektrum pontos kimérésére, ezért nem jelöltünk statisztikus hibát sem. A vizsgálatoknál csak a görbék közelítő alakja (lefutása) volt fontos.



7. ábra

A sötétáram mágneses defokuszálás nélkül (a) és defokuszálással (b), a diszkriminációs feszültség függvényében. $U_t = -1850$ V. $G = 5$.

Diszkriminációs feszültség
tetszőleges egységekben



8. ábra

Az ES kapcsolása koincidencia áramkörben

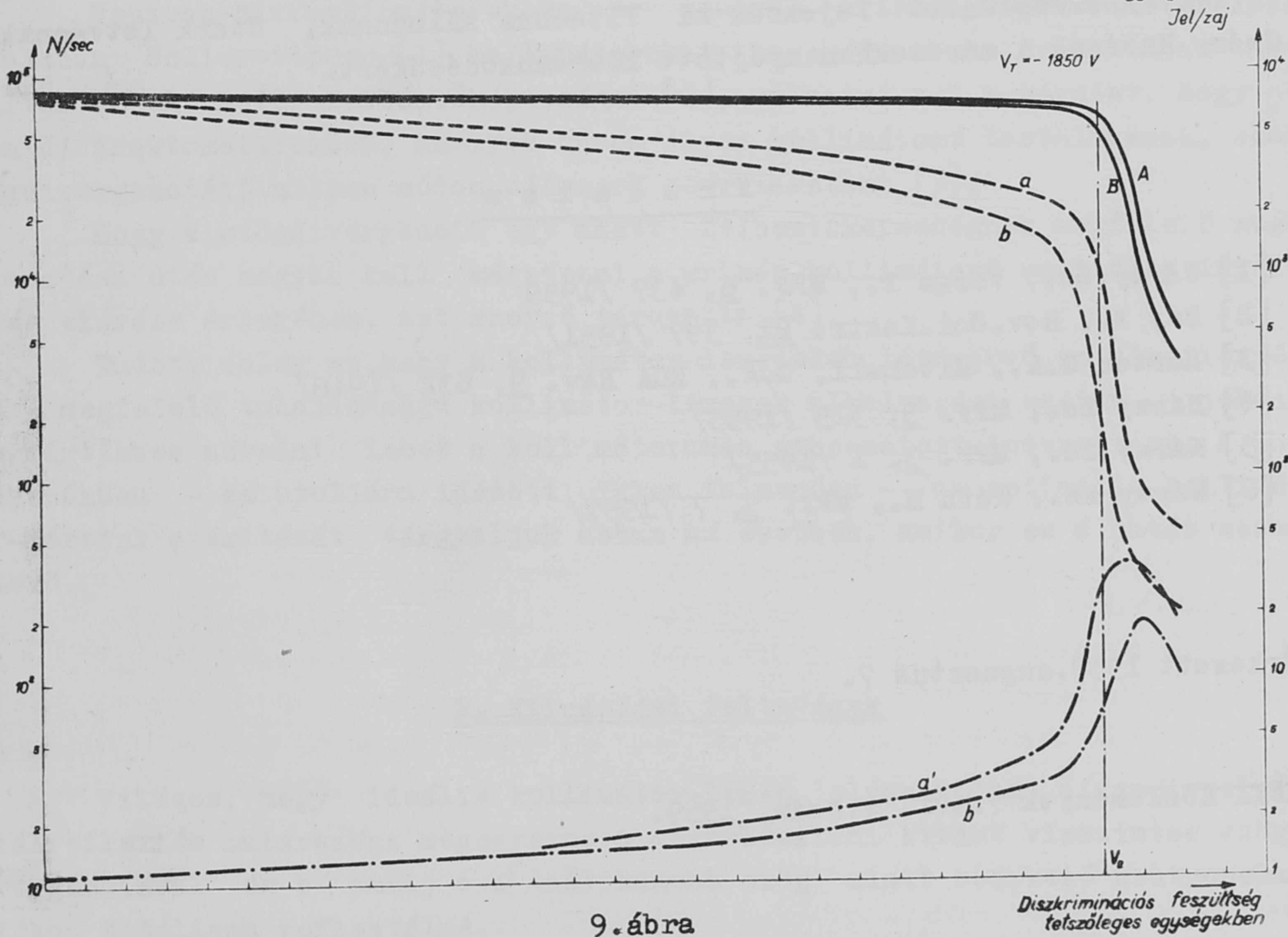
