

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK
KÖZLEMÉNYEI

8. KÖTET

4. SZÁM

1960

BUDAPEST

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

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

8. kötet

1960.

4. szám

T A R T A L O M J E G Y Z É K

	Oldal
1. Kiss Dezső: (n,gamma)-reakciók vizsgálata	183
2. Szabó Pál: Neutron-diffrakciós vizsgálatokra való felkészülés kapcsán elért eredményeinkről	189
3. Kisdiné Koszó Éva és Turi László: Mikrotron tervezése és vizs- gálata	195
4. Nagy László, Nagy Tibor, Muzsnay László és Pavlicsek István : Termikus neutron spektroszkópiai célokra készített mechanikus szelektor	203
5. Neszmélyi András: A mátrix-módszer néhány új alkalmazása egyen- feszültségű részecskegyorsítók ionoptikájában	213
6. Hraskó Péter: A mechanikus neutronszelektorból nyerhető neutron- impulzusok alakjának meghatározása	225
7. Vörös Tibor: Atommagok kvadrupólmomentuma	233
8. Kuti Csaba és Uray László: A lekerekítési hibák eloszlásfüggvé- nyeinek közelítése nyeregpont módszerrel	239

KISÉRLETI TECHNIKA

9. Nagy László, Nagy Tibor és Pallagi Dezső: Hengeres hasadási kamra a reaktor indításához	245
---	-----

- . -

Technikai szerkesztő: Stancsich Györgyné

(n, gamma)-REAKCIÓK VIZSGÁLATA⁺

Irta: Kiss Dezső

Magfizikai Laboratórium I.

Összefoglalás:

Mértük különböző elemek atommagjai által lassu neutron befogás után kibocsátott gamma-sugarak spektrumát egy-kristályos szcintillációs spektrométerrel. Az általunk mért energia értékek jó megegyezésben vannak az irodalmi adatokkal. Megépítettük egy a kaszkád-folyamatok vizsgálatára alkalmas koincidencia spektrométert. Megkezdjük a kaszkád egyed tagjai közötti szögkorreláció méréseket.

A lassu neutronok befogása után kialakult gerjesztett atommagok a gerjesztési energiát rendszerint több, egymást kaszkádban követő gamma-kvantum emissziójával adják le. Ezeknek a kaszkád-folyamatoknak vizsgálata sok értékes felvilágosítást ad a magok szerkezetéről. Vizsgálataink kezdeti szakaszában két problémára összpontosítjuk figyelmünket:

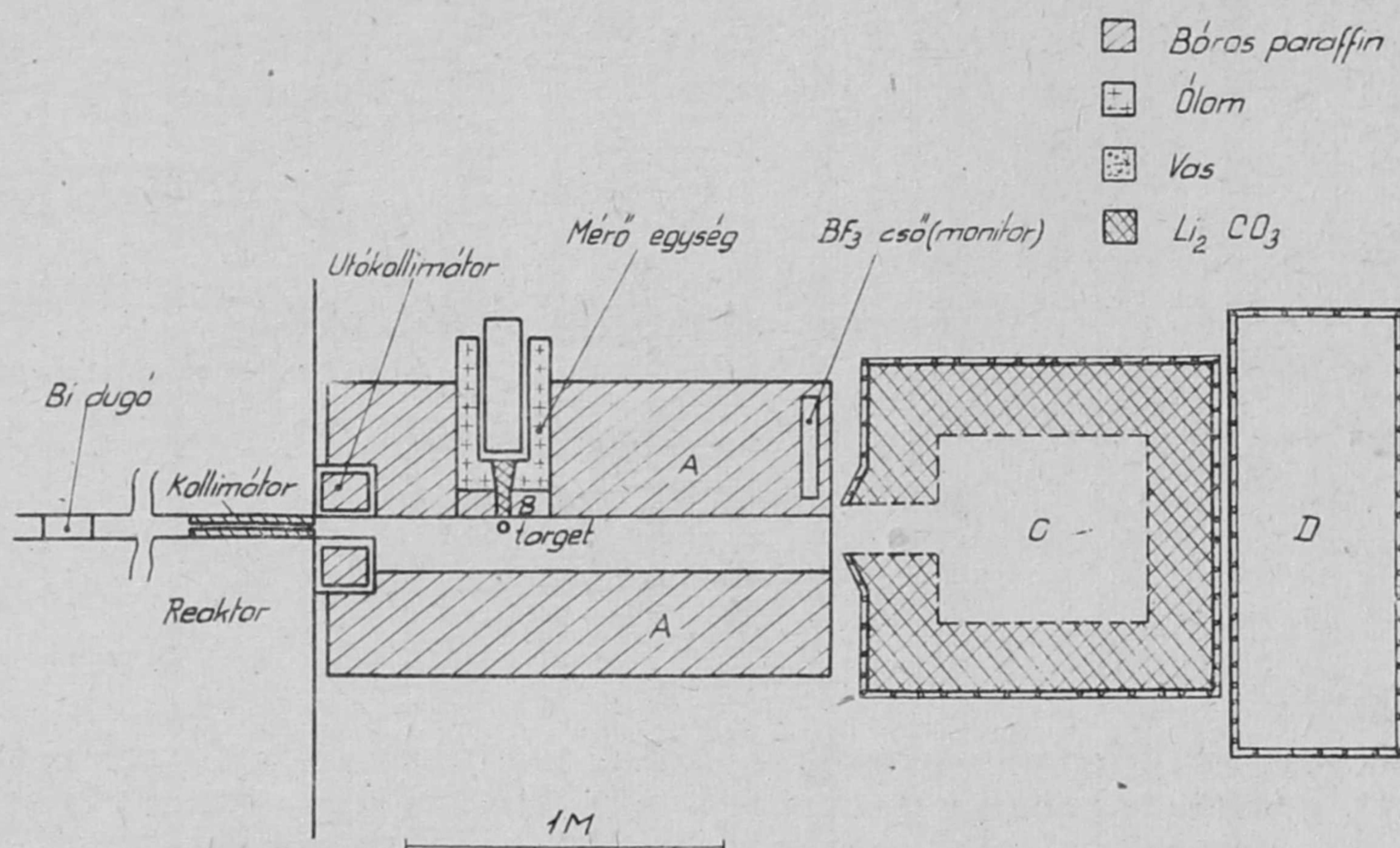
- a/ gamma energiamérés és
- b/ gamma-gamma szögkorreláció-mérés

