

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK
KÖZLEMÉNYEI

8. KÖTET

1. SZÁM

1960

BUDAPEST



Budapest, 1961. év október 25-én

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

1988

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

8. kötet

1960.

1.szám

T A R T A L O M J E G Y Z É K

Oldal

1. Gémesy Tibor, Sándor Tamás és Somogyi Antal: A kozmikus sugárzás kiterjedt légizáporainak vizsgálata Wilson-kamrával 3
2. Varga László: $/n, \alpha/$ és $/n, p/$ magreakciók Na-23-ban..... 7
3. Dési Sándor, Nagy László és Nagy Tibor: Elektronok drift sebessége argonban, nitrogénben és gázkeverékekben 11
4. Németh Judit: A potenciál alakjának módosulása gerjesztett mag esetén és ennek hatása töltött részek áteresztési együtthatójára..... 23
5. Tarnóczi Tivadar: A köbös módosulatu kobalt mágneses telítési törvényének kísérleti vizsgálata..... 31
6. Ördögh Mária és Schneer Anna: Papirkromatográfiás vizsgálatok tellur/VI/ vegyületek előállításával kapcsolatban..... 39

KISÉRLETI TECHNIKA

7. Debreczeny Etele: Preset scaler gyorsítók monitorozásához..... 41
8. Sebestyén Béla: Degeneratív típusu tápegységek feszültség szabályzó szervének méretezése 45
9. Sebestyén Béla: Precíziós huzalellenállás méretezése..... 59
10. Sebestyén Béla és Vajda Ferenc: Egyenfeszültség stabilizálása félvezető-zenerdiódával..... 61

- . -

Technikai szerkesztő: Stancsich Györgyné



A KOZMIKUS SUGÁRZÁS KITERJEDT LÉGIZÁPORAINAK VIZSGÁLATA WILSON KAMRÁVAL

Irta: Gémesy Tibor, Sándor Tamás és Somogyi Antal
Kozmikus Sugárzási Laboratórium

Összefoglalás

Szerzők egy kiterjedt záporkészülékkel vezérelt Wilson-kamra segítségével méréseket végeztek, részint a kiterjedt záporok átmeneti effektusára vonatkozó korábbi eredményeik ellenőrzésére, részint a foton-elektron viszony pontosabb értékének meghatározására.

Néhány évvel ezelőtt számlálócsöves mérési módszerrel kezdtük tanulmányozni a kiterjedt légizáporok átmeneti effektusát, azon célból, hogy meghatározzuk a kiterjedt légizáporok foton-elektron hányadosát.

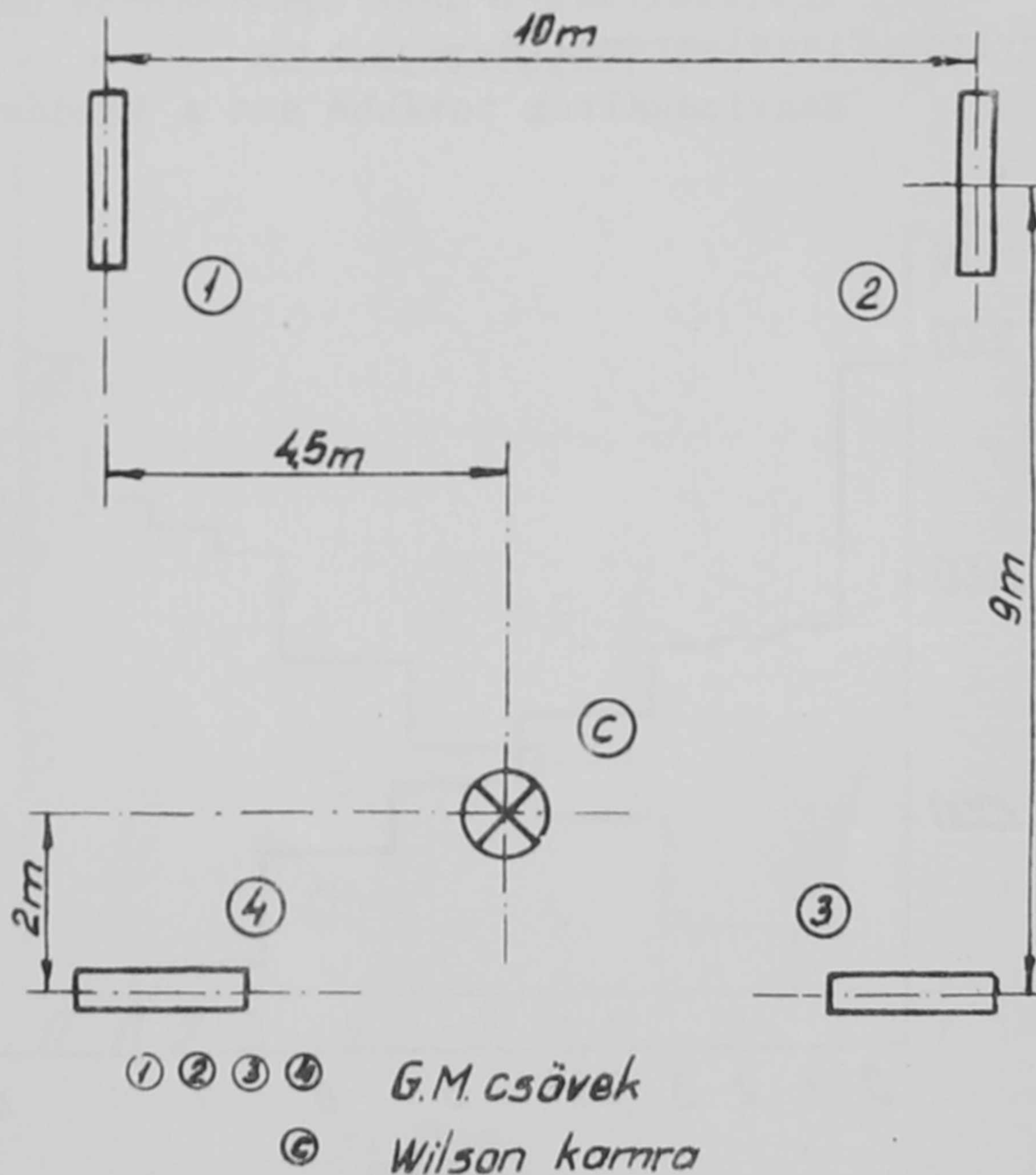
Méréseink alapján megállapítottuk, hogy az átmeneti effektus függ a mérőkészülék geometriájától és így az átmeneti effektusból a kiterjedt légizáporok foton - elektron viszonyára csak igen pontatlan értéket nyerhetünk [1], [2].

A kérdés tisztázására Wilson-kamrás méréseket végeztünk, részint, hogy a korábbi számlálócsöves mérési eredményeinket ellenőrizzük, részint pedig, hogy a foton-elektron viszony értékét pontosabban meghatározzuk.

Hengeralaku, 300 cm^2 érzékeny felületű Wilson-kamrát használtunk, melyet négy, egyenként 320 cm^2 érzékeny felületű, négyes koincidenzába kapcsolt GM számláló vezérelt.

A készülék elrendezése az 1. ábrán látható.

A kamra belsejében 7 darab ólomlemez helyeztünk el, amelyek közül a 3 felső vastagsága egyenként 3 mm, a 4 alsó pedig egyenként 6 mm volt.



1. ábra

A készülék elrendezése

Korábbi eredményeink egy részét [3]-ban már közzétettük. A Wilson -kamrás módszerrel kapott eredményeinket a következőkben foglalhatjuk össze:

1. A foton-elektron viszony

A felvételeken, a kamra felületére jutó fotonok számát, az ólom lemezek alatt észlelt elektronpárok, az ionizáló részek számát pedig a legfelső lemez felett látható egyedi részecske-nyomok számából határoztuk meg.

A kiértékelt 4342 felvételen ily módon 3521 fotonot és 3164 elektront észleltünk. Ennek megfelelően a foton-elektron hányados

$$\alpha = 1,13 \pm 0,03$$

Fotonnak számlálva azokat az ólomlemezről kijövő egyedi részecske-nyomokat is, melyeknek látható beérkező része nincs /Compton elektronok/ a hányadosra

$$\alpha = 1,44 \pm 0,07$$

értéket kaptunk. Ez utóbbi eredményt 820 felvétel kiértékelése szolgáltatta.

A fent megadott hibák kizárólag statisztikus jellegűek. Egy közelítő számítás alapján a kamra geometriájából származó hibát elhanyagolhatónak tekintettük. Megbecsültük még azon fotonok számát, amelyek áthatolnak mind a hét ólomlemezen, anélkül, hogy látható szekundérrészecskét keltenének. Ennek figyelembevételével, feltéve, hogy a beeső fotonok kritikus energiájuk /levegő esetén 84 MeV/, a fenti α -érték körülbelül 3 %-al emelkedik.

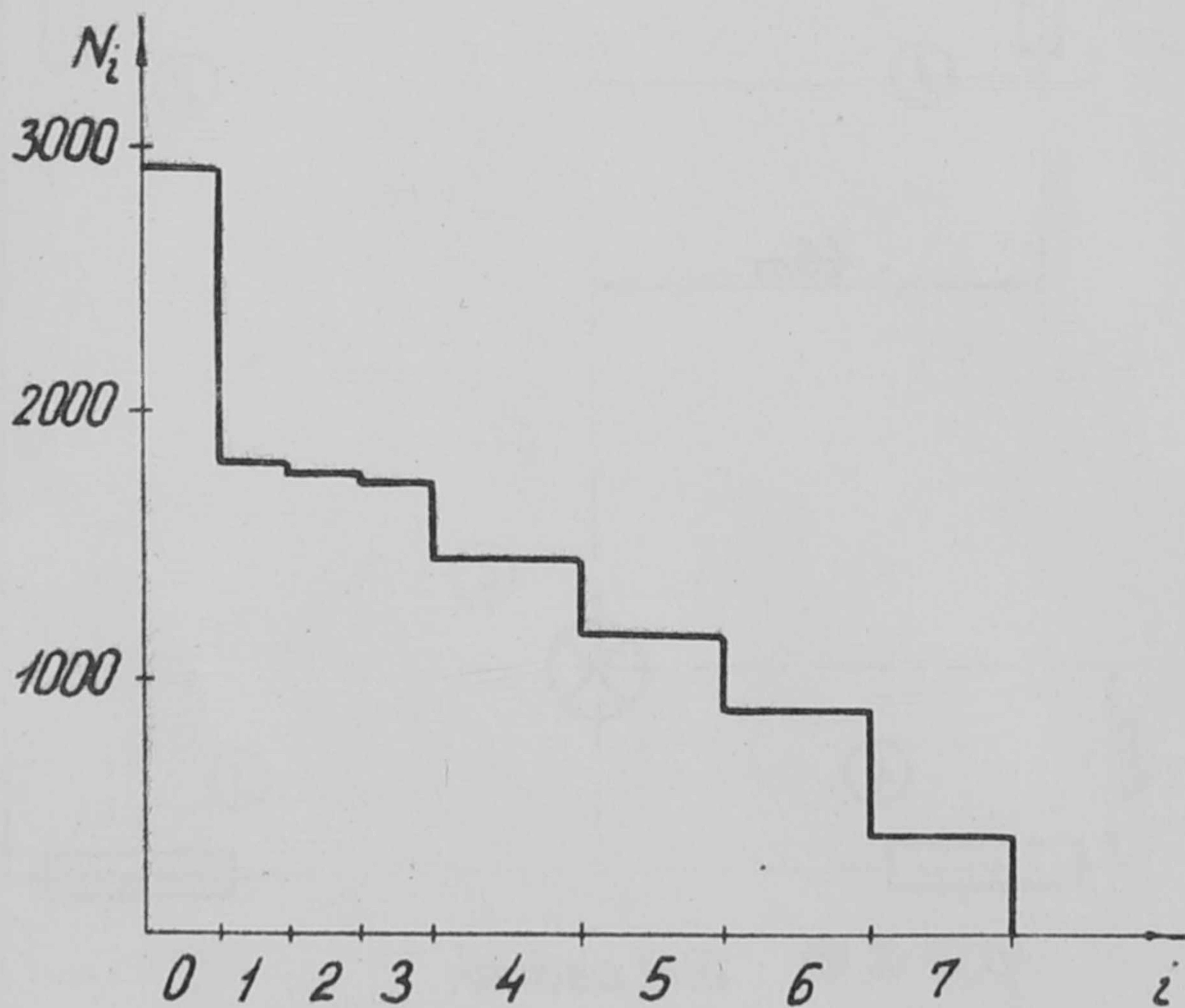
A kísérleti adatok és a kaszkádelmélethez kapott eredmények közti egyezés figyelemreméltó.

Megvizsgáltuk továbbá azt a kérdést, hogy a foton-elektron hányados függ-e a záporsűrűségtől.

30 - 200 részecske/m² sűrűségtartományban szignifikáns függést nem észleltünk.

2. Az átmeneti effektus

Az átmeneti effektust két különböző módon vizsgáltuk. a/ /2. ábra/ Feltüntettük azon N_i felvételek számát az ólomlemez i számának függvényében, amelyeken az i és az $i+1$ -ik lemez között legalább egy látható relativisztikus nyomot észleltünk. / N_i numerikus értékeit az I. táblázatban tüntettük fel./ Ennek a görbének ugyanolyan alaknak kell lenni, mint a GM csöves módszerrel mért átmeneti görbének. /A



2. ábra

N_i azon felvételek száma, amelyeken az i és az $i+1$ -ik lemez között legalább egy ionizáló részecske látható; i az ólomlemezek száma.

2. ábrán látható görbének nincs maximuma, míg a korábbi GM csöves mérés ugyan-
ezzel a berendezéssel, ugyanebben a helyzetben határozott maximumot adott 7.
mm ólomvastagság körül [1].

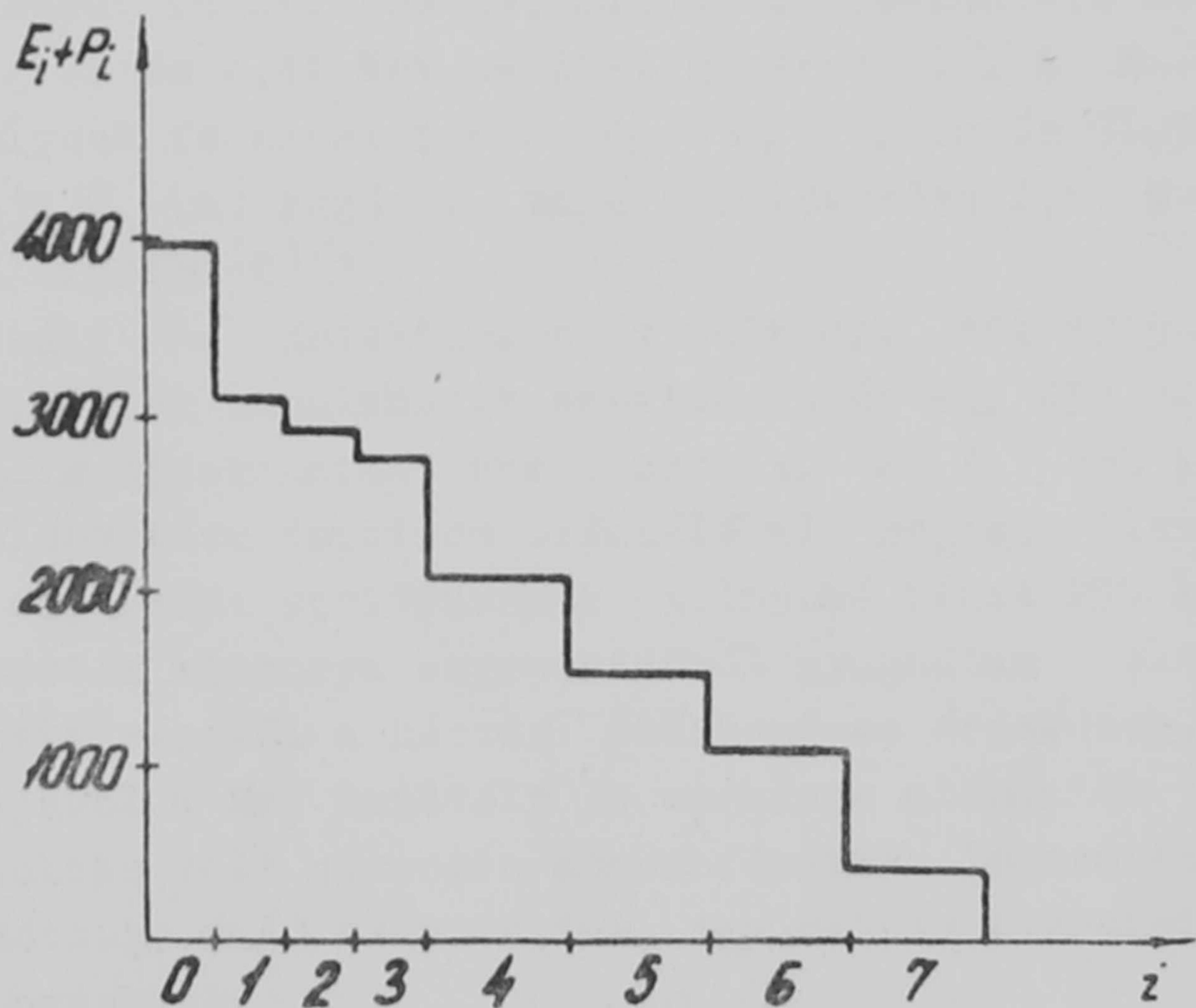
I. Táblázat

i	=	0	1	2	3	4	5	6	7
N_i	=	2918	1811	1756	1735	1432	1150	855	366
E_i	=	3967	2122	1506	1041	601	393	270	121
P_i	=	-	998	1431	1735	1483	1158	833	282
$E_i + P_i$	=	3987	3120	2937	2776	2084	1551	1103	403

b/ Megszámláltuk az i és $i+1$ -ik lemezek közti részecskecsoportok számát. "Elektroncsoportnak" tekintettük azokat a nyomokat, amelyek egy egyedi elektrontól, "fotoncsoportnak" pedig azokat, amelyek egy egyedi elektrontól származtak.

Az elektron- ill. fotoncsoportok számát E_i ill. P_i -vel jelölve, a 4342 kiértékelt felvételen az I. Táblázatba foglalt eredményeket kaptuk.

Az $E_i + P_i$ értékeket a 3. ábrán ábrázoltuk. Ezek a statisztikus fluktuációktól eltekintve arányosak az $e_i + \alpha p_i$ valószínűséggel; itt e_i a valószínűsége annak, hogy egy elektron behatolva a legfelső ólomlemezbe vagy áthatol i ólomlemezen, vagy olyan ionizáló szekunderrészecskét kelt, amely áthatol az i -edik ólomlemezen. Hasonlóképp p_i jelenti annak a valószínűségét, hogy egy foton által keltett szekunder ionizáló részecske áthatol i ólomlemezen.



3. ábra

$E_i + P_i$ az elektronok és fotonok által keltett részecskecsoportok száma az i és az $i+1$ -ik lemez között; i az ólomlemez száma.

Számlálócsöves mérések szerint az $e(t) + \alpha p(t)$ kifejezésnek 7 mm Pb esetén maximuma van, ellentétben a 3. ábrán feltüntetett görbével, melynek nincs maximuma. /Ha egyáltalán létezne maximum, akkor az csak 3 mm-nél

kisebb ólomvastagságnál jelentkezhethet. Ennek észlelése a jelenlegi elrendezésben nem lehetséges, mivel a Wilson-kamrában lévő legfelső lemez vastagsága már 3 mm./

Az ellentmondások exakt magyarázatát eddig nem tudtuk megadni. Lehetséges, hogy ezek okát a Wilson-kamrás ill. GM csöves mérések egymástól eltérő kísérleti feltételeiben kell keresni. A közelmúltban, a feltevés ellenőrzésére új mérésbe kezdtünk.

Az ellentmondás egy lehetséges másik magyarázatát a felvételeken észlelhető kisenergiájú elektronok jelentenék, ugyanis a detektálási küszöbenergia Wilson-kamra esetén alacsonyabb, mint GM csövek esetén. Az azonban nem látszik valószínűnek, hogy a diszkrepancia a fenti módon teljes mértékben megmagyarázható lenne.

I r o d a l o m

- [1] Jánossy L., Sándor T., Somogyi A., Acta Phys. Hung. 6, 455 /1957/
- [2] Somogyi A., ugyanott 7, 189 /1957/
- [3] Dohán I., Gémesy T., Sándor T., Somogyi A., ugyanott 9, 97 /1958/

Érkezett 1959. december 11.

KFKI Közlemények 8.évfolyam, 1. szám, 1960.

$/n, \alpha/$ ÉS $/n, p/$ MAGREAKCIÓK Na-23-BAN

Irta: Varga László
Magfizikai Laboratórium I.

Összefoglalás

NaJ /Tl/ szcintillációs kristályt sugároztunk be 14 MeV energiájú neutronokkal. Az $/n, \alpha/$ és $/n, p/$ reakciók radioaktív magokra vezetnek, melyek bomlászórbájéből meghatároztuk a Na-23 mag $\sigma(n, \alpha)/\sigma(n, p)$ viszonyát, mely $2,4 \pm 10\%$ -nak adódott a párolgáselmélet alapján számolt 3,1-el szemben.

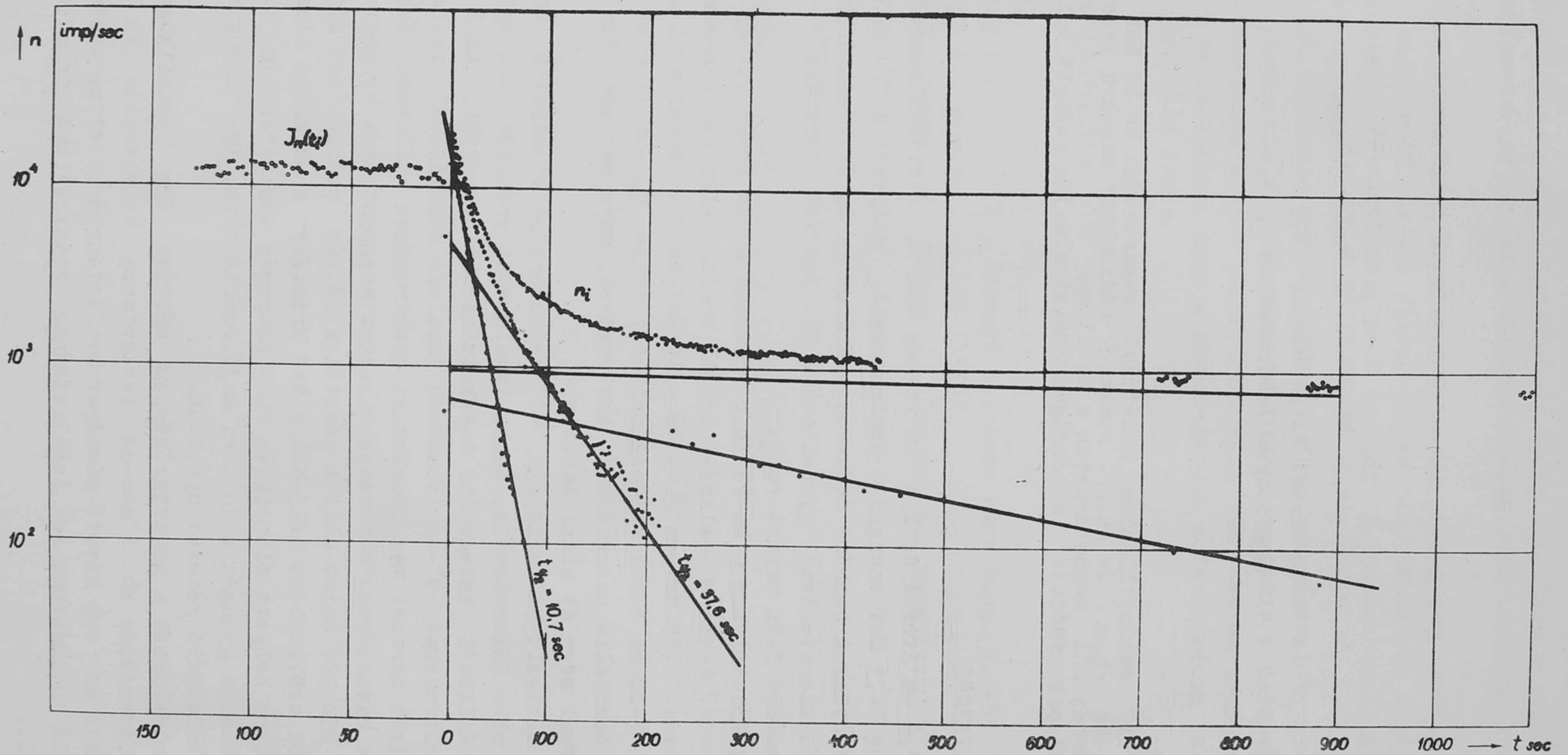
A mérés ismertetése

Egy 2,6 cm átmérőjű, 1,0 cm vastag NaJ/Tl/ szcintillációs kristályt sugároztunk be 14,3 MeV energiájú neutronokkal, melyeket a T/d,n/ He-4 magreakcióból nyertünk. A bombázó deuteron nyalábot az Intézet rádiófrekvenciás-fűtésű kaszkádgenerátorával gyorsítottuk kb. 300 keV energiára, a bombázott target 1" átmérőjű T-Ti target volt.

A NaJ kristályban a Na-23 $/n, p/$ reakció során Ne-23 izotóp keletkezik, mely $t_{1/2} = 37,6 \pm 0,1 \text{ sec}$ felezési idővel bomlik, miközben 67%-ban 4,4 MeV-es, 32%-ban pedig 3,95 MeV-es β^- -t és 0,44 MeV-es γ -t sugároz [1]. A Na-23 $/n, \alpha/$ reakció F-20-ra vezet, melynek felezési ideje $t_{1/2} = 10,7 \pm 0,2 \text{ sec}$ és 91,5%-ban 5,40 MeV maximális energiájú β^- -kat sugároz, majd ezt követően 1,6 MeV-es γ sugárzással megy át alapállapotba [2][3].

A felaktivált NaJ kristály 4π detektorként viselkedik, RCA 5819-es fotomultiplierhez illesztettük, ennek impulzusait erősítés után egy 250 keV-es szintre beállított integrális diszkriminátorba vezettük. Az $E > 250 \text{ keV}$ energiájú elektronokat 10^4 -es leosztású impulzus számlálóval regisztráltuk. Minthogy mindkét maradék mag sugárzási spektrumának tulnyomó része 250 keV fölött van, a hatás keresztmetszetek viszonya szempontjából nyugodtan eltekinthetünk a 250 keV szint alatti résztől a háttér csökkentése érdekében. A háttér további csökkentése céljából a NaJ kristály a szokásos alumínium tok és MgO reflektor helyett ólomtokban volt nitrogén atmoszférában, légmentesen lezárva. Felületét gyengén oldottuk, majd szárítottuk, így vékony mikrokristályos NaJ reflektáló réteget nyertünk.

A bomlászórbét a következőképpen mértük: Egy periodikusan működő programozó berendezés kb. 1 sec-os időtartamra bekapcsolta az impulzus számlálót, majd az ezt követő másodpercben lefényképezte, azután nullázta. A számláló indításának és leállításának statisztikus ingadozása kb. 0,002 sec volt.



1. ábra

14 MeV energiájú neutronokkal aktivált NaJ bomlásgörbéje.
 n_1 az egy mérési periódusban mért beütésszám.

Ugyanezt a programozó készüléket alkalmaztuk a neutronfluxus ingadozásának a mérésére is. A neutron detektor egy 1" átmérőjű és 1" hosszú plastik foszfor volt.

A Na felaktiválása kb. 120 sec-ig tartott, a besugárzás utolsó számoló félperiódusa alatt kikapcsoltuk a gyorsító oszcillátorát, ami az ionáram azonnali megszűnésével járt. Ezen utolsó félperiódusban mért beütésszámot egybevetve a megelőző periódusokéval pontosan meghatározhatjuk a lebomlás kezdetének időpontját. Az ezt követő fényképező szakaszban átkapcsoltuk a NaJ-os csatornára és az ezután következő számlálási periódusban már a NaJ-ban történő bomlások számát mértük.

A pontosabb mérés érdekében holtidő korrekciót végeztünk. Két preparátumos módszerrel mérve a készülék holtidejét, ez $8,88 \pm 0,07 \mu$ sec-nek adódott.

A bomlágörbe szokásos módon elvégzett analíziséből kitűnt, hogy a háttér két komponenssel közelíthetjük meg kielégítő pontossággal. Az ábrán felrajzoltuk a neutronfluxussal arányos beütésszámot és a bomlágörbét. Jól láthatók a háttér két komponensének levonása után megmaradt 10,7 sec és 37,6 sec felezési idejű összetevők.

A Na-23 /n, α /F-20 és a Na-23/n,p/Ne-23 magreakciók hozamára vonatkozó elemi megfontolásokból következik, hogy

$$\frac{\sigma(n, \alpha)}{\sigma(n, p)} = \frac{i \sum J_n(t_i) e^{-\alpha_2 t_i} \cdot \frac{A_1}{A_2} \cdot \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \cdot \frac{1 - e^{-\alpha_2 \Delta t}}{1 - e^{-\alpha_1 \Delta t}}}{i \sum J_n(t_i) e^{-\alpha_1 t_i}}$$

Itt az első tört a neutronfluxus ingadozása miatt fellépő korrekciós tényező, melyben $J_n(t_i)$ a neutronfluxussal arányos beütésszám, melyet a besugárzás befejezte előtt t_i -ik másodpercben mértünk. α_1, α_2 a F-20-as, illetve a Ne-23 magok bomlásállandója, A_1 és A_2 pedig a bomlágörbe F-20-tól, illetve Ne-23-tól származó komponenseinek kezdeti értékei.

A bomlágörbét a legkisebb négyzetek módszerével értékeltük ki, később a Jánossy Lajos professzor urtól eredő a "legkisebb négyzetek" módszerénél pontosabb, később közlésre kerülő számítási eljárás alapján fogjuk kiértékelni.

Következtetés

A mérésünk eredménye a következő:

$$\sigma(n, \alpha) / \sigma(n, p) = 2,4 \pm 10 \%$$

A hatáskeresztmetszetek viszonyára K.J.Le Couteur cikke [4] alapján, lekerekített potenciállal számolva $\sigma(n, \alpha) / \sigma(n, p) = 3,1$ adódott. Ez azt jelenti, hogy a párolgás elmélet csak bizonyos mértékben tud számot adni a Na-23/n,p/Ne-23 reakcióról. A kilépő protonok egy része valószínűleg direkt reakcióval jött létre.

Köszönetnyilvánítás

Ezúton mondok köszönetet Jánossy Lajos professzor urnak a statisztikus analízisre vonatkozó értékes megjegyzéseiért, új módszerének rendelkezésemre bocsátásáért, Németh Juditnak az elméleti diszkusszióért és Rupp Erzsébetnek a statisztikus kiértékelésben nyújtott segítségért.

I r o d a l o m

- [1] Penning J.R., Schmidt F.H., Phys.Rev. 105, 647 /1957/
- [2] Snowdon S.C., Phys.Rev. 78, 299 /1950/
- [3] Ajzenberg F., Lauritsen T., Rev.Mod.Phys. 27, 77 /1955/
- [4] Le Couteur K.J., Proc.Phys.Soc. 63, 3-A. 259 /1949.

Érkezett 1959. november 11.

KFKI Közlemények, 8. évfolyam, 1.szám, 1960.

ELEKTRONOK DRIFT SEBESSÉGE ARGONBAN, NITROGÉNEN ÉS GÁZKEVERÉKEKBEN

Írta: Dési Sándor, Nagy László, Nagy Tibor
Magfizikai Laboratórium II.

Összefoglalás

Megmértük az elektronok drift sebességét argonban, nitrogénben, továbbá argon-nitrogén, argon-széndioxid és argon-metán gázkeverékekben. Méréseinket ionizációs kamrával végeztük. Hasadási termékek által létrehozott elektronok impulzusát fényképeztük. A drift sebességek a felfutási idők-ből közvetlenül számíthatók.

Bevezetés

Ionizációs kamrákban különböző töltőgázok használatosak. Hogy melyik gázra vagy gázkeverékre esik a választás, az az elvégzendő feladattól függ. Sok esetben fontos tudni, hogy a választott gázban mekkora az elektronok tér irányu /drift/ sebessége. Sokszor az alkalmazandó gáz kiválasztásánál éppen ennek az értéke a legfőbb szempont. Például elég gyakori, hogy nagy beütésszámra lehet számítani és fontos, hogy a számlálási hiba adott értéknél kisebb legyen. Ekkor olyan töltőgáz szükséges, amely nagy feloldóképességet biztosít. Ez ekvivalens azzal a követelménnyel, hogy a drift sebesség nagy legyen, vagyis az elektronok anódra futása gyorsan következzen be és így a jel meredeken fusson fel. Hasonló a feladat akkor is, ha igen nagy számú, kis amplitudójú jelek háttérében nagyobb amplitudójú jeleket kívánunk megszámolni. Nem megfelelő feloldóképesség esetén a kis jelek egymásra rakódhatnak és ebből a diszkriminációs szintet meghaladó amplitudójú impulzus keletkezhet.

Csaknem minden esetben fontos vagy legalábbis hasznos tudni a drift sebességet az ionizációs kamrához csatlakozó erősítő időállandóinak és sáv szélességének megválasztása szempontjából. Például amplitudó analízálás esetén sokszor előfordul, hogy nemcsak az amplitudó hű átvitele fontos az erősítőn keresztül, hanem jó feloldóképesség is követelmény. A rácson ionizációs kamra erősítőjében a drift sebesség ismeretében olyan differenciáló és integráló időállandók választhatók, amelyek jó feloldóképességet és jel/zaj viszonyt biztosítanak, ugyanakkor az azonos számú ionpárt létrehozó, de különböző irányu részecskék impulzusainak az amplitudója közel egyenlő lesz. Ionizációs kamrát koincidencia kapcsolatban használva, szintén lényeges a drift sebesség értéke.

Ha a nemes gázhoz molekuláris gázt adunk, a drift sebesség és ezzel a feloldóképesség közel egy nagyságrenddel megnő. Ennek magyarázata a követ-

kező. Egy egyszerűsített modell alapján azt mondhatjuk, hogy a drift sebesség arányos az elektronra ható térerősséggel és az ütközések között eltelt idővel:

$$v = konst (\lambda / u) (X / p)$$

ahol v az elektron drift sebessége,

u az elektron rendszertelen mozgásának sebessége,

X az elektromos térerősség,

λ/p az elektron átlagos szabad úthossza P nyomás mellett.

Láthatjuk, ha u értékét sikerül csökkenteni, akkor a drift sebesség növekszik. Továbbá u csökkenésével a nemes gázok esetén λ nő/Ramsauer - effektus/. Argonnál a legalacsonyabb gerjesztési energia 11,6 eV, így az argon gázban mozgó elektronok rendszertelen mozgásának energiája ezen érték körül van. A molekuláris gázok nagy mennyiségű alacsony gerjesztési nivóval rendelkeznek /1 eV körül/, úgyhogy néhány százalék molekuláris gáz hozzáadása argonhoz u értékét lecsökkenti és a fent jelzett két ok miatt a gázkeverékben a drift sebesség nagyobb lesz, mint tiszta argon esetén.

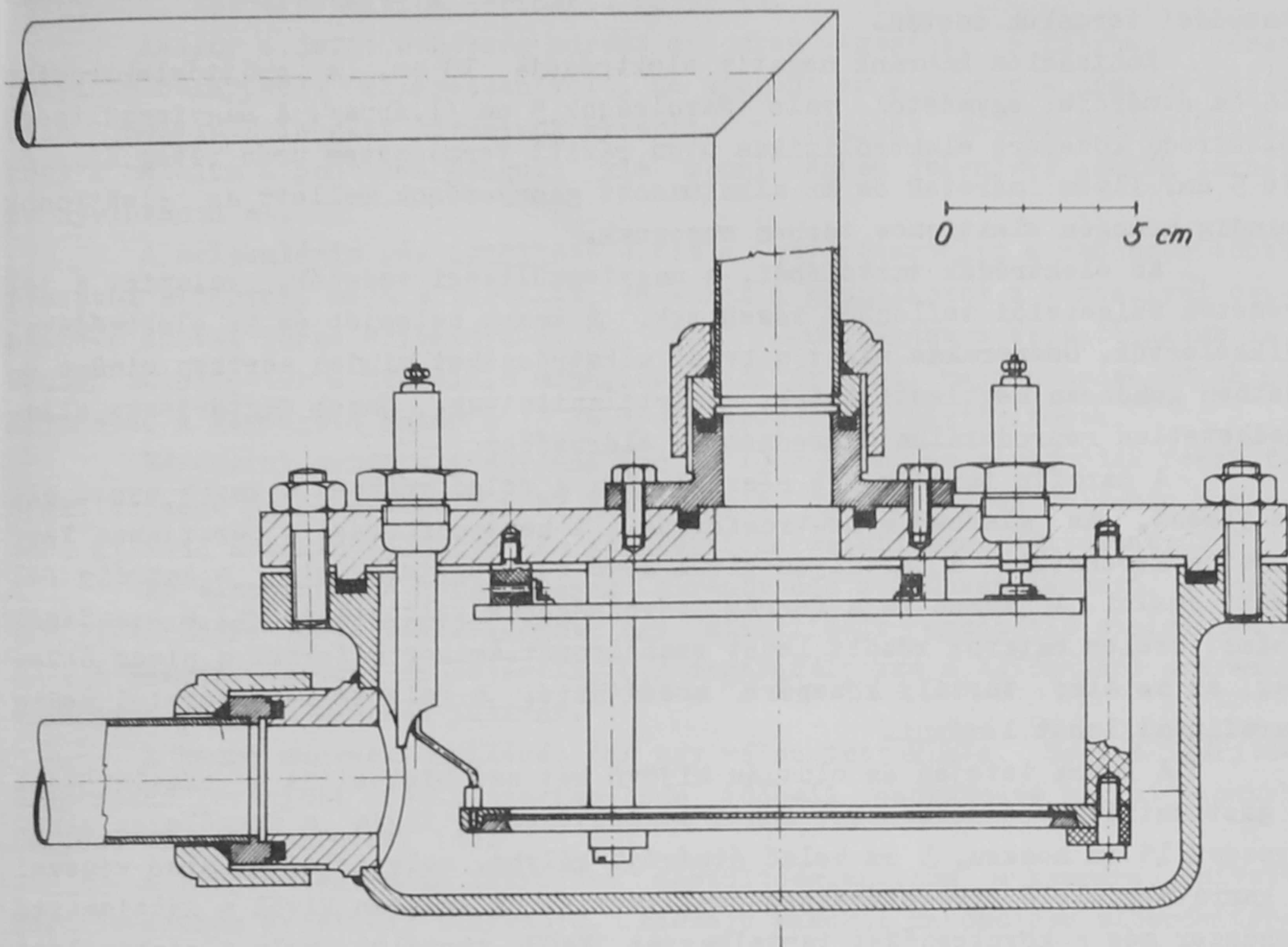
Még egy tény van, ami miatt célszerű a nemes gázhoz molekuláris gázt keverni. Elektronok elektronegativ gázokhoz való tapadásának valószínűsége függ az elektron energiájától. A legveszedelmesebb elektronegativ gáz, az oxigén esetén 1 eV körüli elektronenergia esetén a tapadási valószínűség minimummal rendelkezik és itt az értéke egy nagyságrenddel kisebb, mint a maximumban [1]. Mint fent mondtuk, a molekuláris gázok 1 eV-ra csökkentik le az elektronok energiáját, így a gázkeverék fáradságos tisztítására kevesebb gondot kell fordítani, mint a nemes gázok tisztítására.

A felsorolt okok miatt több szerző foglalkozott ionizációs kamrák töltésénél szóba jöhető gázokban és gázkeverékekben a drift sebesség mérésével [2-7]. Tiszta argon gázra vonatkozó eredmények lényeges eltérést mutatnak. Ennek oka nem a mérési módszerek különbözőségében, hanem az argon meg nem felelő tisztításában keresendő. Más gázok igen kis mennyiségének jelenléte lecsökkenti u értékét és ezzel megnövekszik a drift sebesség.

Maghasadási vizsgálatokhoz készítettünk egy rácsos ionizációs kamrát. A tényleges mérések megkezdése előtt szükséges volt, hogy megismerjük a kamra, ennek tartozékai és a töltőgázok tulajdonságait. E célra legalkalmasabbnak a drift sebesség mérések mutatkoztak. Méréseket végeztünk tiszta argonban és eredményünk némi hozzájárulást jelent ezen gázban mért drift sebességek pontos értékeinek megállapításához. Több gázkeveréket is felhasználtunk töltőgázként, olyanokat is, amelyekről az irodalom nem közölt drift sebességre vonatkozó adatokat.

A mérési módszer és a berendezés

Mérési módszerünk a következő volt. A rács nélküli ionizációs kamra negatív elektródájára természetes urán 1 mg/cm^2 vastagságu réteget vittük



1. ábra

Az ionizációs kamra metszete

fel. A kamrát valamint alatta egy Po-Be neutronforrást parafin tartályban helyeztük el. A neutronok hatására bekövetkező hasadás által létrehozott impulzusokat oszcilloszkóp ernyőjére vittük és lefényképeztük. Az impulzusok emelkedésének kezdőpontja annak az időpillanatnak felel meg, amikor a hasadási termék pályája mentén ionizálja a kamra gázát /ennek időtartama elhanyagolhatóan rövid/; az emelkedés befejezése jelzi, hogy a gyűjtőelektródától legtávolabb, az urán réteg közvetlen közelében keletkezett elektronok is ráfutottak a gyűjtőelektródára. Ezen legtávolabbi elektronok futási idejét az impulzus emelkedési ideje méri, az általuk befutott ut éppen az elektródák közötti távolság.

Klema és Allen, valamint Colli és Facchini az itt ismertetett fotózásos módszert alkalmazták, de nem hasadási termékek, hanem α -részecskék impulzusait használták fel. Hasadási termékek alkalmazása α -részecskék helyett azzal az előnnyel jár, hogy az impulzus felfutásának befejeződése lényegesen határozottabb. Mint fentebb jeleztük, a gyűjtőelektródára utoljára befutó /a pálya elején keletkező/ elektronok szabják meg a felfutás végét. A hasadási termékek pályájuk elején keltik a legtöbb ionpárt, míg az α -ré-

szecskék itt hozzák létre a legkevesebbet. Így a felfutás vége definiáltabb hasadási termékek esetén.

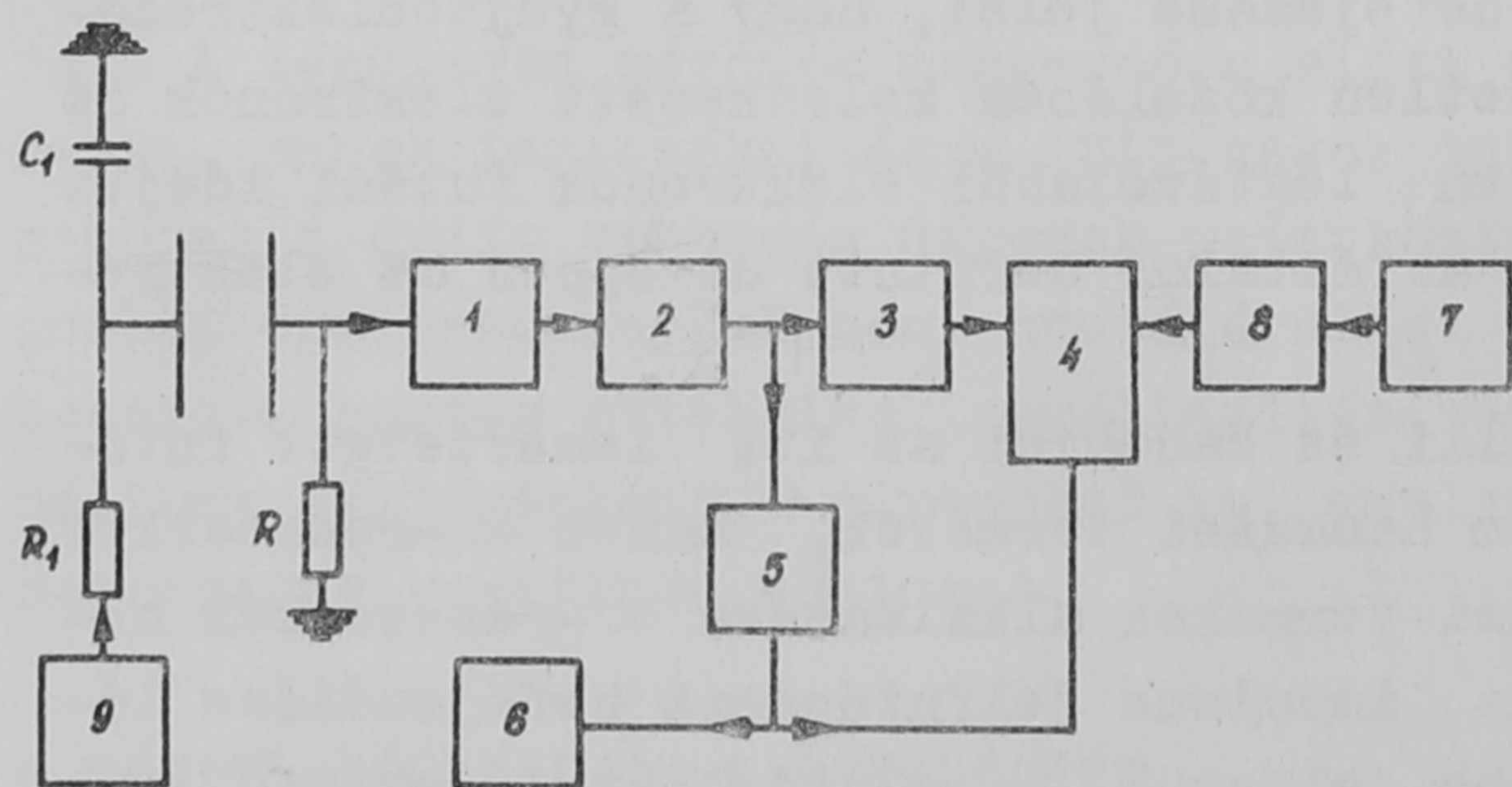
Ionizációs kamránk negatív elektródája 18 cm, a gyűjtőelektródája 16 cm átmérőjű; egymástól való távolságuk 5 cm /1.ábra/. A nagyfeszültségű elektróda közepére elektrolitikus uton rávitt természetes urán réteg átmérője 5 cm. Ilyen méretek és az alkalmazott gáznyomások mellett az elektronok mindig homogén elektromos térben mozognak.

Az elektródák tartólábai, a nagyfeszültségi vezeték, valamint a jel vezeték szigetelői teflonból készültek. A kamra belsejét és az elektródákat nikkeleztük. Összerakás előtt a belső alkatrészeket minden esetben minden esetben gondosan megtisztítottuk, zsirtalanítottuk. Ennek megtörténte elengedhetetlen reprodukálható eredmények eléréséhez.

A parafin tartály két részből áll: a felső részben a kamra nyert elhelyezést, az alsóban a neutronforrás. A neutronforrást a parafinban levő furaton keresztül - a tartályon kívül lévő rud segítségével - a kamráig fel lehet emelni. A kamra és a forrás távolságának változtatásával a hasadások számát széles határok között lehet szabályozni. Amikor a forrásra nincs szükség, az az alsó tartály közepére mozdítható, a felette lévő furatot pedig parafinnal lehet lezárni.

A kamra tetején és oldalán kijövő két cső biztosítja a csatlakozást a gáztisztító berendezéshez. Ennek leglényegesebb tagja a függőleges elhelyezésű 15 cm hosszú, 5 cm belső átmérőjű kályha, mely felső és alsó végével a kamra megfelelő kivezetéseibe csatlakozik. A kályhán kívül a gáztisztító rendszer még a következőket tartalmazza: NaOH tartályt, mely a gázban lévő víznyomok eltávolítására hivatott; a rendszer többi részétől elzárható, nyomásmérővel ellátott tartályt, mely a gázkeverékek előállítására szolgál és amelyen keresztül történik a gáz betöltése; három fázisu keringető motort, amelynek lapátokkal ellátott forgó része a fémcsövekhez vákuum biztosan csatlakozó üvegcsővel van elválasztva a rendszeren kívül lévő állórésztől, s amelynek szerepe a gázok keveredésének elősegítése volt. A kályha az argon megtisztítását szolgálja. Ebbe kalcium darabokat helyezünk el /kb. 100 g-ot/, amely felhevítve alkalmas molekuláris gázok elnyelésére.

Az argon tisztításának folyamata a következő. A rendszerbe /beleértve a kamrát is/ 10^{-4} Hgmm nyomásig diffúziós szivattyúval leszivjuk, majd a kályhát felfűtjük kb. $500\text{ }^{\circ}\text{C}$ -ra, hogy a kalcium az elnyelt gázokat leadja. Mikor ismét elérjük a 10^{-4} Hgmm nyomást, folyékony nitrogénes csapdán keresztül betöltjük az argon gázt. A kályha által keltett



2. ábra

Az elektronikus berendezések blokksémája

konvekciós áramlás gondoskodik arról, hogy a gáz ismételten áthaladjon a kalciumon. Ezt elősegíti a keringető motor is.