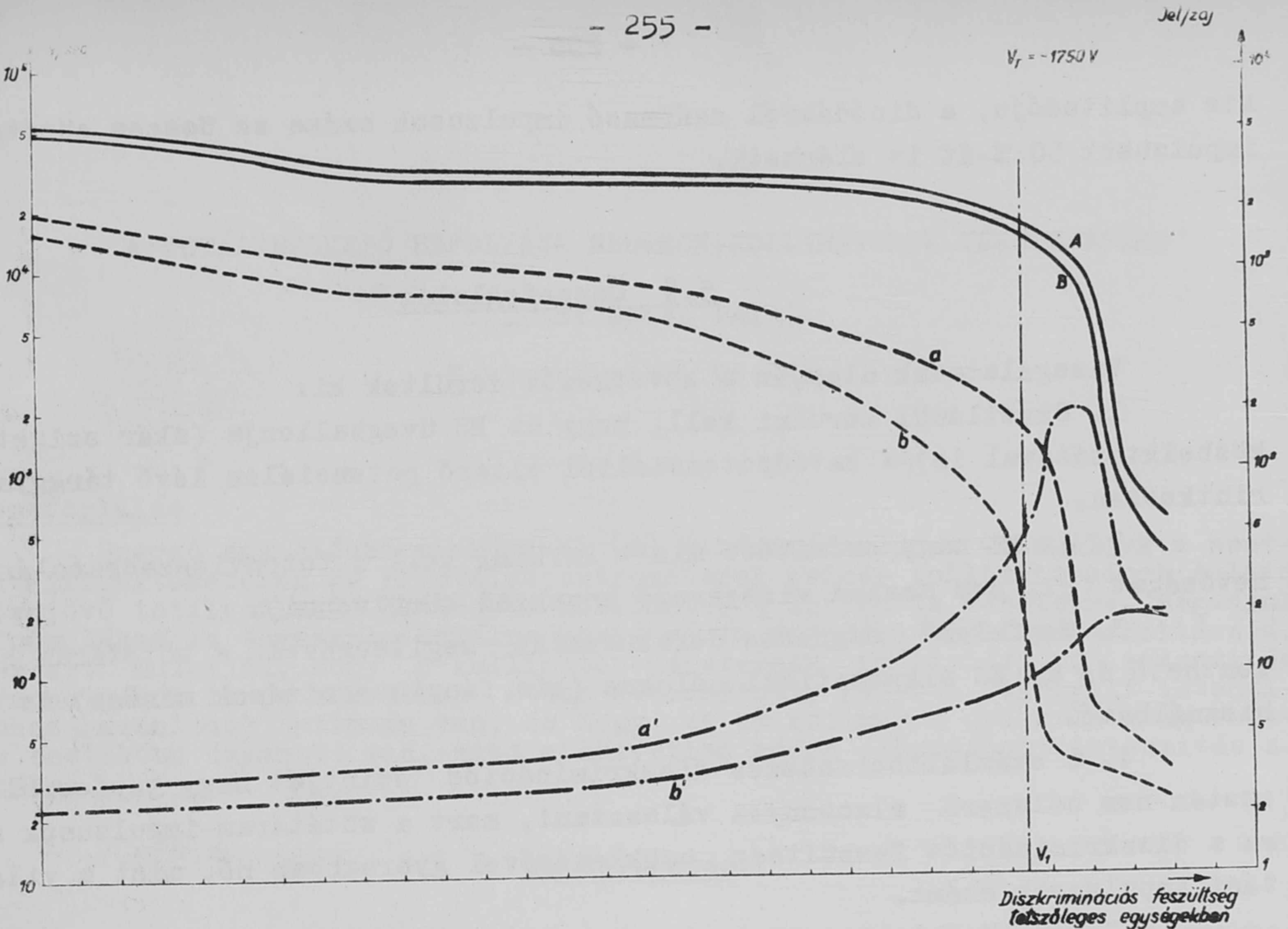
Ugyancsak ezen a grafikonon tüntetjük fel az adatokból számított jel/zaj viszony értékét egy adott megvilágításnál.

A diszkriminációs feszültséget tehát úgy célszerű megválasztani, hogy az a világítási görbe meredek esése előtti szakaszra kerüljön (pl. a V_1 , ill. V_2 pontok). Itt már viszonylag alacsony (2500 impulzus/sec., ill. 200 impulzus/sec) a sötétáramimpulzusok abszolút száma is.