a/

Neutronforrásként a VVRSz-H reaktor egyik 60 mm átmérőjű csatornája szolgált. A csatorna közepén egy kb. 20 cm hosszúságú bizmut dugót helyeztünk el (1. ábra) a reaktorból származó gamma-sugárzás intenzitásának csökkentése érdekében. Közvetlenül a csatorna nyílásánál, a csatornában egy 40 cm hosszú, bórsavas paraffinnal töltött kollimátor nyert elhelyezést, melynek közepén egy 2x5 cm (téglalap) keresztmetszetű rés biztosította a neutronok kijutását. A kollimálást volt hivatva javítani a csatorna nyílása előtt elhelyezett utókollimátor.

A nagyságrendben 50 g tömegű, pro anal. minőségű targetanyagokat vékonyfalu, hengeres plexitokban helyeztük el, amely egy rögzített helyzetekkel rendelkező, revolver-rendszerű mechanikus szerkezetben volt beilleszthető.

+ 1960. júniusban a drezdai Reaktor-Konferencián elhangzott előadás



1. ábra

A targetből kijövő gamma-sugarak egy oldalt elhelyezett NaJ/Tl/kristályból és RCA 5819 multiplierből álló szcintillációs detektorra jutottak. A detektort kb. 10 cm vastagságu ólom és néhány cm vastagságu Li_2CO_3 réteg védte a szórt gamma-sugárzás, illetve neutronok ellen. Ezen kívül a háttér csökkentése és a dozimetriai védelem érdekében bórsavas paraffin és ólomtégglákból megfelelő védelmet építettünk ki a detektor körül és a mérőasztal oldalán. A targetet elhagyó neutronnyaláb neutron csapdába jutott; a csapda mögött bórsavas vízzel telt kb. 40 cm vastagságu kád nyert elhelyezést. Ilyen védelmi elrendezés mellett a mérőberendezés nyitott csatorna esetén is megközelíthető volt; sőt a vizes kád mögött, a direkt nyaláb irányában sem lépte túl a megengedett sugárzási szintet sem a gamma, sem a neutron intenzitás.