Amikor a drift sebesség mérést argonban végeztük, a kályha a mérés folyamán bekapcsolt állapotban volt. Ha viszont az argonhoz - megtisztulása után - molekuláris gázt kívántunk keverni, a kályhát előzőleg kihűtöttük, hogy a kalcium a pontosan adagolt kis mennyiségben jelenlevő adalék gázból ne nyelhessen el.

A molekuláris gáz betöltése előtt a keverőtartályt a rendszer többi részétől elzártuk, majd e tartályt, valamint a gázpalackot a tartállyal összekötő csövet forgó szivattyúval kb. 10^{-2} Hgmm vákuumra szivattyúztuk le. Ezután betöltöttük a megfelelő mennyiségű adalék gázt, majd hozzáengedtük az argonhoz. A keringető motor a jó és gyors keveredést biztosította.

Méréseink során a gáznyomás 900 és 1900 Hgmm, az elektródák feszültségkülönbsége pedig 0,1 és 7,5 kV között volt. Egy-egy mérés folyamán a nyomást állandó értéken tartottuk és az elektródafeszültséget változtattuk.

Az elektronikus berendezések elrendezése a 2. ábrán látható. A negatív elektródára adott feszültséget egy stabilizált anódpótló szolgáltatja /9/. A kamrára épített szűrőtag $/R_1, C_1/$ megakadályozza a hálózatból származó tranziens zavarok kamrába jutását.

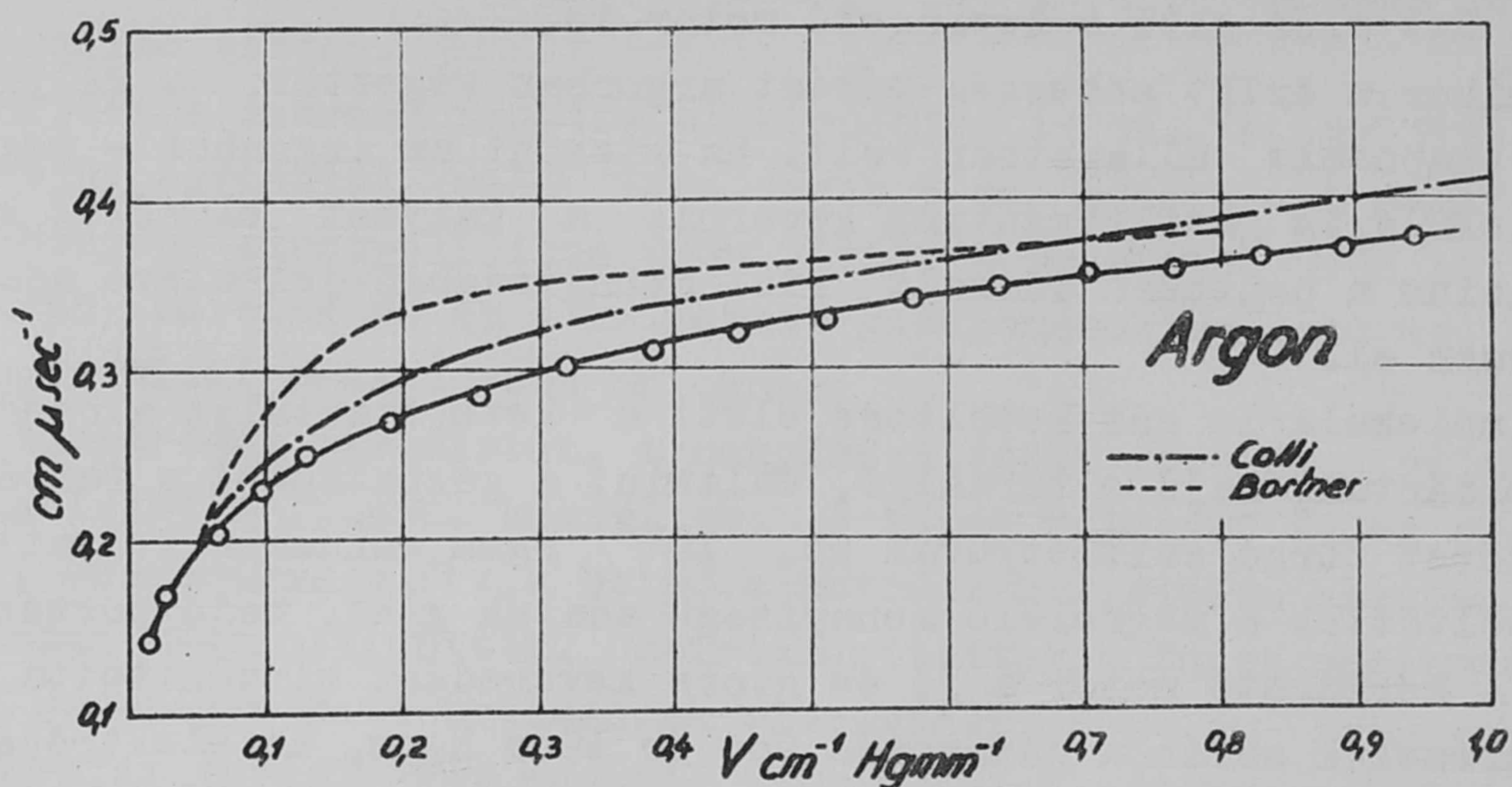
A kamra munkaellenállását $/R/$ úgy választottuk meg, hogy a gyűjtőelektródán létrejött feszültségimpulzus időbeli csökkenése sokkal lassabb legyen, mint a felfutási idő.

A gyűjtőelektródán létrejött feszültségimpulzus a kamrára épített kb. 30-szoros erősítési tényezőjű, kiszaju kaszkód kapcsolású előerősítőre /1/ kerül, mely katódfollower kimenettel csatlakozik a változtatható erősítési tényezőjű erősítőre /2/. Mindkét erősítő alsó frekvencia határa kb. 1 kC, felső frekvencia határa kb. 4 MC. A két erősítő közötti csatolási időállandó /clipping-time/ lényegesen nagyobb /150 μ sec/, mint a jelek felfutási ideje.

Az erősítő kimenő jele kétfelé ágazik: egyrészt késleltető vonalon /3/ keresztül a mérő szinkroszkóp /4/ vertikális eltérítő rendszerére, másrészt emplitudó diszkriminátorra /5/ kerül. A diszkriminátor jele indítja a mérő szinkroszkóp vízszintes eltérítő generátorát. Ez tehát akkor indul, amikor a jel a diszkriminátor által megszabott szintet már elérte. Hogy a jel elejét láthassuk, szükséges volt a késleltető vonal beiktatása. A késleltetést HH-2500 kábellel valósítottuk meg, melynek felső frekvencia határa kb. 5 MC, így nem okoz torzulást az impulzus felfutás alakjában.

Mivel a mérő szinkroszkóp időjel generátorának részünkre kevés állítási lehetősége van, Wehnelt-rácsára szignál generátorból /7/ szélessávu erősítőn /8/ keresztül felerősített 0,2% pontosságú idő /marker/ jeleket vezetünk.

A fotózásra "Praktina FX" típusu fényképezőgép szolgált, 1:1,5 fényerejű lencsével. Contapan vagy Agfa Rapid filmet használtunk, melyek érzékenysége 25/10 din.

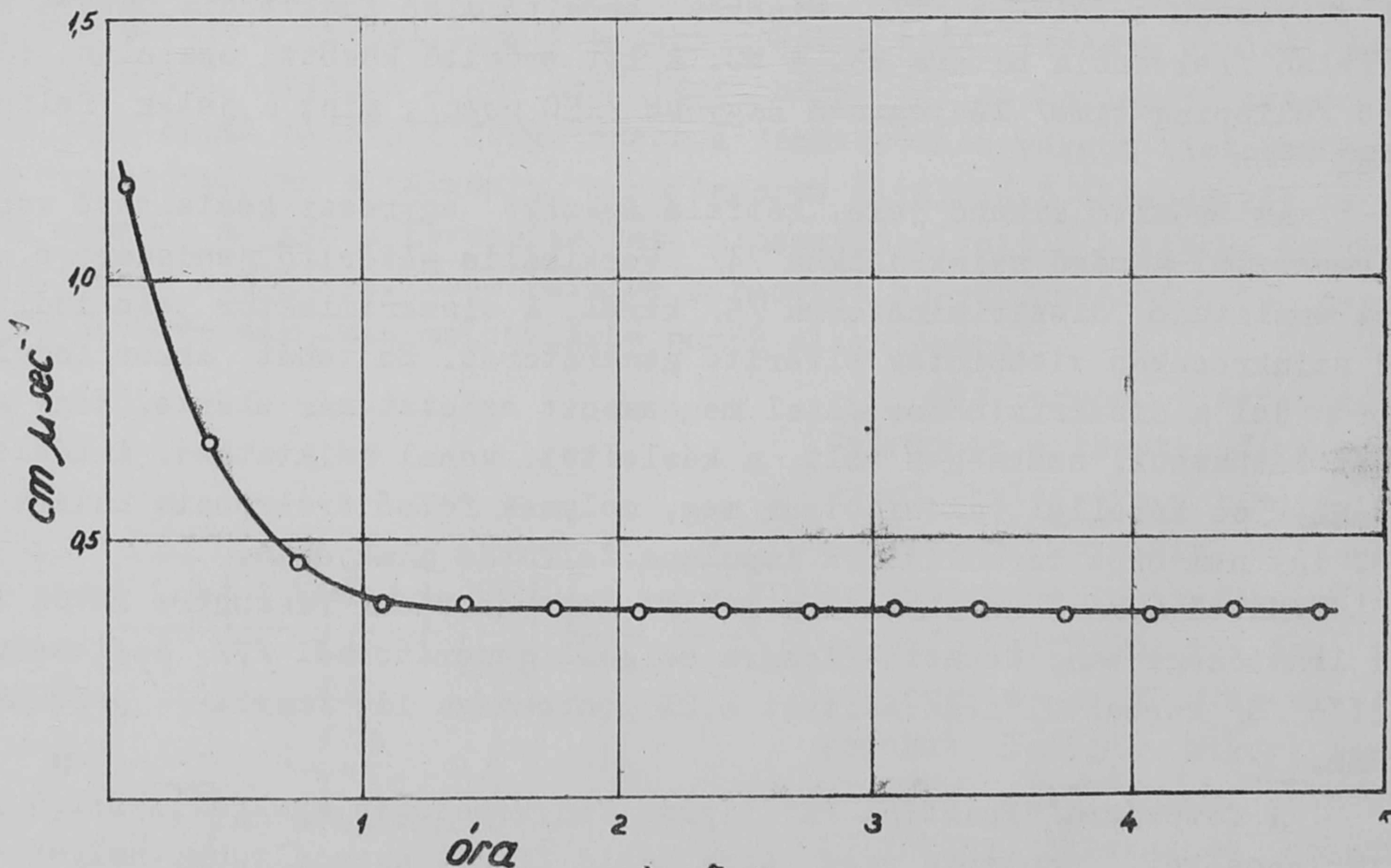


3. ábra

A drift sebesség értékei tisztított argonban

A jelek fotózása a következőképpen történt. Kinyitottuk a zárat és addig tartottuk nyitva, míg egy jel meg nem jelent a mérő szinkroszkópon, amikor is a nyomógombot elengedtük. Mivel a fényképezőgép fényzáró burával együtt volt felerősítve a mérő szinkroszkópra, a jel megjelenésének megfigyelésére egy másik szinkroszkóp /6/ szolgált, mely a kamra jeleit a diszkriminátoron keresztül kapta.

A neutronforrás és a kamra távolságának könnyű változtathatósága lehetővé tette, hogy a fényképezés technikájának megfelelő optimális beütésszámot állítsunk elő.



4. ábra

A drift sebesség értékének változása argonban a tisztítás folyamán. Gázbetöltés előtt a kalcium kifűtve.

$$\chi/p = 0,55$$

A kamra jelei különböző amplitudójúak voltak, mert egyrészt a hasadási termékek energiája különböző, másrészt a jel amplitudója rács nélküli kamrában függ - azonos energia esetén is - a részecske irányától. Ez a körülmény azonban mérésünkénél nem okozott zavart.

Mérési eredmények

1. Argon. Az elektronok drift sebességére vonatkozó mérési eredményeinket argon gáz esetére a 3. ábra szemlélteti. Az általunk kapott drift sebességeket χ/ρ függvényében, körök tüntetik fel. Látható továbbá az ábrán Colli és Facchini, valamint Bortner et.al. eredménye. A görbék jó egyezést mutatnak. Hasonló eredményt kapott Nielsen, valamint Kirshner és Toffolo is. Több szerző eredménye eltér az itt idézettektől, mégpedig lényegesen nagyobb drift sebesség értékeket kaptak. Mint korábban már jeleztük, ennek oka az argon gáz nem megfelelő tisztaságában keresendő.

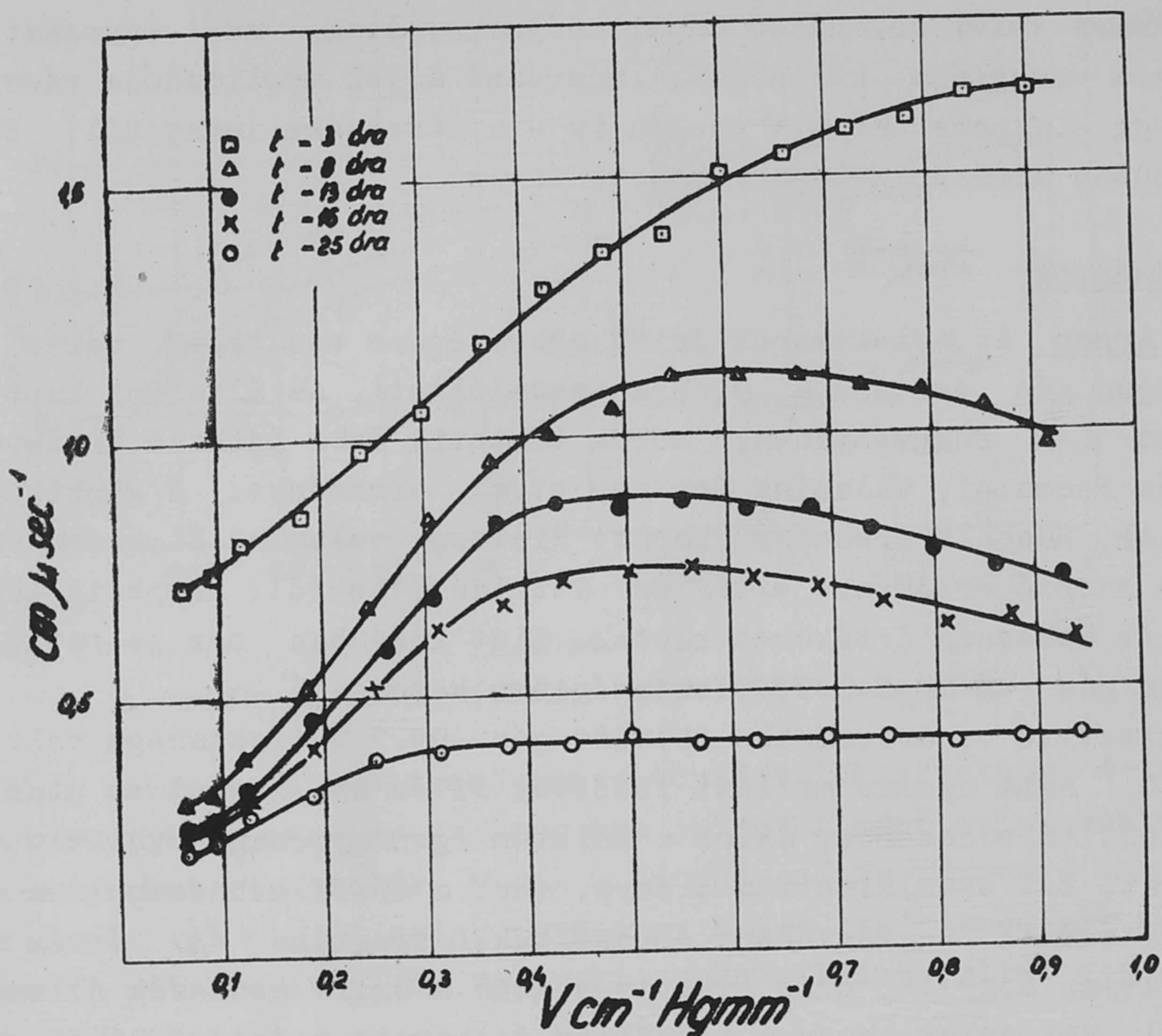
A tisztító rendszerünkbe töltött gáz 99,7 % tisztaságú volt. Ha a kalciumot 10^{-4} Hgmm nyomás mellett fűtöttük ki és az argont ez után töltöttük be a tisztítórendszerbe, akkor a kalcium igen gyorsan lekötötte a szennyező gázokat. Ezt szemlélteti a 4. ábra, ahol a drift sebességet a gáztisztítás időtartamának függvényében ábrázoltuk, konstans χ/ρ érték mellett. Az ábra mutatja, hogy 1-2 órás tisztítás után a drift sebesség állandó értéket vesz fel, ami jelzi, hogy a tisztítás folyamata befejeződött.

Ha a tisztítórendszert a gáz betöltése előtt 10^{-4} Hgmm nyomásig leszivtuk ugyan, de a kalcium-kályhát csak a gáz betöltése után fűtöttük fel, a tisztulás folyamata rendkívül lelassult. Ezt szemlélteti az 5. ábra. t a tisztítás időtartamát jelenti.

2. Nitrogén. Az elektronok drift sebességére vonatkozó eredményünket nitrogén gáz esetében a 6. ábra tünteti fel. Eredményünk megegyezik [2] [3], [4], [7] adataival.

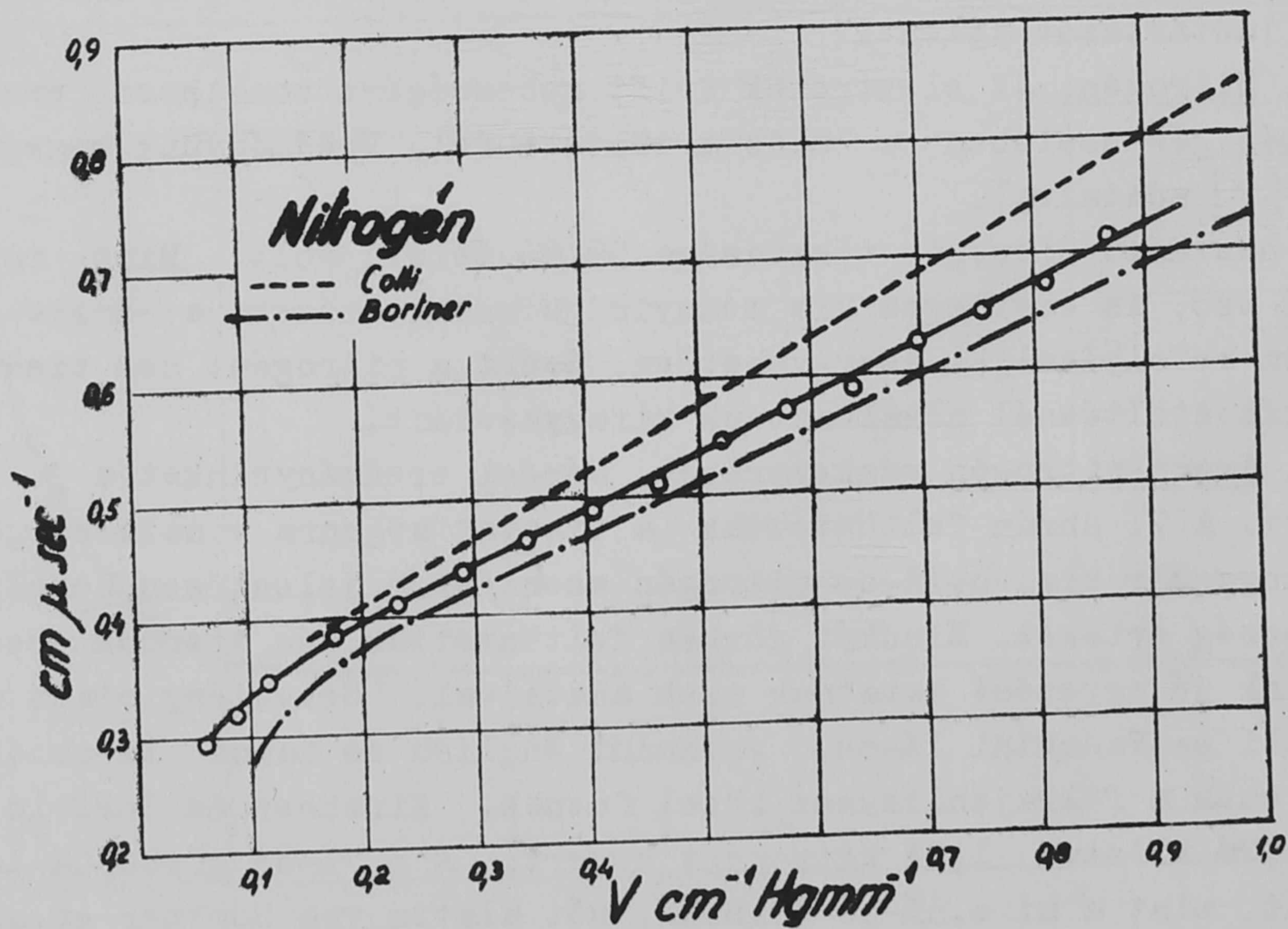
A használt nitrogén tisztasága 99,9% felett volt. Mivel molekuláris gázzal van szó, az esetleges kis mennyiségű szennyezések a drift sebesség értékét nem befolyásolják észrevehetően. Ezért a nitrogént nem tisztítottuk, csupán a gázbetöltésnél alkalmaztunk kifagyasztást.

3. Argon-nitrogén gázkeverékek. Mérési eredményeinket a 7. és 8. ábra szemlélteti. A 7. ábrán feltüntettük a tiszta argonra vonatkozó görbénket. Látható, hogy már kis, 0,1%-os nitrogén szennyezés jelentősen befolyásolja a drift sebesség értékét. Mindkét görbén feltüntettük más szerzők eredményeit. Eredményeink jó egyezést mutatnak ezek adataival. Helyhiány miatt nem ábrázoltuk Colli és Facchini 1%-os, valamint English és Hanna 1%-os és 10%-os görbéjét; ezek a felrajzoltakhoz közel futnak. Kirshner és Toffolo a tiszta argonhoz 0,7% illetve 1,8% nitrogént kevert. A 0,7%-os görbéjük lényegesen lejjebb fut, mint a mi 0,5%-os görbénk, sőt alatta van Bortner et.al. a miénkével megegyező 0,2%-os görbéjének is. 1,8%-os görbéje viszont közel megegyezik a mi 2%-os nitrogén tartalmu gázkeverékünkben mért adatokkal. Ez u-



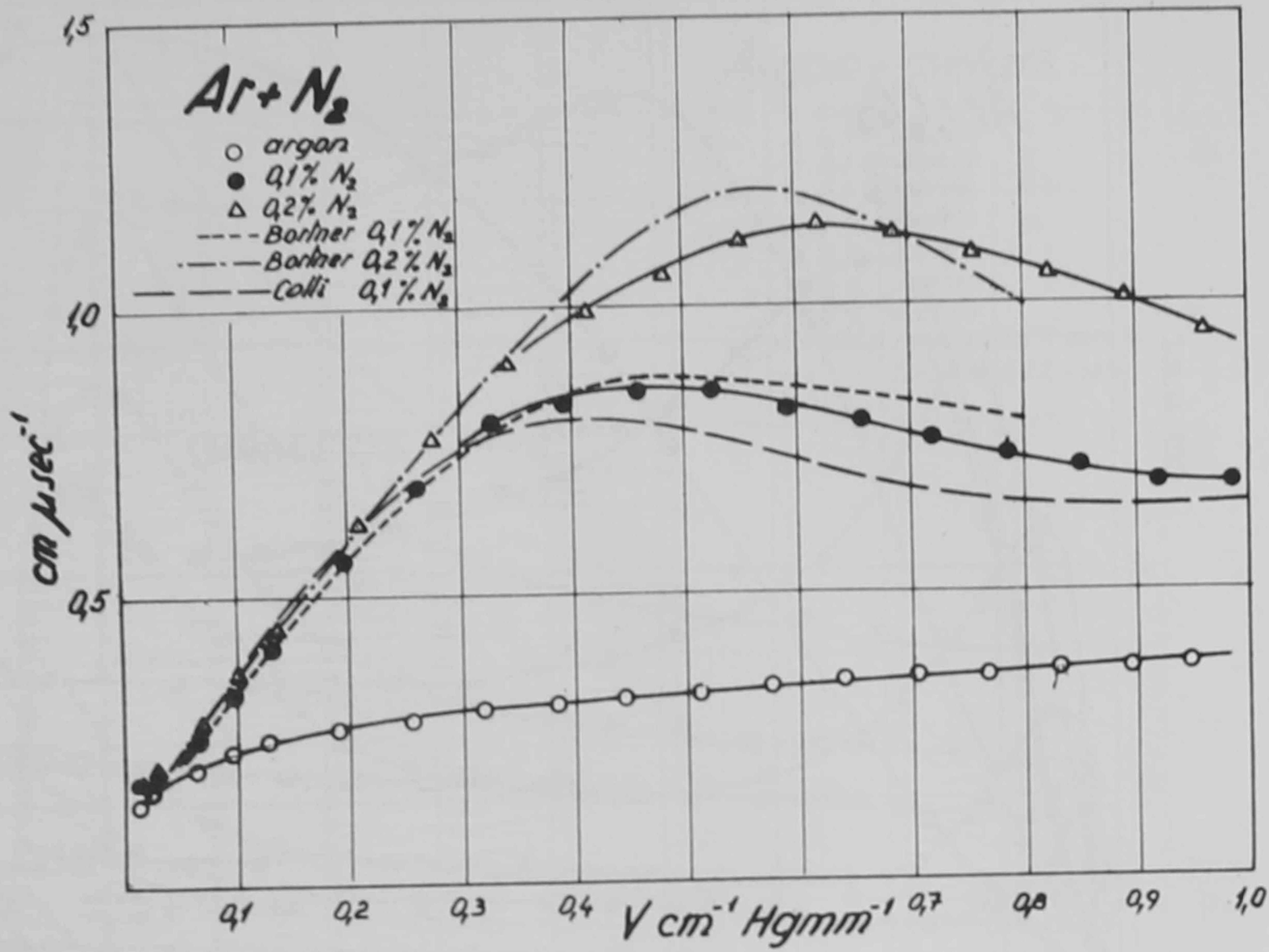
5. ábra

A drift sebesség értékének változása argonban a tisztítás folyamán. Gázbetöltés előtt a kalcium nincs kifűtve.



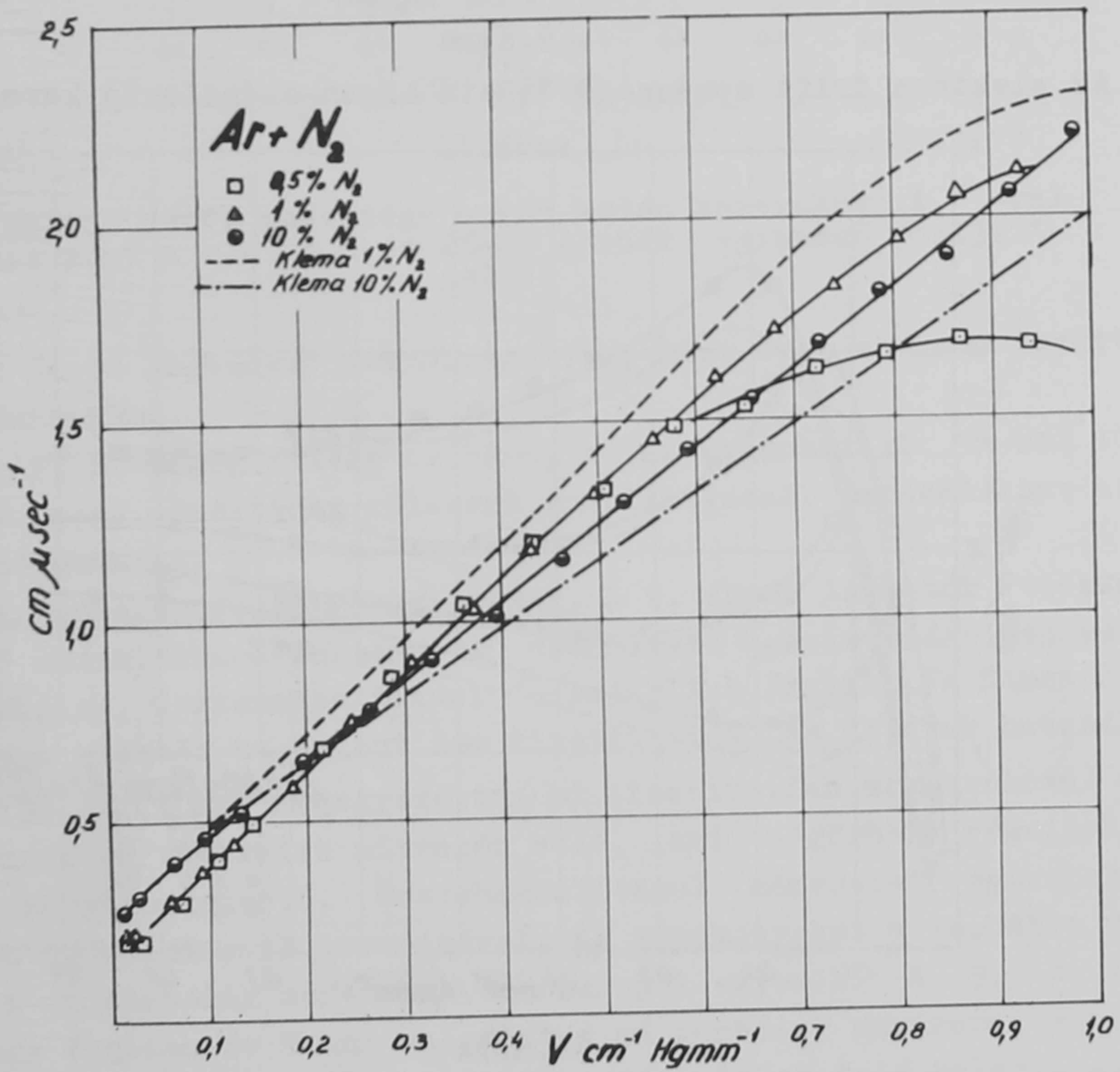
6. ábra

Az elektron drift sebessége nitrogénben



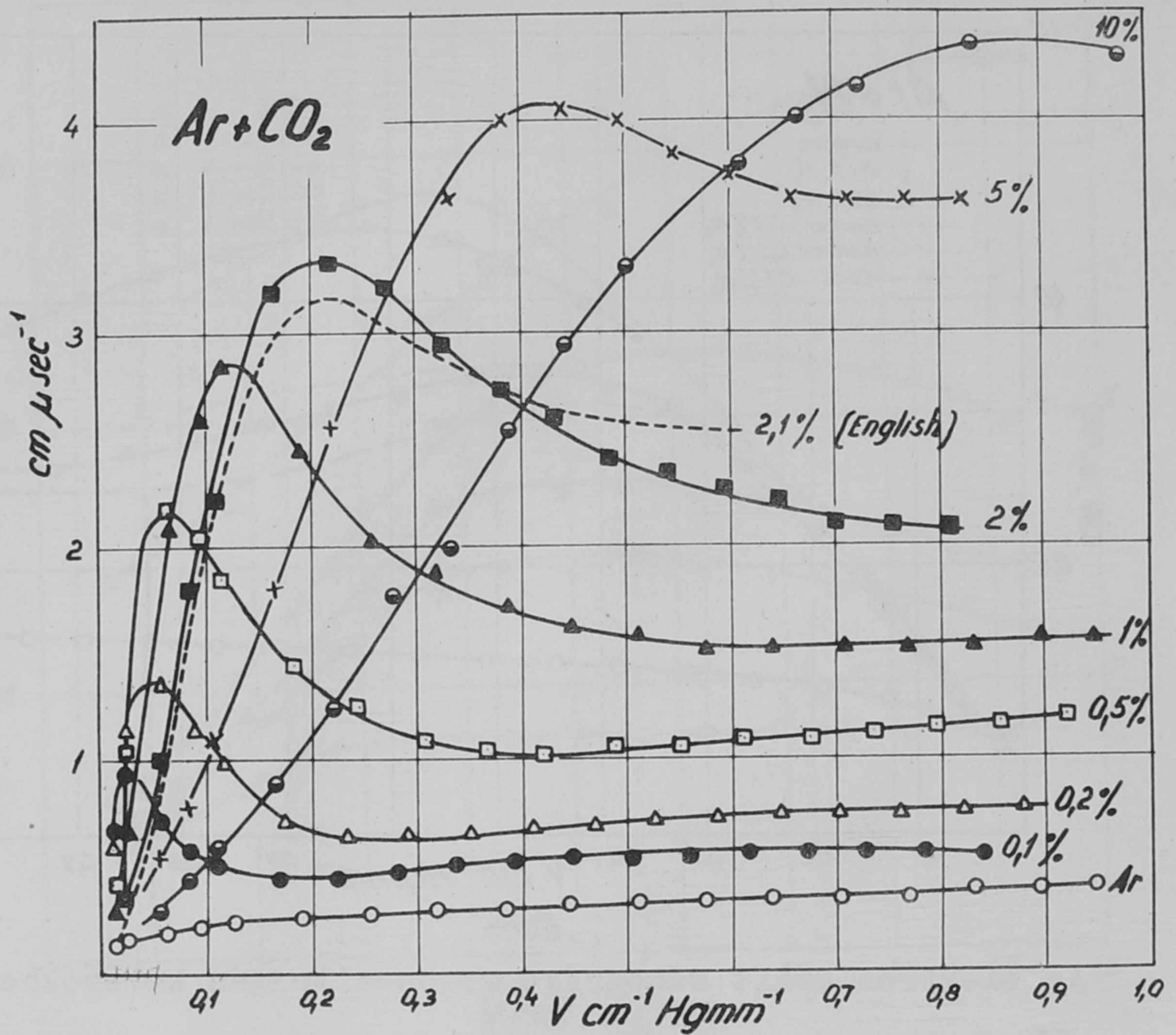
7. ábra

Az elektron drift sebessége argon-nitrogén keverékben



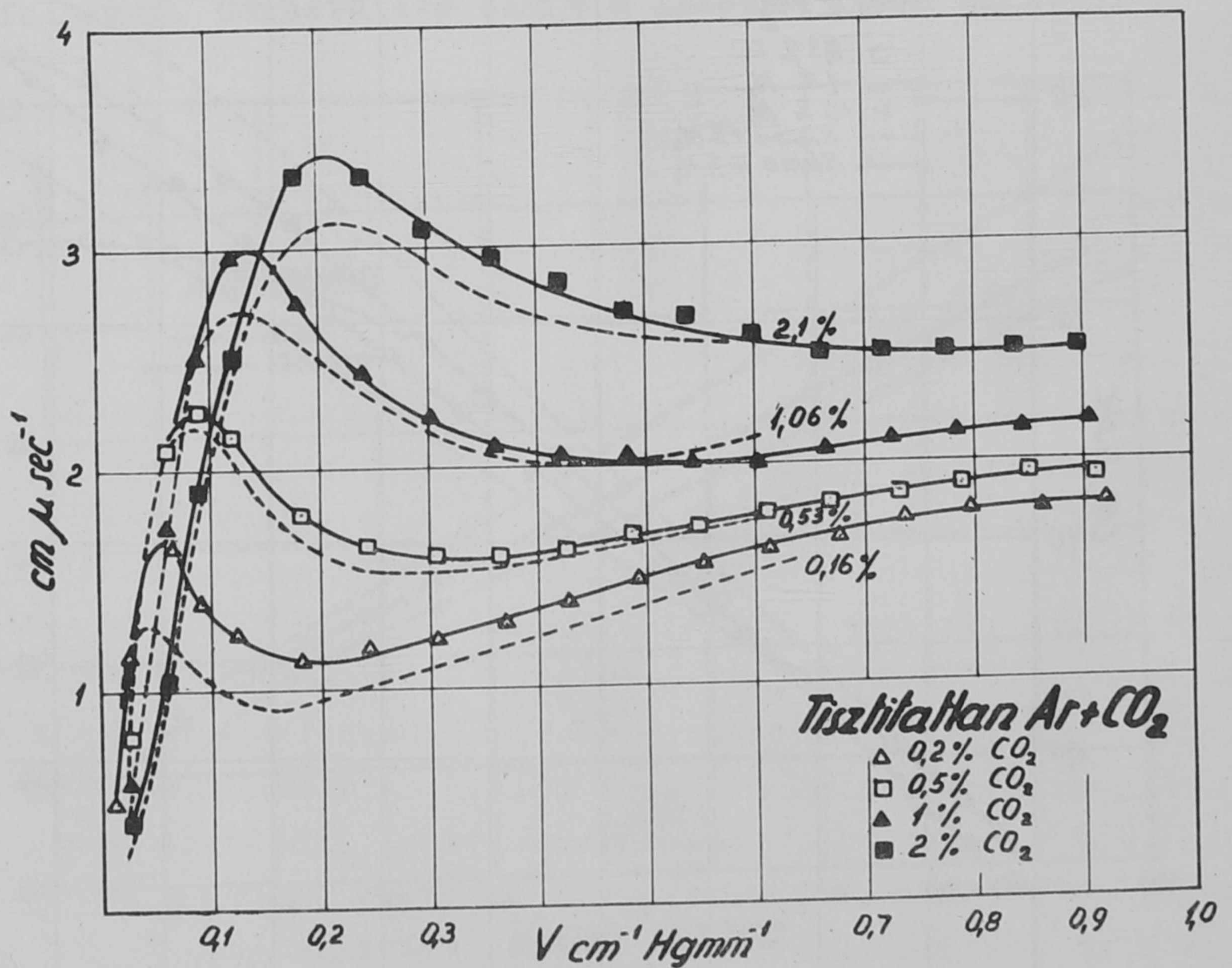
8. ábra

Az elektron drift sebessége argon-nitrogén keverékben



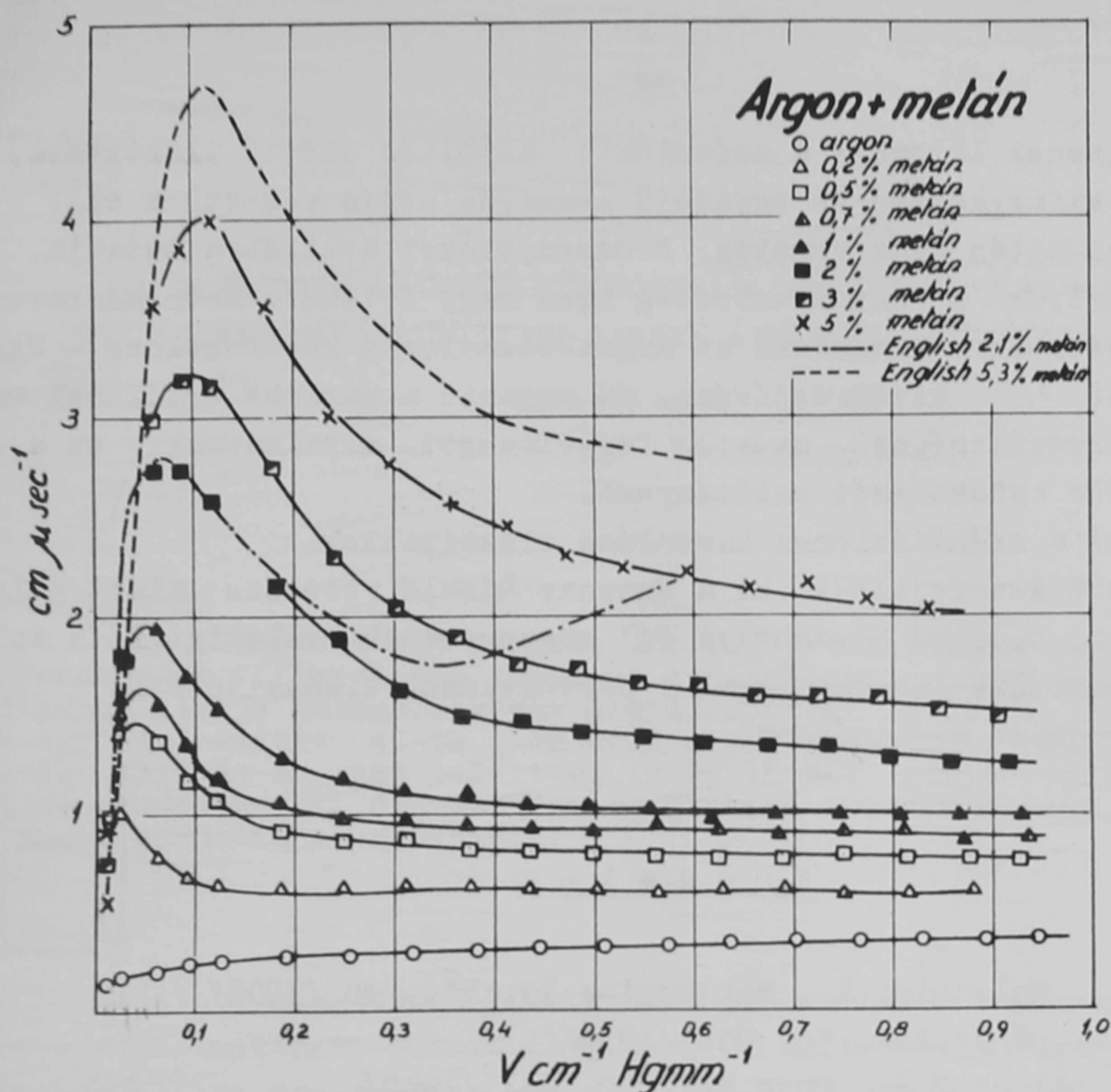
9. ábra

Az elektron drift sebessége tiszta argon-széndioxid keverékben



10. ábra

Az elektron drift sebessége tisztítatlan argon-széndioxid keverékben
A szaggatott vonallal kihuzott görbék English és Hanna görbéi



11. ábra

Az elektron drift sebessége argon-metán keverékben. A * -val jelzett pont a 0,2 0,7 és 2%-os görbék egybeeső pontjait jelöli

többit és az 5%-os görbénket nem ábrázoltuk, mert ezek csaknem együtt haladnak 1%-os görbénkkel.

A drift sebesség értéke csökken, ha az argonhoz kb. 5%-nál több nitrogént adunk hozzá. Ezért nem célszerű ennél magasabb százalékban az argonhoz nitrogént keverni.

4. Argon-széndioxid gázkeverékek. A 9. ábrán láthatók tiszta argon és különböző százalékban hozzáadott széndioxid gázkeverékeiben mért drift sebesség görbéink. Összehasonlításként felrajzoltuk English és Hanna 2,1 %-os görbéjét. Ezen szerzők az argont nem tisztították. Az általuk használt argon tisztasága /99,6%/ közel megegyezett a mi tisztítatlan argonunkéval és a jelenlevő szennyezés valószínű nitrogén volt, ami a görbék végeinek felfelé haladásából következtethető. Összehasonlításként méréseket végeztünk tisztítatlan argon és széndioxid keverékével. Az eredményeket a 10. ábra mutatja. A szerzők és a mi görbéink menete ez esetben jól egyezik. A 9. és 10. ábrán látható, hogy English és Hanna valamint a mi görbéink maximumai közel ugyanazon χ/p értéknél fekszenek és nagyobb százalékok felé haladva jobbra tolnak el.

Szükségesnek látszott a széndioxid betöltés előtti tisztítása, amelyet többszöri kifagyasztás és egyidejű leszivás útján végeztünk el.

5. Argon-metán gázkeverékek. Eredményeinket a 11. ábra mutatja. Megjegyzendőnek tartjuk a drift sebesség igen nagy értékét. Ezen gázkeverékek használatánál azonban - hasonlóan az argon-széndioxid keverékekhez - ügyelni kell a megfelelő X/p kiválasztására. Ha ugyanis a maximum értékének megfelelő elektróda-feszültségnél nagyobb feszültséget alkalmazunk, ez a drift sebesség jelentős csökkenését eredményezi.

A metánt a széndioxidhoz hasonlóan tisztítottuk.

Köszönetünket fejezzük ki a Muzsnay László vezetése alatt álló műhely dolgozóinak, továbbá Udvarhelyi Pál műszerésznek, valamint Tóth Zoltáné és Vasáros Lászlóné laboránsoknak a berendezések elkészítéséért illetőleg a méréseknél nyújtott segítségért.

I r o d a l o m

- [1] Facchini U., Malvicini A., Nucleonics 13, N^o4, 36 /1955/
- [2] Nielsen R.A., Phys.Rev. 50, 950 /1936/
- [3] Klema E.D., Allen J.S., Phys.Rev. 77, 661 /1950/
- [4] Colli L., Facchini U., Rev.Sci.Instr. 23, 39 /1952/
- [5] Kirshner J.M., Toffolo D.S., J.Appl.Phys. 23, 594 /1952/
- [6] English W.N., Hanna G.C., Can.J.Phys. 31, 768 /1953/
- [7] Bortner T.E., Hurst G.S., Stone W.G., Rev.Sci.Instr. 28, 103 /1956/

Érkezett 1960. január 13.

KFKI Közlemények 8.évfolyam, 1.szám, 1960.

A POTENCIÁL ALAKJÁNAK MÓDOSULÁSA GERJESZTETT MAG ESETÉN ÉS ENNEK HATÁSA TÖLTÖTT RÉSZEK ÁTERESZTÉSI EGYÜTTHATÓJÁRA

Irta: Németh Judith
Magfizikai Laboratorium I.

Összefoglalás

Meghatároztuk egy gerjesztett mag potenciálkorlátjának áteresztési együtthatóját, figyelembe véve azt a tényt, hogy egy gerjesztett mag potenciáljának alakja különbözik egy alapállapotban lévőétől. Példaként kiszámoltuk egy gerjesztett 40-es tömegszámú mag potenciálkorlátját a statisztikus modell alapján és azt találtuk, hogy 15 MeV gerjesztési energia esetén 2 MeV-es protonokra az áteresztési együttható kétszer akkora, mint alapállapotu magra számolva a potenciált.

Bevezetés

Töltött részecskék kibocsátásának tanulmányozása közben több szerző arra a megállapításra jutott [1], hogy az $/n,p/$ reakciók során kapott proton spektrum alakja nem egyezik meg teljesen a párolgási elmélet alapján várható spektrumával. Az elmélet és tapasztalat közti egyezés valamivel jobb, ha figyelembe vesszük azt, hogy a protonok egy része nem párolgás, hanem direkt ütközések révén lép ki a magból, azonban ez még mindig nem magyarázza meg a kilépő kis energiájú protonok nagy számát. A Coulomb gát miatt ugyanis csak egy adott értéknél nagyobb energiával léphetnek ki protonok a magból. Klasszikus számítás esetén ez a küszöbenergia éppen a Coulomb gát magasságával egyezne meg: kvantummechanikai számítások szerint alagut effektus révén ennél kisebb energiával is léphetnek ki protonok, de csak korlátos számban. Figyelembe vehetünk azonban néhány körülményt, amelyek részben magyarázni tudják a kísérletileg kapott eredményeket. Ezek a következők: 1. Négyszög alakú potenciál helyett lekerekített magpotenciál használata [2]; 2. Sebességfüggő potenciál bevezetése [3]; 3. A protonokat kibocsátó mag felületének vibrációja [4]. Azonban mindezeknek a jelenségeknek figyelembevétele sem elég még ahhoz, hogy teljesen megmagyarázzuk a kísérletileg kapott eredményeket.

A proton spektrum alakjának meghatározásánál jelentős szerepe lehet azonban még a következő effektusnak: a protonok gerjesztett magból lépnek ki, márpedig egy gerjesztett mag potenciáljának az alakja különbözik egy alapállapotban lévőétől. Egy gerjesztett mag kitágul, egy-részecske potenciálja diffúzabbá válik és így a potenciálkorlát magassága és vastagsága csökken. A jelen dolgozat célja az, hogy meghatározzuk egy adott gerjesztett mag egy-részecske potenciáljának változását és ennek hatását az áteresztési együtthatóra. A számításoknál elég durva közelítéseket alkalmaztunk, így ter-

mészetesen nem várhatunk pontos numerikus eredményeket, inkább csak nagyságrendi becslést a vizsgált effektusra vonatkozóan.