Ez a beállítás a legalkalmasabb mikrooptikai célokra. Bár az érzékenység ennél a beállításnál valamivel kisebb, mintha az összes impulzusokat megszámlálnánk, tapasztalataink szerint 6810-A típusu ES-t használva, az érzékenység így

is ötszöröse a 1P21 típusu elektronsokszorozóval működő fotonszámláló érzékenységének, pedig az 1P21 sokszorozó kis erősítése miatt nagy erősítésű ($G=1000-10000$) elektronsöves erősítőket is kell használni. Mivel Náray és Tóth [6] mérései alapján az 1P21-el épült számlálóberendezések kvantumhatásfoka 1 % körül volt, a 6810-A típusu ES-val épült berendezésnél ugyanez 5 % (az 1P21 számlálóberendezésnél az 1 % hatásfok mellett a sötétáram 100-500 impulzus/sec. lehet, a [4]-ben említett előírások betartása mellett).

A defokuszálással végzett méréseink a sötétáram eredetére is rámutatnak: nagy multiplier feszültségek esetén a sötétáramimpulzusok egy része nem a fotókatód emissziójából, hanem a cső belsejében lejátszódó folyamatokból (valószínűleg az emitterek termikus elektron-emissziójából) származik. Mivel ezek az elektronok legalább eggyel kevesebb sokszorozási folyamaton mennek keresztül, az impulzusamplitudó kisebb lesz (lásd 6. és 7. ábra). A



9. ábra

Az ES világítási (folytonos görbe) és sötétáram (szaggatott görbe) impulzusainak száma mágneses defokuszálás nélkül (A, a) és defokuszálással (B, b). Jel/zaj viszony defokuszálás nélkül (a') és defokuszálással (b'). $U_t = -1750 \text{ V}$, ill. -1850 V .

kis amplitudójú, a dinódákról származó impulzusok száma az összes sötétáram-impulzusok 50 %-át is elérheti.

5.§ Összefoglalás

Vizsgálataink alapján a következők derültek ki:

1. Okvetlenül kerülni kell, hogy az ES üvegballonja (akár szigetelők közbeiktatásával is) a katódpotenciáltól eltérő potenciálon lévő tárggyal érintkezzen.

2. Az ES nagy erősítése miatt kerülni kell a fotonvisszacsatolás lehetőségét (pl. nem szabad visszaverő anyaggal körülvenni).

3. Megfelelő mágneses defokuszálás segítségével a sötétáram csökkenthető és az ES mikrooptikai célokra (kis fényintenzitások mérése) is felhasználható.

4. A számlálóberendezés diszkriminációs szintjét nagy tápfeszültség esetén nem célszerű alacsonyra választani, mert a sötétáram-impulzusok száma a diszkriminációs feszültség csökkenésével gyorsabban nő, mint a világitási impulzusok száma.

Köszönetünket fejezzük ki Titschka Kálmánnak, Sterk Istvánnak és Cséry Hubának a mérésekben nyújtott közreműködésükért.

I r o d a l o m

- [1] Náray Zs., Varga P., MFF. 6, 437 /1959
- [2] Bay Z., Rev.Sci.Instr. 22, 397 /1951/
- [3] Morton G.A., Mitchell, G.A., RCA Rev. 9, 632 /1948/
- [4] Náray Zs., MFF. 3, 515 /1955/
- [5] Náray Zs., MFF. 3, 1 /1955/
- [6] Náray Zs., Tóth M., MFF. 5, 7 /1957/

Érkezett 1959.augusztus 7.

KFKI Közlemények 7.évf. 4.szám, 1959.

A TOTÁLREFLEXIÓ BEFOLYÁSA NEUTRON-KOLLIMÁTOROK MÉRETEZÉSÉRE

Írta: Szabó Pál

Neutronfizikai Osztály

Összefoglalás

Szerző egy előbbi munkájának [4] kibővítésekként vizsgáljuk a neutron-diffraktométerek és kristályspektrométerek primér kollimátorainak falain létrejövő totálreflexió hatását a kollimátorok optimális méreteire. Megadjuk a formulákat az egyszeres totálreflexió révén átjutó intenzitás számítására. Ezek azt mutatják, hogy a kollimátor-méreteknél az így átjutó intenzitás szempontjából is (a közvetlen módon átbocsátott, [4]-ben tárgyalt intenzitáshoz hasonlóan) optimuma van, és hogy ez az optimum a gyakorlatilag érdekes esetekben ugyanott van, mint a közvetlen módon átbocsátott intenzitás esetében.