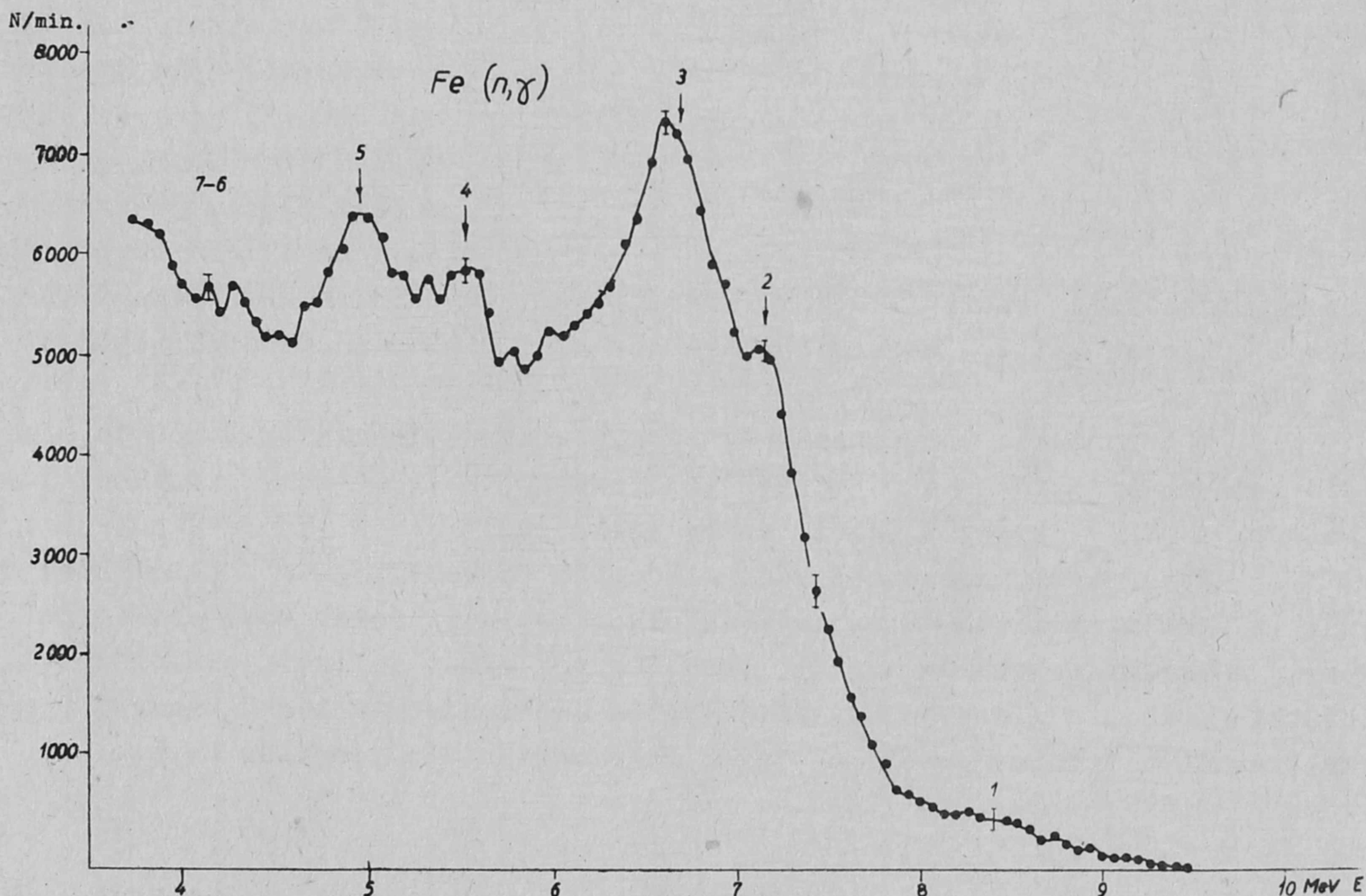
Méréseinket 2 MV teljesítménnyel végeztük. Ilyen teljesítménynél az üres csatorna kimenetén a termikus neutronfluxus értéke $3,5 \times 10^8$ neutron/cm²sec. A bizmut dugó és a kollimátor alkalmazása ezt az értéket kb. 2 nagyságrenddel csökkentette. A neutronfluxus ingadozása méréseink szerint nem haladta meg a Poisson-eloszlásból várható fluktuációt.

Különös gondot fordítottunk a háttér tanulmányozására. A háttér három komponensből tevődik össze: a NaJ/Tl/kristály felaktiválódása, a környezetben befogódott neutronok által kiváltott gamma-sugárzás és végül a targetről beszóródott, reaktorból származó gamma-sugárzás. Méréseink alapján az első komponens a legszámottevőbb. Felezési idő méréssel és energia spektrum felvétellel megállapítottuk, hogy a felaktiválódásért a jód a felelős és a háttér zömét a jód bomlásából származó 2,2 MeV max. energiájú beta-részek okozzák, amelyeket a szcintillációs számláló közel 4π -számlálóként detektál.

A szcintillációs detektor impulzusai katód követővel táplált árnyékolt kábelén át a reaktor csarnoktól távol elhelyezett mérőlaboratóriumba jutnak. Itt megfelelő erősítés után egycsatornás differenciális diszkriminátorral amplitudó szerint szétválogatjuk az impulzusokat; a diszkriminátor jeleit dekatron számláló számlálja. Tájékozódó méréseknél jó szolgálatot tett egy automatikusan regisztráló spektrométer, amely a beütésszámot és így a spektrumot azonnal papírra rajzolja.

Meghatároztuk a maximálisan megengedhető beütésszámot, amit esetünkben az erősítő és a differenciál diszkriminátor limitált. Méréseink szerint a mérendő és háttér impulzusok összege nem lehet másodpercenként több, mint 10^4 .