A gerjesztett mag potenciálját a statisztikus modell alapján határozzuk meg [5]. Az 1. pontban a pontos impulzus eloszlás függvényt valami ésszerű módon közelítjük, majd meghatározzuk a $\varrho = \sum_i |\psi_i|^2$ és $\tau = \sum_i |\nabla_i \psi_i|^2$ kifejezéseket, mint a $\theta = kT$ hőmérséklet függvényét. A 2. pontban meghatározzuk a gerjesztett mag kötési energiáját, mint ϱ és θ függvényét. A 3. pontban meghatározzuk a sűrűséget, mint a hely és hőmérséklet függvényét, majd a 4. pontban ennek segítségével kiszámítjuk az egy-részecske potenciál helytől függő alakját, adott hőmérséklet esetén.

1. ϱ és τ meghatározása a hőmérséklet függvényében végtelen mag esetén.

Egy végtelen mag esetén a hullámfüggvény síkhullámok Slater determinánása és így ϱ és τ definíciója

$$\varrho = \frac{1}{V} \sum_i 1, \quad \tau = \frac{1}{V} \sum_i p_i^2 \quad /1/a/$$

/itt $c = \hbar = 1/$, ahol V a mag térfogata és p_i az i -ik rész impulzusa.

Az összegezést 1a/-ban integrálással helyettesíthetjük.

$$\varrho = \frac{2}{\pi^2} \int p^2 dp f(p), \quad \tau = \frac{2}{\pi^2} \int p^4 dp f(p) \quad /1/b/$$

ahol $f(p)$ a Fermi-féle impulzus eloszlás függvény:

$$f(p) = \frac{1}{e^{\frac{p^2}{2m} - \xi} + 1} \quad /2/$$

Ha a mag alapállapotban van, vagyis ha $\theta = 0$, úgy $f(p) = 1$ $\frac{p^2}{2m} < \xi$ esetén és $f(p) = 0$ $\frac{p^2}{2m} > \xi$ esetén, így ebben az esetben könnyű kiszámolni az 1b/-ben szereplő integrálokat. Ha azonban a mag gerjesztett állapotban van $/\theta \neq 0/$ a fenti egyszerűsítések nem alkalmazhatók. Nem lehet meghatározni az integrált pontosan egyszerű analitikus formában; így /2/ helyett valami ésszerű közelítést kell alkalmaznunk. $f(p)$ a következő módon fejthető sorba, nem túl nagy hőmérséklet esetén:

$$f(p) = 1$$

ha

$$\frac{p^2}{2m} - \xi < -1,$$

$$f(p) = 0$$

ha

$$\frac{p^2}{2m} - \xi > 1, \quad /3/$$

$$f(p) = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\frac{p^2}{2m} - \xi}{\theta} \right] = \frac{p_2^2 - p_1^2}{p_2^2 - p_1^2} \quad \text{ha } -1 < \frac{\frac{p^2}{2m} - \xi}{\theta} < 1,$$

ahol

$$\frac{p_1^2}{2m} = \xi - \theta,$$

$$\frac{p_2^2}{2m} = \xi + \theta. \quad /4/$$

A fent megadott eloszlásfüggvény az 1. ábrán látható. Behelyettesítve /4/-t /1b/-be és elvégezve az integrálást

$$\varrho = \frac{2}{3\pi^2} \cdot \frac{2}{5} \frac{p_2^5 - p_1^5}{p_2^2 - p_1^2}, \quad \tau = \frac{2}{5\pi^2} \cdot \frac{2}{7} \frac{p_2^7 - p_1^7}{p_2^2 - p_1^2} \quad /5/$$

Ha τ -t ki akarjuk fejezni ρ segítségével, további közelítést kell alkalmaznunk. Ha a $\theta/\xi < 1$ feltétel kielégül /vagyis a hőmérséklet nem túl nagy/ úgy a /4/ egyenletben megadott p_1, p_2 impulzusok θ/ξ szerint hatvány-sorba fejthetők. Behelyettesítve a sorfejtést /5/-be és ξ -t ρ segítségével kifejezve kapjuk hogy:

$$\tau = \frac{3}{5} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{5/3} \left(1 + \frac{5}{12} \frac{\theta^2}{\left(\frac{3\pi^2}{2} \rho \right)^{4/3}} \right). \quad /6/$$

2. Egy véges mag energiájának meghatározása ρ és θ segítségével.

Véges mag esetén ρ és τ meghatározása nem olyan egyszerű, mint a fentiekben, ugyanis a használandó modell hullámfüggvény ekkor nem állítható elő síkhullámok segítségével. Azonban a hullámfüggvény ismerete nélkül is kifejezhetjük τ -t ρ segítségével, ha a Thomas-Fermi közelítést használjuk. Eszerint ugyanis a fenti /6/ összefüggés véges mag esetén is alkalmazható. A következőkben tehát /6/-t érvényesnek tételezzük fel véges magra is.

További feladatunk az, hogy meghatározzuk egy ρ sűrűségű mag energiáját. A számításnál Skyrme [6] módszerét használjuk. Végtelen mag esetén az effektív egy-részecske sebességfüggő potenciál közelítőleg, nem túl nagy energiák esetén

$$t(k) = t_0(\rho) + t_1(\rho) k^2, \quad /7/$$

ahol t_0 és t_1 a sűrűség függvényei. A /7/ kifejezés figyelembevételével egy végtelen mag energiája, elhanyagolva a Coulomb energiát:

$$H = \left(\frac{1}{2m} + \rho t_1 \right) \tau + \frac{1}{2} t_0 \rho^2. \quad /8a/$$

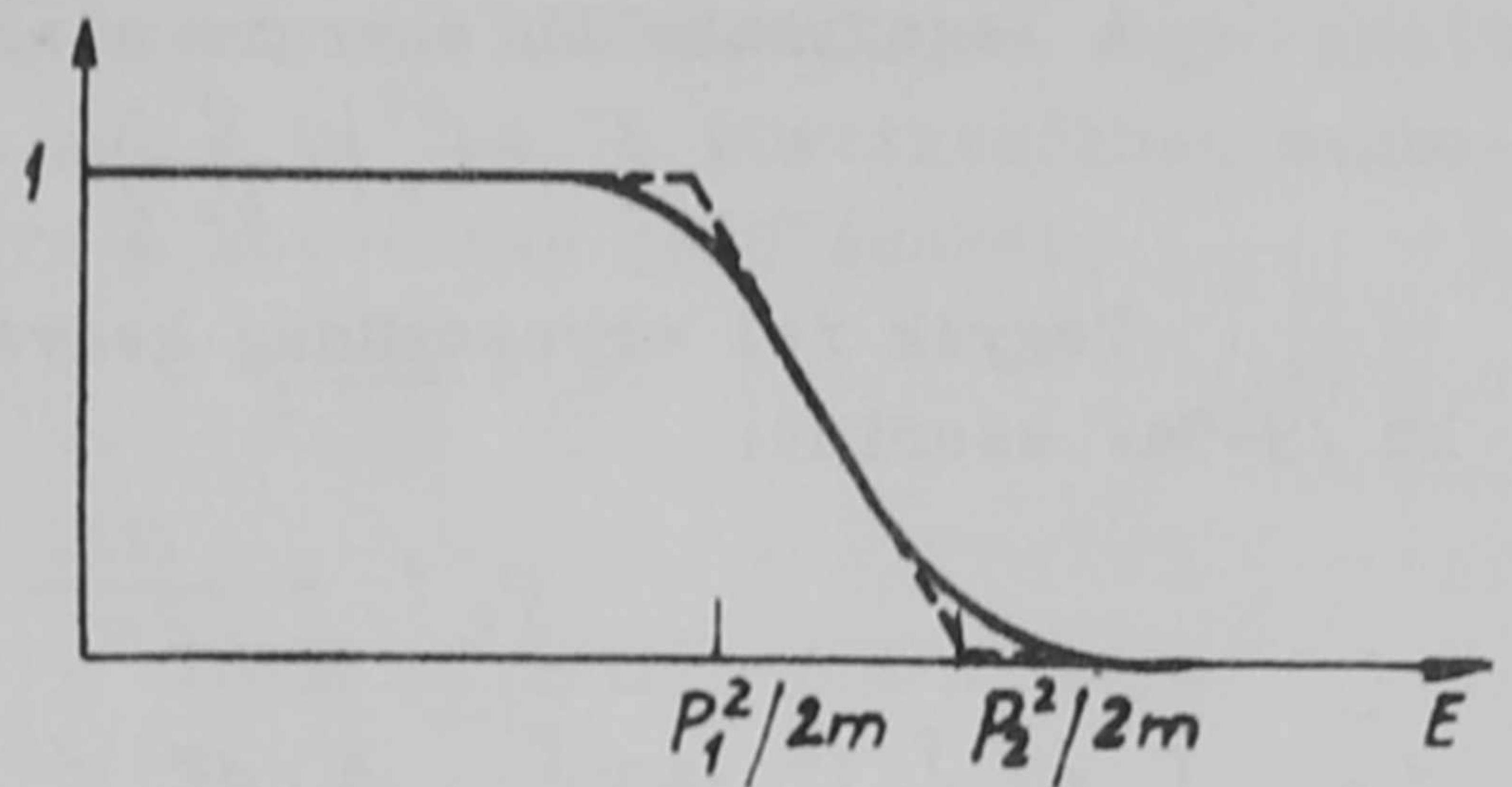
Véges mag esetén az energia-képletben fellép még a felületi energia is, ugyanis a hullámfüggvénynek bizonyos határfeltételeket kell kielégíteni a mag felületén. Az energia tehát

$$H = \left(\frac{1}{2m} + \rho t_1 \right) \tau + \frac{1}{2} t_0 \rho^2 + \frac{1}{2} B (\nabla \rho)^2. \quad /8b/$$

t_0 és t_1 ρ függését nem ismerjük pontosan, csak azt tudjuk, hogy egy végtelen alapállapotú magban az egy részecskére eső kötési energia éppen -15 MeV, első deriváltja zérus, második deriváltjának értéke pedig a kompresszibilitásból határozható meg.

Matematikai alakban felírva

$$\begin{aligned} E(\rho_0) &= -E_0 = -15 \text{ MeV}, \\ \left(\frac{dE}{d\rho} \right)_{\rho=\rho_0} &= 0, \\ \left(\rho^2 \frac{d^2E}{d\rho^2} \right)_{\rho=\rho_0} &= 30 \text{ MeV}. \end{aligned}$$



1. ábra

A Fermi impulzus-eloszlás függvény közelítése. A folytonos vonal a valódi eloszlásfüggvényt ábrázolja, a szaggatott ennek a közelítését.

A legegyszerűbb energia alak, ami kielégíti a fenti egyenleteket:

$$E = E_0 \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 - 2 \frac{\rho}{\rho_0} \right] \quad /9a/$$

Tegyük fel egyszerűség kedvéért, hogy $t_1 = \text{const}$, ekkor t_0 és t_1 értéke /9-9a/ szerint:

$$\left. \begin{aligned} \rho_0 t_1 &= \frac{0,5}{2m} \\ \frac{1}{2} t_0 \rho &= \left[-15 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 + 30 \frac{\rho}{\rho_0} - \frac{3}{5} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \frac{1}{2m} \rho^{2/3} - \frac{0,5}{2m} \cdot \frac{3}{5} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{5/3} \right] \text{MeV} \end{aligned} \right\} /10/$$

ahol

$$\rho = \frac{4\pi}{3} r_0^3 \quad , \quad r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ cm} .$$

Skyrme a fenti feltevések mellett meghatározta B értékét és azt kapta, hogy

$$\frac{1}{2} B = \frac{15,25}{64} \cdot \frac{r_0^2}{\rho_0} \text{ MeV} \quad /11/$$

Behelyettesítve /10/, /11/ és /6/-t /8b/-be és bevezetve a

$$A \cdot \frac{35}{4} \cdot \frac{1}{\left(\frac{3\pi^2}{2} \rho_0 \right)^{4/3}} \theta^2 = \alpha^2, \quad \frac{\rho}{\rho_0} = y$$

jelöléseket /ahol A a tömegszám/, egy véges mag energiasűrűségére

$$\frac{H}{\rho_0} = \left[\frac{\alpha^2}{A} y^{1/3} + 0,5 \frac{\alpha^2}{A} y^{4/3} - 15y^3 + 30y^2 + \frac{15,25}{64} r_0^2 (\nabla y)^2 \right] \text{MeV} \quad /12/$$

adódik.

3. A sűrűség meghatározása a hely függvényében.

A következőkben az a célunk, hogy megkapjuk a sűrűség helyfüggését. Ehhez először feltételezünk valamilyen ésszerű sűrűség függvényt, amelyben két szabad paraméter szerepel. Ezeket a szabad energia minimalizálása segítségével határozzuk meg. A sűrűség feltételezett alakja

$$\left. \begin{aligned} \frac{\rho}{\rho_0} &= D^3 & \text{ha} & \quad n < a, \\ \frac{\rho}{\rho_0} &= D^3 x^3 & \text{ha} & \quad a < n < b, \\ \frac{\rho}{\rho_0} &= 0 & \text{ha} & \quad n > b, \end{aligned} \right\} /13/$$

ahol

$$x = \frac{b-n}{b-a} = \frac{b-n}{c}, \quad /14/$$

és b és $c=b-a$ a mag méretét, illetve a magfelület vastagságát jellemző szabad paraméterek. D^3 értéke a normalási feltételből határozható meg.

A sűrűség /13/ alakját behelyettesítve /12/-be és integrálva megkapjuk a teljes energiát, mint b, c, θ A függvényét, ahol A a tömegszám. A szá-

mitások csak numerikusan vihetők véghez, ezért a következőkben egy adott magra kell korlátozódunk. Válasszuk ki pl. a Ca^{40} -t. A következőkben meghatározzuk a Ca^{40} mag energiáját. Bevezetve a következő jelöléseket:

$$b = r_0 A^{1/2} z, \quad d = c/b, \quad /15/$$

az energia

$$E = \int H dV = \left[\alpha^2 d_1 (d) z^2 + \frac{1}{2} \alpha^2 d_2 (d) z^{-1} - 1200 d_3 (d) z^{-3} + 600 d_4 (d) z^{-6} + 108,2 d_5 (d) z^{-5} + 105,26 d_6 (d) z^{-1} \right] \text{MeV}, \quad /16/$$

ahol az utolsó tag a Coulomb energiát ábrázolja. A d kifejezések d harmadfokú függvényei.

A szabad energiát az ismert

$$E = F - T \frac{dF}{dT} \quad /17/$$

képletből határozhatjuk meg. /16/-ből látható, hogy az energia

$$E = E_0 + T^2 E_1 \quad /18/$$

alakban írható, ezért tehát /18/-t /17/-be helyettesítve és a differenciálegyenletet megoldva

$$F = E_0 - T^2 E_1 = \left[-\alpha^2 d_1 z^2 - \frac{1}{2} \alpha^2 d_2 z^{-1} - 1200 d_3 z^{-3} + 600 d_4 z^{-6} + 108,2 d_5 z^{-5} + 105,26 d_6 z^{-1} \right] \text{MeV} \quad /19/$$

A szabad energiát minimalizálni kell d és z függvényében

$$\frac{\partial F}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial F}{\partial d} = 0 \quad /20/$$

A /20/-as egyenletekből meghatározhatjuk d és z értékét adott α^2 , azaz adott hőmérséklet esetén. Behelyettesítve a d és z értékét /16/-ba megkapjuk a gerjesztési energia és a hőmérséklet közt az összefüggést.

A számítások nagyon fáradságosak és csak közelítő megoldásokat kapunk. A paraméterekre a következő összefüggések adódtak.

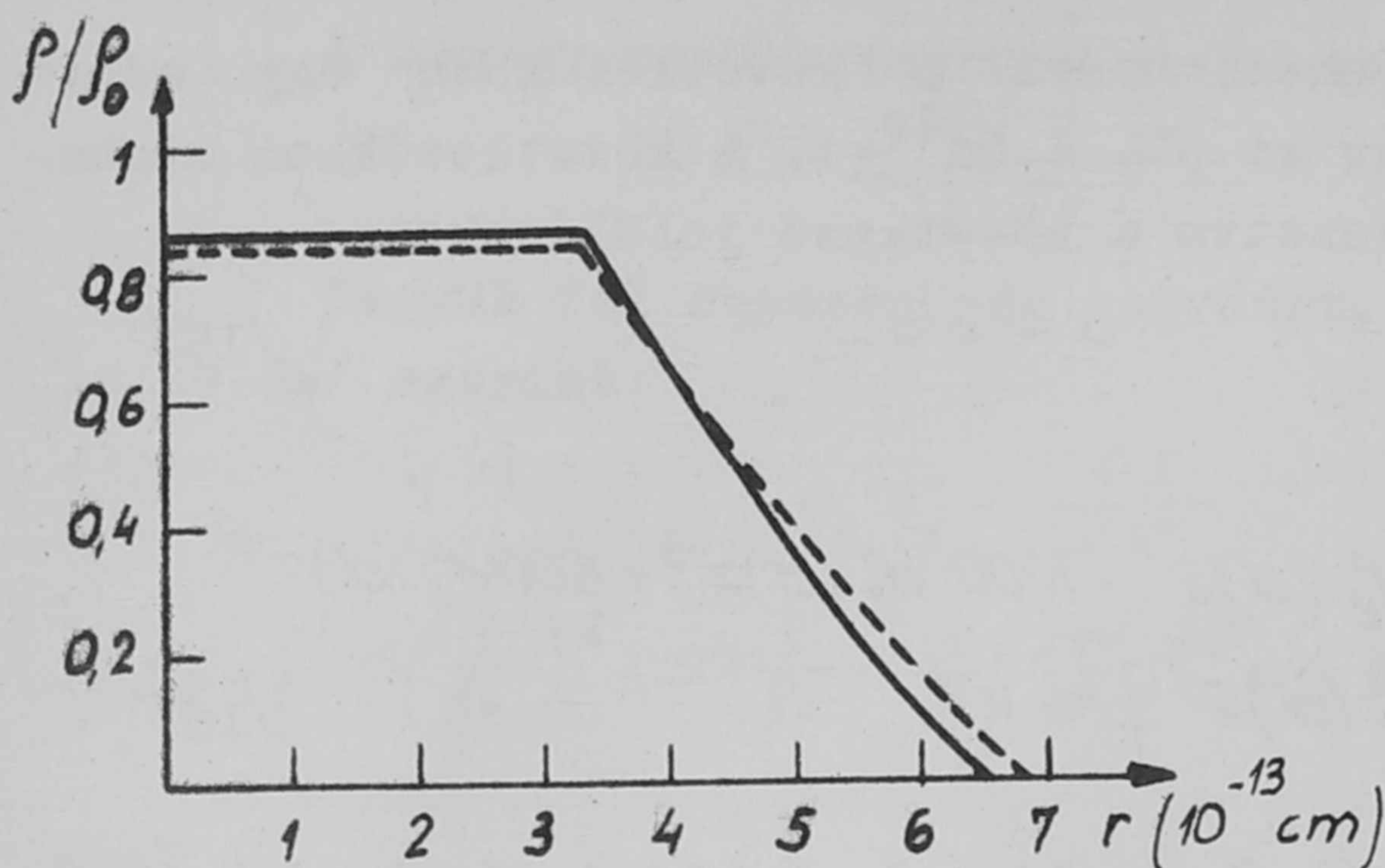
a/ Alapállapotban

$$D = 0,9473, \quad z = 1,6248, \quad a = 0,8352 r_0 A^{1/3}, \quad c = 0,7896 r_0 A^{1/3} \quad /21/$$

b/ 15 MeV gerjesztés esetén

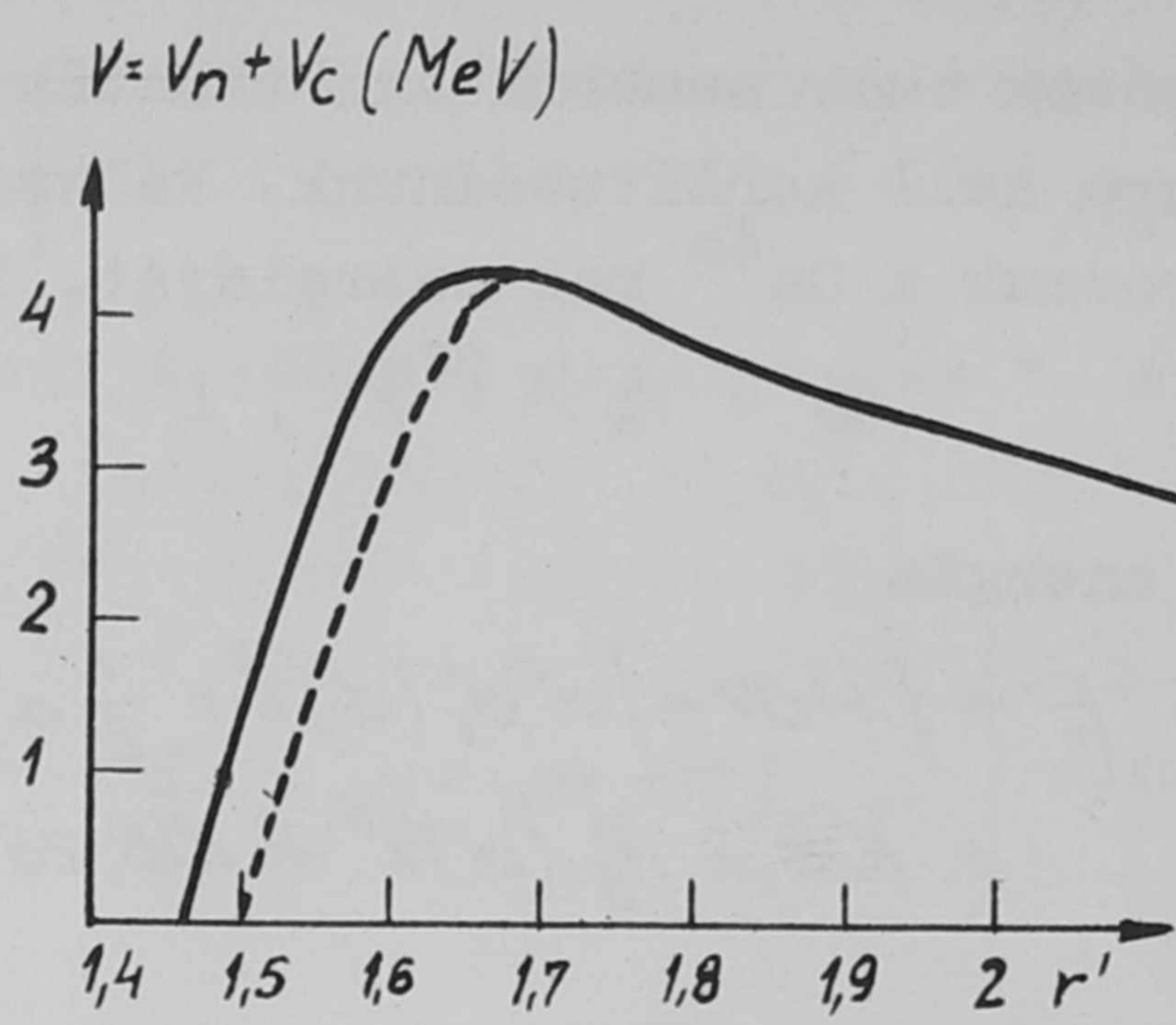
$$D = 0,9455, \quad z = 1,6517, \quad a = 0,8319 r_0 A^{1/3}, \quad c = 0,8258 r_0 A^{1/3}, \\ \alpha^2 = 11,0655 \quad /22/$$

Könnyű belátni, hogy az σ belső sugár nem függ jelentősen a gerjesztési energia változásától. A felület vastagságának változása viszont elég jelentős: $3,24 \cdot 10^{-13}$ cm-ről $3,39 \cdot 10^{-13}$ cm-re nő 15 MeV gerjesztés esetén. Meg kell jegyezni, hogy a felület vastagsága alapállapotban nem függ a tömeg-



2. ábra

A Ca^{40} mag sűrűsége a helyfüggvényben. A folytonos vonal az alapállapot sűrűségeloszlását adja meg, a szaggatott vonal 15 MeV-es gerjesztett állapotét.



3. ábra

Ca^{40} mag egy részecske potenciáljának pozitív része. A folytonos vonal az alapállapot potenciálját ábrázolja, a szaggatott vonal a 15 MeV-es gerjesztett állapotét, $r' = 1,65$ -től a két vonal megegyezik.

szántól. Pb^{208} is kiszámoltuk c-t és azt kaptuk, hogy az $3,22 \cdot 10^{-13}$ cm. Ez az eredmény jól egyezik a Skyrme által kapottal. A 2. ábrán látható a sűrűség megváltozása 15 MeV gerjesztési energia esetén.

4. A potenciál meghatározása.

Az egy-részecske potenciál a sűrűség függvényében Skyrme [6] és Moszkowski [6] nyomán

$$V_n(r, k) = t_0 \rho + \frac{3}{5} t_1 \tau + t_2 \rho k^2 - B \nabla^2 \rho \quad /23/$$

Figyelembe véve, hogy $\mathcal{E} = k^2 / 2M + V_n(r, k)$ és /10/, /11/, /13/-t /23/-ba helyettesítve a magpotenciál:

$$V_n = \frac{30D^6 x^6 - 60D^3 x^3 - 42D^2 x^2 + \alpha^2 / 80 D x - 10,5 D^5 x^5 - 12,02 D^3 / c^2 x + 1/2 D^3 x^3 \mathcal{E}}{1 + \frac{1}{2} D^3 x^3} \text{ MeV} \quad /24/$$

ahol \mathcal{E} a részecske teljes energiája. A Coulomb potenciál

$$V_c = \left[\frac{7,02}{n'} - \frac{0,7}{n'} D^3 z^3 d^2 x^5 \left(\frac{3}{2} - dx \right) \right] \text{ MeV} \quad , \quad /25/$$

ahol $n = n_0 A^{1/3} n'$. Ezt hozzá kell még adni a magpotenciálhoz. Az áteresztési együttható kiszámolásához elég ismerni $V = V_n + V_c$ pozitív részét. A 3. ábrán látható a potenciál pozitív része alapállapotban ill. 15 MeV gerjesztés esetén. Nyilvánvalóan látható az ábrából, hogy noha a maximális Coulomb-gát változás csak néhány tized MeV, az áteresztési együttható számításánál figyelembe kell venni az effektust.

Következtetések

A fenti eljárás segítségével meghatározható az áteresztési együttható. A proton-spektrum kiszámolása meglehetősen fáradságos, miután a maradék mag terjesztési energiája más és más a különböző energiával kibocsátott ré-

szecskékre és így a potenciál alakja minden energiára külön meghatározandó. Kiszámoltuk 2 MeV-es protonokra az áteresztési együtthatót 15 MeV gerjesztési energia esetén és azt találtuk, hogy

$$\frac{T_{gerj.}}{T_{alap}} \approx 1,9$$

/26/

Nagyobb energiával kilépő részecskékre a fenti viszony csökken és végül 1 lesz. A fenti számítások eredményeként tehát az alacsony energiájú részek száma kétszer akkora lehet, mint ahogy az egyszerű párolgási elmélet alapján várnánk.

Természetesen, amint azt már említettük, numerikusan exakt eredményeket az alkalmazott közelítések miatt nem várhatunk. A legfontosabb hibaforrások a következők lehetnek:

1. Az impulzus eloszlás függvény közelítése.
2. p_1 és p_2 sorfejtése θ/ξ függvényében. /Ha jobb közelítést akarunk kapni, θ^3 -bel arányos tagot kapunk, tehát a használt közelítés csak nem túl nagy gerjesztési energiák esetén alkalmazható./
3. A Thomas-Fermi közelítés.
4. A részecskék közötti effektív kölcsönhatásra vonatkozó közelítés $/k^4$, k^6 -nál arányos tagokat nem vettük figyelembe./
5. t_0 és t_1 sűrűség függésére vonatkozó feltevés.
6. A sűrűségfüggvény alakja.

Ha csak alacsony gerjesztési energiákat vizsgálunk 1,2,3 és 4 elég jó közelítések, de 5 és 6 alkalmazhatósága vitatható. Ezeket kizárólag egyszerűség kedvéért használtuk, feltételezve mindamelllett, hogy ha csak nagyságrendi becsléseket akarunk elérni, alkalmazhatóak. Ha pontosabb eredményeket akarunk kapni, nagy matematikai nehézségek lépnek fel.

Köszönetet szeretnék mondani Gombás professzor urnak, dr. Marx Györgynek és dr. Györgyi Gézának a számításokra vonatkozó értékes tanácsaikért és megjegyzéseikért.

I r o d a l o m

- [1] Colli L., Facchini U., Iori I., Marazzan H.G., Sona A.M. Nuovo Cimento X. 13, 730 /1959/
- [2] Kikuchi K., Progr. Theor. Phys. 17, 643 /1957/
- [3] Moszkowski S.A., Handbuch der Physik Vol. 39, 416 /1957/
- [4] Németh J., Nucl. Phys. 6, 686 /1958/
- [5] Gombás P., Acta Phys. Hung. 1, 329 /1952/
- [6] Skyrme T.H.R., Phil. Mag. 1, 1043 /1956/

Érkezett 1959. november 17.

KFKI Közlemények 8. évfolyam 1. szám, 1960.

A KÖBÖS MÓDOSULATU KOBALT MÁGNESES TELITÉSI TÖRVÉNYÉNEK KISÉRLETI VIZSGÁLATA

Irta: Tarnóczyi Tivadar
Szilárdtestfizikai Laboratórium

Összefoglalás

A mágneses telítettség közelében vizsgáltuk a polykristályos kobalt köbös módosulatának differenciális szuszceptibilitását a mágneses térerősség függvényében. A különböző hőmérsékleten kapott mérési adatokat összehasonlítottuk az irodalomból ismert anizotrópia állandók segítségével számított értékekkel.

Köbös kristályokból álló ferromágneses anyagok telítési törvényéből könnyen meghatározhatjuk az első anizotrópia állandó értékét. Mint az irodalomból [1] ismeretes, a polikristályos vas és nikkel esetében ilyen módon meghatározott anizotrópia állandók jól megegyeznek az egykristályon mértékekkel. A kobalt köbös módosulatra, amely 450 C° felett stabilis, nincsenek ehhez hasonló mérések, jóllehet ismerjük mindkét anizotrópia állandó hőmérséklet-függését egészen 1000 C°-ig Sucksmith és Thompson [2] kobalt-egykristályokra vonatkozó mérései alapján. Ennek következtében célszerűnek látszik megvizsgálni, vajon a köbös módosulatu polikristályos kobalt mágnesezési görbéjének alakja a telítés közelében hasonló összefüggésben van-e az anizotrópia állandókkal, mint a vas és a nikkel esetében.

A telítettséghez közel a mágneses intenzitás a következő alakú:

$$J = J_s (1 - a H^{-1} - b H^{-2} - \dots) \quad /1/$$

ahol J_s - a mágneses telítési intenzitás

H - a mágneses térerősség

a, b - konstansok.

Innen a differenciális szuszceptibilitásra a

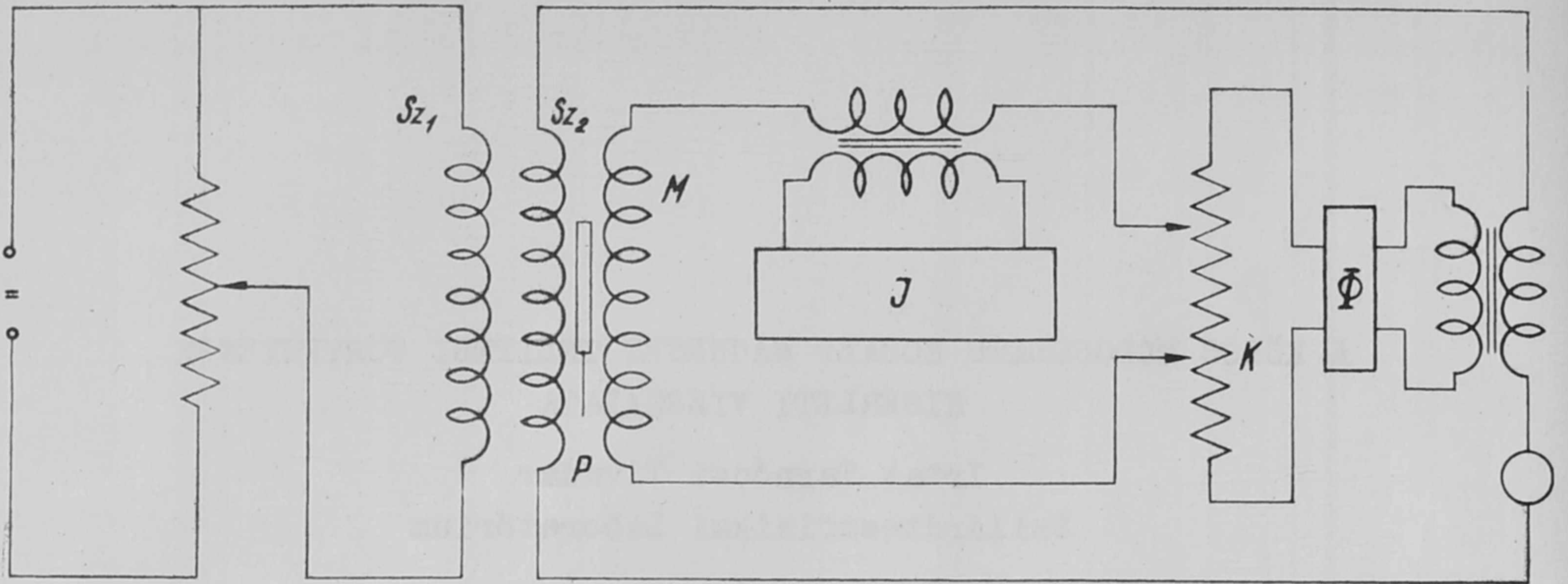
$$\chi = \frac{dJ}{dH} = \chi_p + AH^{-2} + BH^{-3} + \dots \quad /2/$$

kifejezést kapjuk, ahol χ_p az un. paraflowamat szuszceptibilitása, $A = J_s a$ és $B = 2J_s b$

Mechanikai feszültségektől mentes anyag esetében a telítési törvényben szereplő A és B konstansokra a következőket mondhatjuk [3]:

1. $a = A = 0$ akkor /1/ a következő alakban írható fel:

$$J = J_s - \frac{B}{2H^2} - \dots \quad /3/$$



1/a. ábra

2. B kifejezhető az anizotrópia állandókkal:

$$B = \frac{2}{J_5} \left(\frac{8}{105} k_1^2 + \frac{16}{1155} k_1 k_2 + \frac{8}{5005} k_2^2 \right)$$

141

ahol k_1 és k_2 az anizotrópia állandók.

Mérési módszer

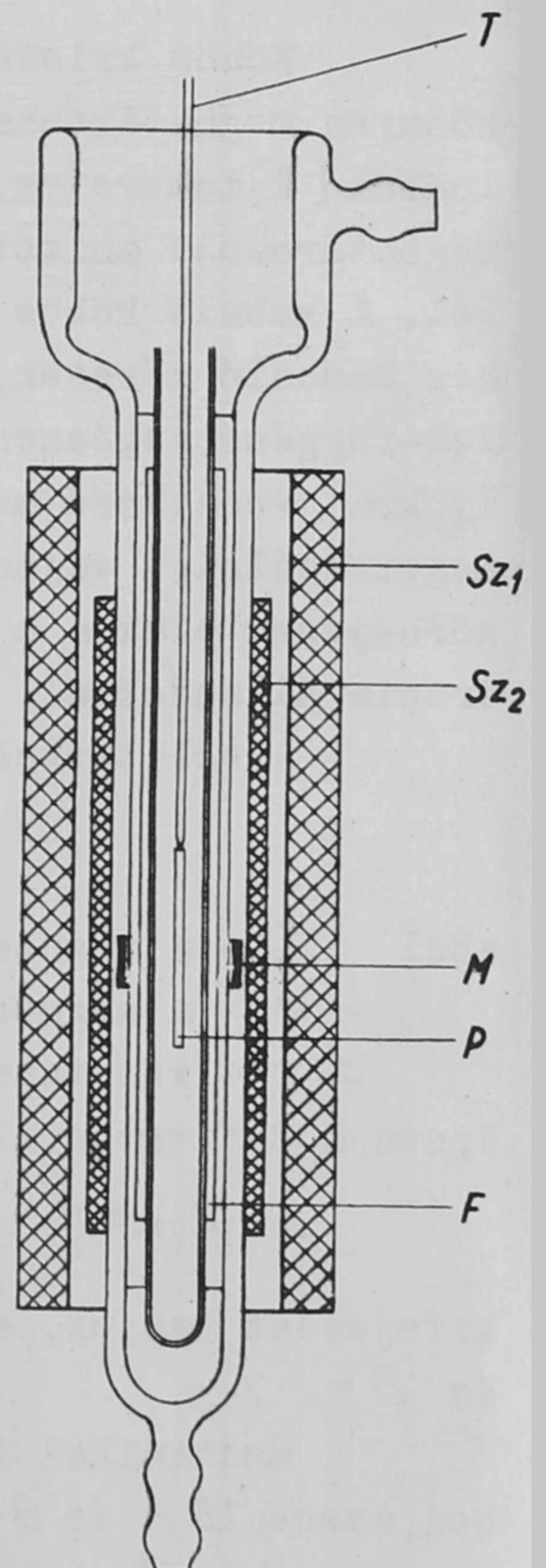
A telítési törvény vizsgálatához szükség van a differenciális szuszceptibilitás meghatározására erős mágneses térben.

Mivel $450\text{ }^\circ\text{C}$ feletti hőmérsékleten kellett a méréseket végezni, olyan berendezést készítettünk, amely alkalmas e feladat megoldására. Tulajdonképpen egy előző cikkben [4] ismertetett készüléket használtunk fel bizonyos módosítással.

Az 1. ábrán a berendezés kapcsolási vázlatát /a/ valamint a tekercsek és a próbatest kölcsönös térbeli elhelyezését /b/ tüntettük fel.

A mérés lényege abban állt, hogy a vizsgálandó ferromágneses anyagot P az Sz_1 szolenoid erős^x állandó mágneses terébe helyeztük, amelyre az Sz_2 szolenoid segítségével aránylag kis amplitudóju váltakozó mágneses teret superponáltunk. Ekkor az M mérőtekercsben a próbatest jelenlétében, illetőleg

^xAz állandó mágneses teret itt abban az esetben nevezzük erősnek, ha az adott körülmények között /a próbatest anyagi minősége, alakja, hőmérséklete/ olyan közel kerültünk a mágneses telítettséghez, hogy a további mágnesezésben már csaknem egyedül az ún. forgási folyamatok játszanak szerepet.



1/b. ábra

próbatest nélkül indukált feszültségek értékéből meghatározhatjuk a differenciális szuszeptibilitást.

Legyen a próbatest nélkül valamint a próbatesttel mért feszültség E_0 illetőleg E_1 . A differenciális szuszeptibilitásra a következő kifejezést kapjuk:

$$\chi = \frac{S}{4\pi\delta} \frac{E_1 - E_0}{E_0} \quad /5/$$

ahol δ -a próbatest keresztmetszete

S -a mérőtekerecs keresztmetszete

Az E_0 és E_1 feszültségeket váltóáramu kompenzátorral mértük.

A kompenzátor lényegében egy amplitudó-kiegyenlítő ötdekádós potenciométerből (K) és egy fázistoló egységből (ϕ) állt. A kompenzátor referens feszültségét ugyanaz az áramforrás szolgáltatta, amellyel az Sz_2 szolenoidot tápláltuk. Ez az áramforrás EMG 1113/C típusu RC-generátor volt. A kompenzátor null-indikátoraként szelektív erősítő szerepelt (J). Az erősítő szelektív frekvenciáját úgy választottuk meg, hogy a megfelelő frekvencia alkalmazásakor a skin-hatás miatt elkövetett hiba 4 mm átmérőjű próbatest esetén elhanyagolható legyen [5]. Az alkalmazott frekvencia 320 Hz volt.

Mivel a /4/ alatti kifejezésben szereplő feszültségek értékét tetszőleges egységekben mérhettük, nem kellett feszültség etalont használni, ami a váltóáramu kompenzátorok legnehezebben megoldható problémája. E szerencsés körülmény lehetővé tette, hogy öt jegy pontossággal határozzuk meg a feszültség-értékeket. Az állandó mágneses teret előállító szolenoidot részletesen ismertettük már egy előző közleményünkben [6]. E helyen csupán arra szoritkozunk, hogy lényegesebb paramétereit felsoroljuk: Tápfeszültség: 280 V, a maximálisan előállítható térerősség 7300 Oe. A 0,1%-ra homogén tér hossza a tengely mentén 11 cm. A belső üreg átmérője 48 mm.

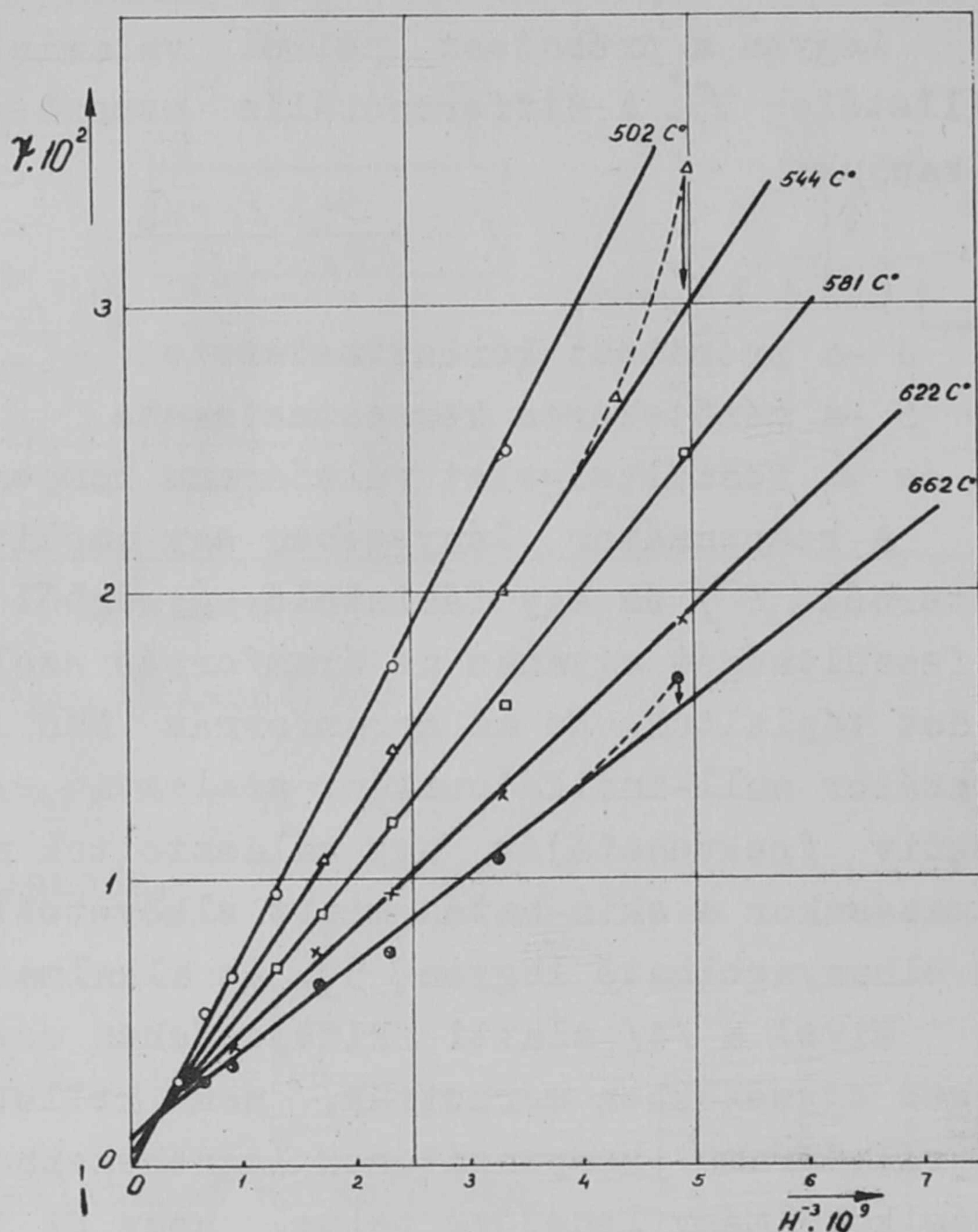
Mivel magas hőmérsékleten kellett méréseket végezni, a próbatestet elektromos kályhával fűtöttük (F). A kályha fűtőszála nyilvánvalóan csak olyan anyag lehetett, amely nem ferromágneses. Erre a célra leginkább a Cr-Ni ötvözet felelt meg. Ugy építettük meg a kályhát, hogy a fűtőáram által kelletett mágneses tér a lehető legtökéletesebben kikompenzálódjék, s így a mérést ne zavarja. A kályha konstrukciója a következő volt: Egy 6 mm belső átmérőjű kvarc-csővet körülvettünk Phythagoras-csövekkel, ezeknek furataiba fűztük be a fűtőszálat úgy, hogy a fűtőszál, eltekintve a kályha két végétől, párhuzamos volt a szolenoidok tengelyével. Mivel az egymás mellett futó szálakban az áram iránya ellentétes, elég jól kikompenzálódott a mágneses tér. Ez utóbbit úgy ellenőriztük, hogy összehasonlítottuk a nullindikátor zajszintjét a fűtőáram bekapcsolásakor és fűtőáram nélkül. A különbség lényegtelen volt. Ez annál is inkább várható volt, mert a szelektív erősítő frekvenciája messze esik a fűtőáram frekvenciájának /50 Hz/ felharmonikusaitól.

A próbatest hőmérsékletét Pt-PtRh termoelemmel mértük (T), amely egyben a próbatest felfüggesztését is biztosította. A fűtőelem hosszát úgy

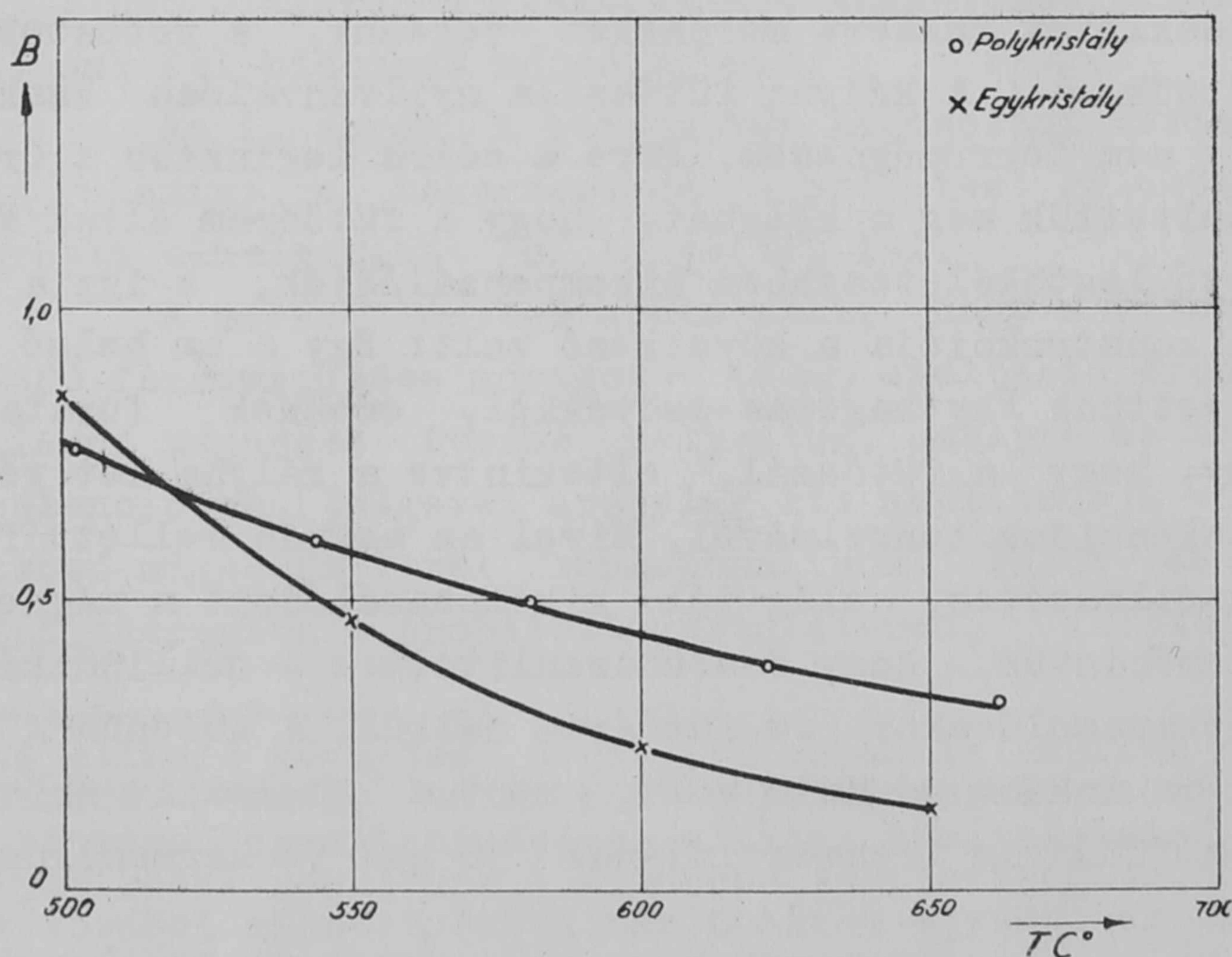
választottuk meg, hogy a próbatestet mérés közben kiemelhetjük a mérőtekercsből a termoelem segítségével, anélkül, hogy hőmérséklete lényegesen változott volna. Erre azért volt szükség, mert a mérőberendezés null-stabilitása hosszú időre nem volt biztosítható és a nagyobb pontosság érdekében minden alkalommal megmértük az E_0 feszültséget is.