1. Bevezetés

Neutron-diffraktométerekben és neutron-kristály-spektrométerekben általában Soller-típusú [1] kollimátorokat használnak. Az irodalomban tárgyalták az elérhető felbontóképességet [2], valamint azt a kérdést, hogy olyan diffraktométerekben, amelyek három ilyen kollimátort tartalmaznak, ezek szögdivergenciáit milyen módon célszerű megválasztani [3].

Hogy a szögdivergencia egy adott felbontóképességnek megfelelő megválasztása után hogyan kell méretezni a primér kollimátort maximális intenzitás elérése érdekében, azt szerző tárgyalta [4].

Tudott dolog az, hogy a kollimátor-lemezek létrejövő totálreflexióval - megfelelő tulajdonságú kollimátor-lemezek alkalmazása esetén - jelentős mértékben növelni lehet a kollimátorokon átbocsátott intenzitást. A következőkben - az utoljára idézett cikkben tulmenően - az optimális kollimátor-méreteket számítását tárgyaljuk abban az esetben, amikor ez a hatás szám-
bajjövő.

2. Kiindulási feltevések

Világos, hogy ideális kollimátor-lemez olyan volna, a/ amelynek δ totálreflexiós határszöge megegyezne a megvalósítani kívánt vízszintes szögdivergenciával és b/ amely a δ -nál kisebb szög alatt beérkező neutronokat valóban totálisan reflektálná.

A b/ feltételt technikailag igen nehéz volna megvalósítani. Az a/ feltétel pedig kristályspektrométereknél, ahol az elérni kívánt vízszintes

szögdivergencia esetleg csak $1'$ vagy $2'$, nem teljesül, mert a gyakorlatilag számbajövő kollimátor-anyagokra (elsősorban az acélokra) a totálreflexió δ határszöge kb. $10'$ nagyságu. Emiatt ezeknél a $b/$ feltétel megvalósulását nem is szabad megengedni. Uí. ebben az esetben a többszörös reflexiók is nagy szerepet játszanának a neutron-átbocsátásban, és így az át bocsátott nyaláb szögdivergenciáját nem lehetne δ alá csökkenteni.

Ezért a következőkben arra a gyakorlatilag legfontosabb esetre szorítkozunk, amikor a többszörös reflexiók szerepe elhanyagolható, és csak az egyszeres totálreflexió hatásával foglalkozunk. Mutatis mutandis számításunk könnyen alkalmazható többszörös reflexiók figyelembevételére is.

Egyéb kiindulási feltevéseink és jelöléseink megegyeznek azokkal, amelyekkel [4]-ben éltünk. Ezek ismertetését ezért itt mellőzzük, csupán egy csekély megjegyzéssel egészítjük ki.

Az ottani 2.pontban említettük, hogy előirt felbontóképességhez általában elegendő az α vízszintes szögdivergenciát rögzíteni, az ugyanakkor jóval nagyobbra vehető függőleges szögdivergenciát a csatorna méretei általában eleve kisebbre szabják meg a megengedhetőnél. Így a kollimátor