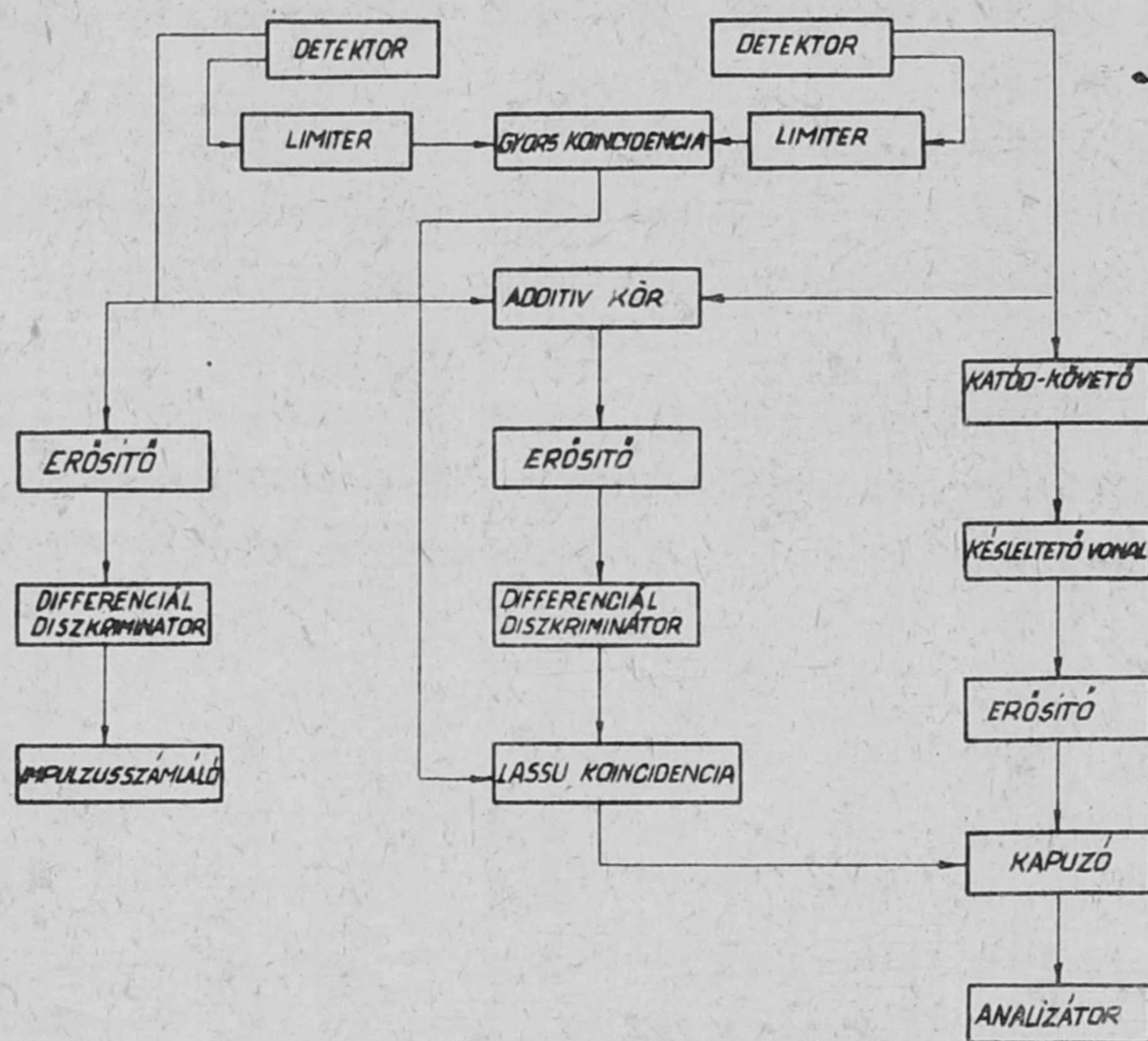
Ezzel a berendezéssel felvettük néhány elem (Fe, Al, Cr és Ti) (n, gamma)-spektrumát és a mért energia csúcsoakat az irodalmi adatokkal jól meg egyezőnek találtuk. Egy tipikus spektrumot - Fe(n, gamma)-spektrum - láthatunk a 2. ábrán.



2. ábra

A későbbiek során az egycsatornás differenciál diszkriminátor helyett a szovjet gyártmányú százcsatornás amplitudó analízátort (RADUGA) alkalmaztuk.

Az energiamérés továbbfejlesztése és a kaszkád-folyamatok tanulmányozása céljából építettünk még egy speciális kaszkádspektrométert, melynek a működési elve a következő (3. ábra).