Mérési eredmények

A 2. ábrán feltüntettük a köbös kobalt differenciális szuszceptibilitását mint H^{-3} függvényét különböző hőmérsékleten. Látható, hogy egy bizonyos térerősségen felül már egyeneseket kapunk; ez azt mutatja, hogy a /2/ egyenletben



2. ábra

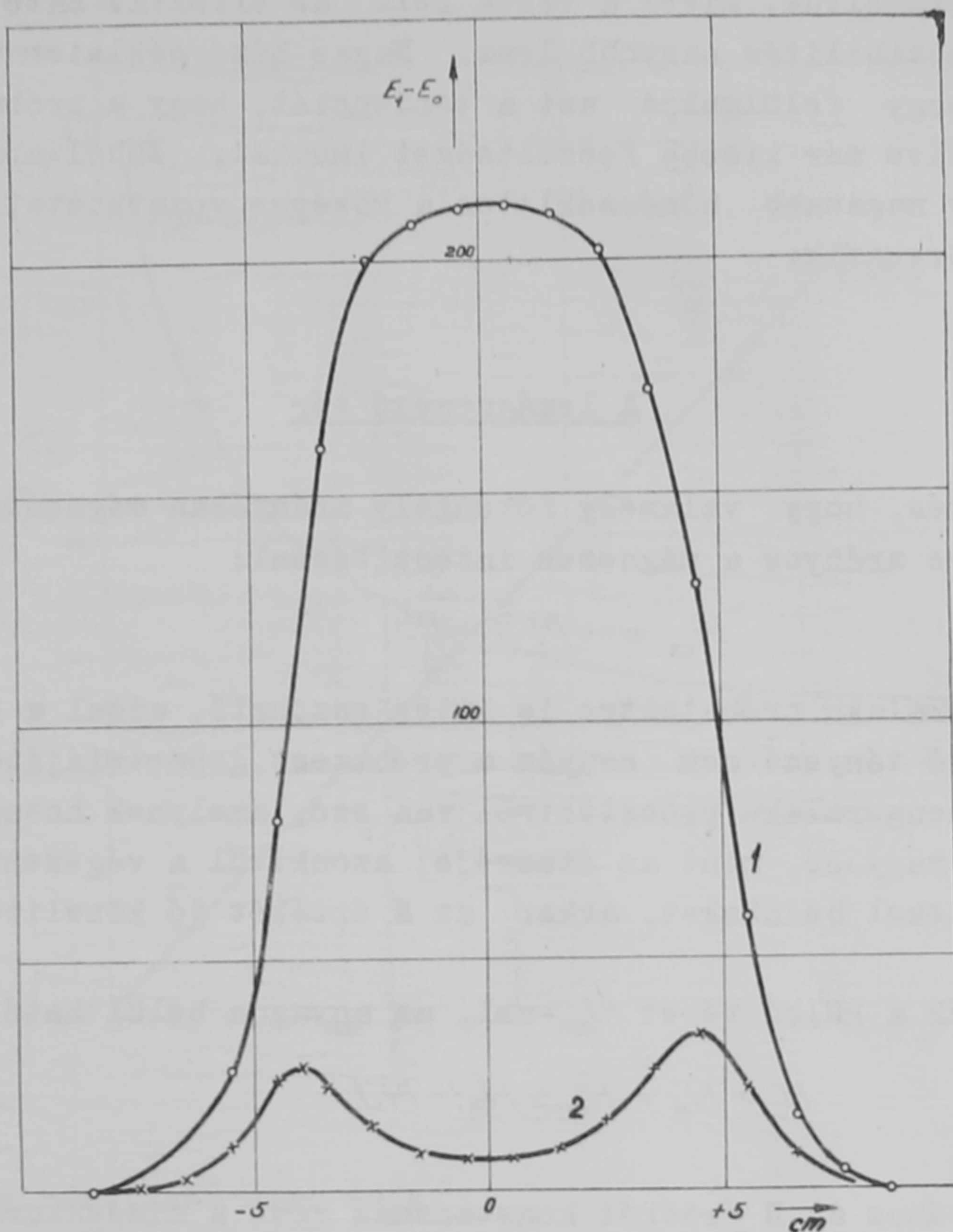


3. ábra

elegendő a sorbafejtést a H^{-3} tagig elvégezni és azonkívül az $A=0$ feltétel is teljesül. Ez azzal magyarázható, hogy magas hőmérsékleten a mechanikai feszültségek megszűnnek. Ilyen módon /2/ a következő alakot veszi fel:

$$\chi = \chi_0 + BH^{-3} \quad /6/$$

Az egyenesek iránytangenseiből meghatároztuk a B ko-



4. ábra

efficiens hőmérsékleti függését és összehasonlítottuk Sucksmith és Thompson [2] mérési adataiból a /3/ alatti képlettel számított értékekkel. A 3. ábrán tüntettük fel az összehasonlítás eredményét. Láthatjuk, hogy magasabb hőmérséklet felé az egyezés egyre inkább elromlik, ennek magyarázata valószínűleg a következő:

Az általunk használt henger-alaku próbatest lemágnesező tere nem homogén és így a lemágnesező tényező nem vehető konstansnak. Az anyagon belül uralkodó mágneses tér meghatározásánál viszont mi konstans lemágnesező tényezővel számoltunk. Ennek következtében a hiba annál nagyobb, mennél erősebben érvényesül az ún. "véghatás", hogy ti. a próbatest két végében uralkodó térerősség sokkal kisebb, mint a közepén. Ez a "véghatás" abban az esetben nagy, ha közel vagyunk a telítettséghez. Ez a feltétel adott térerősség mellett magasabb hőmérsékleten érvényesül jobban. A 4. ábrán bemutatjuk a "véghatást" szobahőmérsékleten /1/, illetve 622 C⁰-on /2/.

Az abszcisszán a próbatest és a mérőtekerecs relatív elhelyezését

vettük fel, míg az ordinátán a differenciális szuszceptibilitással arányos mennyiséget ábrázoltuk. Mivel a végek felé az effektív ható térerősség kisebb, a szuszceptibilitás nagyobb lesz. Magas hőmérsékleten ez olyan erősen jelentkezik, hogy felülmúlja azt a tendenciát, hogy a próbatest a mérőtekercsből kikerülve már kisebb feszültséget indukál. Ebből arra lehet következtetni, hogy magasabb hőmérsékleten a középbe vonatkoztatott lemágnesező faktor is megnövekszik.

A lemágnesező tér

Ismeretes, hogy valamely fő tengely irányában mágnesezett ellipszoid lemágnesező tere arányos a mágneses intenzitással:

$$H_0 = -NJ \quad /7/$$

E formula hengeralaku próbatestre is kiterjeszthető, azzal a kikötéssel, hogy az N lemágnesező tényező nem csupán a próbatest geometriájától függ. Azonban, ha olyan hengeralaku próbatestről van szó, amelynek hossza legalább egy nagyságrenddel nagyobb, mint az átmérője; azonkívül a végeken uralkodó térerősség nem érdekel bennünket, akkor az N értékét jó közelítéssel konstansnak vehetjük.

Jelöljük a külső teret H_e -vel, az anyagon belül ható belső teret H_i -vel, akkor:

$$H_i = H_e + H_0 = H_e - NJ \quad /8/$$

A H_i kiszámításához az N értékét konstansnak véve a mindenkori J értékre van szükségünk. Mivel /1/-ben az J_s szerepel, melyet az irodalomból [7] ismert értékkel helyettesítünk, kiszámíthatjuk az J értékét különböző T és H értékek mellett.

/3/-ba a H_i belső teret helyettesítve azt kapjuk, hogy

$$J = J_s - \frac{B}{2H_i^2} \quad /9/$$

/9/-t /8/-ba helyettesítve

$$H_i = H_e - N \left(J_s - \frac{B}{2H_i^2} \right) \quad /10/$$

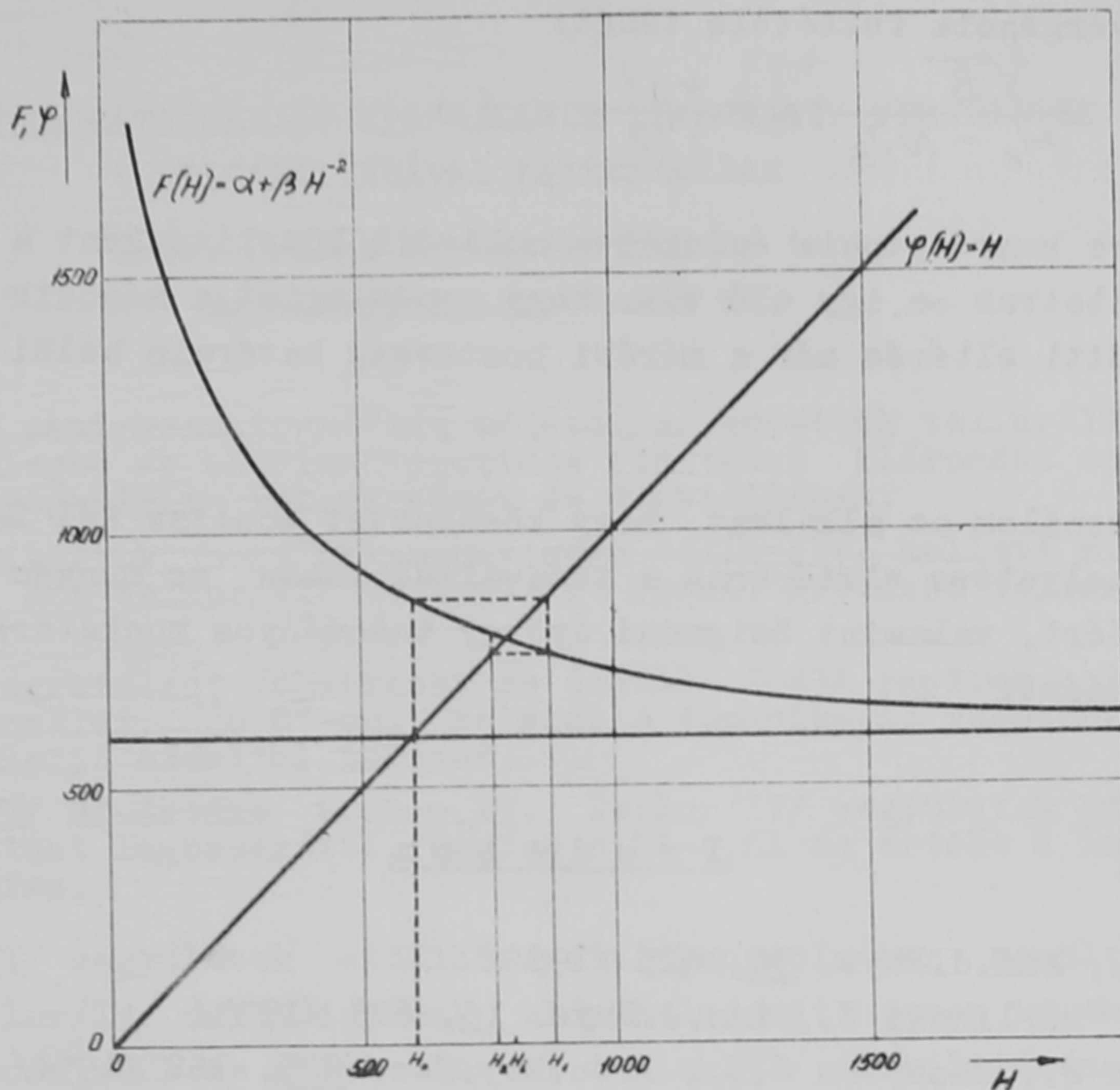
harmadfoku egyenlethez jutunk. /10/ egyenlet exakt megoldása helyett iterációt alkalmazunk. Iterációs függvény gyanánt /10/ alatti összefüggést használjuk fel:

$$H = \alpha + \beta H^{-2} \quad /11/$$

ahol

$$\alpha = H_e - NJ_s$$

$$\beta = B/2$$



5. ábra

Az iteráció a következő sort adja:

$$H_n = \alpha + \beta H_{n-1}^2 \quad /12/$$

Az 5. ábra szemlélteti az alkalmazott iteráció konvergenciáját. Mivel az $f'(H)$ az egész értelmezési tartományban negatív a /12/ sorozatban egymást követő tagok közül az egyik kisebb, a másik nagyobb H_i -nél. Ebben az esetben a konvergencia feltétele, hogy $|f'(H)| < 1$ a $[H_0, H_1]$ intervallumban.

Megjegyezzük, hogy ez a feltétel elegendő, de nem szükséges; erről van szó jelen esetben is. Látható az 5. ábrán, hogy a nulladik közelítést bárhol is választjuk, a H_2 legrosszabb esetben α értékét veszi fel, annak ellenére, hogy az $|f'(H)| > 1$ a $H = 0$ közelében. Mivel az $|f'(H)|$ mindenütt monoton csökken, elegendő megvizsgálunk a $H = \alpha = H_e - NJ_S$ helyen a differenciál hányados értékét

$$f'(H) = -2\beta H^{-3} \quad /13/$$

tehát

$$|f'(\alpha)| = \frac{2\beta}{\alpha^3} = \frac{\beta}{(H_e - NJ_S)^3} \quad /14/$$

A 3. ábráról láthatjuk, hogy $B_{max} \approx 8 \cdot 10^7$ a minimális $H_e = 672$ Oe, maximális $J_S = 1296$ G

A lemágnesező tényező az adott próbatest méretek mellett /4 mm Ø, 80 mm hossz/ $N = 0,0677$ tehát $NJ_{Smax} < 100$

A konvergencia feltétele tehát:

$$\frac{\sqrt[3]{B}}{H_e - NJ_S} \approx \frac{431}{572} < 1 \quad /15/$$

teljesül.

A gyors konvergencia érdekében nulladik közelítésként a $H_0 = H_e - NJ_S$ értéket választottuk és így elértük, hogy rendszerint a második és harmadik közelítés közötti eltérés már a mérési pontosság határain belül esett.

- . - . - . -

Felhasználom az alkalmat, hogy köszönetet mondjak Pál Lénárd tudományos igazgatóhelyettes elvtársnak a témaválasztásban és munkám közben nyújtott segítségéért, valamint Zsigmond György tudományos munkatársnak a készülékek tervezéséért.

I r o d a l o m

- [1] Polley H., Ann.d.Phys. 36, 625 /1939/
Gans R., Czerlinski E., Ann.d.Phys. 16, 625 /1933/
- [2] Sucksmith W., Thompson J.E., Proc.Roy.Soc. 225, 362 /1954/
- [3] Vonszovszkij Sz.V., Sur J.Sz., Ferromagnetizm, Moszkva-Leningrád, 1948.
- [4] Pál L., Tarnóczi T., Acta Phys.Hung. 6, 225 /1956/
- [5] Pál L., Disszertációja, Moszkva, 1953.
- [6] Zsigmond Gy., Tarnóczi T., KFKI Közlemények 6, 420 /1958/
- [7] Myers H.P., Sucksmith W., Proc.Roy.Soc. A 207, 427 /1951/

Érkezett 1959. november 18.

KFKI Közlemények 8.évfolyam 1.szám, 1960.

PAPIRKROMATOGRÁFIÁS VIZSGÁLATOK TELLUR/VI/ VEGYÜLETEK
ELŐÁLLÍTÁSÁVAL KAPCSOLATBAN

Irta: Ördögh Mária és Schneer Anna
Magkémiai Laboratórium II.

Összefoglalás

Egyszerű papirkromatográfiás módszerrel követtük tellur/IV/ vegyületek sósavas, semleges és nátriumhidroxidos oldatának klórozása során keletkező tellur/VI/ vegyületek keletkezését és stabilitását.

Megállapítottuk, hogy nagymennyiségű tellur/IV/ mellett mintegy $2 \mu\text{g}$ tellur/VI/, ill. sok tellur/VI/ mellett $1 \mu\text{g}$ -nál kevesebb tellur/IV/ kimutatható.

A kromatografálást Schleicher és Schüll 2043A papíron, 3n sósavval telített n-butanollal, 20°C -on, felszálló technikával végeztük. Előhívás sósavas ón/II/-klorid oldattal történt.

Tellur/VI/ Rf-értéke 0,08-0,15. Tellur/IV/ vegyületek Rf-értéke a felcseppentett oldat lugosságától függően 0,51-0,61 és értéke a lugosság növekedésével csökken.

Tellur/VI/ vegyületek előállításával kapcsolatban merült fel az igény, hogy a tellur/IV/ oxidációjának előrehaladását nyomon kövessük, annak teljességét ellenőrizzük és a keletkezett tellur/VI/ stabilitásának körülményeit vizsgáljuk. Egyszerű és gyors kvalitatív módszert kerestünk. Erre a célra tellur/IV/ és tellur/VI/ papirkromatográfiás uton történő egymás melletti kimutatása bizonyult a legalkalmasabbnak [1].

Kísérleteinkhez a következő vegyszereket és oldatokat használtuk:

Vegyszerek: Na_2TeO_3 p.a. Merck, TeO_2 és H_6TeO_6 p.a. B.D.H.

Oldószer: 3n sósavval telített n-butanol.

Előhívószerek:

a/ sósavas ón/II/klorid oldat: 56,5 g $\text{SnCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ 80 ml cc sósavban oldva és vízzel 1 l-re töltve. Az ón/II/ oxidációjának megakadályozása céljából az oldat darabka fém ónt tartalmaz;

b/ sósavas káliumjodid oldat: 20 g KJ /p.a. Reanal/ vízben oldva, 50 ml kiforralt 1+1 sósav hozzáadása után 100 ml-re töltve.

Vizsgálatainkat Schleicher és Schüll 2043A jelű papíron végeztük. A kifejlesztés felszálló technikával, fedett üveghengerben, 20°C -on történt. A mikropipettával felvitt foltokat - különösen savas tellur/VI/ oldat vizsgálatakor - hideg levegőárammal szárítottuk. Az oldószer mintegy 15 óra alatt 20 cm-t halad. A papirost az oldószerből kivéve meleg levegőárammal vagy infravörös sugárzótól megfelelő távolságra függesztve egyaránt megszárazíthatjuk. A még nedves kromatogramot ibolyántúli fényben szemlélve az esetleg jelenlévő nátriumklorid és nátriumklorát sötét folt alakjában felismerhető. A kromatogramok előhívására legmegfelelőbb az ón/II/-klorid oldattal történő bepermetezés. Sósavas káliumjodid oldattal tellur/IV/ és /VI/ vegyületek,

valamint klorát ionok egyaránt kimutathatók. A nátrium ionok cink-uranilacetáttal való bepermetezés után ibolyántuli fényben fellépő sárgászöld fluoreszcencia alapján felismerhetők.

Az 1. ábrán a/ 1+3 sósavban oldott TeO_2 5 percig klórozott oldatának, b/ 2n nátriumhidroxidban oldott TeO_2 5 percig klórozott oldatának, c/ Na_2TeO_3 sósavas oldatának kromatogramja látható. A b/ pontból az oldószerfronttal együtt haladó NaClO_3 azonosságát külön próbában NaClO_3 oldat felcseppentésével sósavas káliumjodid oldattal előhiva igazoltuk.

A 2. és 3. ábrán olyan kromatogram fényképe látható, mely növekvő mennyiségű tellur/IV/ és tellur/VI/ tartalmu vegyületet tartalmaz.

Vizsgálataink szerint $1 \mu\text{g}$ tellur/IV/ ill. $2 \mu\text{g}$ tellur/VI/ biztonsággal kimutatható és $1 \mu\text{g}$ -nál kevesebb Te/IV/ is felismerhető.

A 4. ábra tanúsága szerint $4,8 \mu\text{g}$ tellur/IV/ ill. tellur/VI/ $100 \mu\text{g}$ körüli tellur/VI/ ill. tellur/IV/ mellett könnyen kimutatható.

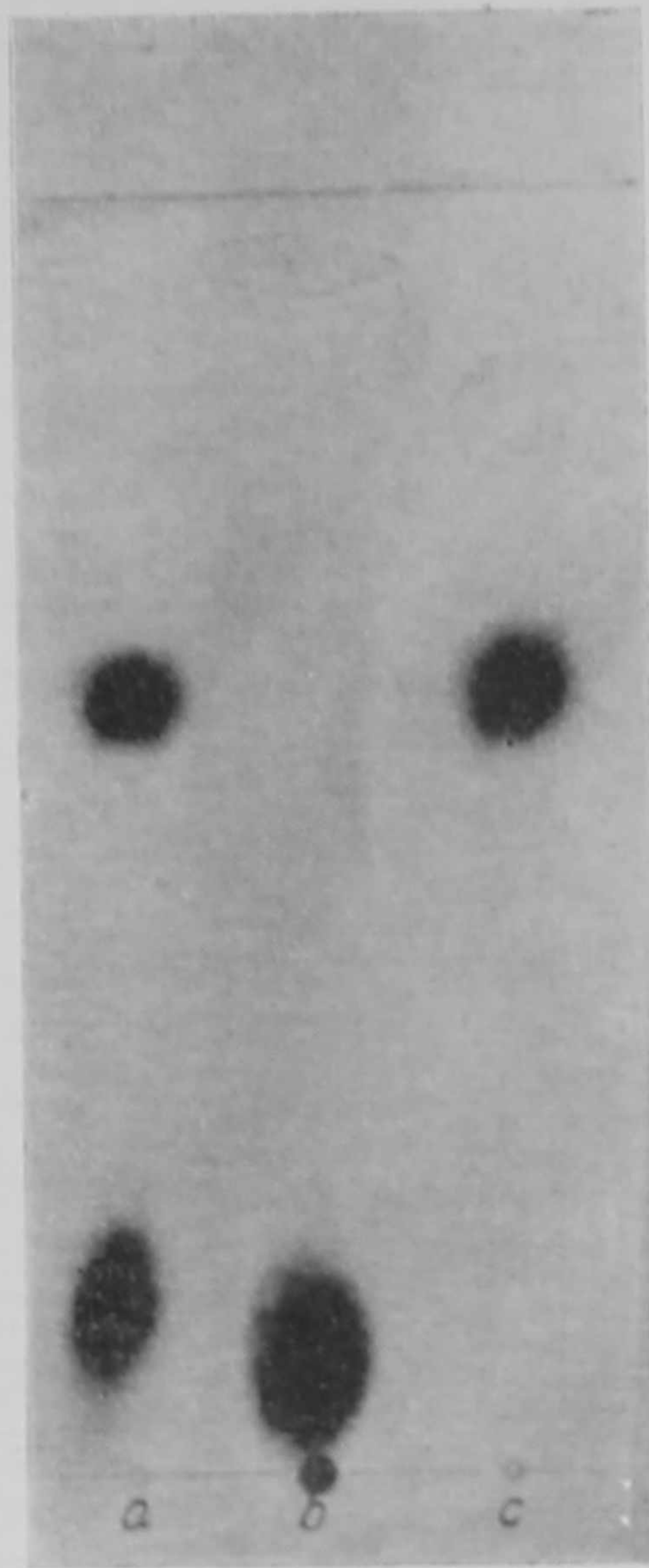
A tellur/IV/ vegyületek kromatogramjain megfigyelhető, hogy a felcseppentett oldat pH-ja befolyásolja a tellur/IV/ Rf-értékét. Ez a hatás abban mutatkozik, hogy vizes vagy savas oldatot felcseppentve az Rf-érték nagyobb, mint lugos oldatot kromatografálva. A felcseppentett tellur/IV/-hez lugot adva az Rf-értéke a nátriumhidroxid mennyiségének növekedésével csökken. Az 5. ábrán az általunk észlelt legnagyobb ilyen hatás látható. Lug hatására a 44 ill. $107 \mu\text{g}$ Na_2TeO_3 savas ill. vizes oldatának $0,55$ ill. $0,53$ Rf-értéke a kb. $59 \mu\text{g}$ nátriumtelluritot tartalmazó 2n nátriumhidroxidos oldat futtatásakor $0,33$ -ra csökkent. Ennek oka véleményünk szerint a főlegben lévő nátrium kation jelenlétén kívül az, hogy a hidroxil ionok befolyásolják a $\text{Te}^{4+} + 3\text{OH}^- \rightleftharpoons \text{TeO}_3^{2-} + 3\text{H}^+$ egyensúlyt, a tellurossav disszociációját, ill. a nátriumtellurit hidrolizisét. Így savanyu oldatban a tellur/IV/ kation, vagy a kevésbé disszociáló tellurossav $/\text{H}_2\text{TeO}_3/$ gyorsabban mozog, mint lugos közegben a nátrium kationnal együtt haladó tellurit anion.

Vizsgálataink alapján megállapítható, hogy tellur/VI/ vegyületek sósavval nemcsak főzve redukálódnak tellur/IV/-é. Ez a folyamat szobahőmérsékleten igen lassu, de szűrőpapírra cseppentett sósavas tellur/VI/oldat meleg levegőárammal való szárításakor, vagy ilyen oldat kiméletes betöményítésekor jelentős mértékben végbemegy. Ismeretes, hogy semleges, savas vagy lugos közegben a tellur/IV/ számos oxidálószerrel pl. klór gázzal tellur/VI/ vegyületté oxidálható. Lugos közegben az oxidáció gyorsabb és a keletkezett tellur/VI/ vegyület állandó. Ilyen oldatot kromatografálva az oldatban keletkezett nátriumklorát az oldószerfronttal együtt halad $/R_f = 0,95-0,97, 1. 1.$ ábra b/ pontja/, a nátriumklorid elválk az alapvonalától $/R_f = 0,1$ körül/. A tellur/IV/ $R_f = 0,51-0,61$, a tellur/VI/ $R_f = 0,08-0,15$, az irodalmi adatokkal jól egyező értékkel vándorol [1], és így egymás mellett kimutatható a tellur két különböző oxidációs számú vegyülete.

I r o d a l o m

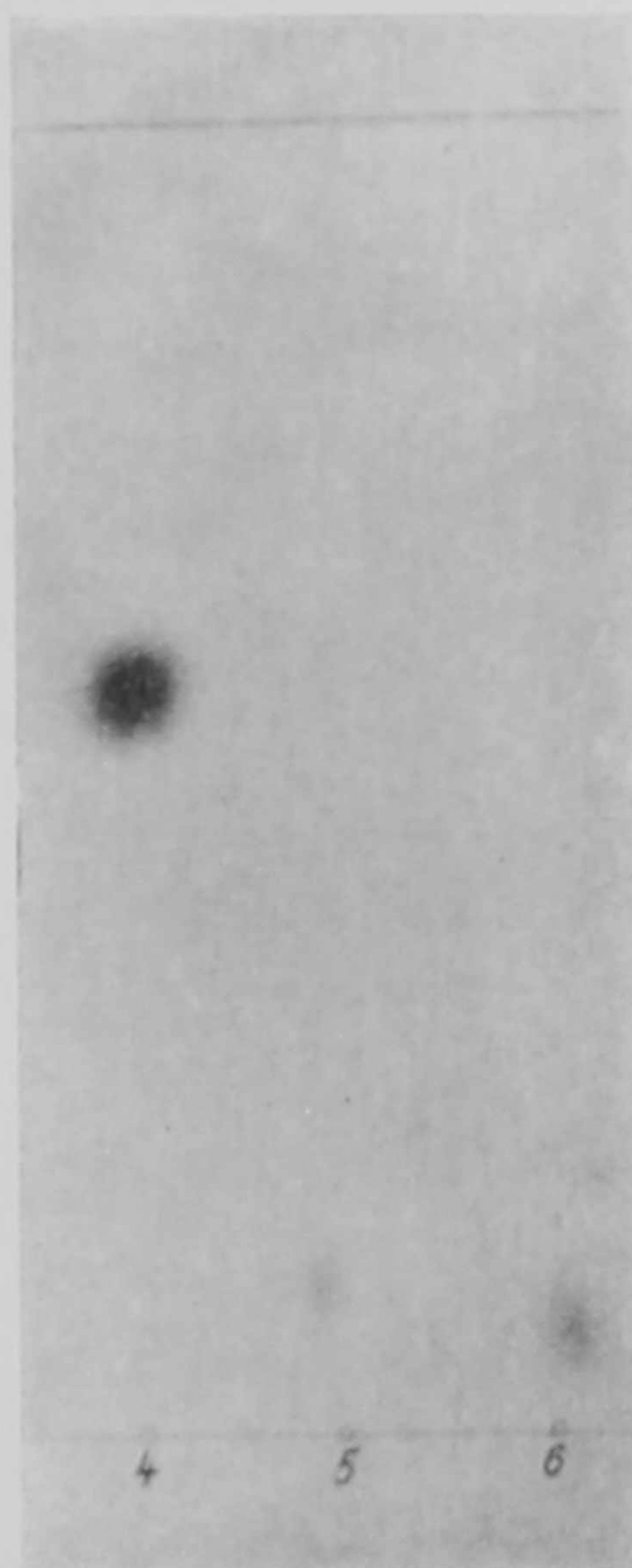
[1] Gosh Mazumdar A.S., Lederer M., J. Inorg. and Nucl. Chemistry 3, 379/1957/
Érkezett 1959. december 7.

KFKI Közlemények 8. évfolyam 1. szám, 1960.



1. ábra

- a) 39,3 μg TeO_2 ; $\text{HCl} + \text{Cl}_2$; $R_f = 0,13$; 0,61
 b) 64,9 μg TeO_2 ; $\text{NaOH} + \text{Cl}_2$; $R_f = 0,094$; 0,95
 c) 58,8 μg Na_2TeO_3 ; HCl ; $R_f = 0,61$



2., 3., 4. ábra

- 1) 1 μg Te(IV) , $R_f = 0,60$ 5) 1,9 μg Te(VI) , $R_f = 0,11$
 2) 5 μg Te(IV) , $R_f = 0,60$ 6) 2,9 μg Te(VI) , $R_f = 0,08$
 3) 9,2 μg Te(IV) , $R_f = 0,60$ 7) 4,8 μg Te(IV) , 112 μg Te(VI)
 4) 18,8 μg Te(IV) , $R_f = 0,57$ 8) 4,8 μg Te(VI) , 93,2 μg Te(IV)
 9) 4,8 μg Te(IV) , 4,8 μg Te(VI)



5. ábra

- a) 44,2 μg Na_2TeO_3 , 1 + 3 HCl, $R_f = 0,55$
- b) 107,5 μg Na_2TeO_3 , H_2O , $R_f = 0,53$
- c) 58,8 μg Na_2TeO_3 , 2 n NaOH, $R_f = 0,33$

PRESET SCALER GYORSÍTÓK MONITOROZÁSÁHOZ

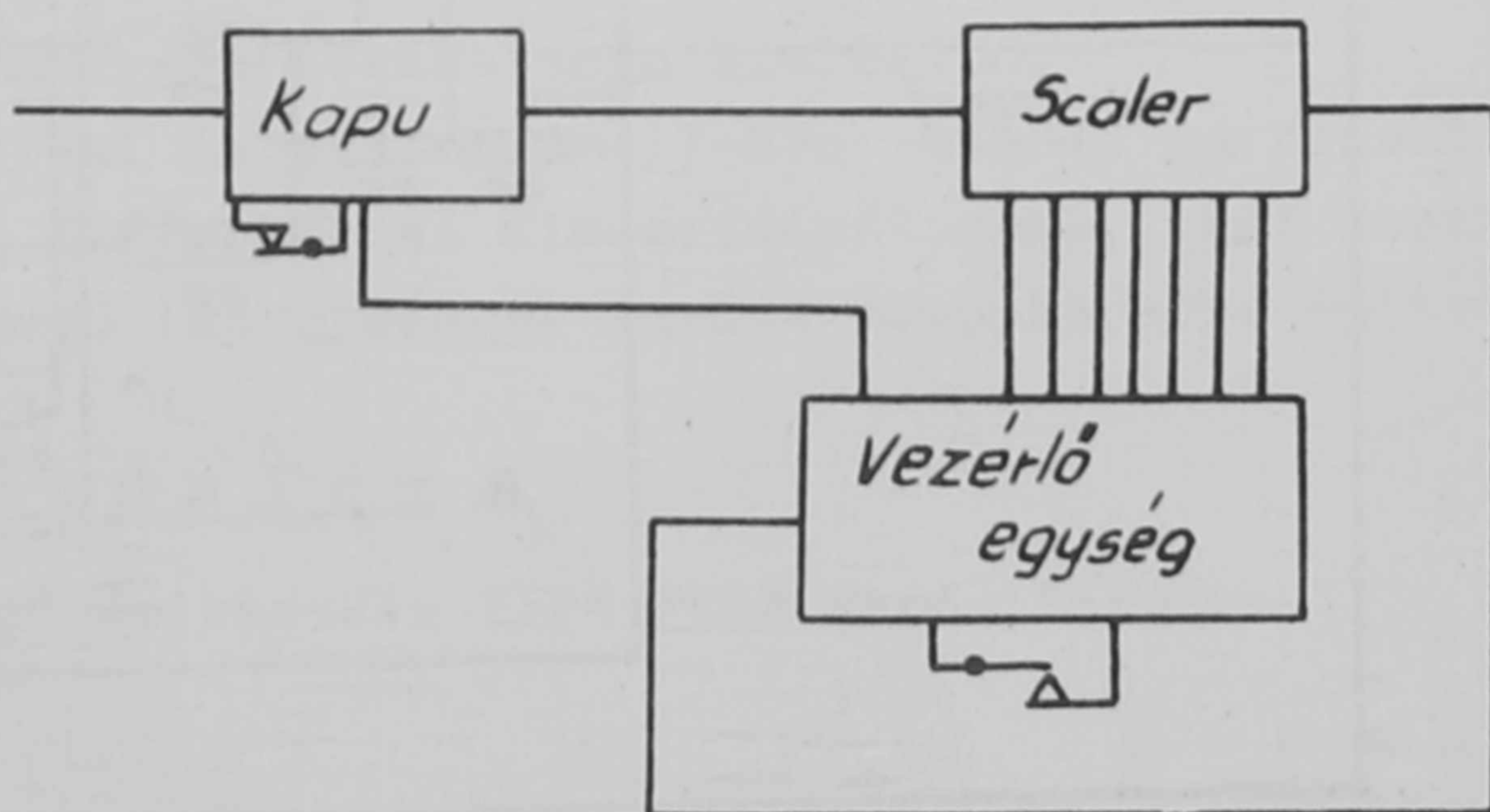
Irta: Debreczeny Etele
Magfizikai Laboratórium II.

Összefoglalás

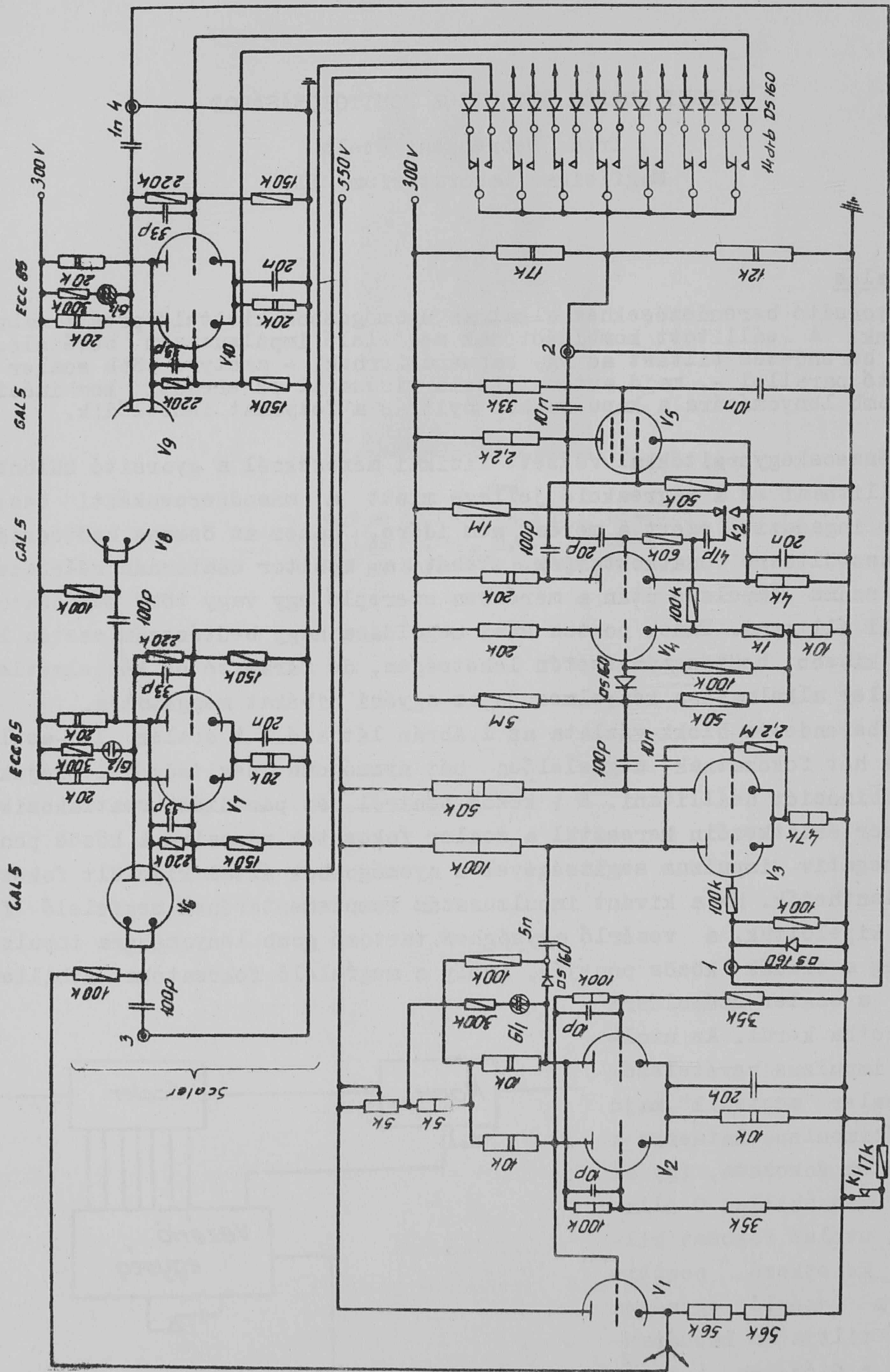
Gyorsító berendezésekhez alkalmas nyomógombos kivitelű preset scaler-t ismertetünk. A beállított kombinációnak megfelelő impulzusszám bevételezése után a berendezés tiltást ad egy kapuáramkörnek, - amelyre több scaler is kapcsolható parallel -, majd automatikusan visszaáll az eredeti kombinációra. Egy gomb lenyomására a kapuáramkör nyit, s a folyamat ismétlődik.

Részecskegyorsítókkal végzett fizikai méréseknél a gyorsító különféle instabilitásai és a magreakció jellege miatt a másodpercenkénti összes beütésszám ingadozik, ezért a mérést nem időre, hanem az összes beütésszáma vagy ossztöltésre vonatkoztatják. Tehát a monitor csatornán beérkezett megfelelő számú impulzus után a mérésben szereplő egy vagy több mérőcsatornát le kell állítani. Ennek pontos kézi megoldása nagy beütésszám esetén lehetetlen, kisebb beütésszám esetén lehetséges, de fárasztó és kényelmetlen. Preset scaler alkalmazása kényelmes és az egyéni hibákat meggátolja.

A berendezés blokk-vázlata az 1. ábrán látható. A scaler 128-as leosztású. A hét fokozatnak megfelelően hét nyomógomb segítségével tudjuk a kívánt kombinációt beállítani. Egy közös pontról hét pár dióda csatlakozik a nyomógombsor érintkezőin keresztül a scaler fokozatok rácscsatlakozásaira. A közös pontra adott negatív impulzus segítségével a nyomógombok által kijelölt fokozatok bebillenthetők. Ha a kívánt impulzusszám komplementerének megfelelő fokozatokat kijelöltük, a vezérlő egységhez tartozó gomb lenyomására impulzus jelenik meg a diódák közös pontján, amely a megfelelő fokozatokat átbillenti. Ezzel a scaler számolásra kész állapotba kerül. Az utolsó előtti impulzus bevételezésekor a scaler "megtelik", majd az utolsó impulzus hatására a scaler minden fokozata, így az utolsó is visszabillen 0-állapotába. Az utolsó fokozat billentésekor keletkező pozitív impulzus a vezérlő egységen keresztül tiltja a kapuáramkört, majd a diódákon keresztül visszaállítja a scalerben



1. ábra



1/2 ECC 85
Kapóáramkör
ECC 85
ECC 86
ECC 86
ECC 85
EL 84
Vezérlő egység

az eredeti kombinációt. A kapuáramkörhöz tartozó nyomógomb segítségével a kapu visszaállítható, s ekkor a folyamat ismétlődik.

A részletes kapcsolás a 2. ábrán látható. A scalernek csak az első és utolsó fokozata szerepel a kapcsolási rajzon, a többi teljesen hasonló fokozat elhagyása az érthetőséget nem befolyásolja. Ennek megfelelően a hét pár dióda közül is csak az első és az utolsó bekötése szerepel, e kettőből egyértelműen következik a többi bekötése is. A hét darab morse érintkező a nyomógombok érintkezőit helyettesíti.

A scaler a bemenő impulzusokat a 3-as ponton kapja meg. A megfelelő mennyiségű impulzus beérkezése után az utolsó fokozat visszabillen, baloldali anódján pozitív jel keletkezik, amely az 1 n-os kondenzátoron, a 4 és 1 jelzésű pontokon keresztül a V_3 csőből álló monostabil multivibrátor rácsára kerül és azt bebillenti. A baloldali anód 100 kOhmos munkaellenállásán fellépő negatív jel átbillenti a V_2 csőből álló bistabil multivibrátort. Az átbillentést a Gl_1 glimmlámpa kigyulladás jelzi.

Átbillenéskor a V_2 bal anódja 290 V-ról 390 V-ra ugrik, amely feszültség a V_1 katódkövetőn keresztül felemeli a scaler bemenő diódájának katódját, s ezzel megakadályozza további jelek bejutását. A megoldásból látható, hogy a V_1 katódjáról az ábrán látható módon több scalert is kapuzhatunk.

A V_3 monostabil multivibrátor visszabillenésekor a jobb anód 50 kOhmos munkaellenállásán negatív jel keletkezik, amely a V_4 baloldali felén, mint beadócsövön keresztül gerjeszti a V_4 jobb csőfélből és V_5 -ből álló impulzusadó, amely negatív kimenő jelével a diódákon keresztül beadja a scalerbe a nyomógombokon már egyszer kijelölt kombinációt. Ezután a K_1 nyomógomb segítségével V_2 visszabillen, a tiltás megszűnik, s a folyamat ismétlődik.

A K_2 morse érintkező első beállításakor, vagy kombináció váltáskor szükséges impulzus kiadására kényszeríti az impulzusadót.

A mérés határ kiterjeszthető a scaler elé kapcsolt további fokozatokkal, természetesen ekkor is csak a hét fokozatnak megfelelő 128 féle kombinációt tudjuk beállítani, de ez a gyakorlati követelményeket teljesen kielégíti. A rendszer felbontóképessége a scaler és a kapuáramkör felbontóképességének összegével egyenlő. A kapcsolásban alkalmazott scaler 5 μ sec-os felbontású, emellett az utóbbi elhanyagolható. Ez a felbontóképesség gyorsító berendezéseknél történt alkalmazásnál tökéletesen kielégítő.

A preset scalert a Magfizikai Laboratórium II-ben működő gyorsneutron-spektrométernél alkalmazzuk, differenciál diszkriminátorral, két darab scalerrel, normál és nagyfeszültségű tápegységgel együtt középkeretbe építve.

I r o d a l o m

Beschreibungszählender Frequenz und Zeitmesser TYPE FEIZ Rhode Schwarz.

Érkezett 1960. január 12.

KFKI Közlemények 8. évfolyam 1. szám, 1960.

Faint, illegible text covering the entire page, likely bleed-through from the reverse side of the document.

DEGENERATIV TIPUSU TÁPEGYSÉGEK FESZÜLTSGSZABÁLYZÓ SZERVÉNEK MÉRETEZÉSE

Irta: Sebestyén Béla
Elektronikus Laboratórium

Összefoglalás

A cikk méretezési eljárást ismertet, melynek alapján soros ill. párhuzamos szabályzású elektronikus feszültségstabilizátorok kimenőfeszültségének állítására szolgáló szervek jellemzői és adatai meghatározhatók.

1. Bevezetés

Az Elektronikus Laboratórium keretén belül kidolgozott tápegységek tervezése folyamán felmerült a kimenőfeszültség állítására szolgáló szervek méretezésének problémája. A cikk azokat a számításokat ismerteti, melyeket ezzel kapcsolatban végeztünk.

A degeneratív típusú tápegységek kimenőfeszültségének állítására általában a tápegység kimenőkapcsait áthidaló és a stabilizátorkör részét képező osztó szolgál. A kimenőfeszültség értékét az osztót alkotó ellenállások értékének változtatásával szabályozhatjuk. A szabályzás lehet folytonos, vagy fokozatos, vagy esetleg a kettő kombinációja.

A kimenő feszültség változtatása történhet a referenciafeszültség értékének változtatása révén is. Ez a megoldás azonban nem szokásos. A következőkben ezért csak az osztó útján történő szabályzásról lesz szó.

Három egymástól eltérő szabályzási lehetőséget mutatunk be, mégpedig a referenciaelem kétféle elhelyezésének megfelelően mindegyiket két variációban. A lehetőségek közül mindig a célnak legmegfelelőbb választható ki.

Az elvégzett számítások ohmikus tagokból álló osztóra vonatkoznak. Különleges megoldásokra nem térünk ki [1][2].

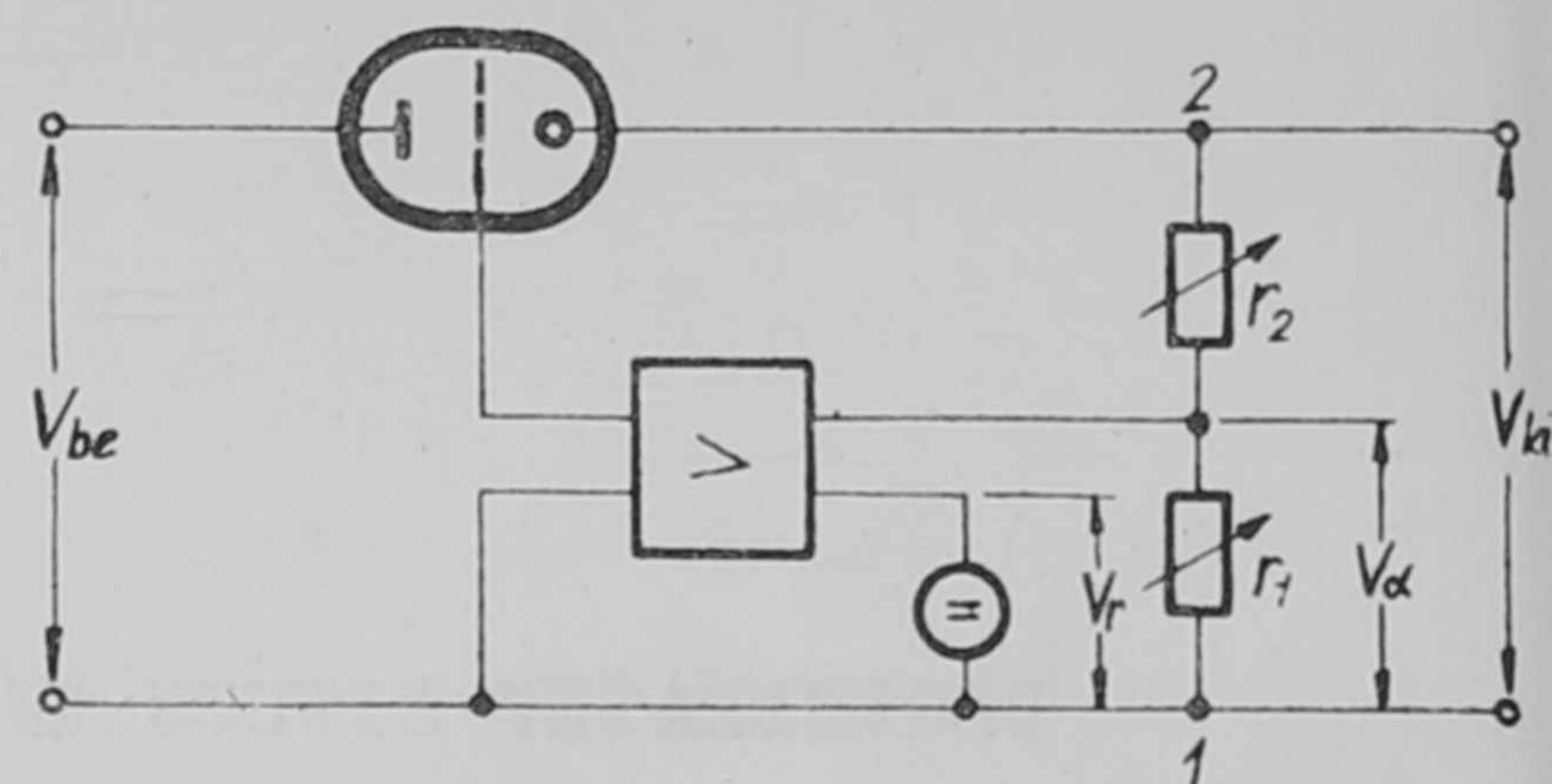
Mint hogy a soros és párhuzamos stabilizátor osztóköre azonos, a leírtak mindkét stabilizátortípusra egyaránt érvényesek.