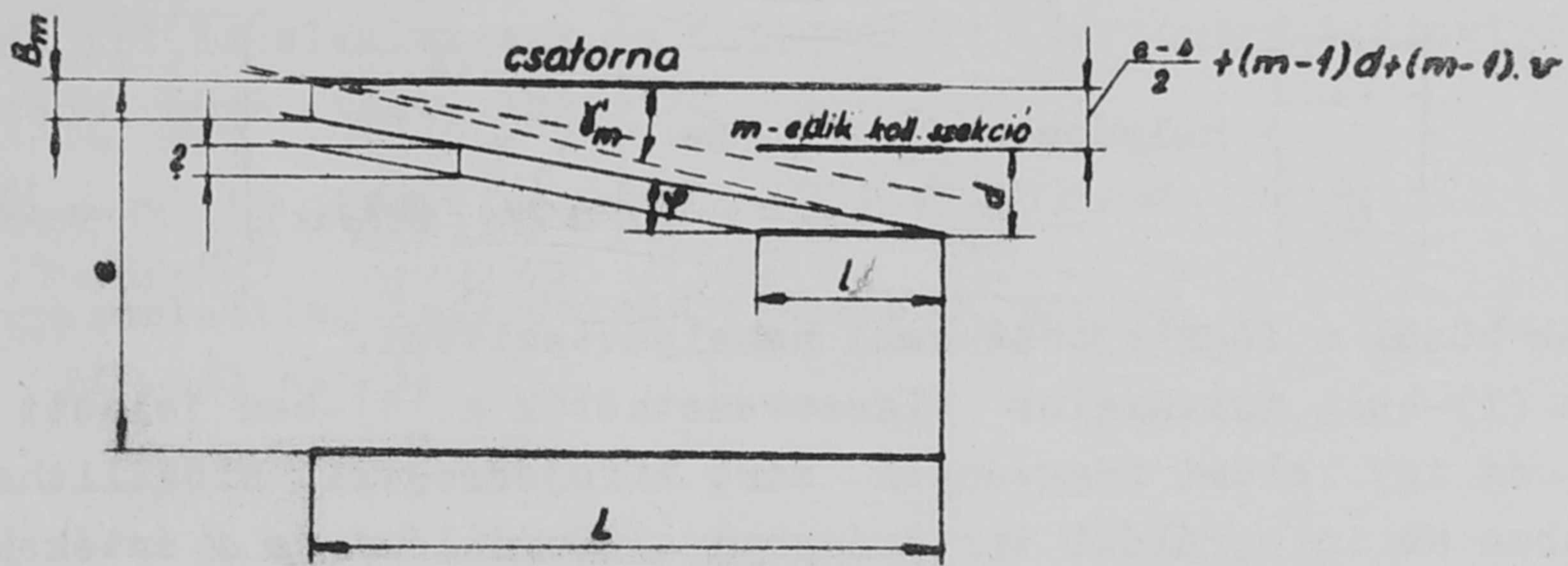
$\beta \equiv \arctg \frac{h}{l}$ függőleges szögdivergenciáját általában nem szükséges külön korlátoznunk. Ehhez hozzátehetjük, hogy az ottani, valamint az itteni megfontolásaink akkor is érvényesek maradnak, ha a csatorna ezt a korlátozást nem végzi el, csak ilyenkor az optimum számításánál változóknak tekintett l kollimátor-hosszuságra egy alsó (az l -lel egyértelműen összefüggő n szekciós számra tehát egy felső) korlátot kell előírni. Ez eredményeinken semmit sem változtat.

3. A totálreflexiótól származó intenzitás számítása

Totálreflexió felléphet a (függőleges) kollimátorlemezekon és a közöttük elhelyezett (vízszintes) "távolságtartókon". Először a függőleges lemezekon fellépő totálreflexiótól származó I_{refl} intenzitást, majd a vízszintes falakon fellépő totálreflexiótól származó I'_{refl} intenzitást tárgyaljuk. (Intenzitáson itt ugyanazt a viszonyt értjük, mint [4]-ben.) Azt, hogy a reflexió a valóságban nem teljes, majd utólag vesszük figyelembe egy ϵ csökkentő tényezővel.

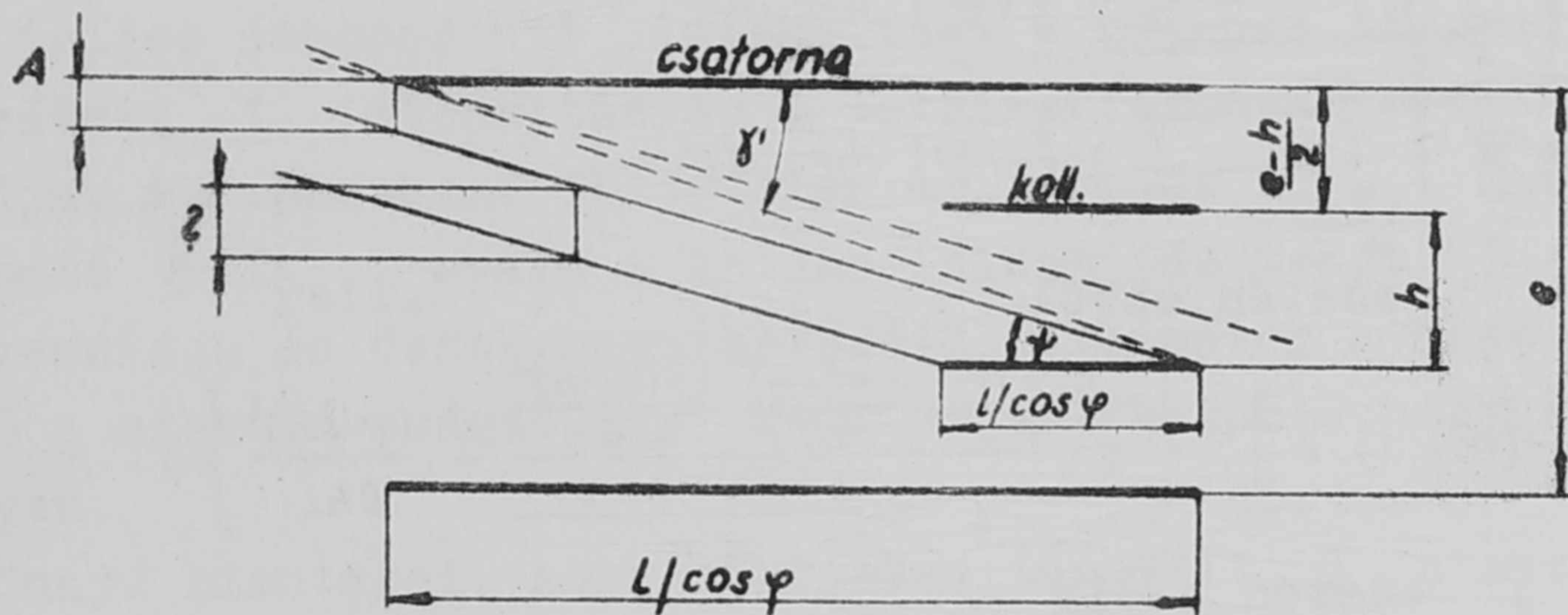
Az 1. ábra mutatja a csatorna és az egyik (m -edik) kollimátor-szekció vízszintes metszetét, a 2. ábra pedig a csatorna és a kollimátor egy függőleges, a kollimátortengellyel φ szöget bezáró metszetét.