3. ábra

Az egymást kaszkádban követő gamma-kvantumok két szcintillációs detektorba jutnak. A két detektor jelét egy additív kör összeadja. A felerősített összegjelet differenciál diszkriminátorra visszük, amelynek csatornáját a spektrumban jelentkező legnagyobb energiájú csúcra állítjuk. Ez tehát csak akkor ad kimenő jelet, ha a kaszkádba tartozó összes gamma-kvantum teljes elnyelődést szenvedett a két detektorból álló együttesben. A kijövő jellel kapuzzuk az egyik detektor jeleit regisztráló amplitudó analizátort. Ilymódon

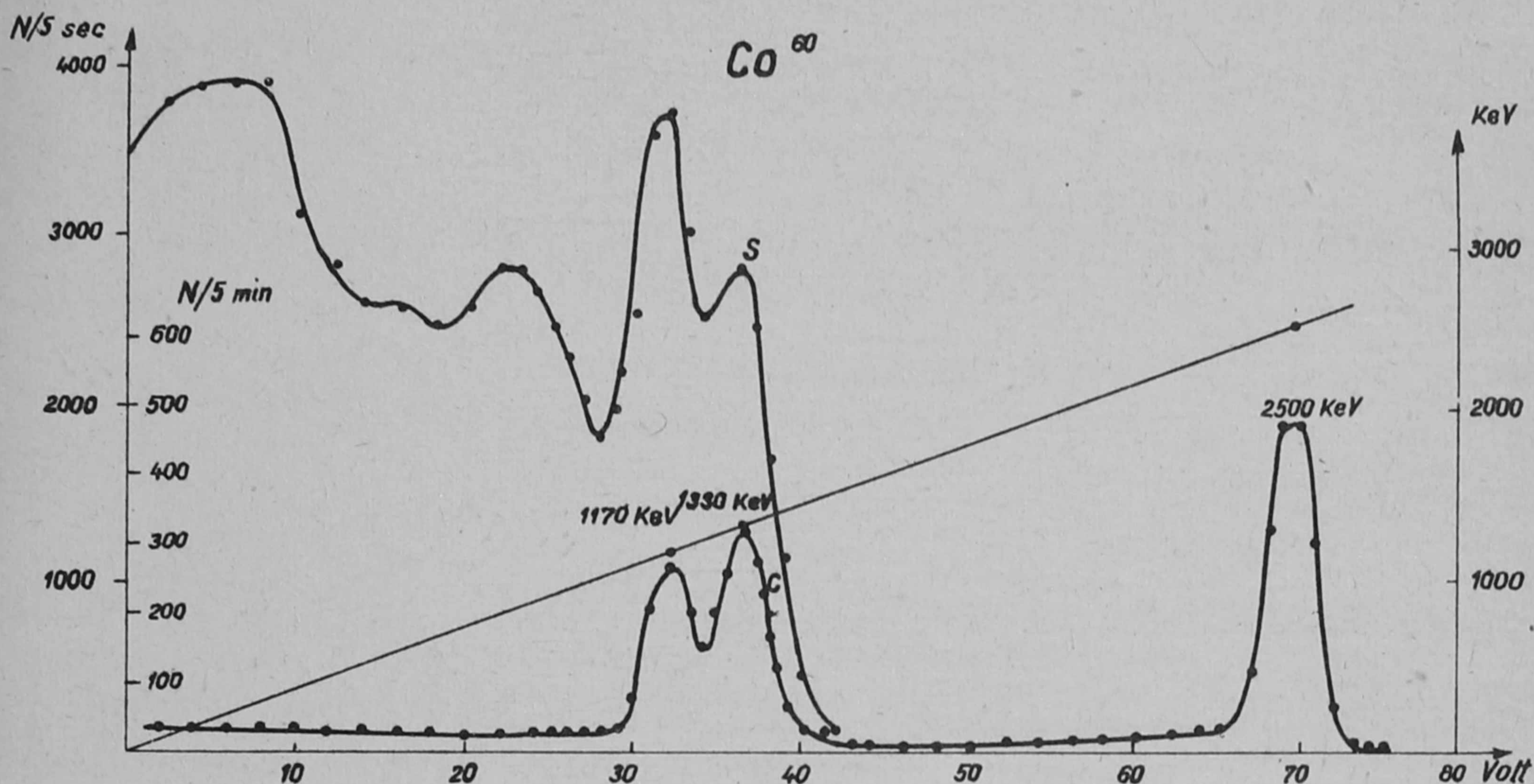
az egykristályos szcintillációs számlálónál fellépő összes zavaró körülményt (Compton háttér, megsemmisülési sugárzás kiszökése, széleffektus stb.) ki lehet küszöbölni.

A berendezés tartalmaz még egy gyorskoincidencia egységet is, amely a véletlen koincidenciák lehetőségét csökkenti le. Monitorozás céljából hasznos a másik detektor jeleit is regisztrálni.