2. A szabályzás mechanizmusa. Szabályzástípusok

Az osztóval történő kimenőfeszültség szabályzás mechanizmusát az 1. ábrával kapcsolatban mutatjuk be. Az ábra soros stabilizátor szabályzókörét szemlélteti sematikusan. Az osztót - r_1 , r_2 - jelöli.

Az osztó r_1 tagján létrejövő $-V_\alpha$ - feszültséget valamely referen-

ciaforrás - V_R - feszültségével állítjuk szembe. A kimenőfeszültséget azáltal szabályozhatjuk, hogy az osztó osztásarányát megváltoztatjuk. Ezáltal egy adott állapothoz képest a - V_α - és V_R - között feszültségváltozás jön létre. Ez a hatás - általában erősítő által felerősítve - a soros szabályozó elem vezérlő-pontjára jut, miáltal a kimenőfeszültség eltolódik.



1. ábra

A továbbiak kapcsán feltételezzük, hogy $V_\alpha = V_R$. Nem vesszük figyelembe tehát sem egy adott munkapontban a kettő között fennálló differenciát, sem a kimenőfeszültség szabályozása kapcsán létrejövő változásokat. Ez tulajdonképpen azt jelenti, hogy a tápegység működési tartományán belül - az 1. ábrán bemutatott referenciaforrás elhelyezés mellett /a 2. ábrán A-val jelölve/ - mindenkor

$$\frac{V_{ki}}{V_n} = \frac{r_1 + r_2}{r_1}$$

A referencia forrásnak a 2. ábrán látható, B-típusú elhelyezése esetén is az r_1 -en lévő feszültséget V_R -rel vesszük egyenlőnek. Feltételezésünk legtöbb, a gyakorlatban szóba jövő esetben igen jó közelítést jelent. Extrem esetben azonban az elhanyagolást figyelembe kell venni és a számítást megfelelően korrigálni kell.

Az osztó osztásarányát három módon változtathatjuk:

I. típusú szabályzás: Az osztó teljes ellenállását változatlanul hagyjuk és az osztáspontot ennek mentén toljuk el.

	I-típusú szabályzás	II-típusú szabályzás	III-típusú szabályzás
A-típusú referenciafeszültség elhelyezés			
B-típusú referenciafeszültség elhelyezés			

2. ábra

II. típusu szabályzás: Az osztó alsó ágát változatlanul hagyjuk és a felső ág ellenállását változtatjuk.

III. típusu szabályzás: Az osztó felső ágát változatlanul hagyjuk és az alsó ág ellenállását változtatjuk.

A referenciaelemnek az osztóhoz viszonyított elhelyezése többféle lehet. A három különböző szabályzástípust, a referencia forrás elhelyezésének két legáltalánosabban alkalmazott esetére vonatkozóan a 2. ábra illusztrálja.

A II/A és II/B típusu szabályzás esetén az osztó árama szabályzás folyamán nem változik, a többi négy megoldásnál azonban igen. Ezért, ha széles feszültségtartományban kívánunk szabályozni, célszerű a II. típusu szabályzás választása.

Széles feszültségtartományban történő szabályzás esetén a legalkalmasabb módszer a teljes tartományt fokozatokban történő szabályzás révén több résztartományra bontani és az egyes résztartományokon belül folyamatos szabályzást végezni. Ebben az esetben a fokozatos szabályzás II. típusu lehet, míg a folyamatos szabályzás a három típus közül a célnak legmegfelelőbb.

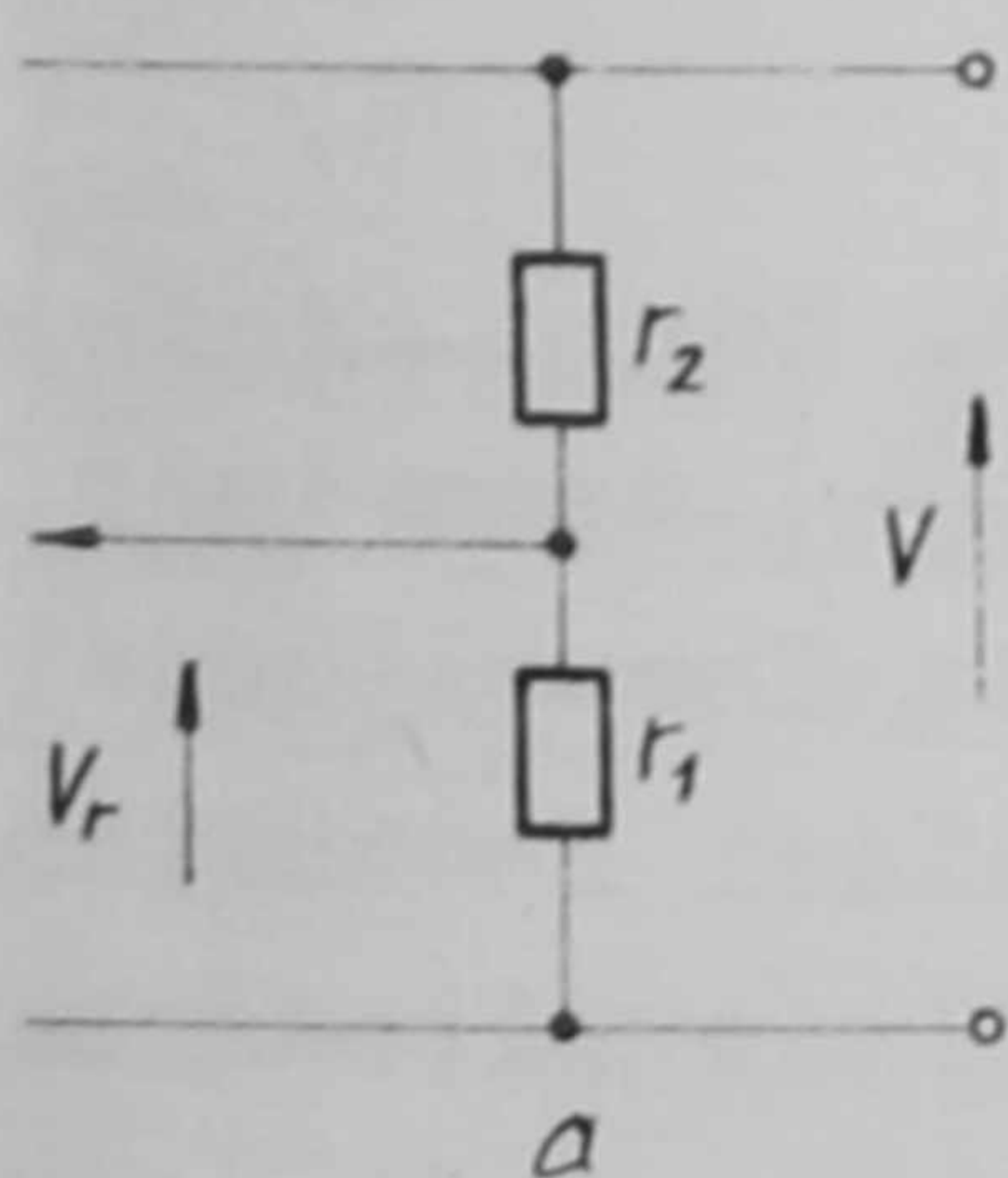
Az elvégzett számítások a 2. ábrán összefoglalt szabályzási megoldásokra korlátozódnak. Mindenekelőtt az egyes szabályzástípusok tulajdonságait tekintjük át.

3. A különböző típusu szabályzások jellemzői

3.1. Az I. típusu szabályzás A-esete.

A szabályzás jellemzőinek vizsgálatához a 3/a. és b. ábra alapján indulunk el. Szabályzás előtt legyen az osztó alsó tagjának ellenállása r_1 , felső tagjának ellenállása r_2 , a kimenőfeszültség pedig V . Az osztáspont eltolása után az alsó ág ellenállása $r_1 + \Delta r$ a felső ág ellenállása $r_2 - \Delta r$, a kimenőfeszültség értéke V^* lesz. /Látjuk, hogy $V^* < V$./

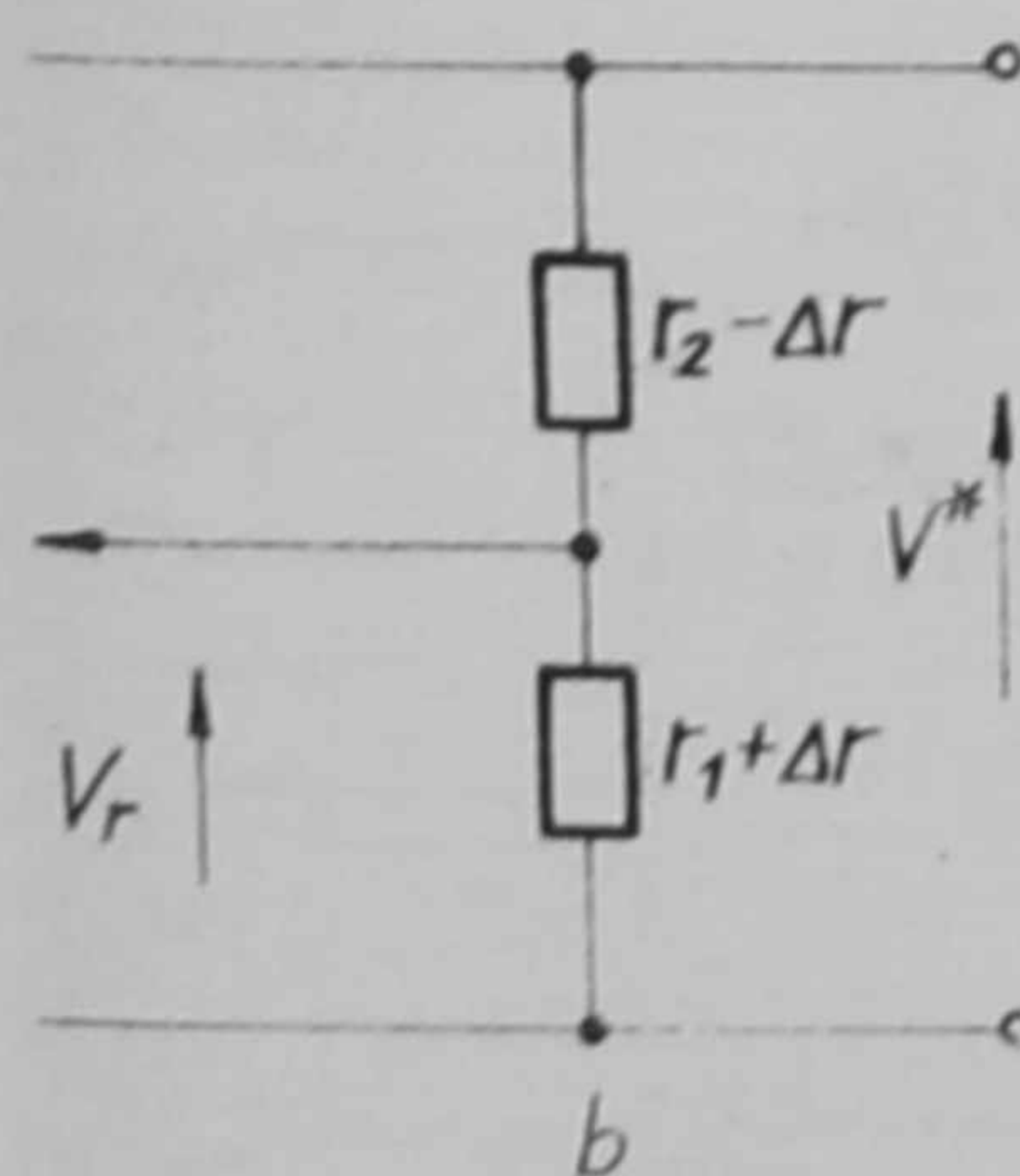
Az ábra alapján írhatjuk, hogy



$$\frac{V}{V_n} = 1 + \frac{r_2}{r_1} \quad /1/$$

$$\frac{V^*}{V_n} = \frac{r_1 + \Delta r + r_2 - \Delta r}{r_1 + \Delta r} = \frac{1 + r_2/r_1}{1 + \Delta r/r_1} \quad /2/$$

/1/ és /2/-ből, a $\varrho = \frac{\Delta r}{r_1}$ jelölés bevezetése után nyerjük, hogy



$$V^* = V \frac{1}{1 + \varrho} \quad /3/$$

A szabályzás utáni és a szabályzás előtti feszültség arányát feszültségátfogásnak nevezzük és α -val jelöljük. Azaz $\alpha = \left(\frac{V^*}{V}\right)$. A /3/ összefüggésből látható, hogy

3. ábra

az I/A típusu szabályzás esetén a feszültségátfogás csupán az ellenállásváltozásnak az alsó ágra vonatkoztatott relatív értékétől függ s nem függ sem a kiindulási feszültség, sem r_2 -értékétől.

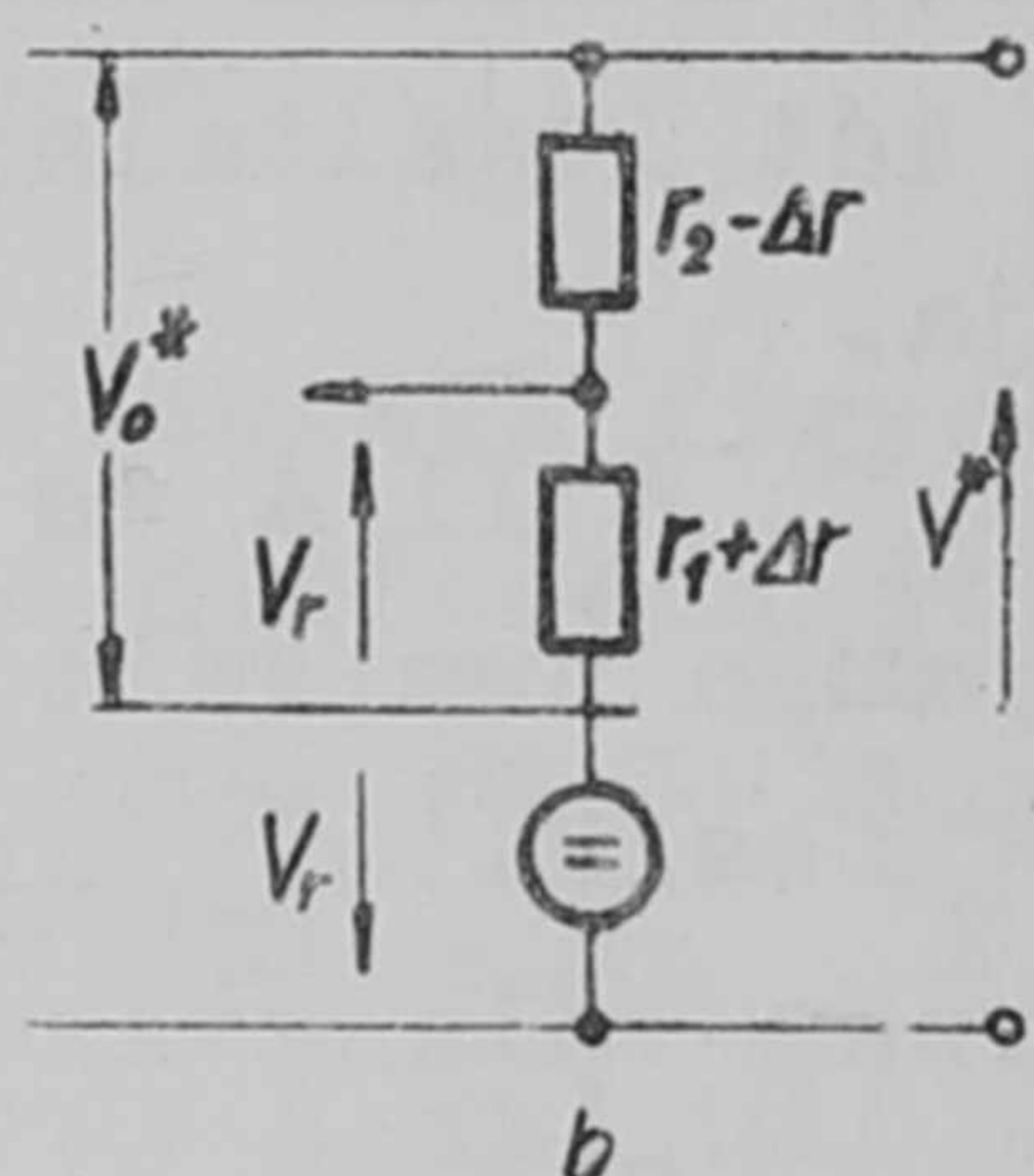
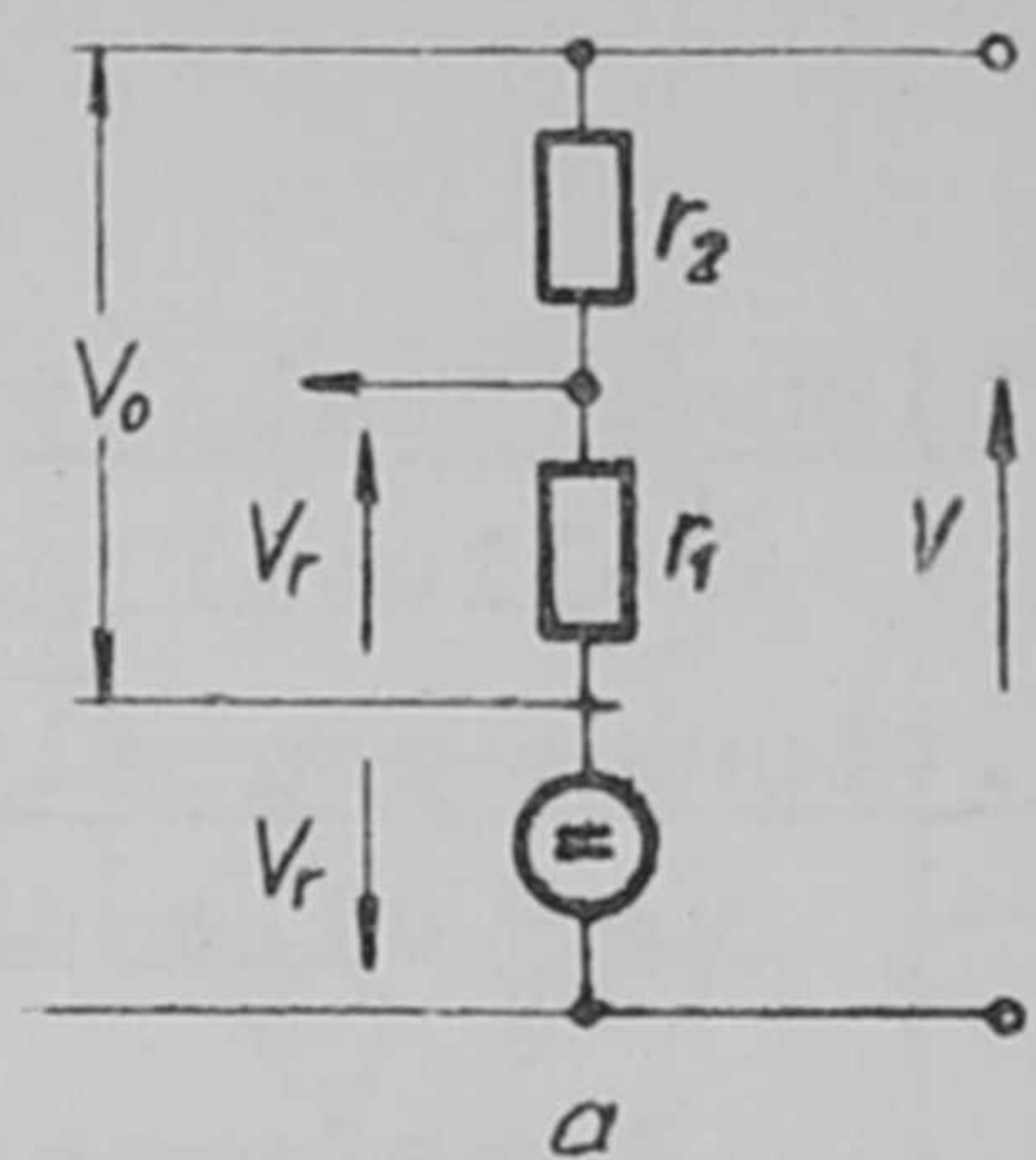
A /3/ összefüggés más alakba írva:

$$\alpha = \frac{1}{1 + \varrho} \quad /4/$$

Ebből pedig

$$\varrho = \frac{1}{\alpha} - 1 \quad /5/$$

Adott α -val definiált feszültségátfogás az /5/-nek elegendő ϱ relatív ellenállásváltozással valósítható meg.



4. ábra

3.2. Az I. típusu szabályzás B-esete.

A 4/a. és b. ábra és az előző pont alapján a következőket írhatjuk fel:

$$V_o^* = V_o \frac{1}{1 + \varrho}$$

$$V^* + V_n = (V + V_n) \frac{1}{1 + \varrho}$$

és ebből

$$V^* = \frac{1}{1 + \varrho} (V - \varrho V_n) \quad /6/$$

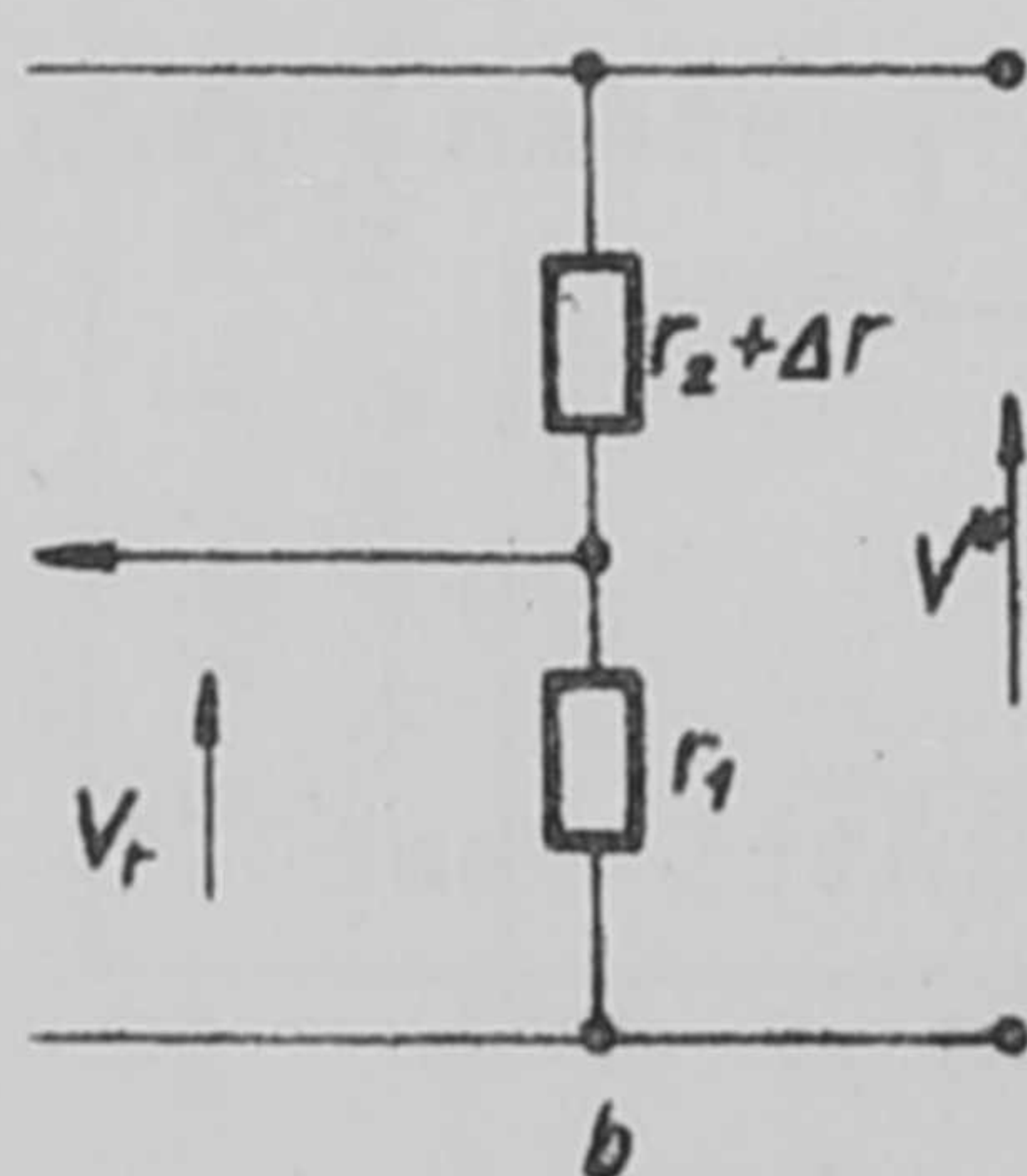
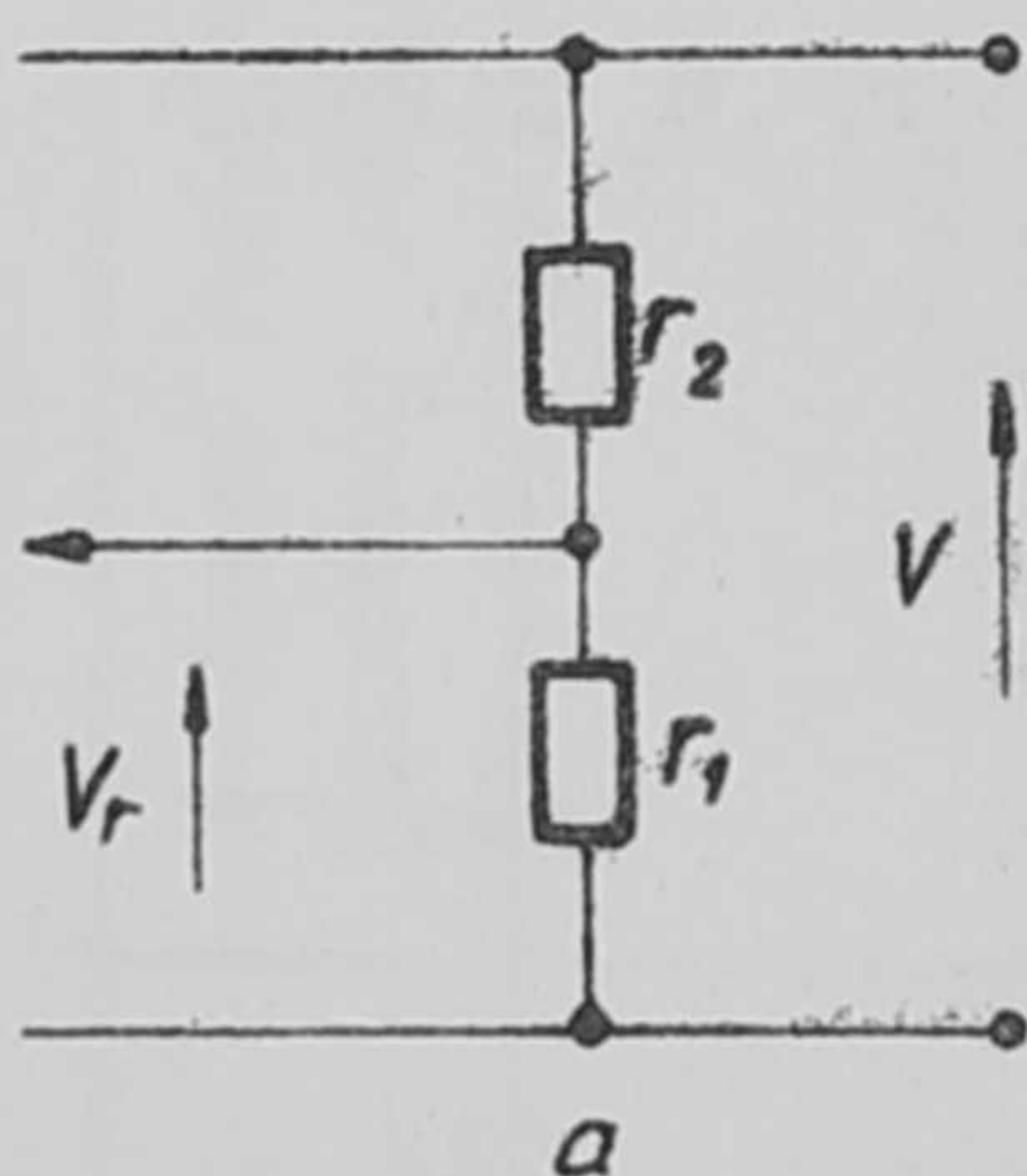
továbbá

$$\alpha = \frac{V^*}{V} = \frac{1}{1 + \varrho} \left(1 - \varrho \frac{V_n}{V}\right) \quad /7/$$

és

$$\varrho = \frac{1 - \alpha}{\frac{V_n}{V} + \alpha} \quad /8/$$

A /7/ és /8/ összefüggésből kitűnik, hogy adott ϱ változáshoz tartozó feszültségátfogás a $\left(\frac{V_n}{V}\right)$ mennyiségnek is függvénye, és, hogy fordítva, adott feszültségátfogás a referenciafeszültség és kiindulási feszültség viszonyától is függő ϱ -relatív ellenállásváltozással érhető el.



5. ábra

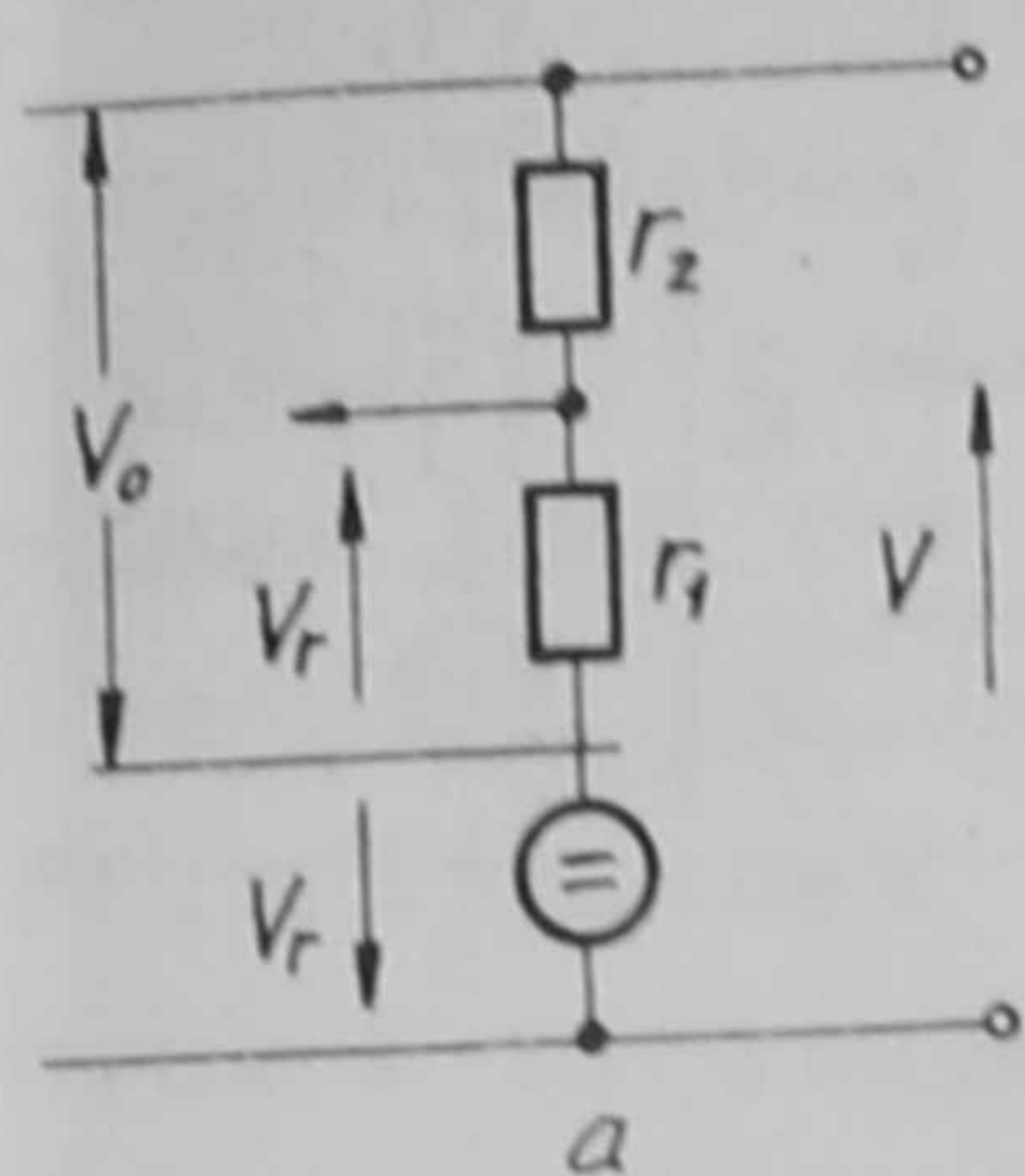
3.3. A II. típusu szabályozás A- esete.

Az 5/a. és b. ábra alapján írható, hogy

$$\frac{V}{V_n} = 1 + \frac{r_2}{r_1}$$

és

$$\frac{V^*}{V_n} = \frac{r_1 + r_2 + \Delta r}{r_1} = 1 + \frac{r_2}{r_1} + \varrho$$



ezekből

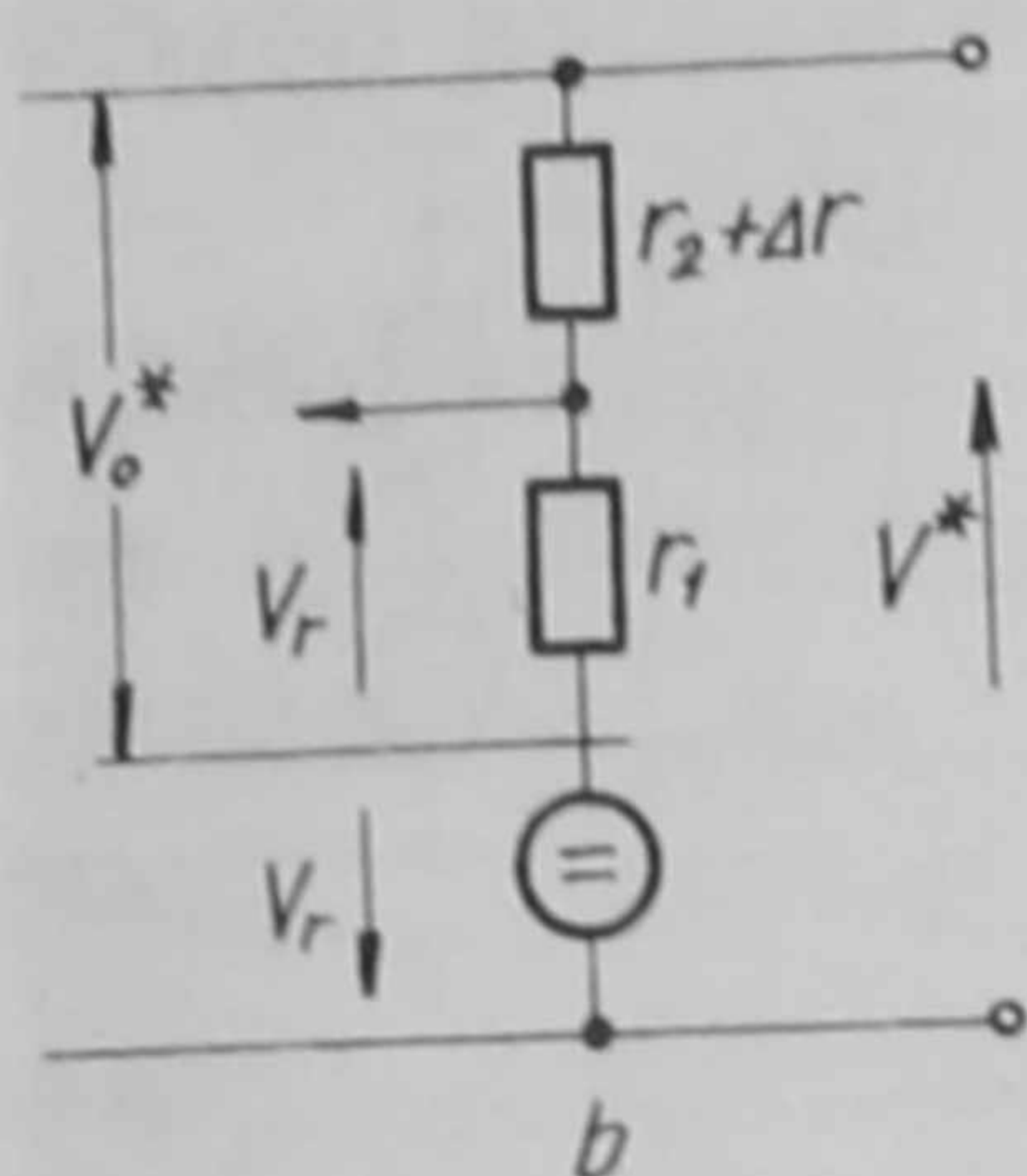
$$V^* = V + \xi V_n \quad /9/$$

és

$$\alpha = 1 + \frac{V_n}{V} \xi \quad /10/$$

majd

$$\xi = \frac{\alpha - 1}{\frac{V_n}{V}} \quad /11/$$



6. ábra

Adott - ξ - relatív ellenállásváltozáshoz tartozó feszültségátfogás a $\left(\frac{V_n}{V}\right)$ mennyiségnek is függvénye, a feszültség abszolút értékű változása ξV_n a /9/ összefüggésből láthatóan csupán ξ -függvénye. Adott feszültségátfogás megvalósításához szükséges relatív ellenállásváltozás értéke, ugyancsak $\left(\frac{V_n}{V}\right)$ függvénye.

3.4.A II. típusu szabályzás B-esete.

A 6/a. és b. ábra alapján az előzőkhöz hasonló módon írható, hogy

$$\frac{V_o}{V_n} = 1 + \frac{r_2}{r_1} \quad \text{és}$$

$$\frac{V_o^*}{V_n} = \frac{r_1 + r_2 + \Delta r}{r_1}$$

Ezekből

$$V_o^* = V_o + \xi V_n$$

A $V_o^* = V^* + V_n$ és $V_o = V + V_n$ helyettesítés után kapjuk, hogy

$$V^* = V + \xi V_n \quad /12/$$

Ugyanarra az eredményre jutottunk, mint a II. típusu szabályzás A-esetében. A II. típusu szabályzás jellege tehát a referenciaforrás mindkét helyzetében azonos.

3.5.A III. típusu szabályzás A-esete.

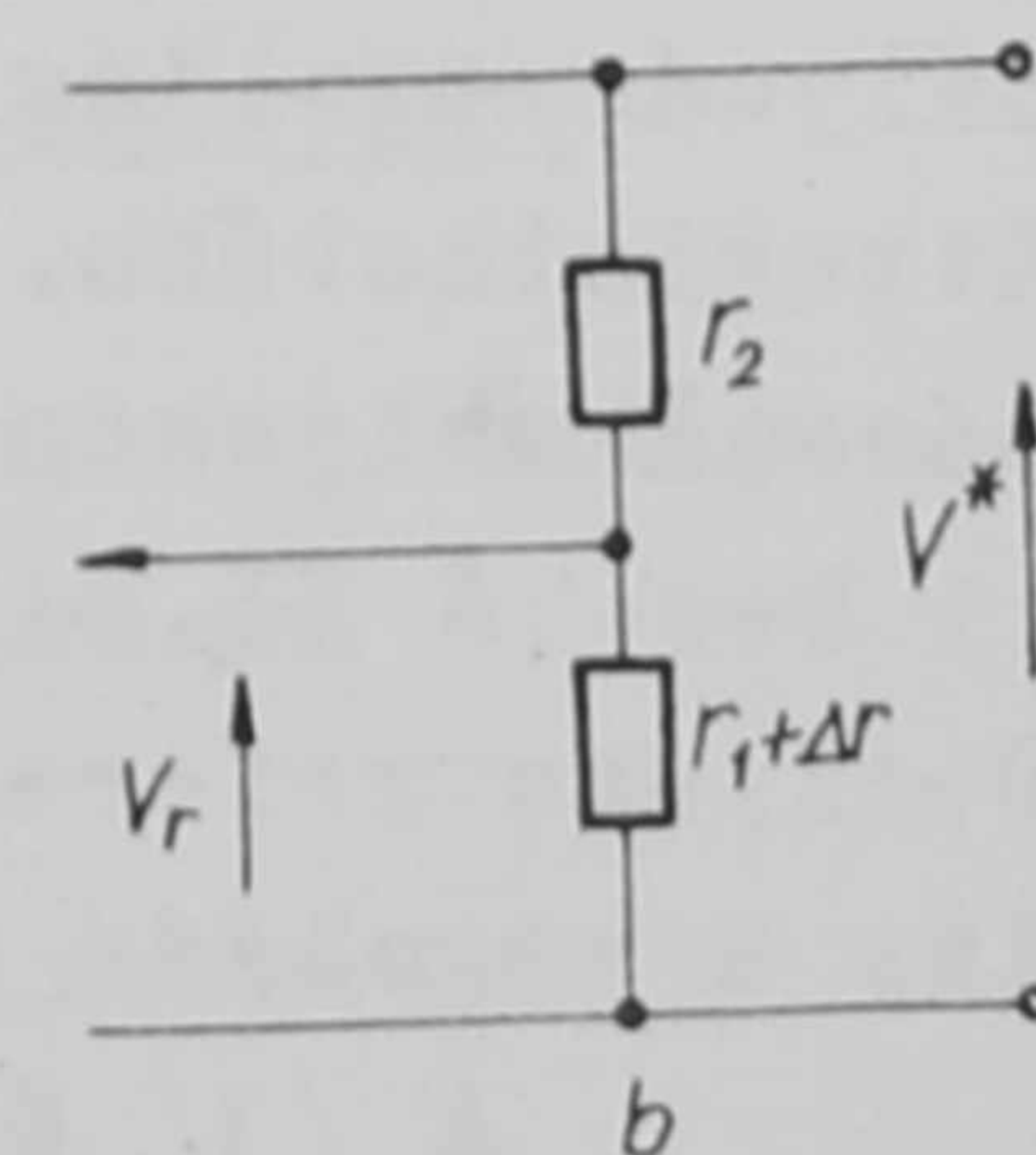
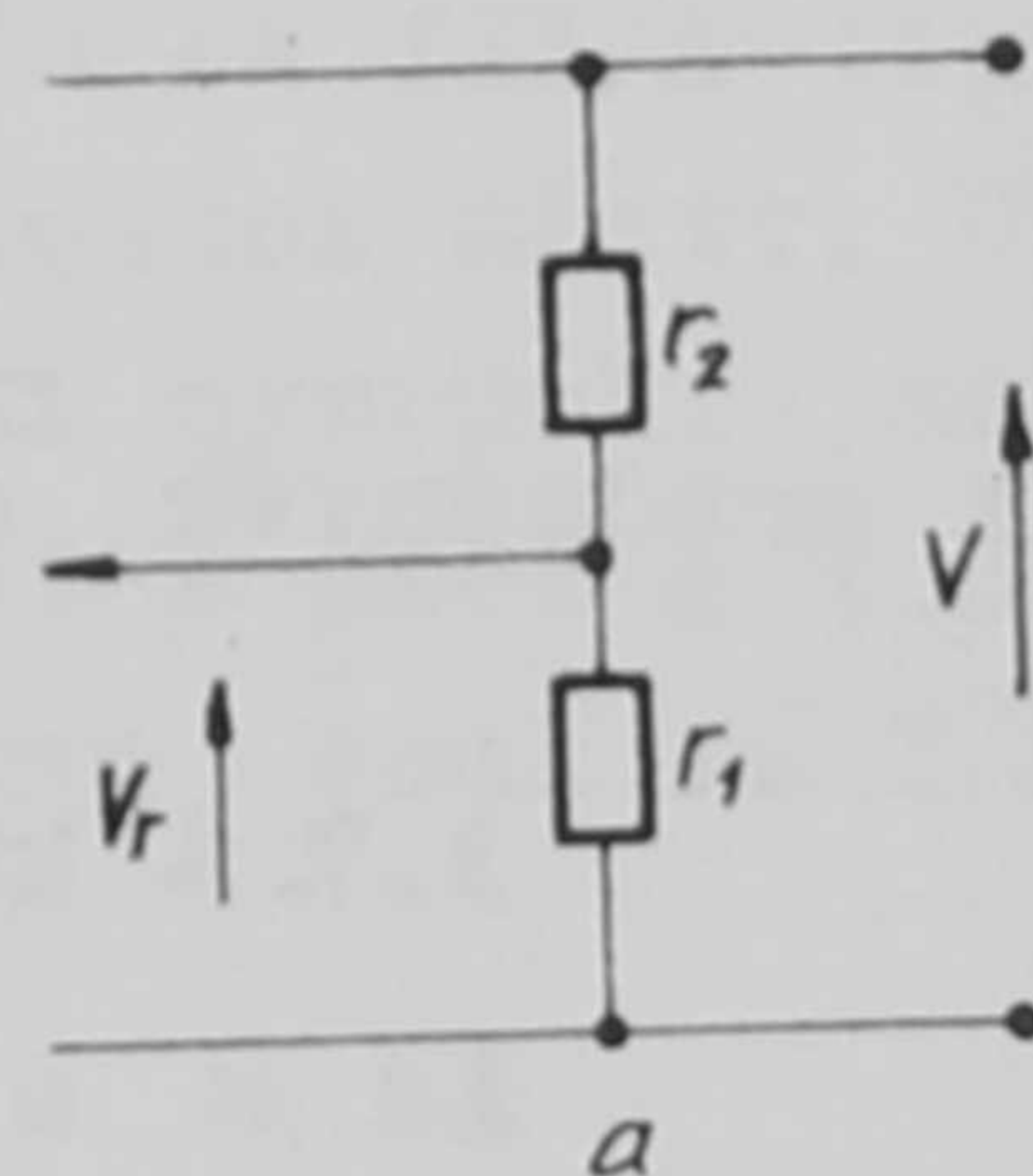
A 7/a. és b. ábra alapján írható, hogy

$$\frac{V}{V_n} = 1 + \frac{r_2}{r_1} \quad \text{és}$$

$$\frac{V^*}{V_n} = \frac{r_2 + r_1 + \Delta r}{r_1 + \Delta r}$$

Helyettesítés és rendezés után kapjuk, hogy

$$V^* = \frac{1}{1 + \xi} (V + \xi V_n) \quad /13/$$



7. ábra

valamint

$$\alpha = \frac{1}{1+\beta} \left(1 + \beta \frac{V_p}{V} \right) \quad /14/$$

és

$$\beta = \frac{\alpha - 1}{\frac{V_p}{V} - \alpha} \quad /15/$$

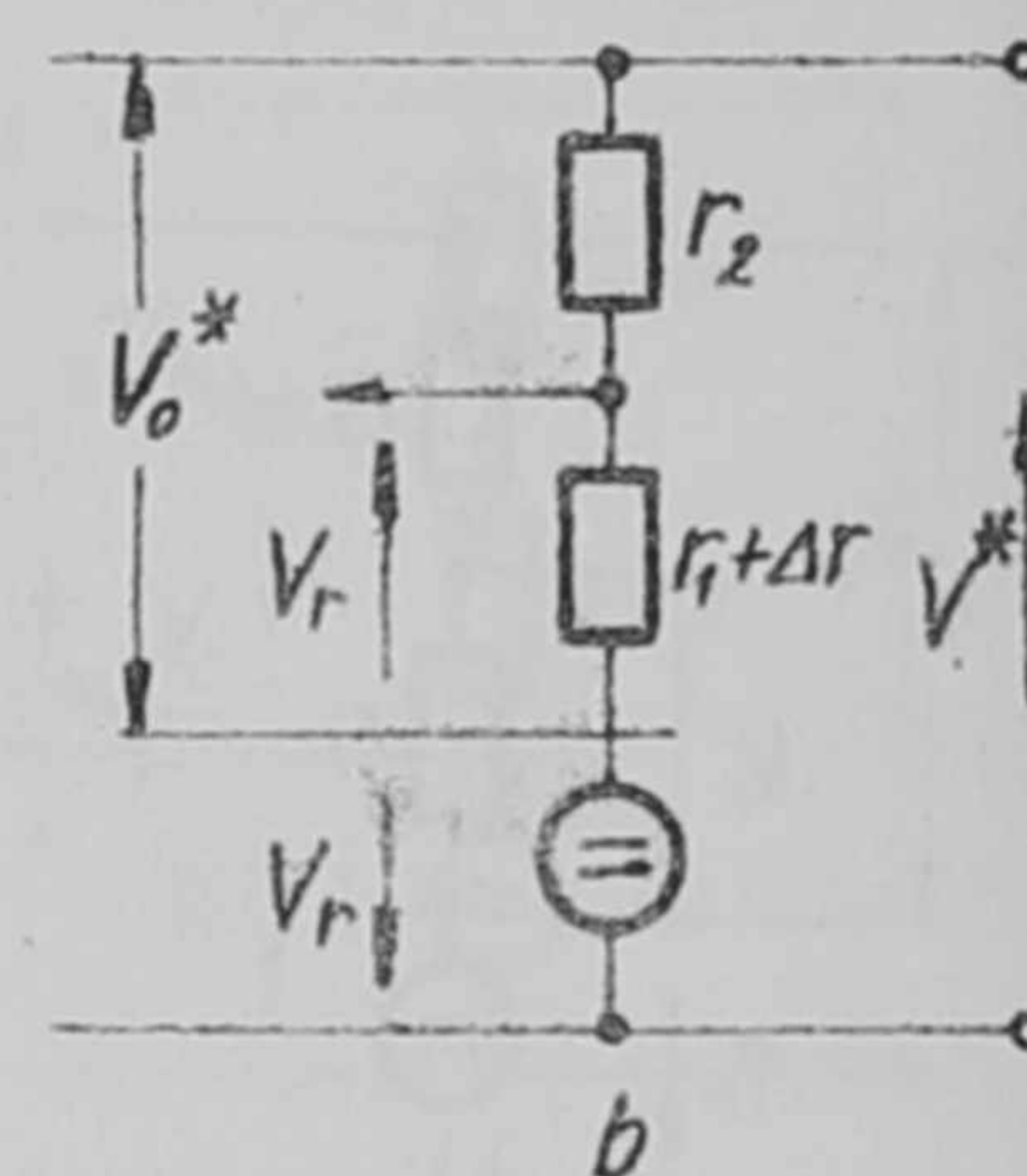
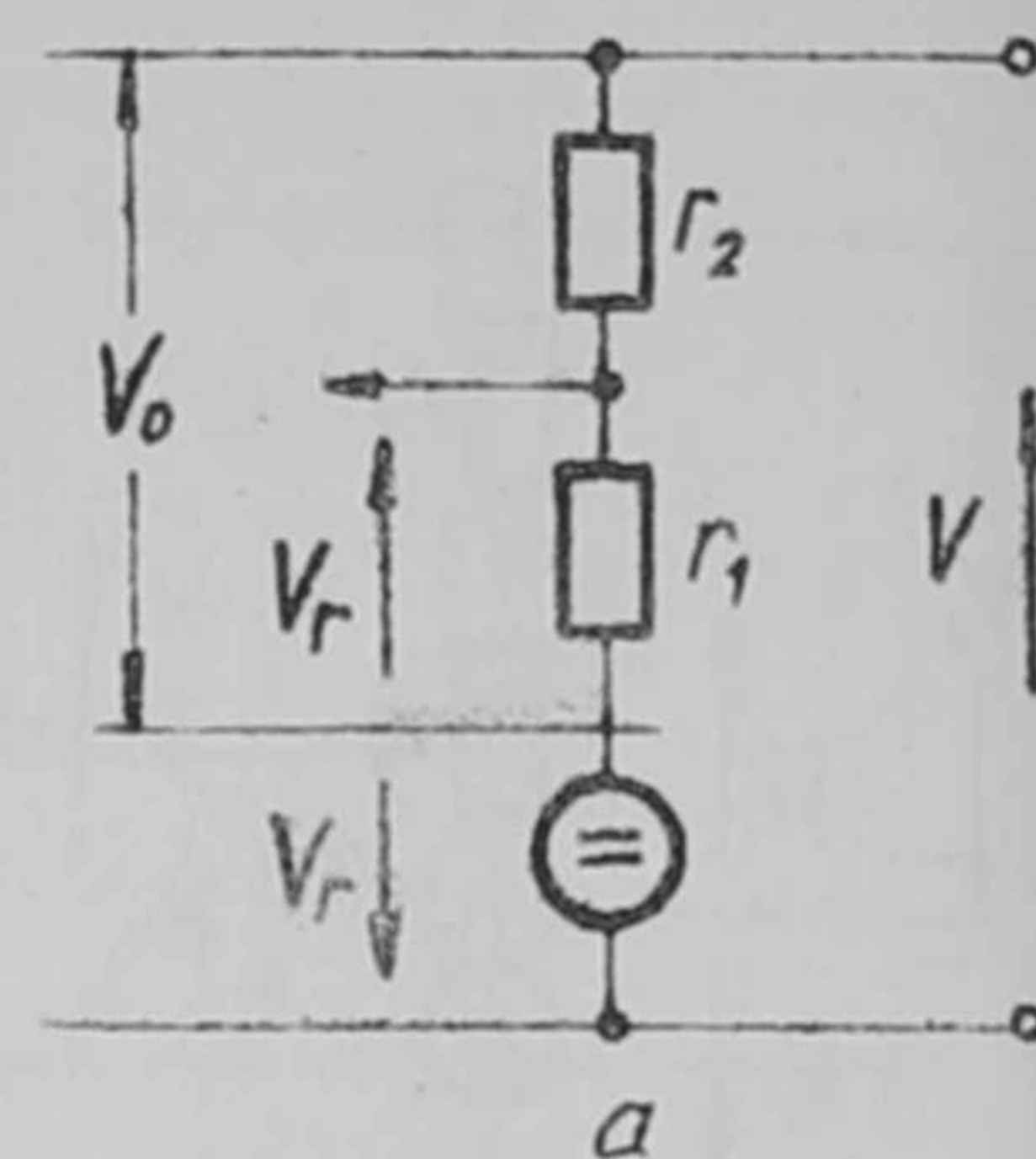
3.6.A III. típusu szabályzás B-esete.