Az 1. ábrában a tengellyel φ szöget bezáró párhuzamos egyenespár közt haladó és velük párhuzamos egyenesek sokasága mutatja az egyik kollimátorlemezre φ azimuttal és δ polárszöggel, ill. az utóbbinak megfelelő $\psi \equiv \delta - \frac{\pi}{2}$ szöggel jelzett irányban beeső és totálreflexió révén a kollimátoron átjutó sugarak vízszintes síkra való projekcióját. Ez a neutron-forrás felszínén $l \cdot \text{tg } \varphi$ nagyságu, az ábrában kérdőjellel jelölt egyenesdarabot metsz ki. Az



1. ábra

ezen φ , ψ irány körüli "egységnyi" térszögben beeső és totálreflexióval a mondott módon továbbjutó ([4]-ben pontosan definiált) intenzitás arányos ennek a nyaláb-szélességnek és a második ábrában A -val jelölt (és [4]-ben ugyancsak pontosan definiált) nyaláb-magasságnak a szorzatával.



2. ábra

Egyszeres reflexióval olyan sugarak is átjuthatnak a kollimátoron, amelyek az α vízszintes szögdivergenciánál nagyobb, de $\arctg(2 \cdot \tg \alpha)$ -nál kisebb szöggel esnek a kollimátor-lemezre. Könnyen belátható, hogy ezeknél az 1. ábrabeli, kérdőjellel jelölt szélesség (azaz $l \cdot \tg \varphi$) helyébe irányuktól függetlenül $l \cdot \tg \alpha$ kerül.

Az ilyen módon átjutó intenzitást tehát a következő (az összes n darab kollimátor-szekcióra képezett) összeg adja:

$$I_{refl.} = \sum_{m=1}^n 4l \left\{ \int_{\phi_1}^{\phi_2} \int_0^{\beta} \tg \varphi \cdot A(\varphi, \psi) \cdot \cos \psi \, d\varphi \, d\psi + \int_{\phi_2}^{\phi_1} \int_0^{\beta} \tg \alpha \cdot A(\varphi, \psi) \cdot \cos \psi \, d\varphi \, d\psi \right\} \quad (1)$$

Itt és később a kettős integrálokban az első integrál-jelhez a φ , a második integrál-jelhez pedig a ψ szerinti integrálás határait irtuk.

A φ szerinti integrálások határainak jelentése:

$$\left\{ \begin{array}{c} \phi_1 \\ \phi_2 \end{array} \right\} \text{ helyébe a } \gamma'_m, \delta \text{ és } \left\{ \begin{array}{c} \alpha \\ \text{arctg}(2 \cdot \text{tg } \alpha) \end{array} \right\}$$

mennyiségek közül a legkisebbet kell behelyettesíteni.