Ezzel a berendezéssel kontrollképpen felvettük a Co^{60} összegspektrumát (4. ábra). Az ábrán S az egykristályos szcintillációs spektrométerrel, C pedig a kaszkád-spektrométerrel felvett spektrumot jelenti. Jól látható az utóbbi esetben a Compton háttér jelentős csökkenése. A készüléknek (n, gamma) reakciók tanulmányozására való alkalmazása folyamatban van.

b/

(n, gamma) reakcióból származó gamma-részek szögkorrelációjának mérésére készítettünk egy szögmérő állványt, amelyen egy fix és egy függőleges síkban mozgó szcintillációs számláló van elhelyezve. Mindkét számláló két bóros paraffinból és ólomból készült fallal elhatárolt térrészben van elhelyezve. A szcintillációs számlálók $2 \times 1,5$ " NaJ/Tl/ kristályból és RCA 6810 A fotoelektron sokszorozóból állnak.



4. ábra

A koincidenziák leszámolása egy szabványos gyors-lassu koincidenzia rendszerrel történik. A fotoelektronsokszorozók anódjairól jövő jeleket egy-egy limiter fokozat és egy-egy rövidrezárt kábelcsonk egalizálja. Az így megformált jelek Minton-típusú gyorskoincidenzia körre jutnak, amely $3 \cdot 10^{-9}$ sec felbontóképességgel és 90 % hatásfokkal működik. Az amplitudó analízisre szánt jeleket a fotoelektron sokszorozók 12. dinódáiról vesszük le.

A szögmérő berendezéssel felvettük a Ti koincidenzia spektrumát és az egyes detektorok differenciál diszkriminátoraival az 1,38, illetve 0,350 MeV-es csúcokra állva megkezdjük ezen gamma-sugarak közti szöghorreláció mérését.

NEUTRON-DIFFRAKCIÓS VIZSGÁLATOKRA VALÓ FELKÉSZÜLÉS KAPCSÁN EL- ÉRT EREDMÉNYEINKRŐL⁺

Irta: Szabó Pál

Szilárdtestfizikai Laboratórium

Összefoglalás

Neutron-diffrakciós vizsgálatokra való felkészülésünkről számolunk be itt röviden. A felkészülés kapcsán eredményeket értünk el kollimátorokon átbocsátott intenzitás számításában, ill. kollimátorok méretezésében; monokromátor-kristályok előállításában és orientálásában; egy új számlálócső-konstrukció kidolgozásában; és finomkristályos szenek szórásának elméletében.

A budapesti Központi Fizikai Kutató Intézet Szilárdtestfizikai Laboratóriumában felkészültünk neutron-diffrakciós vizsgálatokra. Az ennek kapcsán elért eredményekről számolok be itt röviden.

1. Diffraktométer-típus

Szilárdtestfizikai kutatásaink céljára megterveztünk és megépítettünk egy neutron-diffraktométert. Széleskörű felhasználásra, főképpen polikristályos anyagok vizsgálatára alkalmas berendezést kívántunk építeni. Ennek ismeretes következményeként a lehetséges típusok közül a nagyméretűek jöhettek számításba. Az irodalomban ismertett nagyméretű diffraktométerek közül a tervezéshez a Wollan és Shull ismert cikkében szereplő elrendezési vázlatot vettük alapul. Ugy tűnik ugyanis, hogy ez az elrendezés meglehetősen tág teret enged a sugárvédő rétegek alkalmazásának, amit döntő szempontnak tekintettünk.

2. Kollimátor-méretezés

Meggondolásokat végeztünk a primér kollimátor méretezésével kapcsolatban. Az itt használt kollimátorok Soller típusúak.

Kidolgoztuk az ilyen kollimátorokon közvetlenül átbocsátott intenzitás számítását [1]. Az átbocsátott intenzitást elemi függvények zárt kifejezése alakjában megadtuk. Mivel ennek numerikus kiértékelése igen fáradsá-

⁺ 1960 júniusban a drezdai Reaktor-Konferencián elhangzott előadás.

gos és hosszadalmas, azért közelítő formulákat is levezettünk, és kimutattuk, hogy minden gyakorlatilag érdekes esetben ez utóbbiak használata lényegesen egyszerűbb és teljesen kielégítő.

A számításokból kiderül, hogy adott csatorna-méreték és kollimátor-összkeresztmetszet, továbbá előírt vízszintes szögdivergencia esetén a kollimátoron közvetlenül átbocsátott intenzitásnak mint a kollimátor-hosszuság, vagy mint az ezzel egyértelműen összefüggő osztásszám függvényének maximuma, a kollimátor-méretezésnek tehát optimuma van.

Foglalkoztunk továbbá az ilyen kollimátorok által a lemez-falakon fellépő totálreflexió következtében átbocsátott intenzitás számításával [2]. Tekintettel arra, hogy a lemezekben a totálreflexió hatásfoka meglehetősen kicsiny, számításunkban az egyszeres totálreflexióval átbocsátott intenzitásra szoritkoztunk. Számításainkat azonban könnyen lehet alkalmazni a többszörös totálreflexió figyelembevételére is.