A 8/a. és b. ábra alapján a már megszokott kiindulási egyenleteket felírva, ezek

$$\frac{V_o}{V_p} = 1 + \frac{r_2}{r_1}$$

és a

$$\frac{V_o^*}{V_p} = \frac{r_2 + r_1 + \Delta r}{r_1 + \Delta r}$$



8. ábra

Ez a két összefüggés analóg az előző pont kiindulási egyenleteivel, s így írható, hogy

$$V_o^* = \frac{1}{1+\beta} (V_o + \beta V_p)$$

A $V_o^* = V^* + V_p$ és $V_o = V + V_p$ helyettesítés, majd rendezés után kapjuk, hogy

$$V^* = \frac{1}{1+\beta} V \quad /16/$$

$$\alpha = \frac{1}{1+\beta} \quad /17/$$

$$\beta = \frac{1}{\alpha} - 1 \quad /18/$$

Az eredmények azonosak, mint amit az I. típusu szabályzás A-esetére kaptunk.

3.7. A különböző típusu szabályzásokról nyert eredmények kiértékelése.

Az α a V^* és a β értékre nyert eredmények alapján megállapíthatjuk, hogy az I. típusu szabályzásmegoldás az A-típusu, míg a III. típusu szabályzásmegoldás a B-típusu referenciaelem elhelyezés esetén a mennyiségileg áttekinthetőbb. Ezekben az esetekben az átfogás csupán β függvénye, s egymással teljesen megegyező jellegű.

A II. típusu szabályzásmegoldás áttekintése kapcsán mind az A- mind a B-típusu referenciaelem elhelyezés esetén azonos összefüggésekre jutottunk s így a megoldás mindkét esetben azonos eredménnyel alkalmazható.

A /3/ és /16/ összefüggésből kiolvashatjuk, hogy az I/A és a III/B típusu szabályzásmegoldásnak az az érdekes tulajdonsága, hogy a szabályzás utáni feszültség a kiindulási feszültségnek e feszültségtől független konstanssal történő szorzása révén adódik. A /9/ és /12/ összefüggés viszont azt mutatja, hogy a II. szabályzásmegoldásnál a végfeszültséget a kiindulási

feszültségből egy állandó értékű feszültség hozzáadása révén nyerjük. Ezek a jellemzők akkor jutnak /különös/ jelentőséghez, ha a teljes feszültségtartományt több résztartományra bontjuk és a résztartományokat folyamatos szabályzással /állandó ξ érték mellett/ hidáljuk át. Ebben az esetben folyamatos szabályzásnak az I/A és a III/B megoldást alkalmazva, az áthidalt tartományok a mindenkori kezdőfeszültséggel arányosak, míg a II/A és II/B megoldásu folyamatos szabályzás alkalmazása esetén az egymás mellett fekvő résztartományok azonos feszültségértékűek.

A beállíthatóság, a szabályzás pontossága szempontjából az I/A és III/B megoldás előnyösebb, ui. a folyamatos szabályzást végző potenciométer egy szögállásában az egységnyi elfordulásra eső relatív feszültségváltozás az összes résztartományban állandó, ugyanakkor a II/A és II/B típusu megoldásnál a szabályzás jósága a kisebb feszültségek felé romlik, mert nő az egységnyi elfordulásra eső relatív feszültségváltozás.

A II. típusu szabályzásnak előnye viszont az, hogy az osztó árama állandó. Előnyt jelenthet a soros vagy parallel szabályzó elem gazdaságos kihasználása szempontjából is [3].

A legutóbb mondottak kapcsán hallgatólagosan feltételeztük, hogy a résztartományokra bontás az r_2 -ágba iktatott fix ellenállások segítségével történik és, hogy ξ -egy adott elrendezés kapcsán állandó.

Abban az esetben, ha a szabályzás csupán folyamatos, alkalmazhatjuk az I/B és III/A szabályzásmegoldást is. Ezekben az esetekben a szabályzás előtti kiindulási feszültségből a végfeszültség úgy áll elő, hogy a ξ^V -feszültség negatív ill. pozitív előjellel hozzáadódik s az összeg $1/1+\xi$ állandóval szorzódik.

Amennyiben az egész tartományt r_2 változtatásával több résztartományra bontjuk és ezen belül folyamatosan szabályzunk, az I/B és III/A-típusu megoldást nem célszerű alkalmazni számítástechnikai szempontok miatt. Ui. ezekben az esetekben ξ -értékére vegyes n -edfoku egyenletet nyerünk, mely gyors gyakorlati számítások céljára nem alkalmas. Éppen ezért s mert a többi megoldáshoz képest semmi előnyt nem jelentenek a továbbiakban csak az I/A, II/A, II/B és III/B megoldásokkal foglalkozunk.

4. Fix feszültségpontok beállítására szolgáló szabályzószerv

A feladat az, hogy V_a és V_f feszültségpontok közötti tartományban a határpontokat is beleértve n -számu, egymástól egyenlő távolságra fekvő fix feszültség előállítására alkalmas osztót hozzunk létre.

A II. szabályzásmegoldást alkalmazzuk. A feszültségpontokat a/9/ ill. /12/ összefüggés alapján írhatjuk fel.

1. feszültségpont

$$V_1 = V_a$$

2. " "

$$V_2 = V_a + \xi V_n$$

3.feszültségpont

$$V_3 = V_a + 2 \varrho V_n$$

n.feszültségpont

$$V_n = V_a + (n-1) \varrho V_n$$

és mert $V_n = V_f$

$$V_f = V_a + (n-1) \varrho V_n$$

melyből ϱ -t kifejezve kapjuk, hogy

$$\varrho = \frac{V_f - V_a}{(n-1) V_n} \quad /19/$$

A lépésenkint beiktatásra kerülő fix ellenállás értéke pedig

$$\Delta r = \varrho r_1 \quad /20/$$

Az r_1 -értékét felvesszük. A V_a feszültséghez tartozó r_2 -ellenállás értéke:
A-típusu referenciaelem elhelyezés esetén:

$$r_2 = r_1 \left(\frac{V_a}{V_n} - 1 \right) \quad /21/$$

B-típusu referenciaelem elhelyezés esetén:

$$r_2 = r_1 \frac{V_a}{V_n} \quad /22/$$

Amennyiben nem egyenlő feszültséglépéseket kívánunk létrehozni, úgy ϱ -értékét lépésről lépésre kell számítani.

5. A folyamatos szabályzás

Két adott feszültségpont közötti tartományban bármelyik szabályzási megoldással folyamatosan szabályozhatjuk a kimenőfeszültséget, ha szabályzó ellenállásnak potenciométert választunk. Mindenekelőtt ϱ értékét számítjuk, majd r_1 -felvétele után a potenciométer értéke

$$\Delta r = \varrho r_1 \quad /23/$$

lesz.

6. Folyamatos szabályzás több szakaszra bontással

A folyamatos szabályzást több szakaszra bontással úgy valósítjuk meg, hogy az r_2 -ágba állandó értékű ellenállásokat helyezünk el, melyek ki ill. beiktatása révén a kimenőfeszültséget fix értékekkel tolhatjuk el. A feszültséglépcsők közötti folyamatos szabályzást potenciométerrel végezzük.

Az alábbiakban a "folyamatos szabályzás több szakaszra bontással" négy, mégpedig az I/A, II/A, II/B és III/B szabályzási megoldásnak megfelelő esetét tekintjük át.

6.1.A folyamatos szabályzás I/A-megoldásu.

A 3.1.pontban kiindulási egyenleteinket úgy irtuk fel, hogy $V^* < V$. Ennek megfelelően most a teljes tartomány felső névleges feszültséghatára V_f mellett fekvő résztartományból indulunk ki. Az egyes résztartományok egymás közötti átlapolását k -val jelöljük. A $\varrho = \text{konst.}$ és $\alpha = \text{konst.}$ feltételek alapján írhatjuk, hogy az egyes résztartományok sorban:

tartomány	felső feszültség pont	alsó feszültség pont
1.	$(1+k)V_f$	$\alpha(1+k)V_f$
2.	$\alpha(1+k)^2V_f$	$\alpha^2(1+k)^2V_f$
3.	$\alpha^2(1+k)^3V_f$	$\alpha^3(1+k)^3V_f$
⋮	⋮	⋮
i.	$\alpha^{(i-1)}(1+k)^iV_f$	$\alpha^i(1+k)^iV_f$

Ha az összes résztartományok számát n -nek választjuk, akkor fennáll a következő összefüggés:

$$\alpha^n (1+k)^n V_f = (1-k) V_a$$

V_a - a teljes tartomány alsó, névleges feszültségpontja. Következően

$$\alpha = \frac{1}{1+k} \sqrt[n]{(1-k) \frac{V_a}{V_f}} \quad /24/$$

és az /5/ összefüggés alapján

$$\varrho = \frac{1+k}{\sqrt[n]{(1-k) \frac{V_a}{V_f}}} - 1 \quad /25/$$

A potenciométer értéke ezután r_1 -értékének felvételével /23/ alapján számítható.

Most még az r_2 -szakaszon fekvő ellenállások értékét kell meghatározni. Mindenekelőtt az i -tartományhoz tartozó r_{2i} értékét számítjuk. Abból az állapotból indulunk ki, melynél a potenciométer teljes egészében az r_2 -ágban fekszik. Ebben a helyzetben a kimenőfeszültség az i -tartomány felső V_i - határfeszültségével egyenlő.

Mint láttuk

$$V_i = \alpha^{(i-1)} (1+k)^i V_f$$

A 9.ábra alapján írhatjuk, hogy

$$\frac{r_{2i} + r_1}{r_1} = \frac{V_i}{V_n}$$

azaz

$$r_{2i} = \left(\frac{V_i}{V_n} - 1 \right) r_1 = \left(\frac{\alpha^{(i-1)} (1+k)^i V_f}{V_n} - 1 \right) r_1$$

és α -értékét a /4/ összefüggésből helyettesítve kapjuk, hogy

$$r_{2i} = \left(\frac{V_p}{V_n} \frac{(1+k)^i}{(1+p)^{(i-1)}} - 1 \right) r_1 \quad /26/$$

Ezzel az i. résztartományhoz tartozó felső osztóág ellenállását nyerjük. Az osztót kirajzolva a 10. ábrán látjuk. Az ábra alapján írhatjuk, hogy

$$\begin{aligned} R_1 &= r_{21} - r_{22} \\ R_2 &= r_{22} - r_{23} \\ &\vdots \\ R_i &= r_{2i} - r_{2(i+1)} \\ &\vdots \\ R_n &= r_{2n} - \Delta r \end{aligned}$$

Ez utóbbi összefüggések, valamint /26/ alapján az R-értékek is számíthatók.

6.2.A folyamatos szabályzás II/A megoldásu.

A 3.3. és 3.4. pont alatti kiindulási egyenleteinket célszerűségi okokból úgy írtuk fel, hogy $V^* > V$, így az előző ponttal szemben számításunk folyamán a teljes feszültségtartomány - V_a - alsó névleges határpontja melletti résztartományból indulunk ki.

A /9/ összefüggés alapján az egymást követő résztartományok sorban:

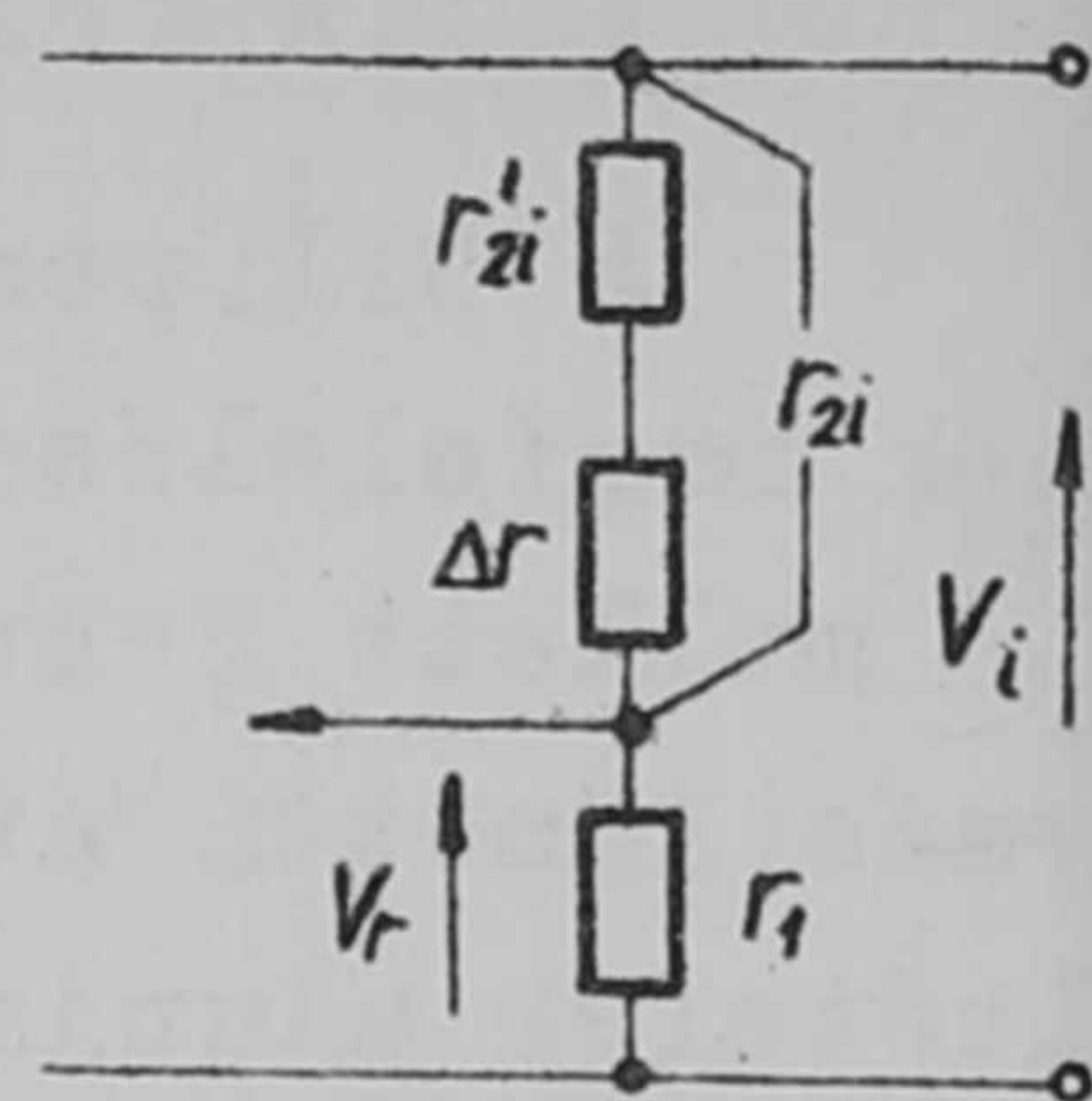
tartomány	alsó feszültség pont	felső feszültség pont
1.	$(1-k)V_a$	$(1-k)V_a + pV_n$
2.	$(1-k)^2V_a + (1-k)pV_n$	$(1-k)^2V_a + (1-k)pV_n + pV_n$
3.	$(1-k)^3V_a + (1-k)^2pV_n + (1-k)pV_n$	$(1-k)^3V_a + (1-k)^2pV_n + (1-k)pV_n + pV_n$
⋮		
⋮		
⋮		
i.	$(1-k)^i V_a + (1-k) p V_n \sum_{\tau=0}^{\tau=(i-1)} (1-k)^\tau$	$(1-k)^i V_a + p V_n \sum_{\tau=0}^{\tau=(i-1)} (1-k)^\tau$

Az utóbbi kifejezésekben az összegezést elvégezve kapjuk, hogy az i. tartomány határoló feszültségei:

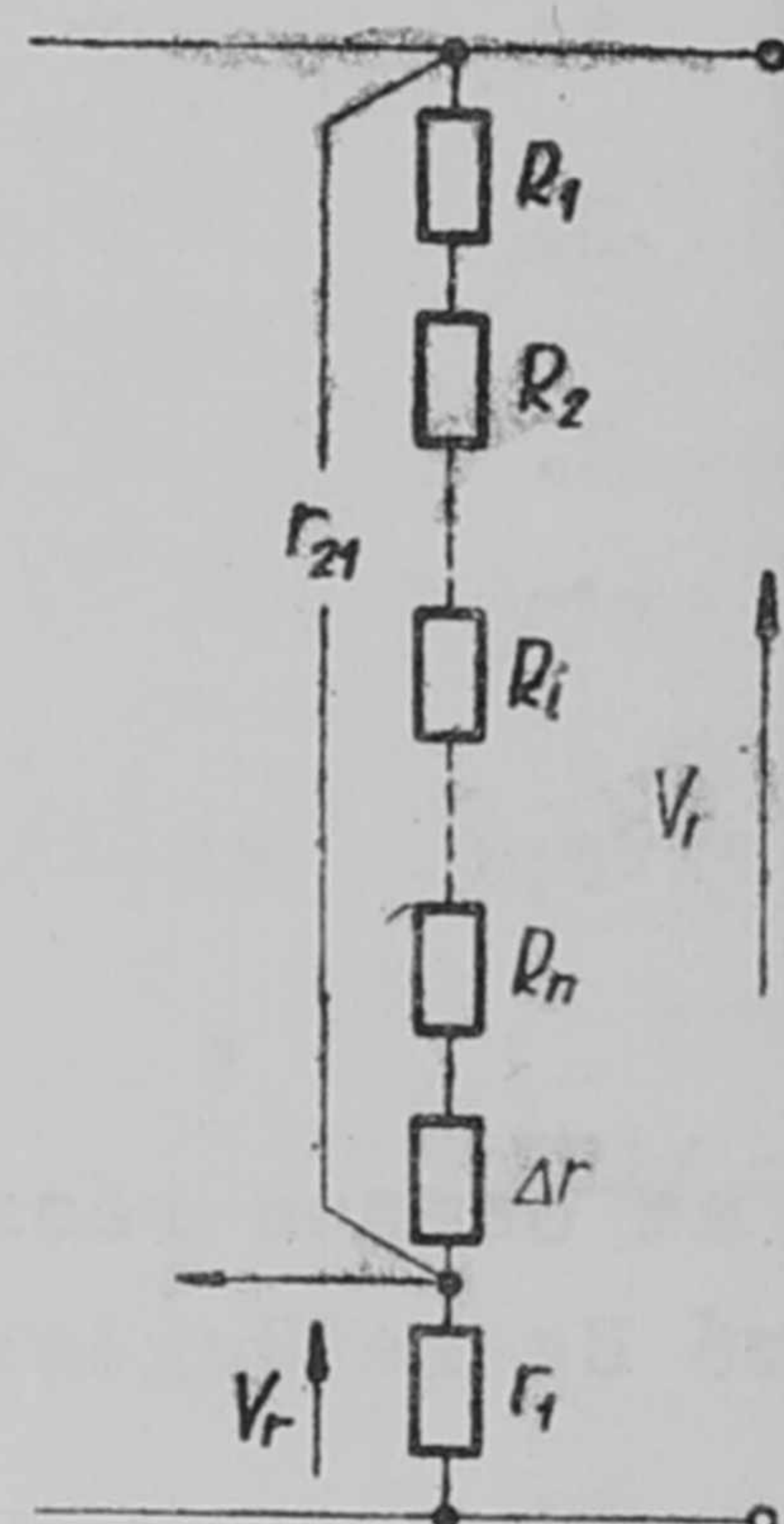
$$(1-k)^i V_a + p V_n \frac{(1-k) - (1-k)^{i+1}}{k}; \quad (1-k)^i V_a + p V_n \frac{1 - (1-k)^{i+1}}{k}$$

A teljes tartományt n-számú résztartományra osztva érvényes az

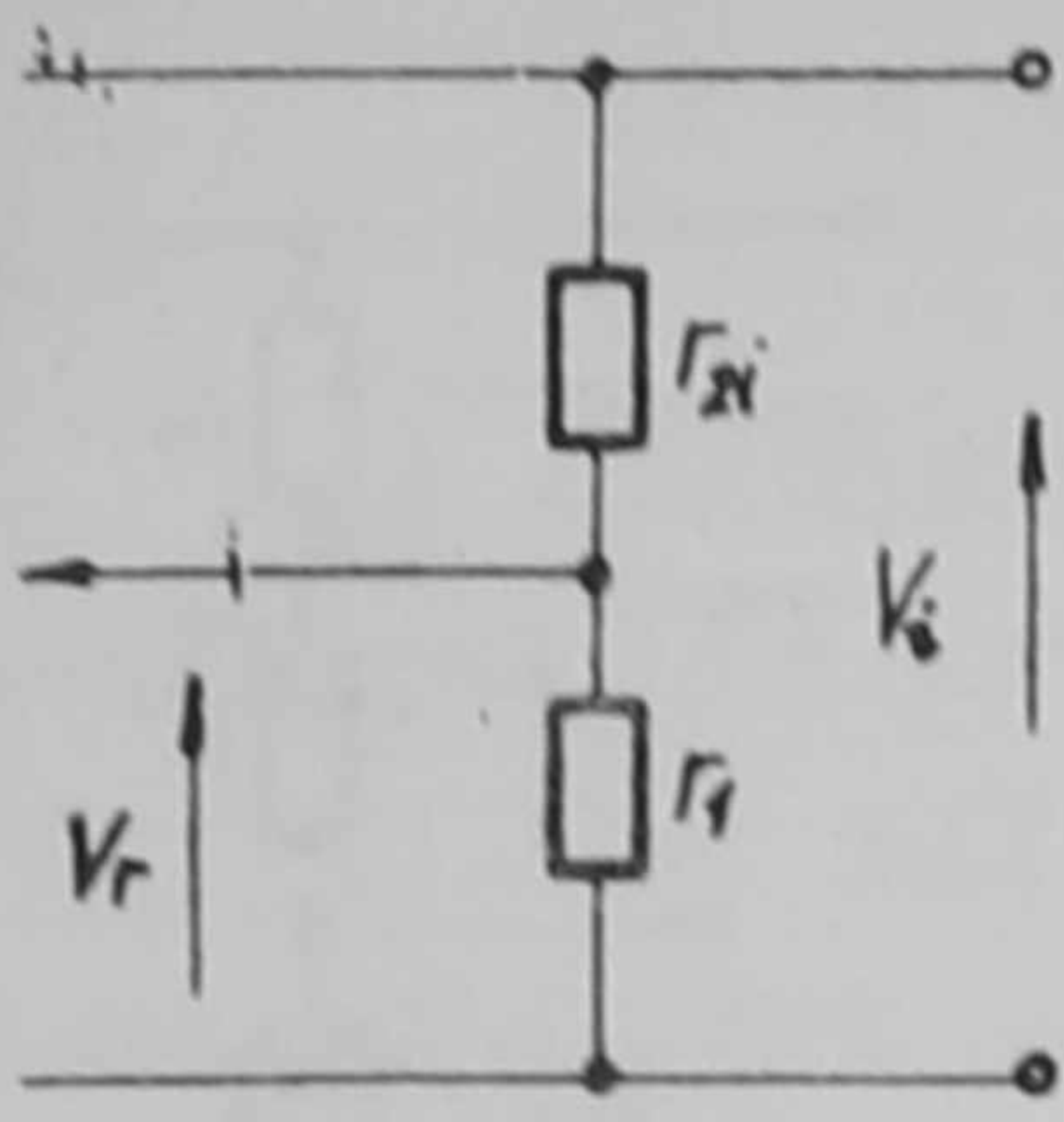
$$(1+k) V_f = (1-k)^n V_a + p V_n \frac{1 - (1-k)^{n+1}}{k}$$



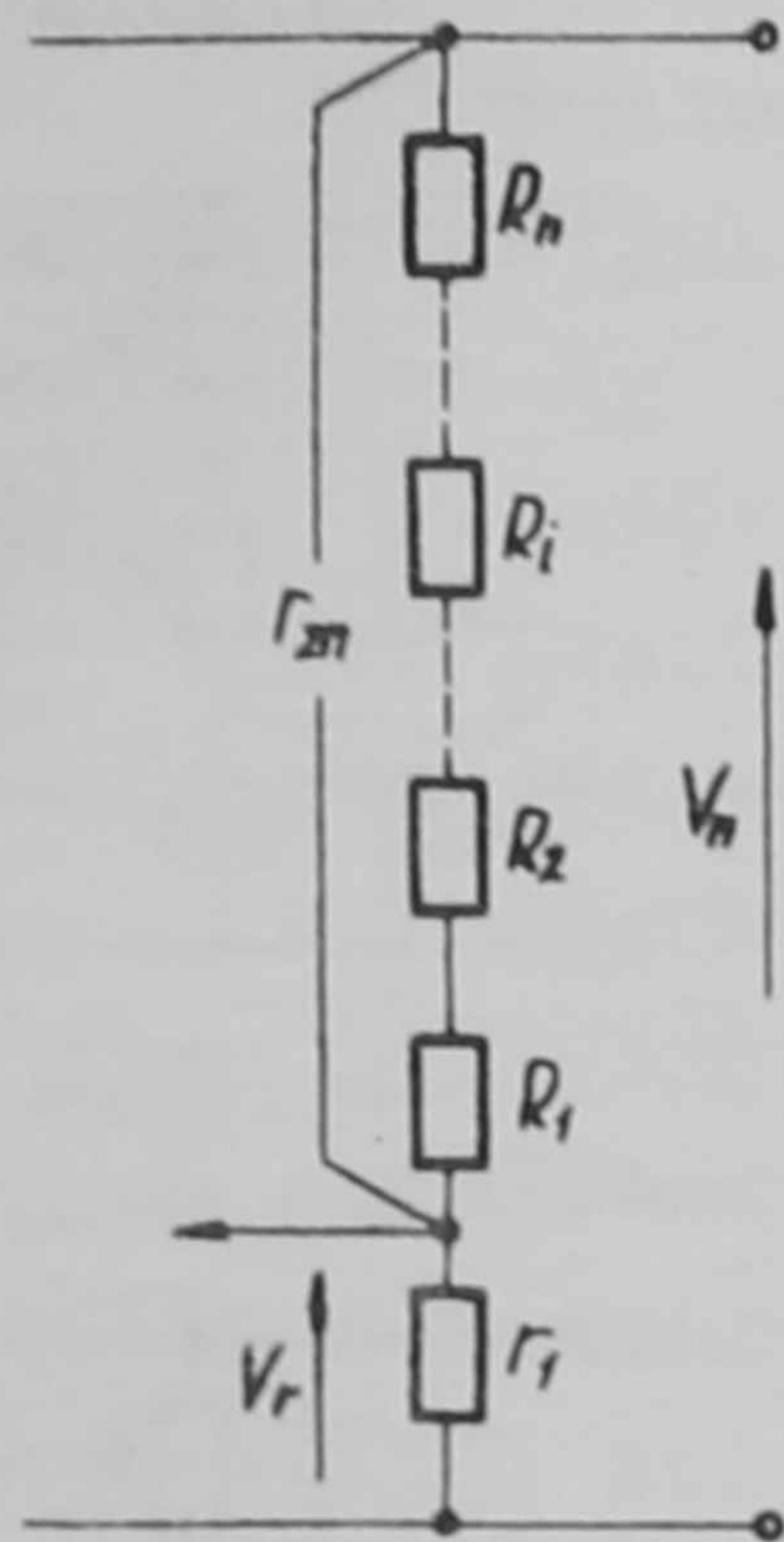
9. ábra



10. ábra



11. ábra



12. ábra

összefüggés. Ebből ξ -értékét kifejezve nyerjük, hogy

$$\xi = \frac{V_f(1+k) - V_a(1-k)^n}{V_n \frac{1-(1-k)^n}{k}} \quad /28/$$

ξ -értékének ismeretében a már ismert módon kapjuk a potenciométer Δ^n -ellenállását, r_1 -értékének felvétele után.

Az osztó r_2 -ágában fekvő ellenállások adatainak meghatározását az osztónak abban a helyzetében végezzük, melyben $\Delta^n = 0$.

A 11. ábra alapján írható, hogy

$$\frac{r_{2i} + r_1}{r_1} = \frac{V_i}{V_n}; \quad \frac{r_{2i}}{r_1} = \frac{V_i}{V_n} - 1$$

V_i az i . résztartomány alsó határfeszültsége. Ennek értékét az előbbiekből helyettesítve r_{2i} -értékére kapjuk hogy

$$r_{2i} = \left[\frac{V_a}{V_n} (1-k)^i + \xi \frac{(1-k) - (1-k)^i}{k} - 1 \right] r_1 \quad /29/$$

A 12. ábra alapján írható továbbá, hogy

$$r_{21} = R_1$$

$$r_{22} = R_1 + R_2$$

⋮

$$r_{2i} = R_1 + R_2 + \dots + R_i$$

⋮

$$r_{2n} = R_1 + R_2 + \dots + R_n$$

azaz

$$R_1 = r_{21}$$

$$R_2 = r_{22} - r_{21}$$

⋮

$$R_i = r_{2i} - r_{2(i-1)}$$

⋮

$$R_n = r_{2n} - r_{2(n-1)}$$

Ezáltal az R értékek is meghatározhatók.

6.3.A folyamatos szabályzás II/B-megoldásu.

Ebben az esetben a számítás az előző pontban levezetettel megegyezik. Csupán r_{2i} -értéke módosul a 13. ábrának megfelelő módon. U1.

$$\frac{r_{2i}}{r_1} = \frac{V_i}{V_n} \quad \text{ill.} \quad r_{2i} = \frac{V_i}{V_n} r_1$$

Ebbe az előző pontban az i . tartomány alsó határfeszültségére nyert kifejezést helyettesítve, az

$$r_{2i} = \left[\frac{V_a}{V_n} (1-k)^i + \vartheta \frac{(1-k) - (1-k)^i}{k} \right] r_1 \quad /30/$$

összefüggést nyerjük.

6.4.A folyamatos szabályzás III/B megoldásu.

A III/B-megoldásu szabályzás esetén-mint láttuk - az α -értékére azonos kifejezést nyertünk, mint az I/A-esetben. Így ϑ értéke is azonos lesz, azaz

$$\vartheta = \frac{1+k}{\sqrt{(1-k) \frac{V_a}{V_f}}} - 1 \quad /31/$$

Az r -ágban fekvő részellenállások számítása hasonló, mint azt az eddigi módon végeztük. A 14.ábra alapján írható, hogy

$$\frac{r_{2i}}{r_1} = \frac{V_i}{V_n} \quad \text{és} \quad r_{2i} = \frac{V_i}{V_n} r_1$$

A 6.1 pont alapján

$$V_i = \alpha^{(i-1)} (1+k)^i V_f$$

$$r_{2i} = \frac{V_f}{V_n} \alpha^{(i-1)} (1+k)^i r_1$$

$$r_{2i} = \frac{V_f}{V_n} \frac{(1+k)^i}{(1+\vartheta)^{(i-1)}} r_1$$

A 15.ábra alapján továbbá írható, hogy

$$r_{21} = R_1 + R_2 + \dots + R_n$$

$$r_{22} = R_2 + R_3 + \dots + R_n$$

⋮

$$r_{2i} = R_i + R_{(i+1)} + \dots + R_n$$

⋮

$$r_{2n} = R_n$$

azaz

$$R_1 = r_{21} - r_{22}$$

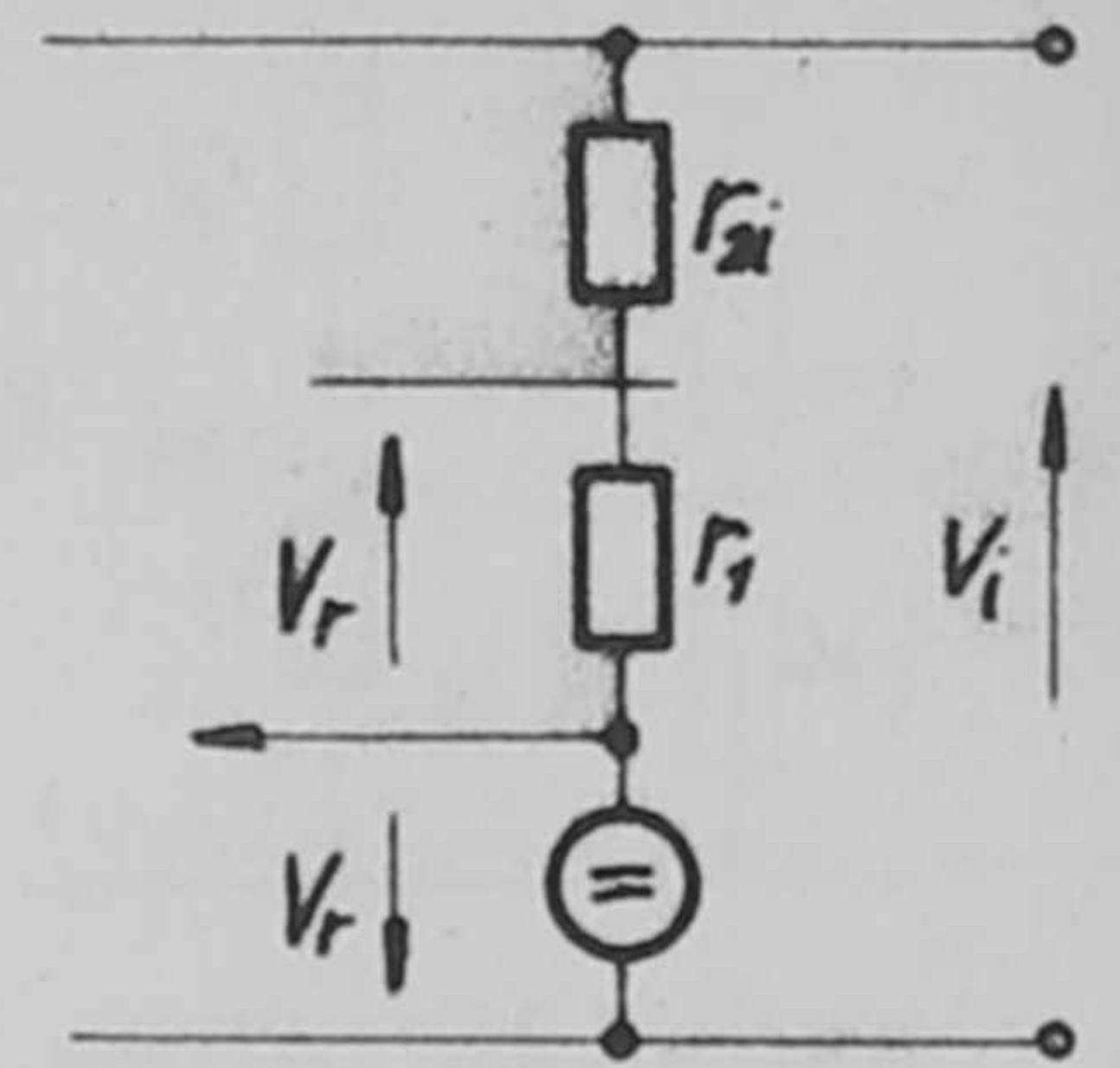
$$R_2 = r_{22} - r_{23}$$

⋮

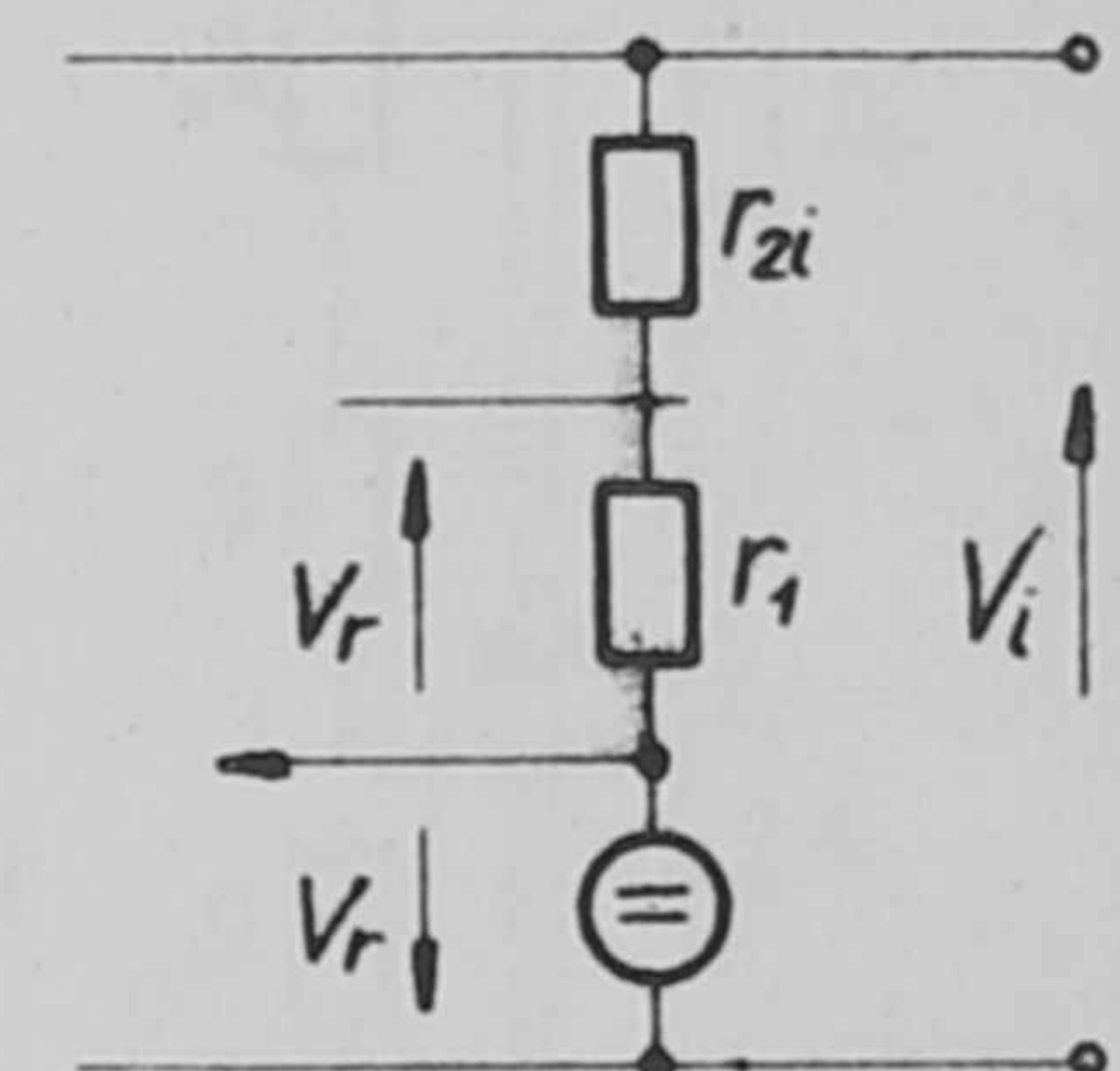
$$R_i = r_{2i} - r_{2(i+1)}$$

⋮

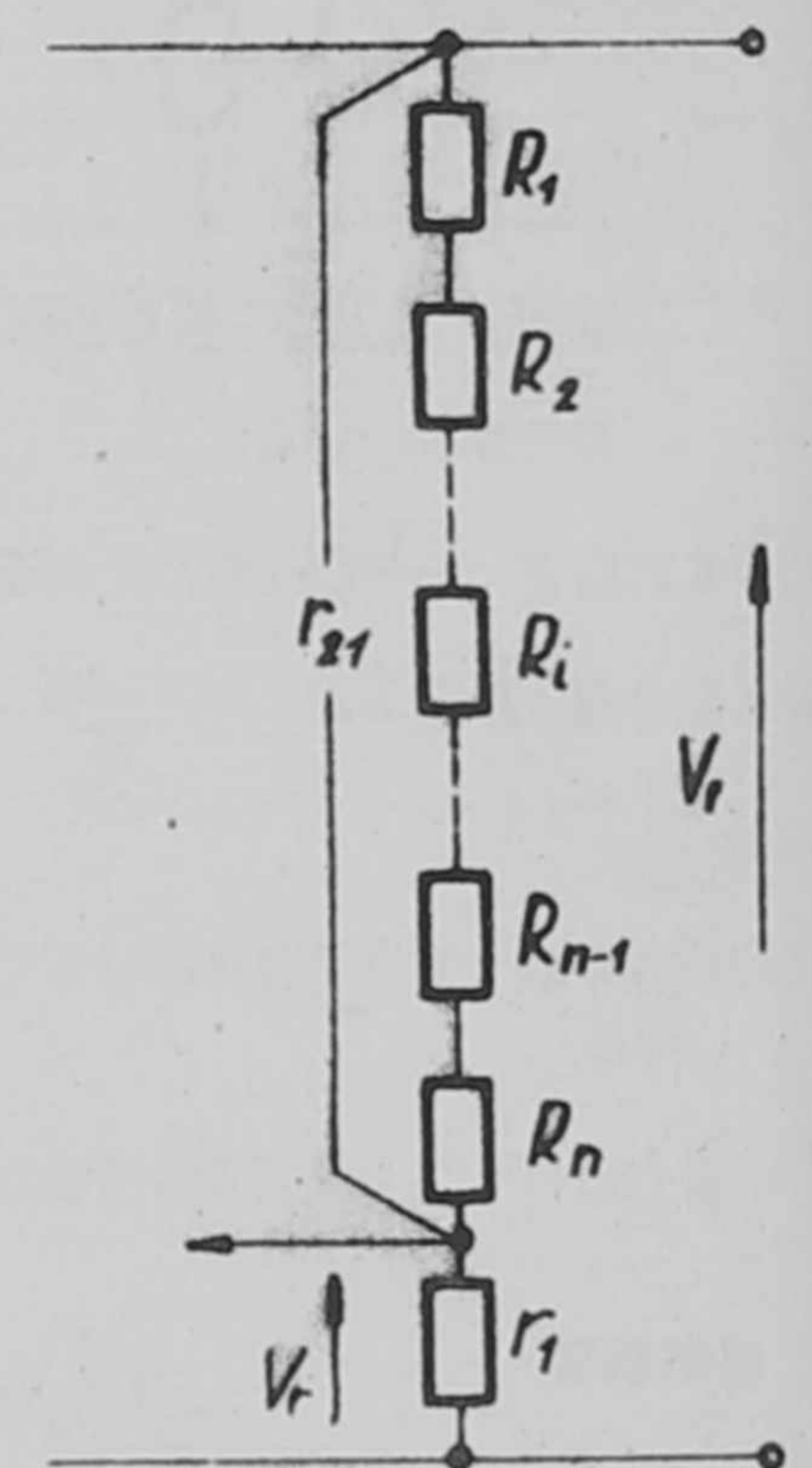
$$R_n = r_{2n}$$



13.ábra



14.ábra



15.ábra

7. Összefoglalás

A degeneratív típusú stabilizált tápegységek kimenőfeszültségét a kimenőkapcsain lévő s a stabilizátor-körben fekvő osztóval szabályozhatjuk az I., II. és III. megoldásnak megfelelően. A tápegység referenciaeleme lehet az osztóval párhuzamos /A-típus/, vagy vele sorba /B-típus/ elhelyezve.

A szabályzás lehet folyamatos, lépcsős és folyamatos lépcsőssel kombinálva.