Az (1)-beli integrálok visszavezethetők a [4]-ben jelzett integráltípusokra, és így elemi függvények zárt kifejezésével előállíthatók. Ehelyett azonban az integrálási tartományban előforduló φ és ψ értékek kicsisége folytán (ugyanugy, mint [4]-ben) azt a numerikus szempontból jelentős egyszerűsítést vezethetjük be, hogy az előforduló koszinuszokat 1-el, a szinuszosokat és tangenseket pedig argumentumukkal helyettesítjük.

Ha ezenfelül még arra a gyakorlatilag legfontosabb esetre szorítunk, amikor $\phi_2 = 2\alpha$ (és így $\phi_1 = \alpha$), akkor (a megfelelő [4]-beli összefüggéseket felhasználva) (1) helyett a következő kifejezésre jutunk:

$$I_{\text{refl.}} = 4n1h \left\{ \int_0^\alpha \int_0^\beta \varphi \cdot \left(1 - \frac{\psi}{\beta}\right) \cdot f(\psi) d\varphi d\psi + \alpha \int_\alpha^{2\alpha} \int_0^\beta \left(1 - \frac{\psi}{\beta}\right) \cdot f(\psi) d\varphi d\psi \right\} \quad (1')$$

$\beta > \gamma' > \gamma''$ esetén ebből

$$I_{\text{refl.}} = 6h\alpha \left[s - (n-1)v \right] \cdot \left\{ \frac{\frac{e-h}{2} - \frac{e^2-h^2}{4h} + \frac{(e-h)^2}{8h}}{L - \frac{s-(n-1)v}{\alpha n}} + \frac{(e+h)^2}{8hL} \right\}, \quad (1'a)$$

$\beta \approx \frac{h}{l} < \gamma' < \gamma''$ esetén pedig

$$I_{\text{refl.}} = 3h^2\alpha^2 n. \quad (1'b)$$

A vízszintes falakon fellépő totálreflexiótól származó intenzitás számításának szemléltetésére a 2. ábrában egy a vízszintessel ψ szöget bezáró egyenespár között haladó és velük párhuzamos egyenesek sokasága mutatja az egyik távolságtartó-lemezre φ, ψ irányban beeső és totálreflexió révén a kollimátoron átjutó sugarak egy φ azimutu polárkoordináta-síkra való projekcióját. Ez a neutron-forrás síkjából $\frac{l}{\cos \varphi} \cdot \text{tg } \psi$ (a 2. ábrában kérdőjellel jelölt) nagyságú egyenesdarabot metsz ki. Az ezen φ, ψ irány körüli "egységnyi" térszögben beeső és a tárgyalt módon továbbjutó intenzitás arányos ennek a nyaláb-magasságnak és az 1. ábrában B_m -mel jelzett (és [4]-ben pontosan definiált) nyaláb-szélességnek a szorzatával.

A vízszintes falakon fellépő totálreflexiótól származó intenzitást tehát a következő kifejezés szolgáltatja:

$$I'_{\text{refl.}} = \sum_{m=1}^n 4l \int_0^\alpha \int_0^{\psi} \frac{\text{tg } \psi}{\cos \varphi} \cdot B_m(\varphi) \cdot \cos \psi d\varphi d\psi \quad (2)$$

Itt ψ a δ, γ' és β mennyiségek közül a legkisebbet jelöli. $I'_{\text{refl.}}$ is visszavezethető a [4]-ben szereplő integráltípusokra, tehát elemi függvények zárt kifejezésével ugyancsak előállítható.

Ha itt is alkalmazzuk az integrálási tartományok kicsiségét kihasználó fentebbi közelítést, akkor

$$I'_{refl.} = \sum_{m=1}^n 4 l d \int_0^{\alpha} \int_0^{\psi} \psi \cdot \left(1 - \frac{\varphi}{\alpha}\right) \cdot f_m(\varphi) d\varphi d\psi \quad (2')$$

Abban a gyakorlatilag legérdekesebb esetben, amikor $\alpha < \gamma'_m < \gamma''_m$ és amikor $\psi = \delta$, (2')-ből ezt kapjuk:

$$I'_{refl.} = 4 n l d \int_0^{\alpha} \int_0^{\delta} \psi \cdot \left(1 - \frac{\varphi}{\alpha}\right) d\varphi d\psi = \frac{[\delta - (n-1)v]^2}{n} \cdot \delta^2 \quad (2'')$$

4. Következtetések

Képleteink közelebbi vizsgálatával kiderül, hogy minden gyakorlatilag érdekes esetben $I'_{refl.} \ll I_{refl.}$ ($I'_{refl.}/I_{refl.} < 0,01$.) Az átbocsátott intenzitásban tehát $I'_{refl.}$ gyakorlatilag nem játszik szerepet.