A számítás kapcsán kimutattuk, hogy /a közvetlen átbocsátás előbb tárgyalt esetéhez hasonlóan/ a kollimátor-méreteknek a totál-reflexióval átjutó intenzitás szempontjából is van optimuma, és ez minden gyakorlatilag érdekes esetben összeesik a közvetlenül átbocsátott intenzitás esetében kapott optimummal.

Ez azért fontos, mert így az optimum helye, azaz a kollimátorok optimális méretezése nem függ a totálreflexiónak a lemezfelületek minőségétől erősen függő, tehát esetenként változó hatásfokától.

Ebben a munkában rámutattunk arra, hogy finomabb /1-2 szögperces vízszintes szögdivergenciájú/ kollimátorok esetében, amelyeneket kristályspektrometriai célokra kell használni, a totálreflexiónak kedvező, ti. intenzitást növelő hatása mellett káros hatása is van. Ugyanis a totálreflexió határszöge a rendelkezésre álló kollimátor-anyagokon /elsősorban acélon/ kb. 10'. Világos, hogy a geometriailag ennél kisebbre megszabott vízszintes szögdivergenciát a totálreflexió effélé az érték felé növeli, még pedig annál inkább, minél nagyobb a totálreflexió hatásfoka, tehát minél jobb a totálreflexió intenzitást növelő hatása. Tetszés szerinti kisebb határszöget lehetne elérni úgy, hogy egy negatív szórású amplitudójú elemet ötvöznénk megfelelő mennyiségben pl. az acélhoz, ugyanis a törésmutatót és így a határszöget is az átlagos szórású amplitudó határozza meg. Szórású tulajdonságai miatt erre a célra Mn hozzáötözése volna a legmegfelelőbb. Ez azonban igen nehéz metallurgiai problémákra vezetne. Ugy tűnik, nem volna érdektelen ezekkel foglalkozni.

3. Egykristály-orientálás

Monokromátorként saját előállítású Pb-egykristályokat használunk. A Pb alacsony olvadáspontjára való tekintettel az előállításra egy a tégelymozgatásos eljárásoknál ugyan általában kevésbé kedvező, de ebben az esetben teljesen kielégítő és az előbbinél egyszerűbben megvalósítható, mozgatásmentes eljárást használtunk.

Neutron-diffraktométerekben és kristály-spektrométerekben használt nagy monokromátor kristályok egykristály-jellegének megállapítására, orientációjuk meghatározására és az előirt krisztallográfiai sík kivágására kidolgoztunk [3] egy egyszerű röntgen-diffrakciós eljárást, amely a hátsó-reflexiós Laue-felvételek segítségével való orientálás ismert módszerén alapul. Erre a célra megfelelő kristály-befogófejekkel felszerelt, speciális goniométert készítettünk.

A kristályba a befogófej /pontosan definiált/ tengelyével párhuzamosan síklapokat gyalulunk. A goniométer által lehetővé tett párhuzamos eltolások és elforgatás, továbbá egy megfelelő idomszer segítségével ezek közül a síklapok közül bármelyiket párhuzamosra és előirt távolságra állíthatjuk a hátsóreflexiós röntgenkamra filmjéhez képest, és a síkok különböző helyeiről készíthetünk felvételeket.