Folyamatos szabályzásnál az összes lehetséges megoldást /I-III. A és B/ alkalmazhatjuk. A szabályozási tartomány határpontjainak ismeretében kiszámíthatjuk az α -feszültségátfogást, valamint az α -átfogás eléréséhez szükséges relatív ellenállásváltozást, ϱ -t.

Fix feszültségpontok állítására alkalmas osztót a II. típusú szabályzás alapján célszerű megoldani.

A folyamatos szabályzással kombinált lépcsős szabályzás esetében az A-típusú referenciaelem elhelyezéséhez az I. és II., míg a B-típusú referenciaelem elhelyezéséhez a II. és III. megoldás simul számítástechnikai szempontból. A fennmaradó két megoldás I/B és III/A a gyakorlati számítások szempontjából célszerűtlen.

A folyamatos szabályzással kombinált lépcsős megoldás számítása kapcsán a teljes tartomány alsó és felső határfeszültségből indulunk ki / V_a , V_f /, felvesszük az átlapolást / k /, r_1 -értékét, majd számítjuk ϱ -t és ebből a potenciométer ellenállását. Végül az osztó állandó értékű tagjainak ellenállását határozzuk meg.

I r o d a l o m

- [1] Ж. Нараи, К. Ждански. Академия Наук СССР. Журнал "Приборы и техника эксперимента" № 2, 1956 г. 108-112.
- [2] Zsdánszky Kálmán. 21a⁴ 21-35 sz. Magyar Szabadalom.
- [3] Sebestyén Béla: KFKI Közl. 7/4, 225 /1959/

Érkezett 1960. február 3.

KFKI Közlemények 8. évfolyam 1. szám, 1960.

PRECIZIÓS HUZALELLENÁLLÁS MÉRETEZÉSE

Irta: Sebestyén Béla
Elektronikus Laboratórium

Összefoglalás

A cikk számítási eljárást ismertet, melynek segítségével precíziós huzalellenállás lényeges adatai meghatározhatók.

1. Bevezetés

Elektronikus berendezések tervezése kapcsán gyakran válik szükségessé speciális értékű, precíziós huzalellenállás alkalmazása. Az alábbiakban rövid számítást állítottunk össze, mely alapján ilyen ellenállás tervezhető. A számítás alapján meghatározható az adott értékű ellenállás mérete és a szükséges menetszám, ha az ellenálláshuzalt megválasztjuk. A hődisszipáció kérdéseire a cikk részletesen nem tér ki.

2. A méretezés

A számítás olyan huzalellenállásra vonatkozik, mely az 1. ábrán látható hengeres-csévetesten helyezkedik el, egyetlen huzal rávezetésével, egymásra rétegezett menetsorok alakjában /tehát nem bifiláris vagy hasonló/.

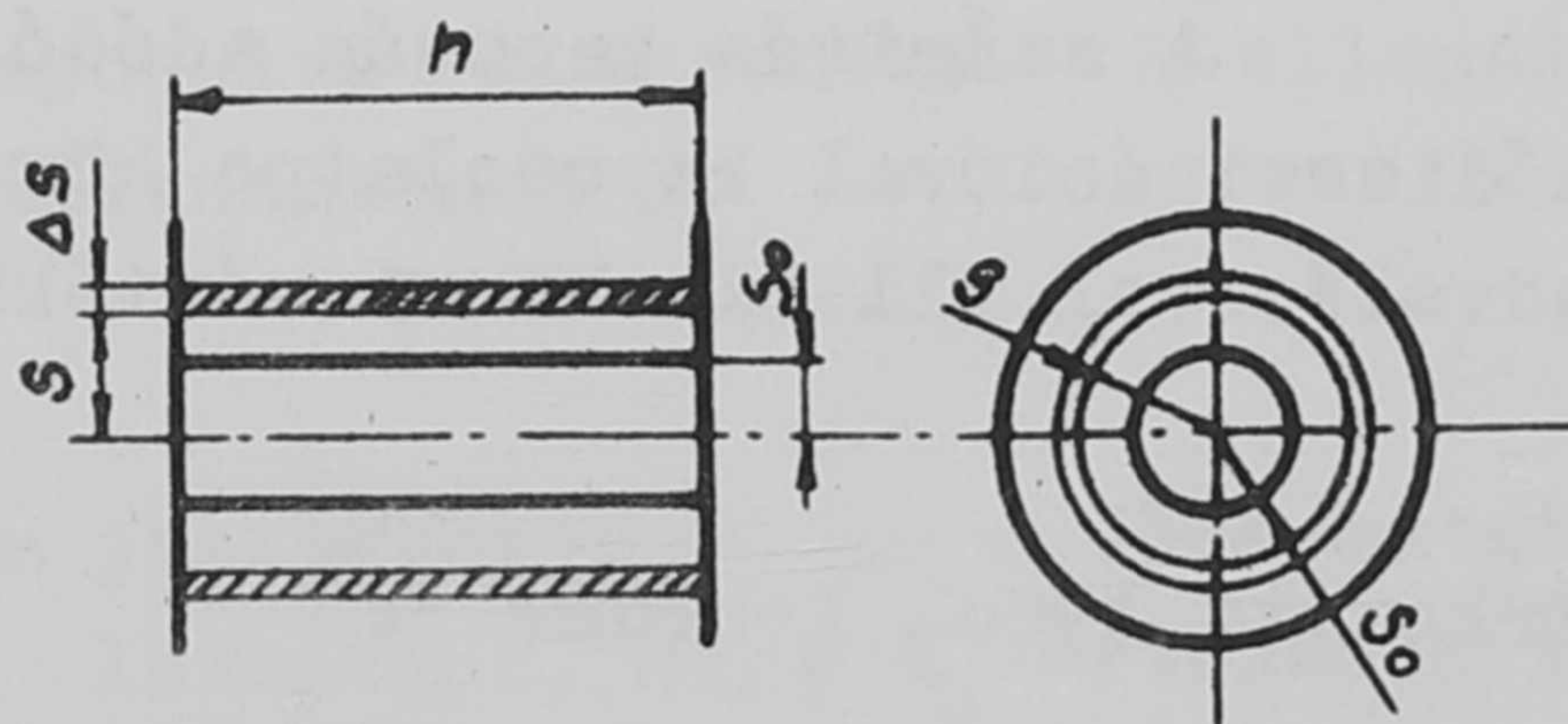
Az ábrán s_0 a csévetest hengeres törzsének sugarát; h a csévetest tekercselési hosszát, s egy a henger tengelyétől tetszőleges távolságban fekvő hengerpalást sugarát, Δs pedig az s sugáron fekvő hengergyűrű vastagságát jelöli.

Az s -sugáron fekvő egyetlen menet ellenállása

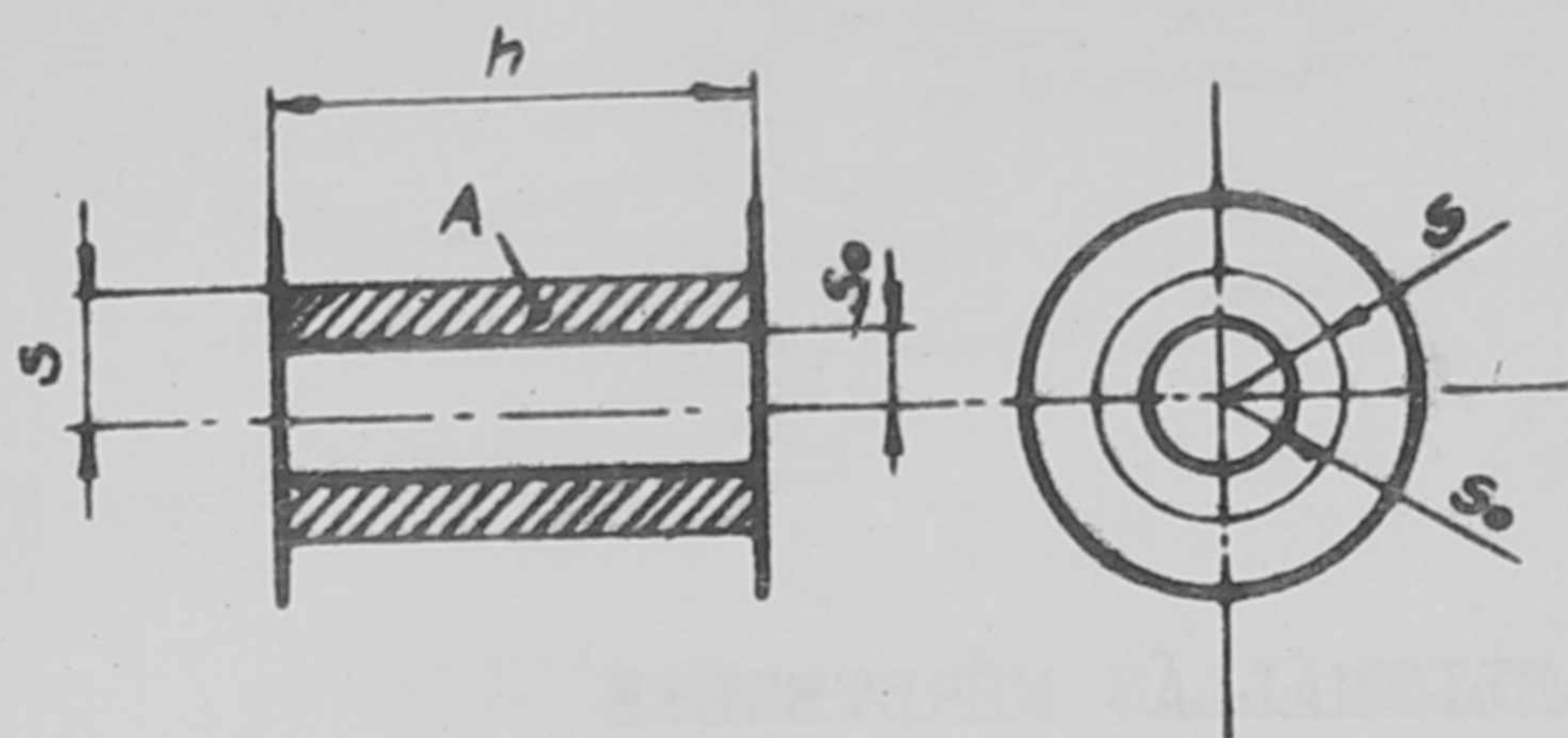
$$r_{sm} = \frac{9 \cdot 2 \cdot \pi \cdot s}{q} = r_1 \cdot 2 \pi \cdot s$$

q -val a huzal keresztmetszetét, r_1 -el az egységnyi hosszúságu huzal ellenállását jelölve.

A Δs -sávban elhelyezkedő menetek száma, ha az egységnyi felületen r_1 -menet halad át: $r_1 \cdot h \cdot \Delta s$. Az ezen a sávon áthaladó ellenállás-huzal teljes ellenállása pedig



1. ábra



2. ábra

$$\Delta n = n_1 h \Delta s n_2 2\pi s = 2c \cdot s \cdot \Delta s$$

ha a $c = n_1 h n_2 \pi$

jelölést használjuk.

Az $s_0 - s$ között elhelyezkedő teljes huzal ellenállása pedig

$$n = 2c \int_{s_0}^s s ds = c(s^2 - s_0^2) \quad /1/$$

Jelöljük a 2. ábrának megfelelően az $s - s_0$ és h által definiált területet A -val. Akkor írható, hogy

$$s = s_0 + \frac{A}{h} = s_0 + \frac{n}{n_1} \cdot \frac{1}{h} \quad /2/$$

melyben n az A -felületen áthaladó összes menetszámot jelöli. Helyettesítsük a /2/ összefüggésből /1/-be az s -értékét, így az

$$\frac{1}{n_1 h} n^2 + 2s_0 n - \frac{n^2}{n_1 \pi} = 0$$

egyenlethez jutunk. Ebből n -értéke

$$n = \left[-s_0 \pm \sqrt{s_0^2 + \frac{n^2}{n_1 h n_1 \pi}} \right] n_1 h \quad /3/$$

A /3/ összefüggés megadja az s_0 -belső hengersugaru, h -tekerceselési hosszal bíró csévetest esetén, n -ellenállás létesítéséhez szükséges menetszámot, ha a vezeték egységnyi hosszúságu darabjának ellenállása n_1 és a tekerceselés irányára merőleges egységnyi felületen n_2 -menet halad át.

Az n értékek ismeretében /2/ összefüggés alapján az s sugár értéke is számítható.

A gyakorlati számítás kapcsán s_0 és h értékét felvesszük, n_1 -értéke a választott ellenálláshuzal alapján adódik. Az n_2 -értéke tapasztalati érték, melyre táblázatok és diagrammok ismeretesek. Ezek híján próbatekerceseléssel állapítható meg.

A /3/összefüggésben a gyökjel előtt álló negatív előjelnek nincs fizikai értelme.

A számítás helyes, ha az

$$(s_0 + s) \pi \cdot n \cdot n_1 = n \quad /4/$$

egyenlőség fennáll.

A mennyiségek dimenzióiról szólva azok a következők:

$$[n] = \Omega; [n_1] = \Omega/cm; [s] = cm; [h] = cm; [n_2] = cm^{-2}$$

A számítás kapcsán adódó geometriai méreteknél meg kell felelniük a hődisszipációval kapcsolatos követelményeknek. Felületnövelést h -értékének növelésével, ill. kisebb n_1 -értékű ellenálláshuzal választásával érhetünk el.

Érkezett 1960. február 3.

EGYENFESZÜLTSG STABILIZÁLÁSA FÉLVEZETŐ-ZENERDIÓDÁVAL

Irta: Sebestyén Béla és Vajda Ferenc
Elektronikus Laboratórium

Összefoglalás

A közlemény egyenfeszültség stabilizálására alkalmas zenerdióda áramköröket és ezekre vonatkozó számításokat ismertet, melyek alapján nagy-stabilitású fűtőfeszültség, ill. referenciafeszültség-stabilizátorok méretezhetők.

1. Bevezetés

A zenerdióda igen alkalmas elem stabilizátoráramkörök felépítésére. Tulajdonságainál fogva különösen jól alkalmazható referenciaáramkörökhöz és fűtőfeszültségstabilizátorokhoz.

Az Elektronikus Laboratórium keretén belül kidolgoztunk néhány olyan - referenciafeszültség, ill. állandó értékű fűtőfeszültség előállítására szolgáló - áramkört, melyek egyszerűségük mellett igen kedvező tulajdonságokat mutatnak. Ezek közös alapelveken épülnek fel. Az áramköri viszonyok áttekintéséhez és a méretezéshez szükséges számításokat elvégeztük.

Az alábbiak folyamán a zenerdióda-stabilizátor alapáramköréből indulunk ki. Érintjük a stabilizáció mechanizmusát, a terhelt és terheletlen áramkör jellemzőit, valamint a zenerdióda néhány tulajdonságát. Ezt követően az un. kompenzált stabilizátorkör leírása következik. Végül a kidolgozott áramköröket ismertetjük.

2. Alapáramkör egyenfeszültség stabilizálására

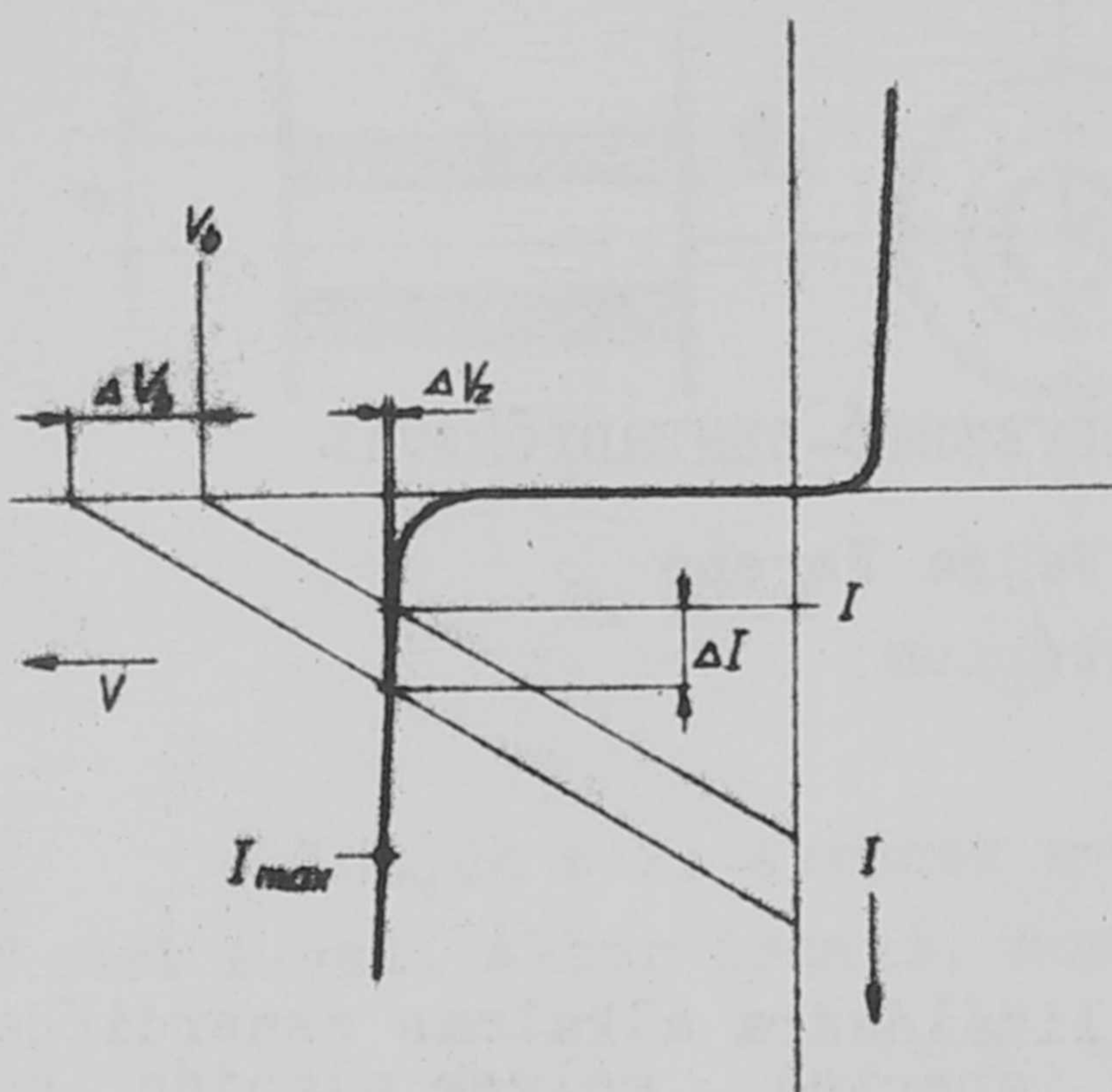
2.1. A stabilizáció mechanizmusa.

A zenerdióda jelleggörbéje a zárószakaszon analógiát mutat a gáztöltésű stabilizátorcsövekével. Az un. zenertartományban a dióda kapcsain levő feszültség messzemenően független a diódán átfolyó áramtól. A $-V_z$ - zenerfeszültségnél nagyobb V_b - feszültséget kapcsolva a diódára - R-ellenállás közbeiktatásával - ezen az un. korlátozó ellenálláson át

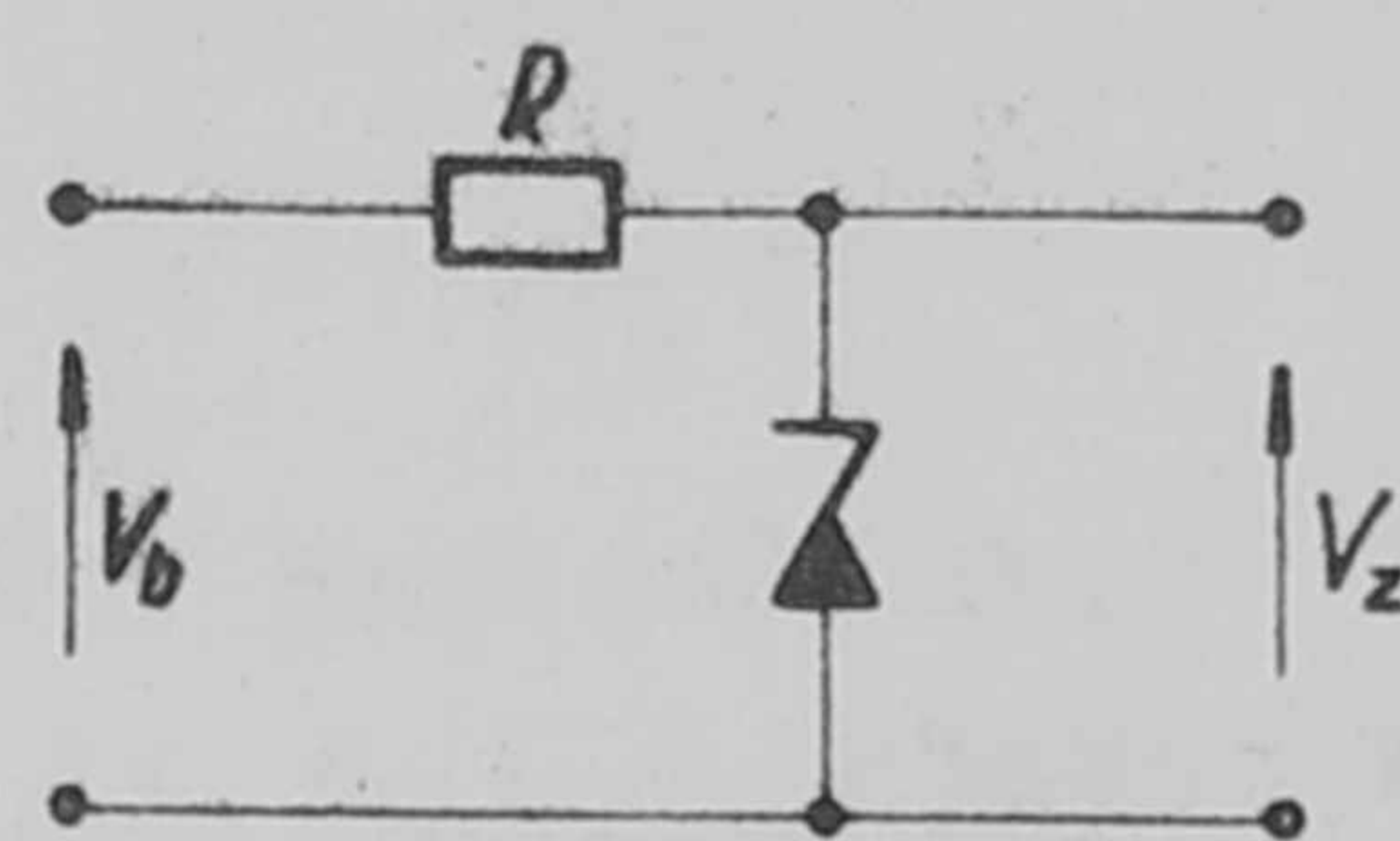
$$I = \frac{V_b - V_z}{R}$$

/1/

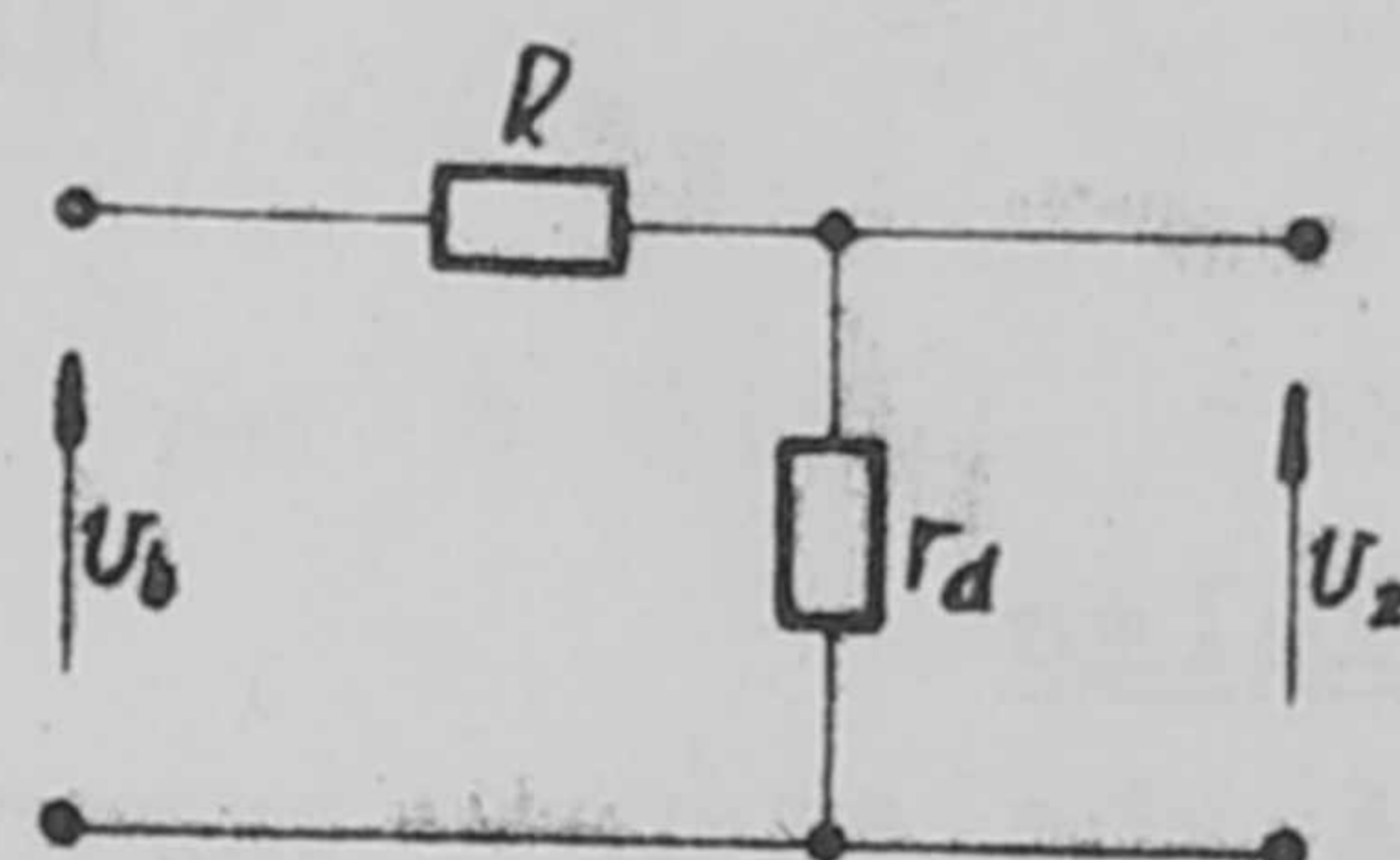
áram folyik. A zenerdióda feszültség-áram jelleggörbáját az 1. ábra mutatja. Az R-ellenállás munkaegyenesét berajzolva láthatjuk, hogy V_b -értékének változásával az I-áram nagymértékben változik. Ugyanakkor a dióda kapcsán lévő feszültség alig.



1. ábra



2. ábra



3. ábra

Ennek megfelelően a legegyszerűbb stabilizátorkapcsolás ellenállás és zenerdióda sorbakapcsolásából áll /2. ábra/. Ez az un. terheletlen alapáramkör. A zenerdiódával - R_t - terhelőellenállást kapcsolva parallel, a terhelt alapáramkörhöz jutunk /6. ábra/.

2.2. A terheletlen stabilizátor áramkör jellemzői.

A terheletlen alapáramkör működése szempontjából lényeges a dióda munkaponti áramának megfelelő beállítása. A munkapont szempontjából figyelembe kell venni a megengedhető disszipáció, valamint az optimális stabilizáció szempontjait.

A disszipáció szempontjából a munkapontot úgy kell megválasztani, hogy üzem közben a disszipáció soha ne lépje túl a diódára megengedett max. értéket.

A max. disszipáció által meghatározott és a zener szakasz kezdő pontja közötti tartományban a dióda munkapontját a továbbiakban úgy kell megválasztani, hogy a stabilitás az elérhető legjobb legyen.

A V_z - kimenőfeszültség stabilitása a munkaponti áram megválasztásától a következő módon függ:

Legyen a bemenőfeszültség változása v_b és a v_b - változás mellett fellépő kimenőfeszültségváltozás v_z , a zenerdióda differenciális ellenállása pedig r_d . A kör stabilitási tényezője:

$$s = \frac{v_b}{v_z}$$

A 3. ábra alapján

$$v_z = \frac{r_d}{r_d + R} v_b$$

tehát

$$s = 1 + \frac{R}{r_d}$$

és /1/ figyelembevételével

$$s = 1 + \frac{V_b - V_z}{I r_d} \quad /2/$$

Ismeretes, hogy

$$r_d = f(I)$$

és

$$I r_d \neq konst.$$

Példaképpen megemlítjük a Ferranti KS 30 A, KS 36 A, KS 40 A és KS 44 A referenciadiódák adatait, valamint az Intermetall Z6, Z7 és Z8 diódákon végzett mérések eredményeit.

A Ferranti diódák adatait az 1. táblázat tartalmazza, a 2. táblázatban ugyanezeknek a diódáknak a /2/ összefüggés alapján számított stabilitási tényező értékeit láthatjuk. A számítás folyamán

$(V_b - V_z)$ értékét 10 V-nak választottuk.

A Z6, Z7 és Z8 típusu diódákból 3-3 darabot vizsgáltunk s a mérések alapján számítottuk az $(I r_d) = f(I)$ görbét, melyeket a 4a, 4b és 4c ábra mutat be.

A felhozott példák és az elvégzett mérések nem nyújtanak megfelelő statisztikát általános érvényű következtetések levonásához. Annyi azonban bizonyos, hogy az $(I r_d)$ munkaponti áram függvényében erőteljesen változik - bár az egyes diódáknál különbözőképpen - és az - s - stabilitási tényező ott éri el maximumát, ahol az $(I r_d)$ szorzat minimumot mutat, természetesen a V_b -értéket állandónak a V_z -értéket pedig jó közelítéssel állandónak tekintve a /2/ összefüggésben.

Ahol különös súlyt fektetünk az optimális stabilitás elérésére, az adott diódák $(I r_d) = f(I)$ görbéinek felvétele ajánlatos az $(I r_d)$ min. meghatározása szempontjából.

Teljesítmény-zenerdiódák esetében, a jó hatásfok, referencia diódák esetén alacsony üzemi hőmérséklet biztosítása érdekében esetleg célszerű lemondani a munkaponti áram növeléséről még akkor is, ha ezzel - s - értékét javíthatjuk.

A /2/ összefüggésből kitűnik az is, hogy a stabilitás jósága a bemenő feszültségnek is függvénye.

Érdekes annak megállapítása, hogy a relatív stabilitási tényező hogyan függ V_b -től. A relatív stabilitási tényezőt az

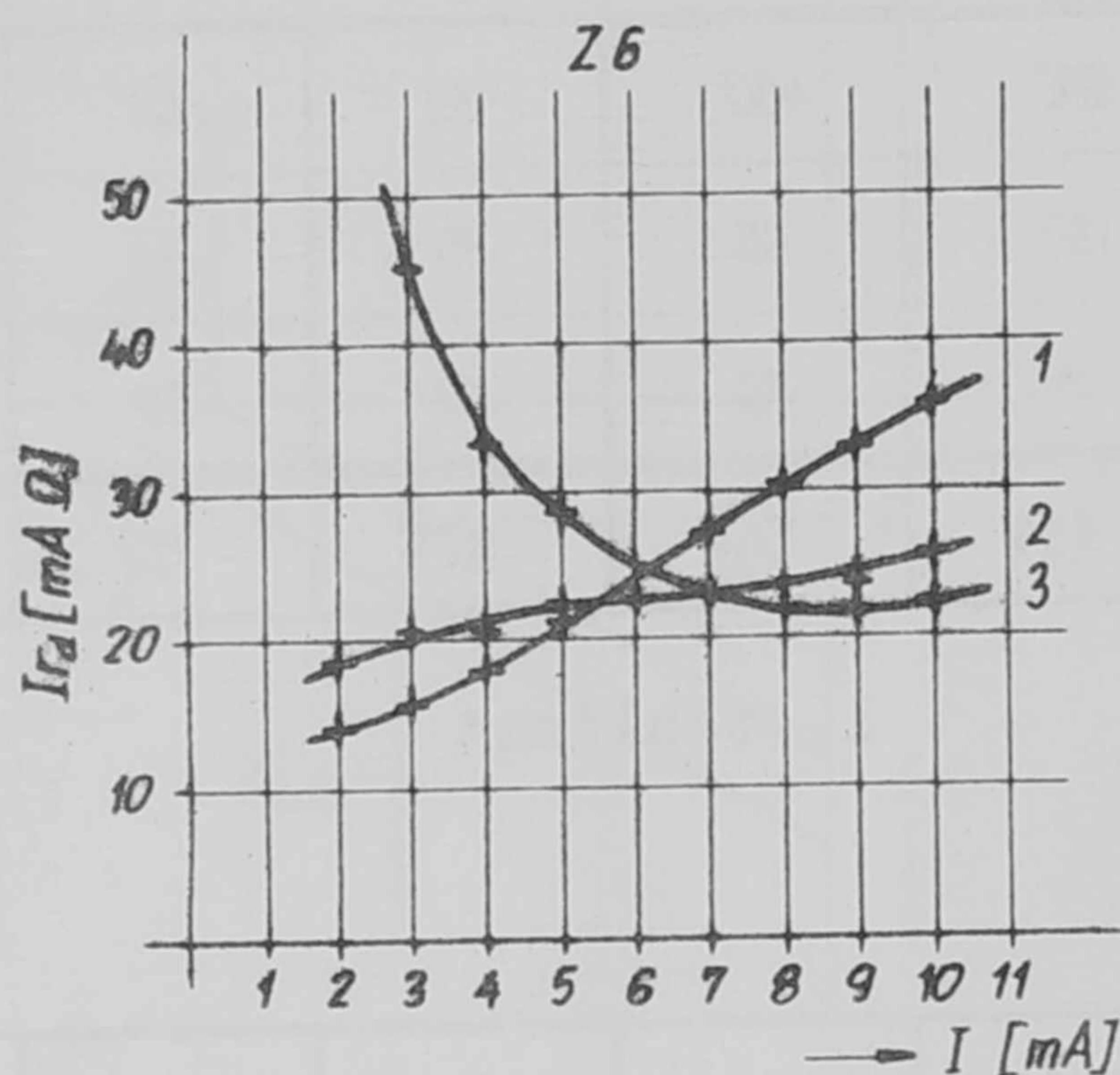
$$S_r = \frac{v_b / V_b}{v_z / V_z} = \left(1 + \frac{V_b - V_z}{I r_d} \right) \frac{V_z}{V_b}$$

Dióda tip. Dióda áram	KS 30A	KS 36A	KS 40A	KS 44A	
1mA	500	450	33	60	[2] r _d
5mA	130	65	15	30	
20mA	30	15	10	20	
zener feszültség	3,3V	5,6V	8,2V	12V	

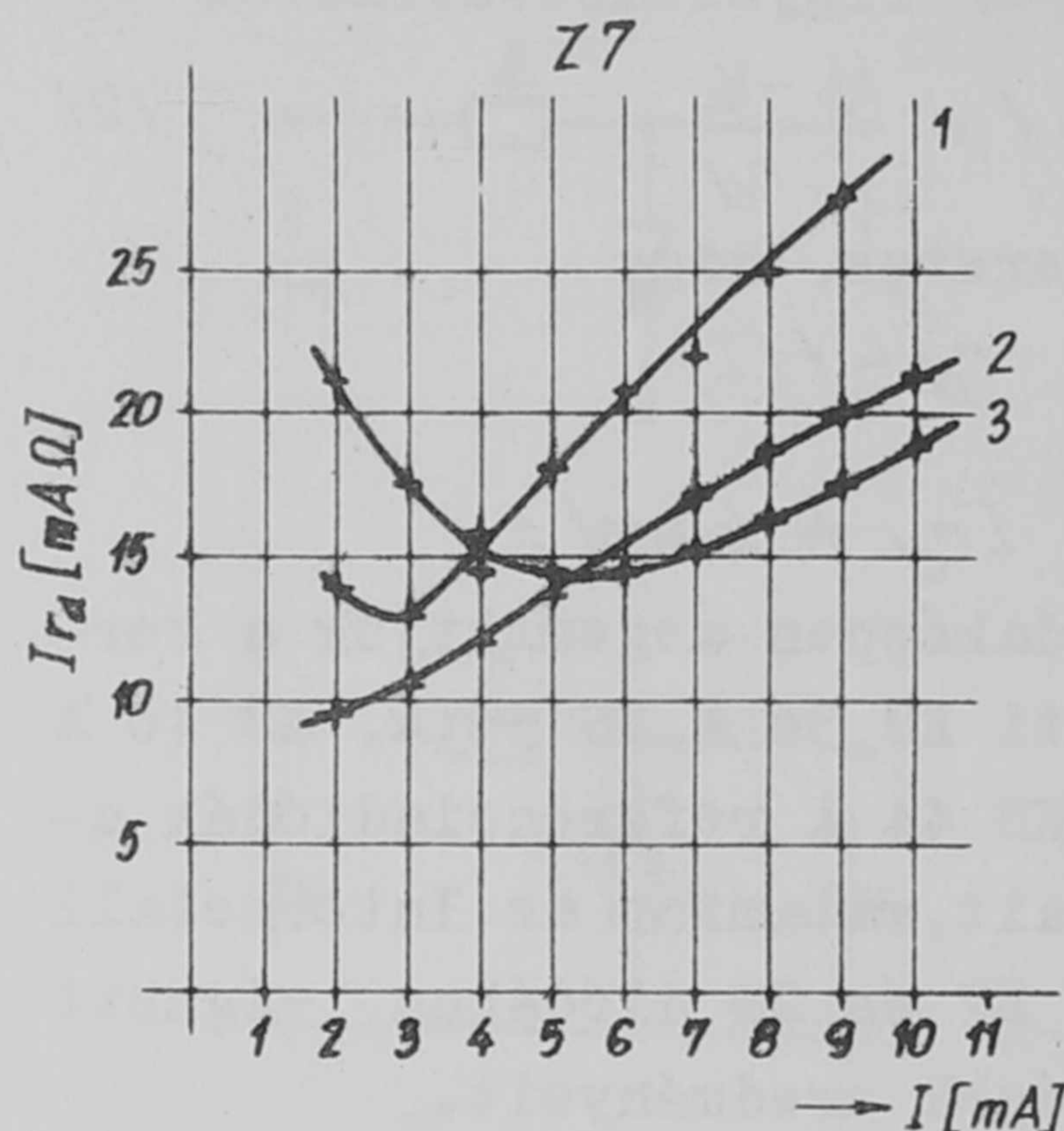
1. táblázat

Dióda tip. Dióda áram	KS 30A	KS 36A	KS 40A	KS 44A	
1mA	21	23,2	30,4	167,7	stabilitás s
5mA	16,4	31,8	134,5	67,7	
20mA	17,65	34,4	51	26	

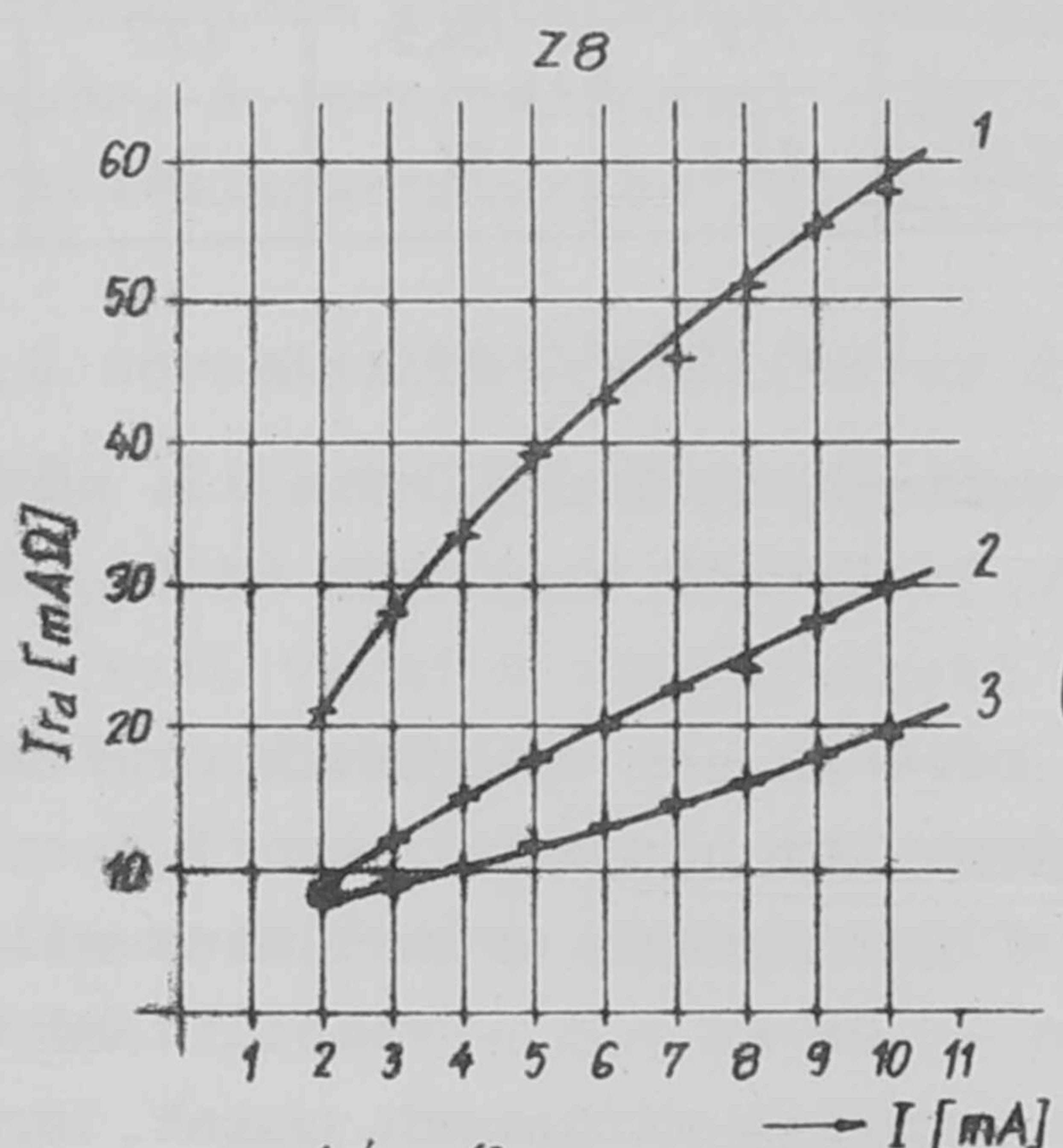
2. táblázat



4/a. ábra



4/b. ábra



4/c. ábra

összefüggés definiálja, melyből továbbá

$$S_n = \frac{V_z}{V_b} \left(1 - \frac{V_z}{I \cdot r_d} \right) + \frac{V_z}{I \cdot r_d} \quad /4/$$

A relatív stabilitási tényező változását $\left(\frac{V_b}{V_z} \right)$ függvényében, adott dióda és állandó $(I \cdot r_d)$ érték mellett, terheletlen stabilizátor áramkör esetére az 5. ábra A-görbéje ábrázolja. A görbéből látható, hogy $\left(\frac{V_b}{V_z} \right) \rightarrow \infty$ esetén, S_n egy határozott értékhez tart. Ez a /4/ összefüggésből számítható

$$\lim_{\left(\frac{V_b}{V_z} \right) \rightarrow \infty} S_n = \frac{V_z}{I \cdot r_d} = S_n \max \quad /5/$$

Látható az is, hogy $\frac{V_b}{V_z} = 3$ értéknél már $S_n = 0,67 S_n \max.$

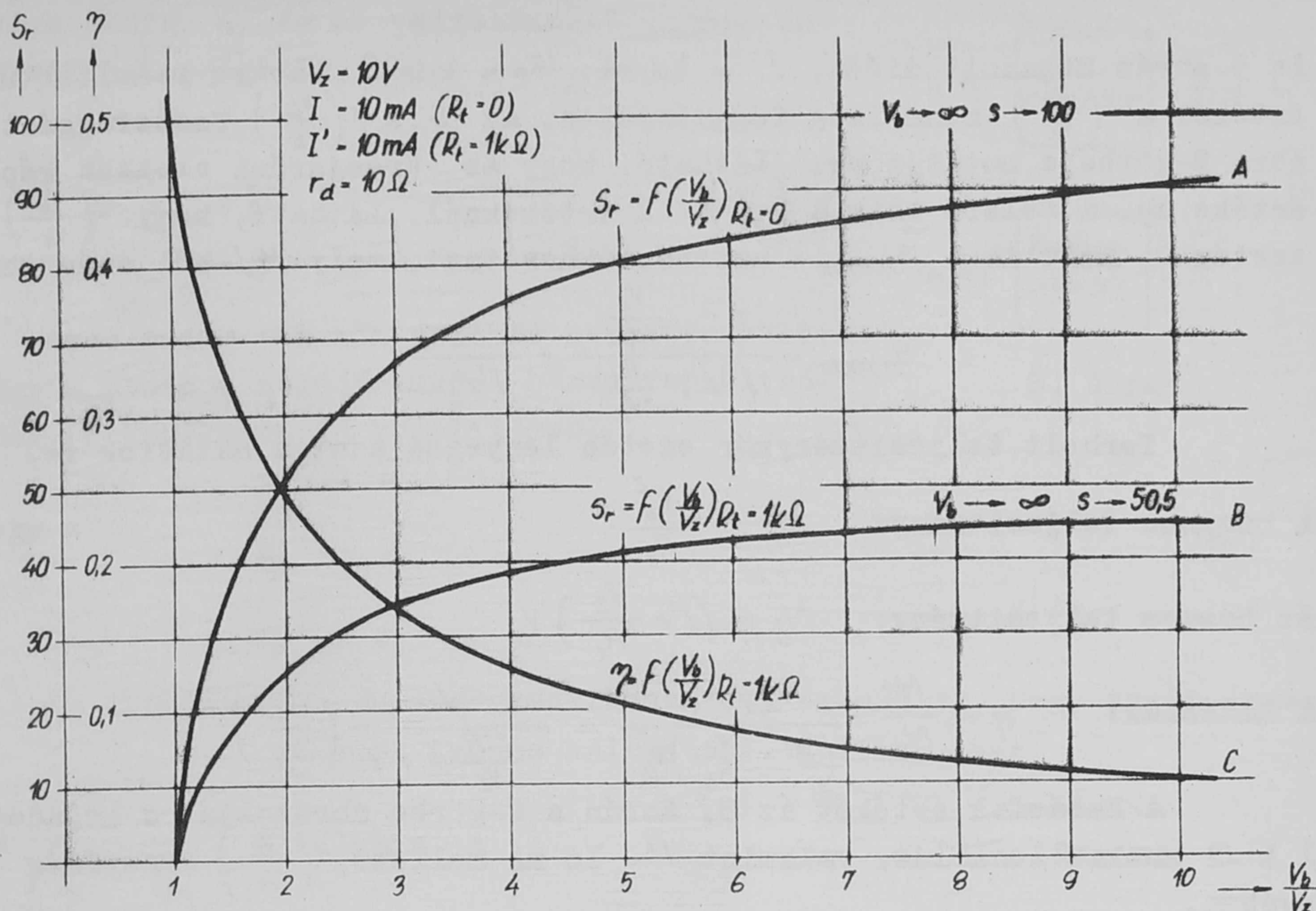
2.3.A terhelt stabilizátor áramkör jellemzői.

A terhelt stabilizátorkör a 6. ábrán látható. R_t a terhelő ellenállást jelöli. Az $R - R_t$ lánc a dióda számára - Thevenin tétele alapján - a 7. ábrán látható helyettesítő áramkörrel egyenértékű. Ennek megfelelően felírható, hogy a dióda munkaponti árama

$$I' = \frac{V_b' - V_z}{R'}$$

Természetesen a diódán zener áram csak akkor halad át, ha az R, R_t ellenállás aránya olyan, hogy $V_b' > V_z$.