A teljes átbocsátott intenzitást a [4]-ben tárgyalt, közvetlen módon átbocsátott I intenzitás és a totálreflexióval átbocsátott intenzitás összege adja. A 2.pontbeli feltételek mellett és $I'_{refl.}$ kicsisége folytán utóbbi egyenlő $\varepsilon \cdot I_{refl.}$ -val. A teljes intenzitás tehát: $I + \varepsilon \cdot I_{refl.}$. Adott szögdivergenciájú és összkeresztmetszetű kollimátor l hosszát, ill. az ezzel összefüggő n szekció-számát úgy kell megválasztani, hogy ez az összeg maximális legyen.

Könnyű kimutatni, hogy a [4]-ben tárgyalt I intenzitáshoz hasonlóan $I_{refl.}$ -nek mint n ill. l függvényének is maximuma van. Most még kimutatjuk, hogy abban a gyakorlatilag szinte kizárólag érdekes esetben, amikor $I_{refl.}$ -t az (1') képlet írja le, $I_{refl.} = 3I$, tehát az összintenzitás: $I + \varepsilon \cdot I_{refl.} = (1 + 3\varepsilon) \cdot I$. Ez azt jelenti, hogy ilyenkor az összintenzitás maximuma ugyanott van, mint I maximuma, a kollimátor optimális méretei ugyanazok, mint amelyek csupán a közvetlen módon átbocsátott intenzitás [4] szerinti figyelembevételével adódnak.

Bizonyítás. Ebben az esetben [4] (11) egyenletében $f_m(\varphi) = 1$ és így ez az egyenlet így írható:

$$\begin{aligned} I &= 4 q n \int_0^{\alpha} \int_0^{\beta} \left(1 - \frac{\varphi}{\alpha}\right) \cdot \left(1 - \frac{\psi}{\beta}\right) \cdot f(\psi) d\varphi d\psi = \\ &= 2 h [\delta - (n-1)v] \alpha \cdot \int_0^{\beta} \left(1 - \frac{\psi}{\beta}\right) \cdot f(\psi) d\psi. \end{aligned} \quad (3)$$

$I_{refl.}$ (1')-beli kifejezését pedig így alakíthatjuk át:

$$I_{refl.} = 6 h [\delta - (n-1)v] \alpha \int_0^{\beta} \left(1 - \frac{\psi}{\beta}\right) \cdot f(\psi) d\psi \quad (1'')$$

Tehát valóban $I_{refl.} = 3I$.

Jelölések

Itt csak azokat a szimbólumokat soroljuk fel, amelyek [4]-ben nem szerepelnek. A [4]-ben is szereplő szimbólumok jelentése változatlan.

- $I_{\text{refl.}}$ a függőleges falakon fellépő egyszeres totálreflexió intenzitása
 $I'_{\text{refl.}}$ a vízszintes falakon fellépő egyszeres totálreflexió intenzitása
 δ a totálreflexió határszöge
 ε a totálreflexió hatásfoka
 ϕ_1 a γ'_m , δ és α mennyiségek közül a legkisebb
 ϕ_2 a γ'_m , δ és $\arctg(2 \cdot \tg \alpha)$ mennyiségek közül a legkisebb
 ψ a δ , γ' és β mennyiségek közül a legkisebb.

I r o d a l o m

- [1] Soller W., Phys.Rev. 24, 158 /1924/
[2] Sailor V.L., Foote H.L., Jr., Landon H.H., Wood R.E., Rev.Sci.Instr. 27,
26 /1956/
[3] Caglioti G., Paoletti A., Ricci F.P., Nucl.Instr. 3, 223 /1958/
[4] Szabó P., Nucl.Instr.and Methods 5, 184 /1959/

Érkezett 1959. augusztus 24.

KFKI Közlemények 7.évf. 4.szám, 1959.

A kiadásért felelős Dr. Jánossy Lajos igazgató

Megrendelve: 1959. IX. 19 Pédányyszám: 450
Készült Rotaprint eljárással az MSZ 5601-54 Á és MSZ 5602-55 Á szabványok
szerint 11,5 (A/5) ív terjedelemben 53 ábrával

FELSŐOKTATÁSI JEGYZETELLÁTÓ VÁLLALAT

Felelős: Heitter Imre

Táskaszám: 9-1247

T. sz.: 9—1247