A továbbiakban hasonló módon számolhatunk, mint terheletlen áramkör esetén. Az I' munkapontot azonos szempontok alapján választjuk meg. A stabilitási tényező pedig



5. ábra

$$S = 1 + \frac{V_b' - V_z}{I' r_d} \quad /6/$$

A relatív stabilitási tényezőre is analóg módon nyerjük, hogy

$$S_n = \frac{v_b'/v_b}{v_z/v_z} = \frac{V_z}{V_b'} \left[1 - \frac{V_z}{I' r_d} \right] + \frac{V_z}{I' r_d} \quad /7/$$

Ebből az összefüggésből azonban nem látható közvetlenül az S_n -relatív stabilitási tényező függése a $\left(\frac{V_b}{V_z}\right)$ mennyiségtől, ezért a /7/ összefüggésbe helyettesítjük a

$$V_b' = \frac{R_t}{R + R_t} V_b$$

értékét. Így kapjuk, hogy

$$S_n = \frac{V_z}{V_b} \frac{R + R_t}{R_t} \left(1 - \frac{V_z}{I' r_d} \right) + \frac{V_z}{I' r_d} \quad /8/$$

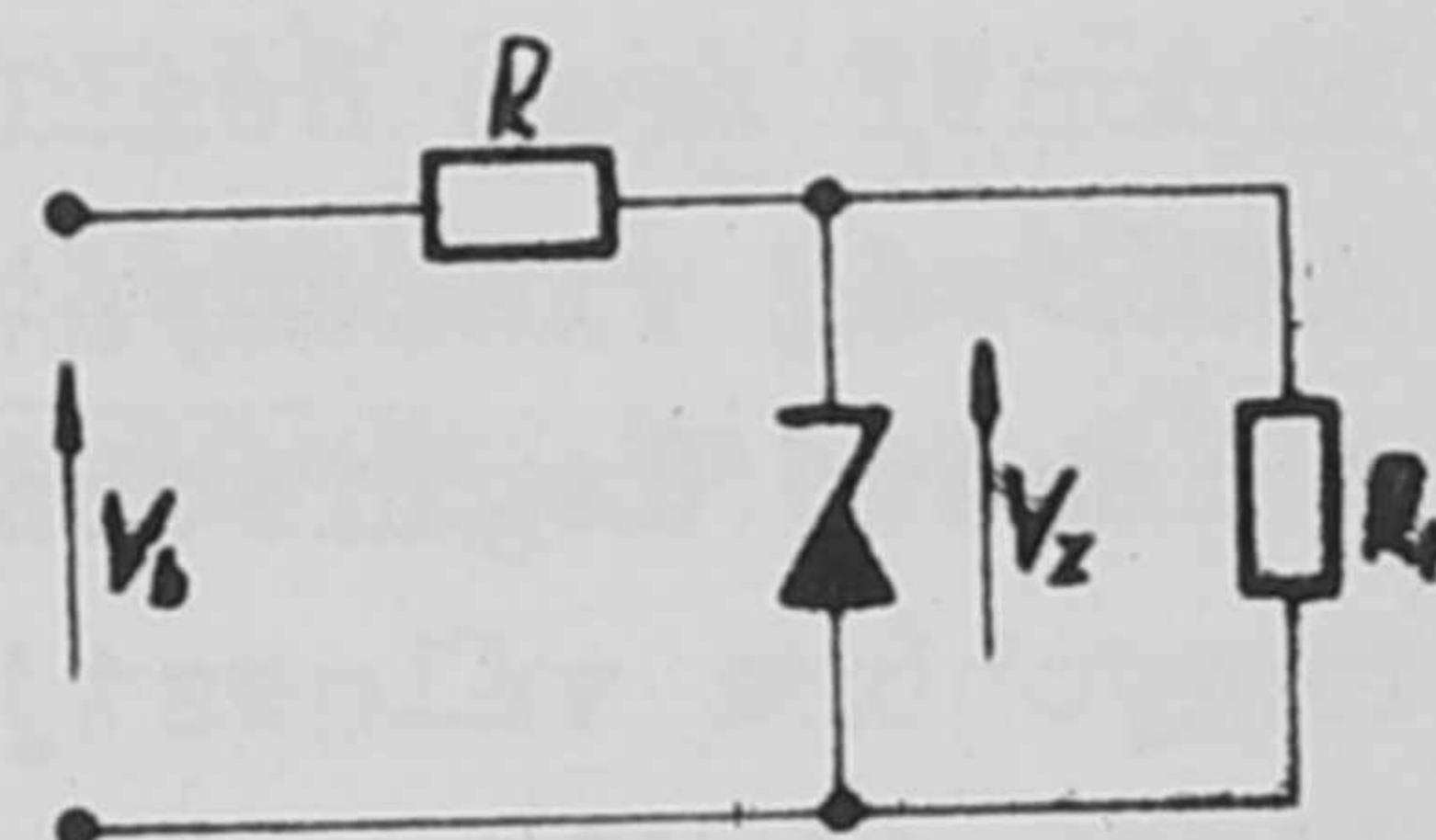
és, mert

$$R = \frac{V_b - V_z}{I' + \frac{V_z}{R_t}} = \frac{R_t(V_b - V_z)}{I' R_t + V_z}$$

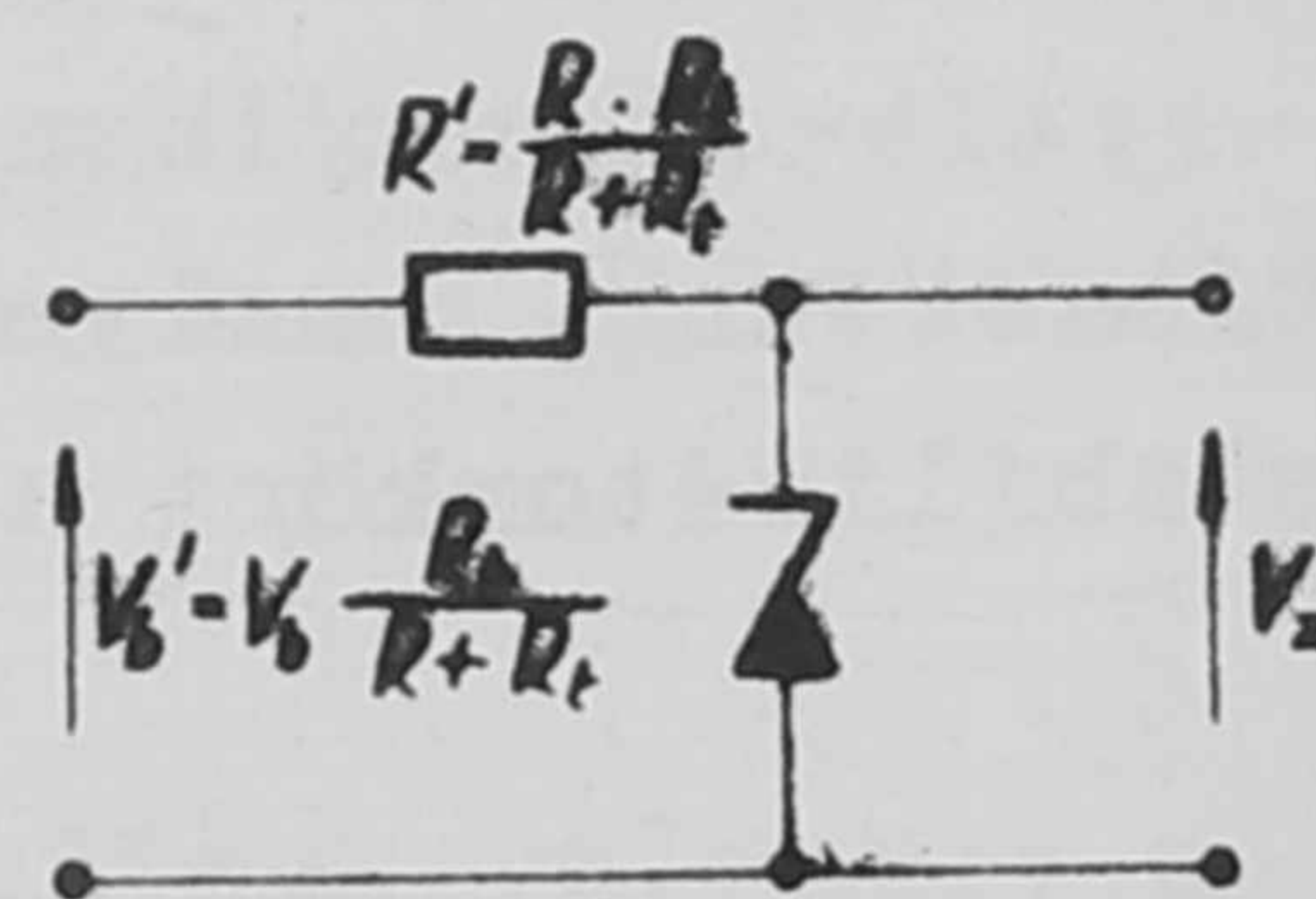
$$\frac{R + R_t}{R_t} = \frac{V_b - V_z}{I' R_t + V_z} + 1 = V_b \left(\frac{1 - \frac{V_z}{V_b}}{I' R_t + V_z} \right) + 1$$

Az így kapott értéket /8/-ba helyettesítve

$$S_n = \left[V_z \frac{1 - \left(\frac{V_z}{V_b}\right)}{I' R_t + V_z} + \left(\frac{V_z}{V_b}\right) \right] \left[1 - \frac{V_z}{I' r_d} \right] + \frac{V_z}{I' r_d} \quad /9/$$



6. ábra



7. ábra

Az 5. ábrán megadott dióda, $I' = 10 \text{ mA}$; $R_t = 1 \text{ k } \Omega$ esetre számítottuk S_n - értékét a $\left(\frac{V_b}{V_z}\right)$ -mennyiség függvényében. Az $S_n = f\left(\frac{V_b}{V_z}\right)$ összefüggést az 5. ábra B-görbéje mutatja be. Látható, hogy az üresjárási esethez képest S_n -értéke kb. a felére esik a $\left(\frac{V_b}{V_z}\right) > 2$ értékeknél. Látható, hogy $\left(\frac{V_b}{V_z}\right) \rightarrow \infty$ esetén S_n most is $S_{n \max}$ - határértékhez tart, mely /9/-ből számítható.

$$S_{n \max} = \frac{1 - \frac{V_z}{I' r_d}}{1 + I' \frac{R_t}{V_z}} + \frac{V_z}{I' r_d} \quad /10/$$

Terhelt teljesítménykör esetén lényeges adat a hatásfok is.

A hasznos teljesítmény: $N_h = \frac{V_z^2}{R_t}$

Az összes teljesítmény: $N_o = \left(I' + \frac{V_z}{R_t}\right) V_b$

A hatásfok: $\eta = \frac{N_h}{N_o} = \frac{V_z^2 / R_t}{\left(I' + \frac{V_z}{R_t}\right) V_b} = \frac{1}{\frac{I' R_t}{V_z} + 1} \left(\frac{V_z}{V_b}\right) \quad /11/$

A hatásfok értékét az 5. ábrán a C-görbe ábrázolja a megadott dióda, $1 \text{ k } \Omega$ munkaellenállás, valamint $I' = 10 \text{ mA}$ mellett, $\left(\frac{V_b}{V_z}\right)$ mennyiség függvényében.

Az eddigieket összefoglalva a következőket állapíthatjuk meg:

A zenerdióda alapáramkör stabilitási tényezőinek értéke függ a munkaponti áram beállításától, függ az áramkör bemenőfeszültsége és a zenerfeszültség viszonyától. A kör akkor stabilizál optimálisan, ha $(I' r_d)$ értékét a lehető legkisebbre, a $\left(\frac{V_b}{V_z}\right)$ értékét az ésszerűségnek megfelelő lehető legnagyobbra választjuk. Terhelés esetén az üresjárási esethez képest a stabilitás mindig csökken. A $\left(\frac{V_b}{V_z}\right)$ -értékének növelése a hatásfok erőteljes csökkenését vonja maga után. A stabilizátor áramkör beállításánál ezen túlmenően figyelembe kell venni a diódára megadott max. disszipáció értékét, valamint referenciakörök esetén az alacsony üzemi hőmérséklettel járó előnyöket.

Amennyiben stabilizátor áramkörünkkel szemben olyan követelményeket támasztunk, melyek az alapáramkör adottságait meghaladják, akkor kompenzált stabilizátorkört alkalmazhatunk.

3. A kompenzált stabilizátoráramkör

3.1. A kompenzált stabilizátoráramkör leírása.

A kompenzált stabilizátorkör lényegében az eddig ismerttetett alapáramkörből és egy hozzá csatolt kompenzáló körből áll, a 8. ábrán látható módon. Alapelve az, hogy az alapáramkör kimenőkapcsaival olyan feszültségforrást kapcsolunk sorba, mely az alapáramkör kimenőfeszültségének megváltozását mindenkor kompenzálja. Más szóval, ha az alapáramkör kimenőfeszültsége V_z , a segédáramkör kimenőfeszültsége V_s , a stabilizátorkör teljes kimenő-

feszültsége pedig V_{ki} és a változásokat azonos indexű kisbetűkkel jelöljük, akkor kell, hogy

$$v_s = -v_z$$

azaz

$$v_s + v_z = 0$$

és így

$$v_{ki} = 0$$

legyen.

Ha a V_b - mint eddig - az alapáramkör bemenőfeszültségét, V_{sb} - pedig a segédáramkör bemenőfeszültségét jelöli, akkor, mert jó közelítéssel

$$v_z \sim v_b$$

kell, hogy a

$$v_s \sim v_z$$

ill.

$$v_s \sim v_b$$

feltételt is kielégítsük. Ez legegyszerűbben úgy érhető el, hogy segéd-áramkörnek azonos hálózatról táplált, azaz

$$v_{sb} \sim v_b$$

valamint a

$$v_s \sim v_{sb}$$

feltételt is kielégítő stabilizálatlan feszültségformát választunk, amikor is a /12/ feltétel teljesül.

Az alap- és kompenzáló kör egymáshoz illesztése többféle módon is megvalósítható, ahogy a 9. ábrán látható. A segéd feszültség az alapáramkörben is előállítható a 10. ábrán látható módon.

3.2.A terheletlen stabilizátoráramkör jellemzői.

Legyen az alapáramkör bemenőfeszültségének relatív változása $\frac{v_b}{V_b}$. Az elmondottakból következően ennek egyenlőnek kell lennie a segédforrás relatív kimenőfeszültségváltozásával $\left(\frac{v_s}{V_s}\right)$ -el. Azaz

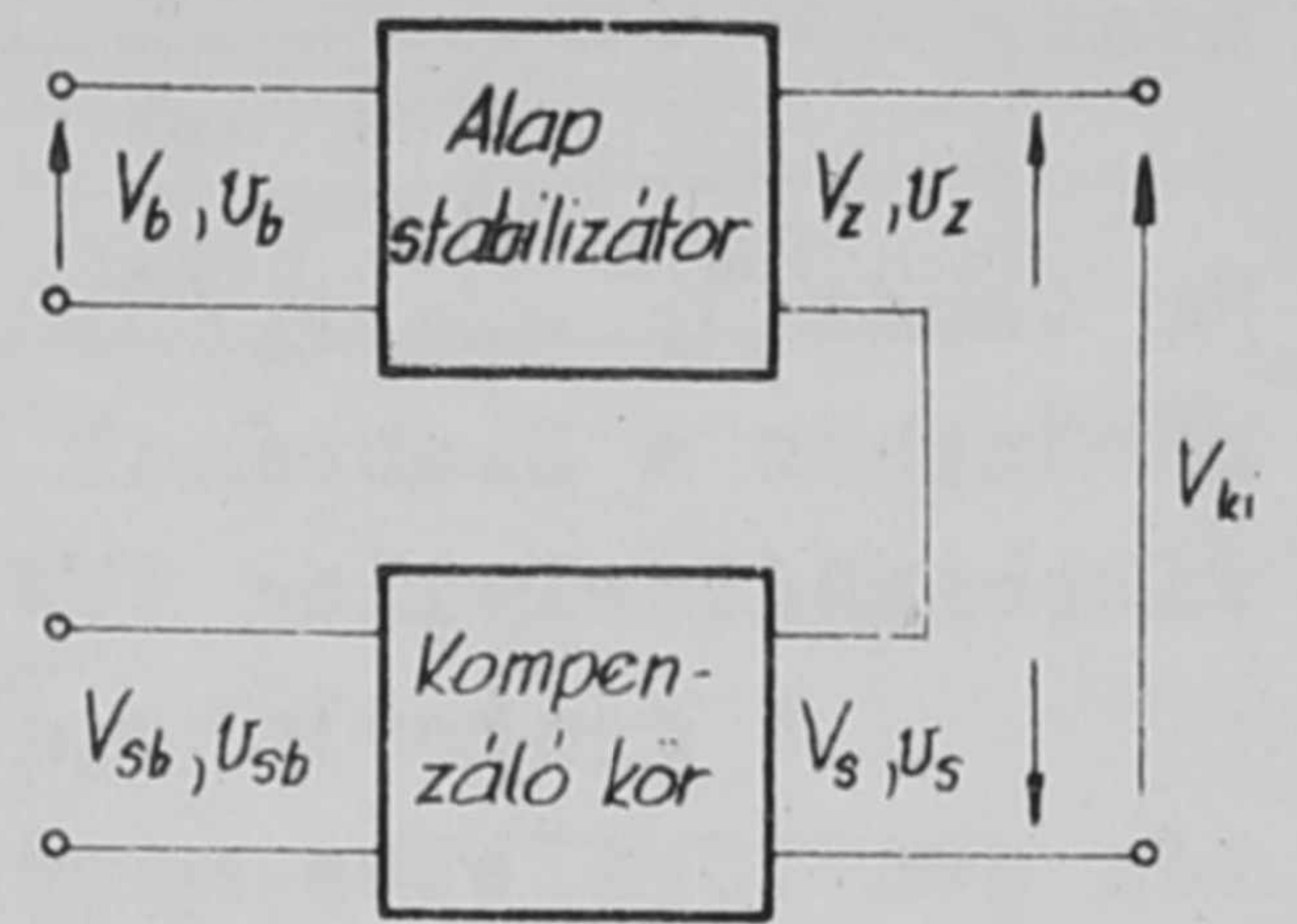
$$\frac{v_b}{V_b} = \frac{v_s}{V_s}$$

További célunk, hogy megállapítsuk valamely adott alapáramkörhöz szükséges kompenzáló forrás V_s - feszültségét. Mithogy $v_s =$

$$= -v_z \quad \frac{v_b}{V_b} = -\frac{v_z}{V_s}$$

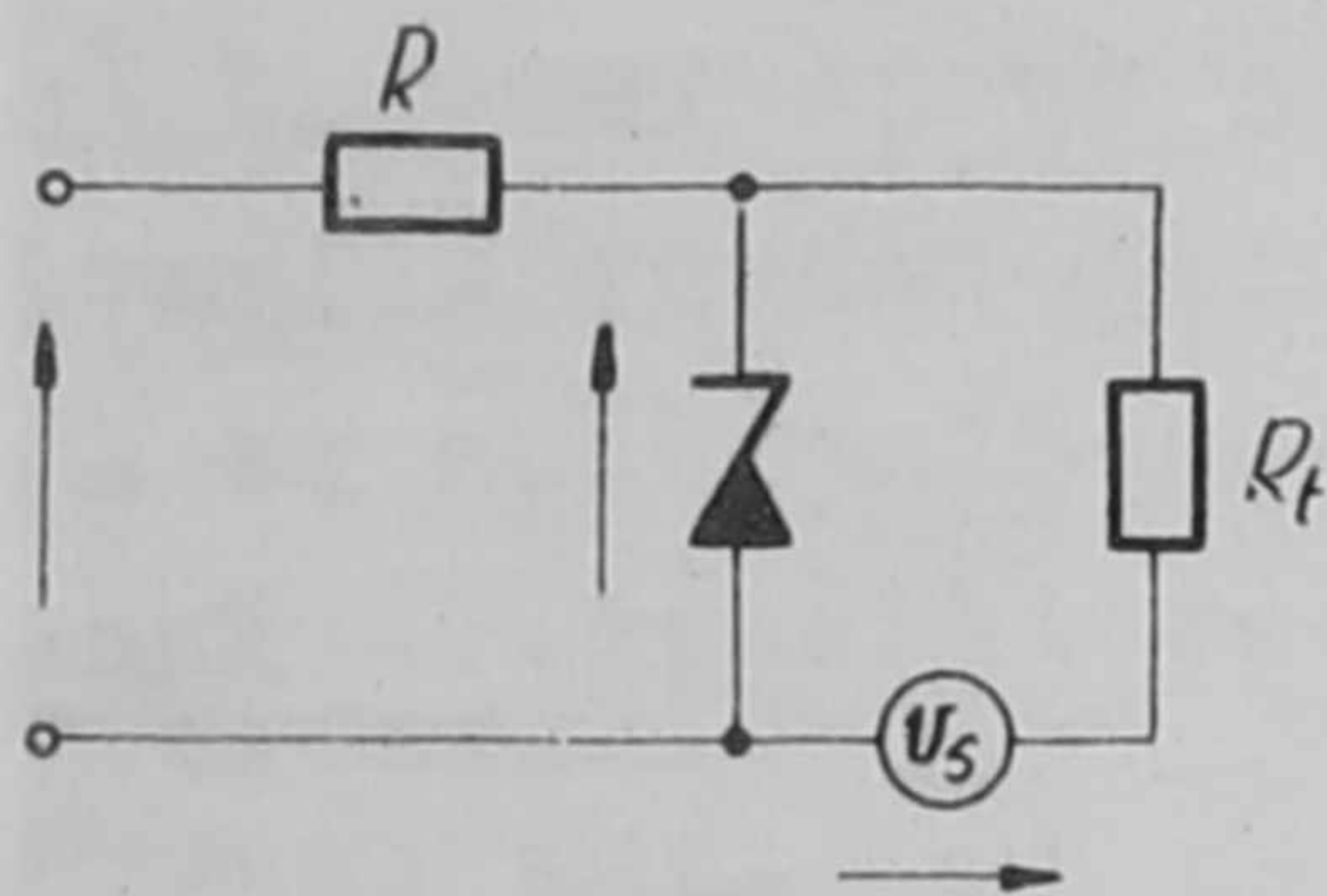
Mindkét oldalt V_z -vel osztva, majd rendezve kapjuk, hogy

$$V_s = -V_z \frac{v_z/V_z}{v_b/V_b}$$

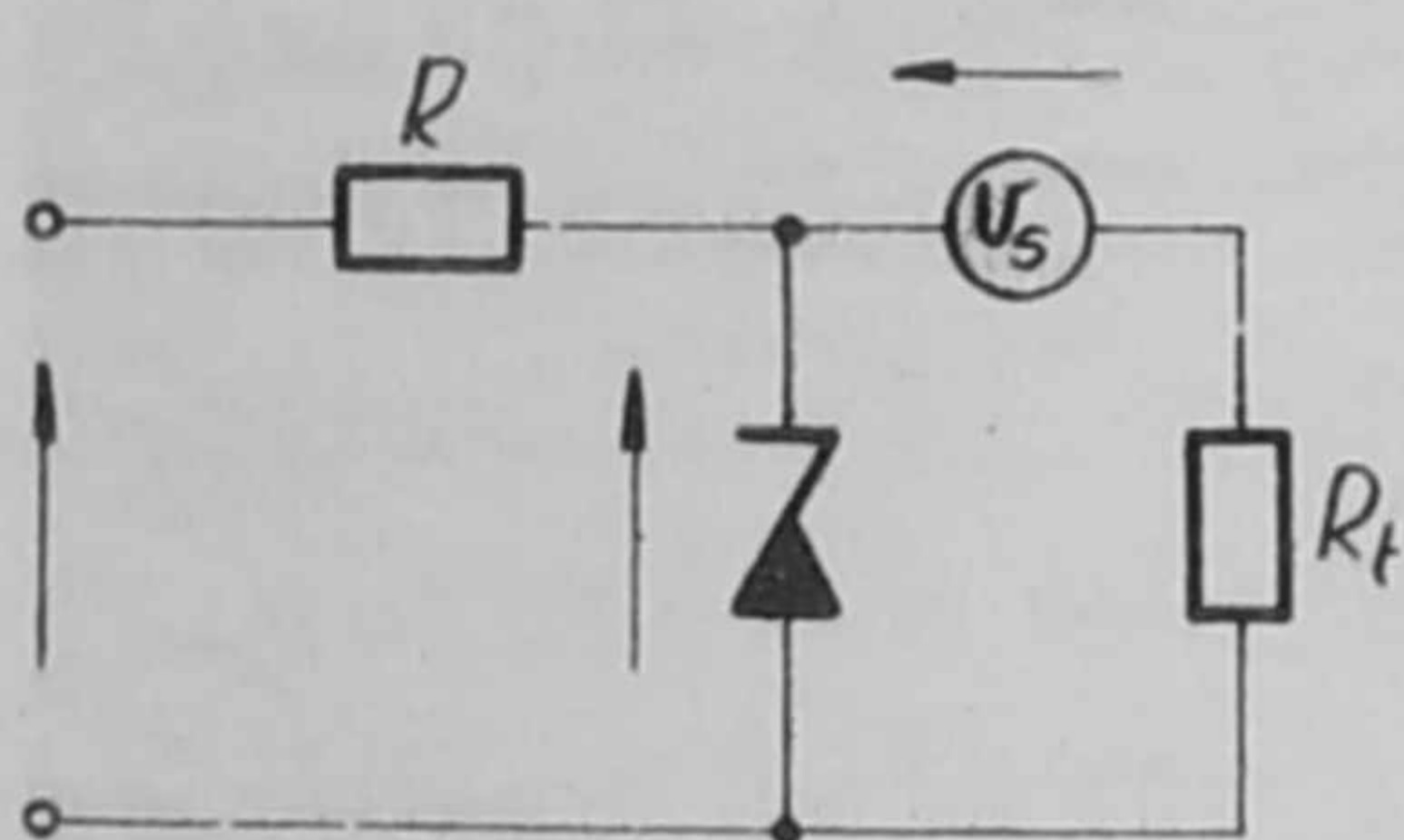


8. ábra

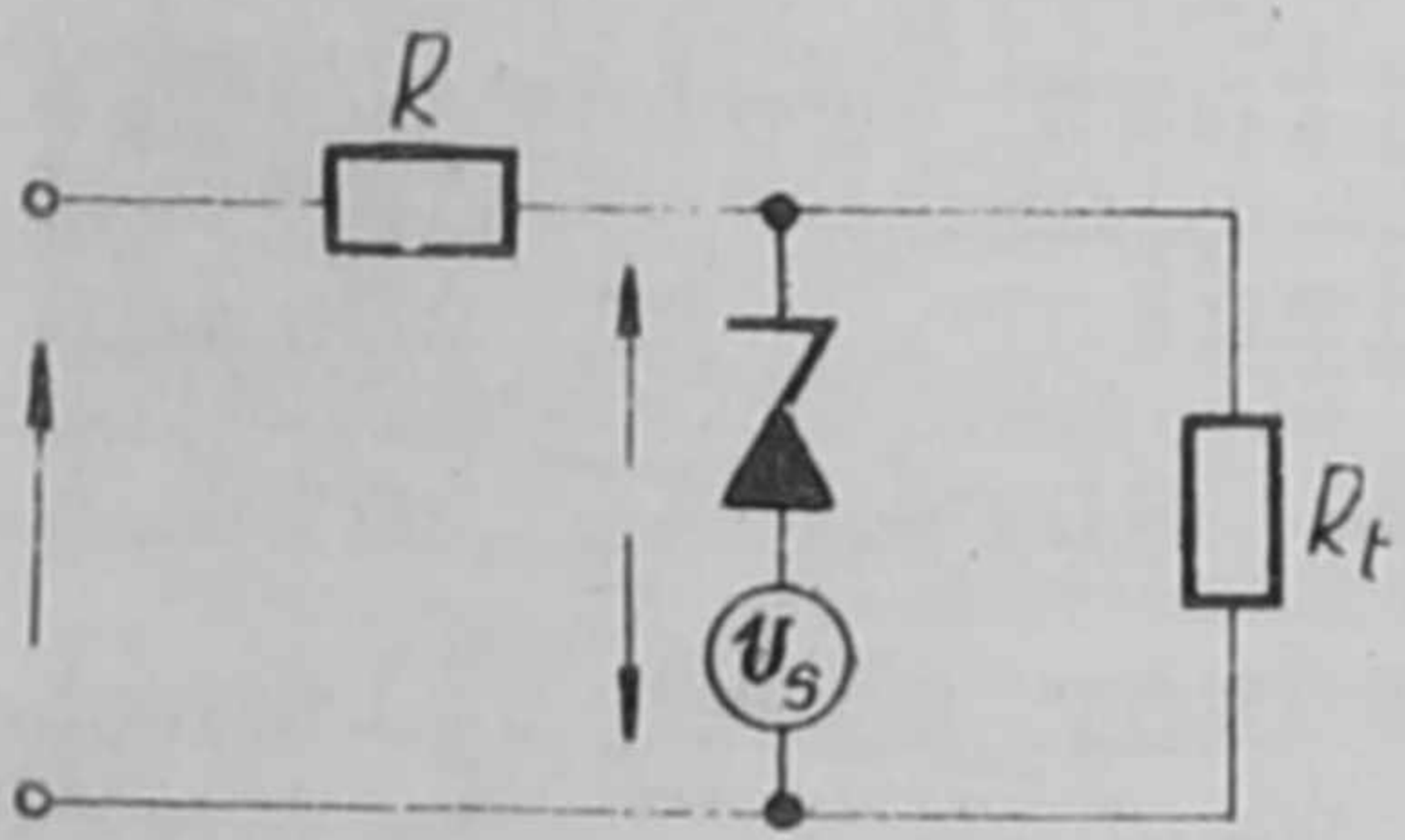
/12/



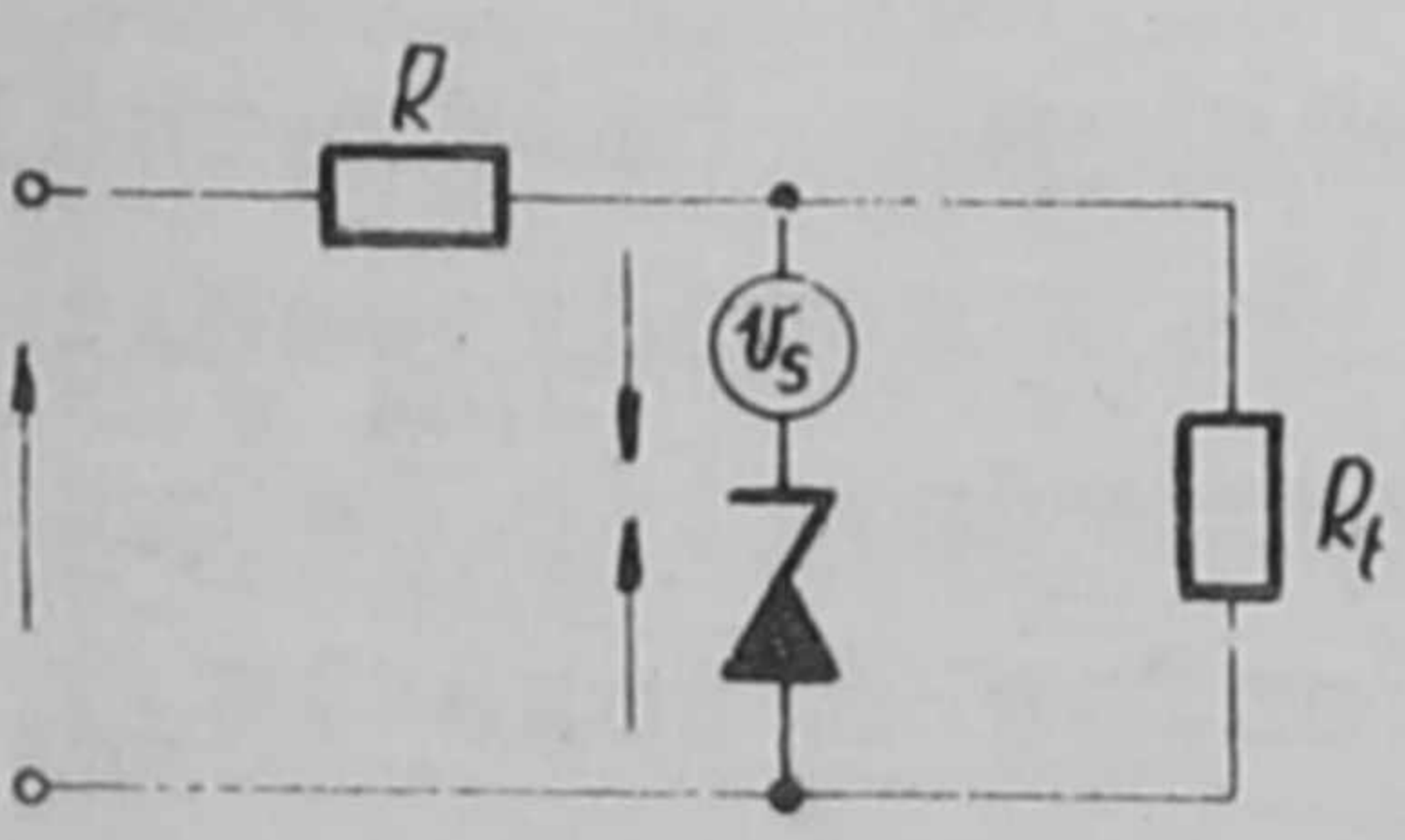
a



b

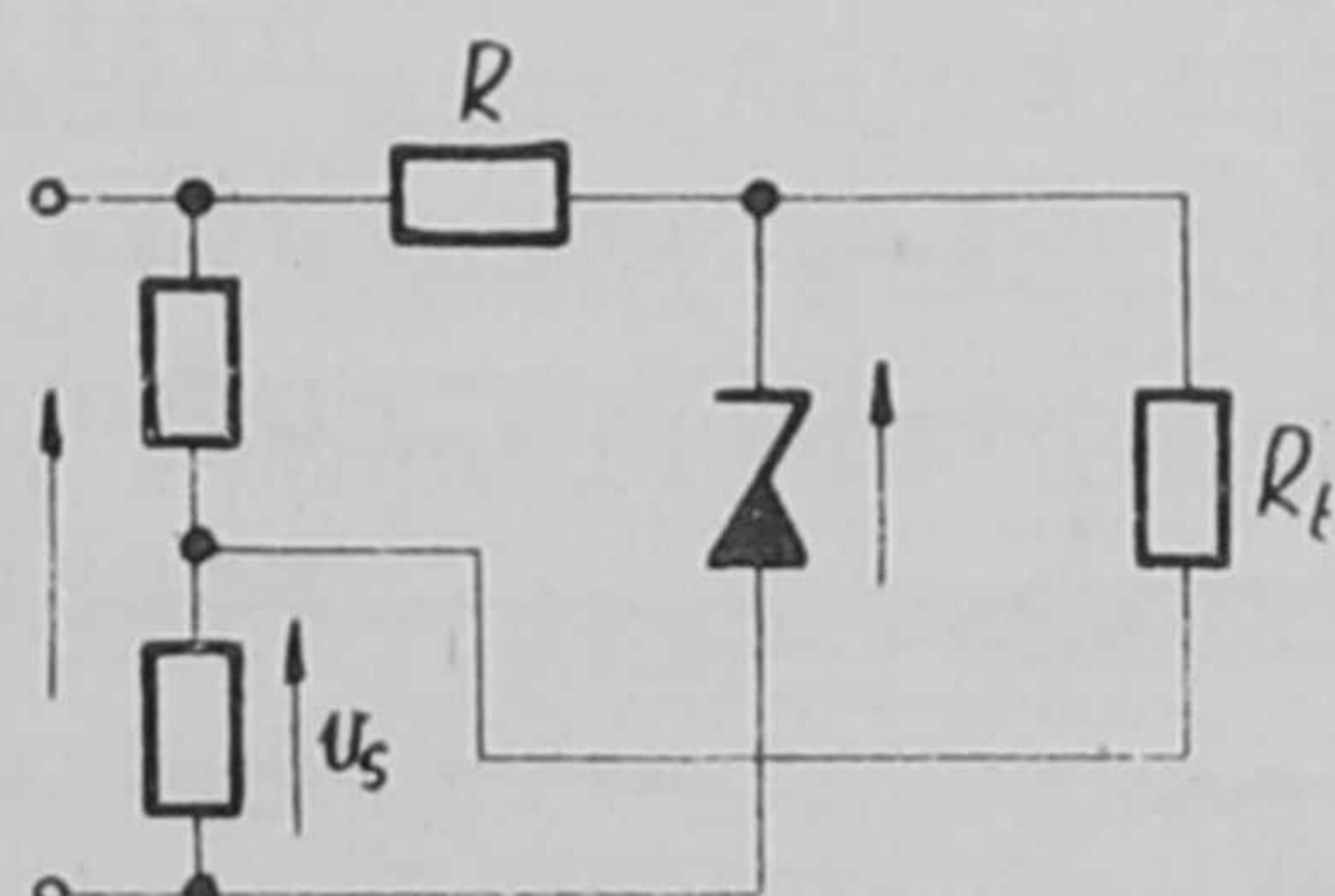


c



d

9. ábra



10. ábra

azaz

$$V_S = -V_Z / S_n$$

/13/

Ha tehát $V_S = -V_Z / S_n$ feszültségű kompenzáló forrást kapcsolunk alapáramkörünkhöz a 8. ábrának megfelelő módon, ez az alapáramkör kimenőfeszültség-változását elvileg tökéletesen kompenzálja.

A gyakorlatban a kompenzáció a levezetett feltétel kielégítése esetén sem tökéletes, mert a dióda jelleggörbéje sem nem lineáris, sem nem szimmetrikus. Ennek ellenére megfelelő beállítás mellett a kompenzált stabilizátorkör stabilitási tényezője lényegesen /esetleg több nagyságrenddel/ jobb, mint az alapáramköré.

3.3.A terhelt stabilizátoráramkör jellemzői.

A segédforrás feszültségét terhelt áramkör esetére számítva azonos eredményre jutunk, mint /13/ alatt. Azonban ez esetben V_S -értéke az S_n -értékén keresztül a terhelés függvénye. Azonos alapáramkör, változó terhelés esetén változtatni kell tehát V_S -értékét is. Ebből következik, hogy a kompenzált stabilizátorkör állandó terhelő ellenállás esetén nyújt kedvező tulajdonságot, vagy legfeljebb még akkor, ha a terhelésváltozás elhanyagolható.

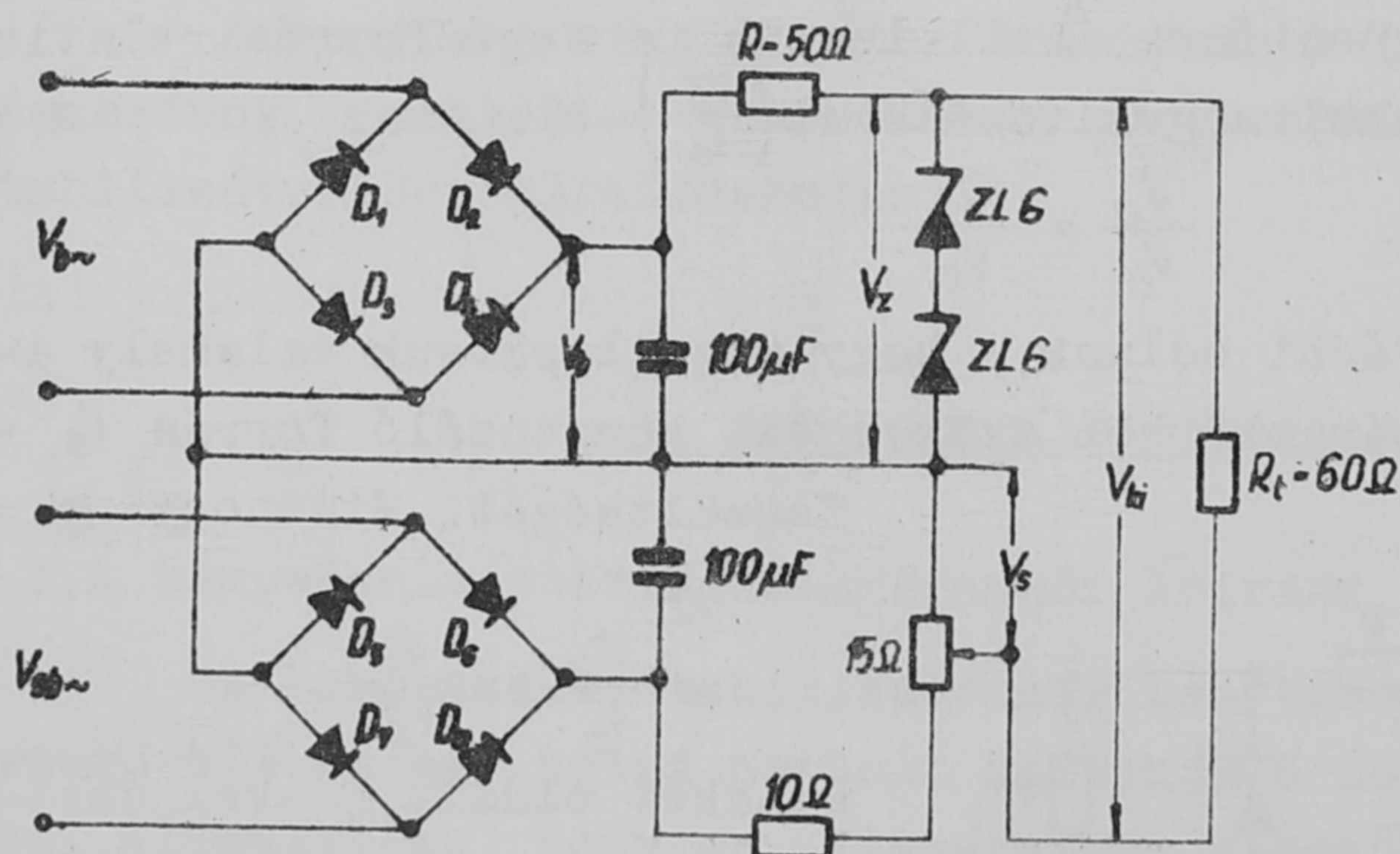
Terhelt stabilizátorkör esetén a terhelő áram a segédforráson is átfolyik és annak belső ellenállásán $R_B I_t$ feszültségesést létesít. Ennek megfelelően a segédforrás üresjárású feszültsége

$$V_{Sü} = -\left(\frac{V_Z}{S_n} + R_B I_t\right) \quad /14/$$

/ R_B - a segédforrás belső ellenállása; I_t a terhelő-áram. /

4. Kidolgozott áramkörök

4.1. Nagystabilitású fűtőfeszültségstabilizátor.



D_1-D_4 tip. ДГЦ-27; D_5-D_6 konverta (20x20) mm szelén lap
11. ábra

A leírt alapelvek szerint megépített fűtőfeszültség-stabilizátor kapcsolási vázlatát a 11. ábrán látható. Az alapstabilizátor az R-ellenállásból és a ZL6 diódákból áll. A V_B -feszültséget egyenirányítás útján a hálózathoz nyerjük. Ugyancsak a hálózathoz nyerjük a $-V_S$ - segédfeszültséget is egyenirányítás és osztás útján. Pontos értéke 15Ω-s potencióméter segítségével állítható be.

$V_{b\sim}$	$V_{sb\sim}$	V_b	V_z	V_s	V_{ki}	S_r
$32 V_{eff}$	$6,35 V_{eff}$	$34,2 V$	$14,2 V$	$2,32 V$	$11,88 V$	> 100

3. táblázat

A stabilizátoráramkör jellemző értékeit a 3. táblázatban állítottuk össze.

A táblázatban nem szerepel a terhelő ellenállás értéke, mely $R_t = 60 \Omega$ valamint a V_{ki} - feszültségre szuperponált bugófeszültség, melynek értéke a mérés szerint 80 mV .

Az $S_r > 100$ érték alapján látható, hogy a hálózat $\pm 10^{-1}$ -s relatív változása esetén a kimenőfeszültség relatív változása $< 10^{-3}$.

4.2. Nagystabilitású referenciaforrás.

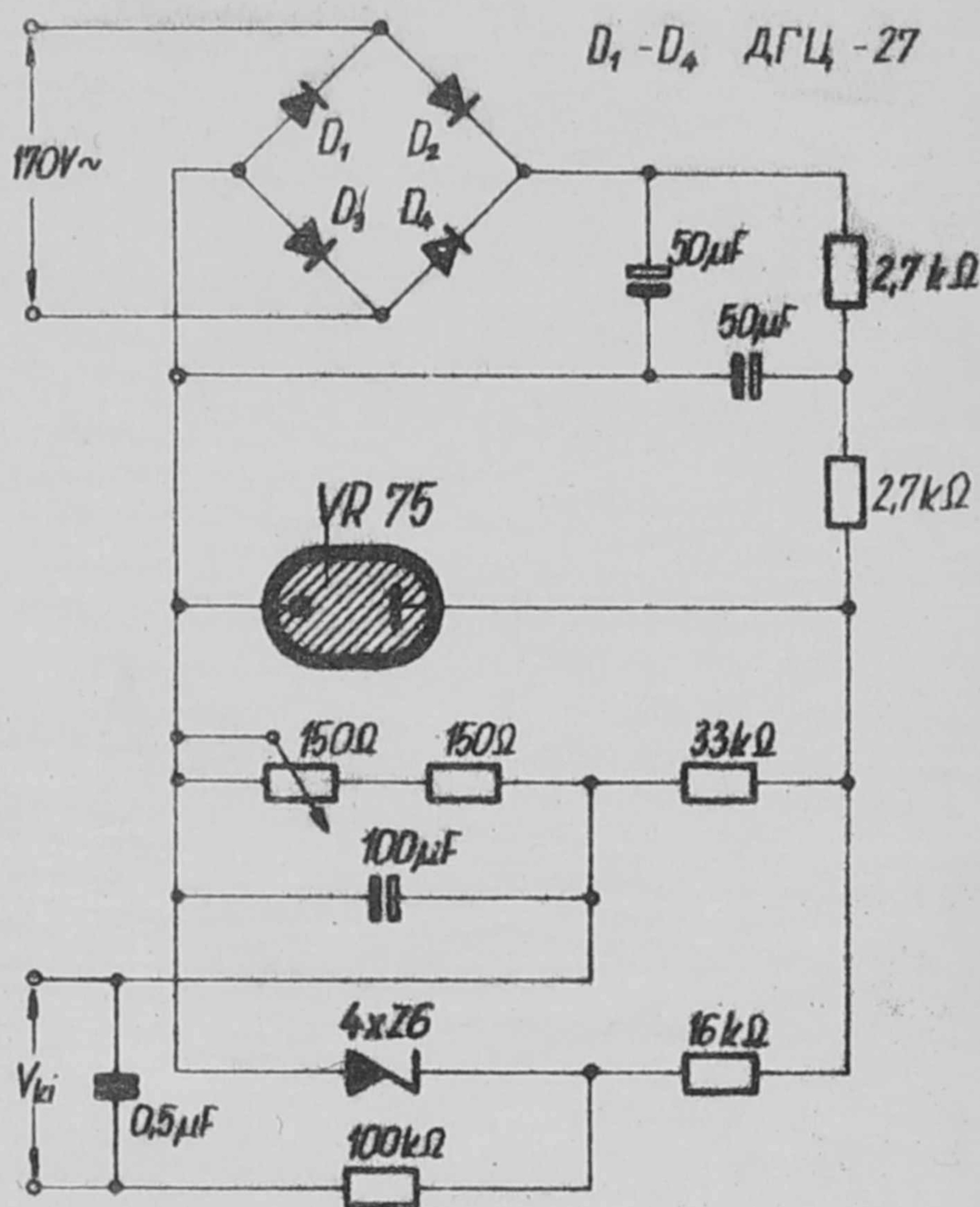
A megvalósított nagystabilitású referenciaforrás kapcsolási vázlatát a 12. ábra mutatja be. A stabilizátorkör benenőfeszültségét a $D_1 - D_4$ diódákkal a hálózatból állítjuk elő, majd a VR75 tip.

gázkisülésű stabilizátorcsővel előstabilizáljuk. A kompenzáló feszültséget a 10. ábrán megadott módon, a főáramkörben állítjuk elő, a $33 \text{ k}\Omega$; 150Ω -s ellenállások és a 150Ω -s potenciométer körében. A segéd feszültség ilyen módon való előállítása egyszerűsége mellett azzal az előnnyel is jár, hogy a stabilizátorcső spontán ingadozása a kimenőkapcsokon nem érezteti hatását.

A kört $100 \text{ k}\Omega$, $0,5 \mu\text{F}$ elemekből álló tag egészíti ki, mely a stabilizátoron átfutó esetleges feszültséglökések vágását célozza. Ezáltal a kör belső ellenállása ugyan megnő, azonban ez nem okoz nehézséget, mert a kimenőkapcsokon nincs terhelés.

A kimenőkapcsokon a kompenzáló potenciométer helyes beállítása mellett, a hálózat 10^{-1} -s relatív változása esetén, a kimenőfeszültség relatív változását nem tudtuk indikálni. Minden esetre a változás kisebb, mint $5 \cdot 10^{-6}$. A kimenőkapcsokon mért bugófeszültség értéke ugyancsak indikálhatatlan volt, azonban minden esetre kisebb, mint $20 \mu\text{V}$ csucstól-csucsig.

A referenciaáramkör időbeli stabilitását külön nem mértük, azonban a vele működtetett tápegység kimenőfeszültségének 8 órán át mért max. relatív változása $8 \cdot 10^{-5}$ volt a kezdőértékre vonatkoztatva.



12. ábra

Érkezett 1960. február 3.

A kiadásért felelős: Dr. Jánossy Lajos

Megrendelve: 1960 III. 17. Pédányszám: 450

Készült Rotaprint eljárással az MSZ 5601-54 Á és MSZ 5602-55 Á szabványok
szerint 12.25 (A/5) ív terjedelemben 12 ábrával

60-783 - FELSŐOKTATÁSI JEGYZETELLÁTÓ VÁLLALAT, BUDAPEST