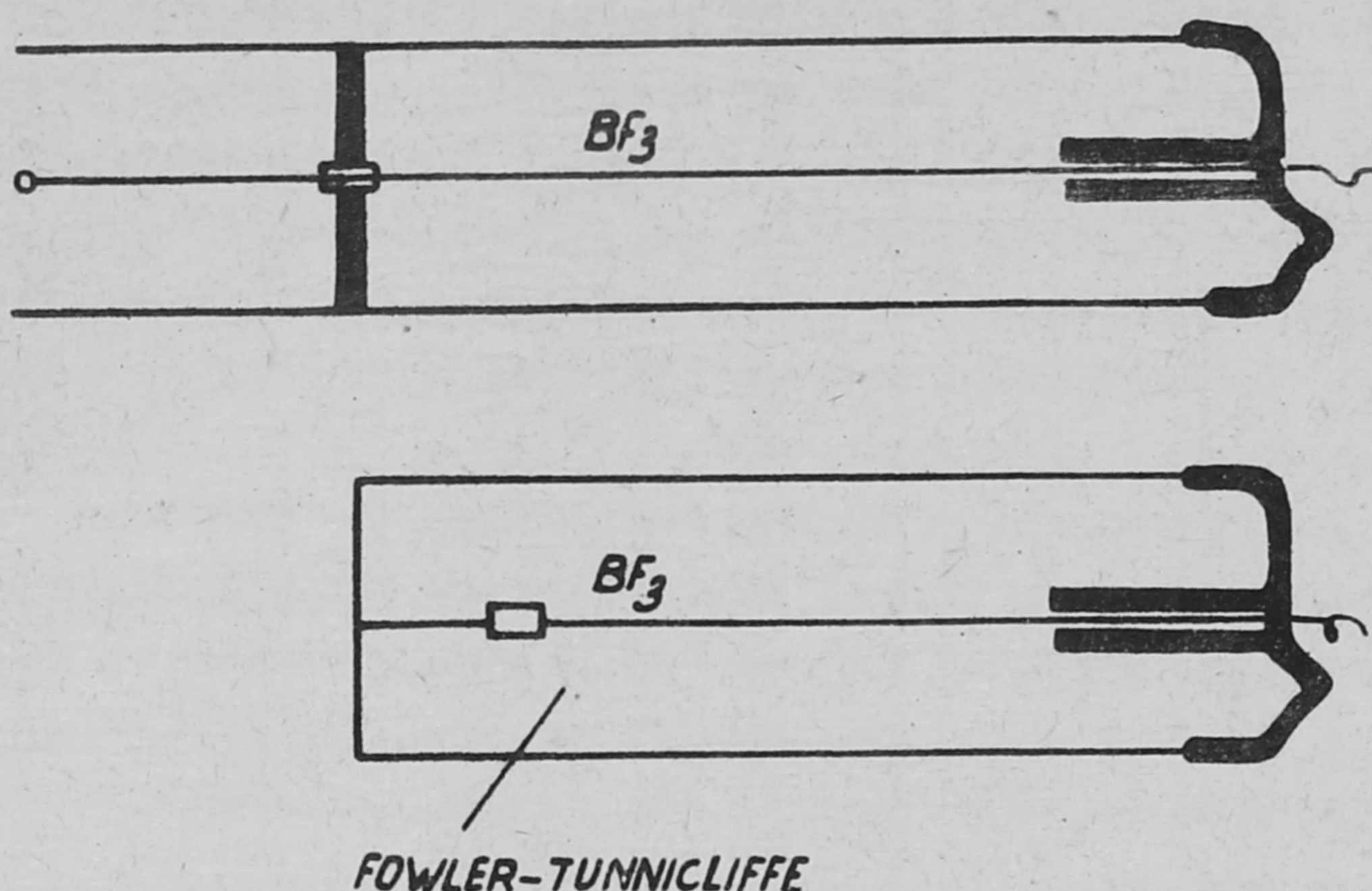
A közismert Greninger-háló és Wulff-háló felhasználásával viszonylag egyszerűen megállapítható, hogy a különböző besugárzott helyek ugyanahhoz az egykristályhoz tartoznak-e, meghatározható a kristály orientációja és elvégezhető a kívánt lap mentén való kivágás. Berendezésünk mindezt kb. $1/2^\circ$ pontossággal teszi lehetővé. Ez azt is jelenti, hogy eljárásunkban ennél nagyobb kristályhibák már kimutatásra kerülnek.

Az irodalomban található standard sztereografikus projekciók pontossága erre a célra nem elegendő, ezért magunk készítettünk egy megfelelő pontosságú köbös (111) sztereografikus projekciót.

4. Számlálócső-konstrukció

Diffraktométerünkhöz magunk készítettünk proporcionális, BF_3 töltésű számlálócsöveket [4]. A készített csövek kétfélék. Az egyik fajta a Fowler és Tunnicliffe közismert leírásában szereplő fém-végablakos konstrukció reprodukálása. Ez az a csőtipus, amelyet neutron-diffraktométerekben és kristály-spektrométerekben használni szoktak. Ennél a csőtipusnál a detektálandó neutron-nyaláb először egy elég nagy inaktív térfogatba jut, ahol abszorpció van, de detektálás nincs. Ezen kívántunk javítani a másik, saját csőkonstrukciónkkal. Ennek inaktív térfogata kisebb, hatásfoka tehát nagyobb, mint az előbbinek. A kétféle csőtipus vázlatát az 1. ábra mutatja.

A mi csöveink lényeges eltérése a Fowler-Tunnicliffe tipustól az, hogy a katódhenger itt két, fémesen összekötött részből áll, és ezek érintkezésénél üvegvégablak foglal helyet. A katódhenger fő része BF_3 -dal van töltve, a "toldalék" rész a szabad levegővel közlekedik. Így a toldalék-részben neutron-abszorpció gyakorlatilag nem történik. A toldalék hatása az, hogy az üvegvégablak környezetében már gyakorlatilag ugyanolyan az elektromos tér, mint a cső beljebb levő helyein. Az ionizáció tehát a fő rész elején olyan, mint beljebb, és így lényeges számlási veszteség nincs. Csöveinkben az inaktív térfogatot az anódszál átvezetésére szolgáló /az ábrában is jelölt/ fémdarabka nagysága szabja meg.



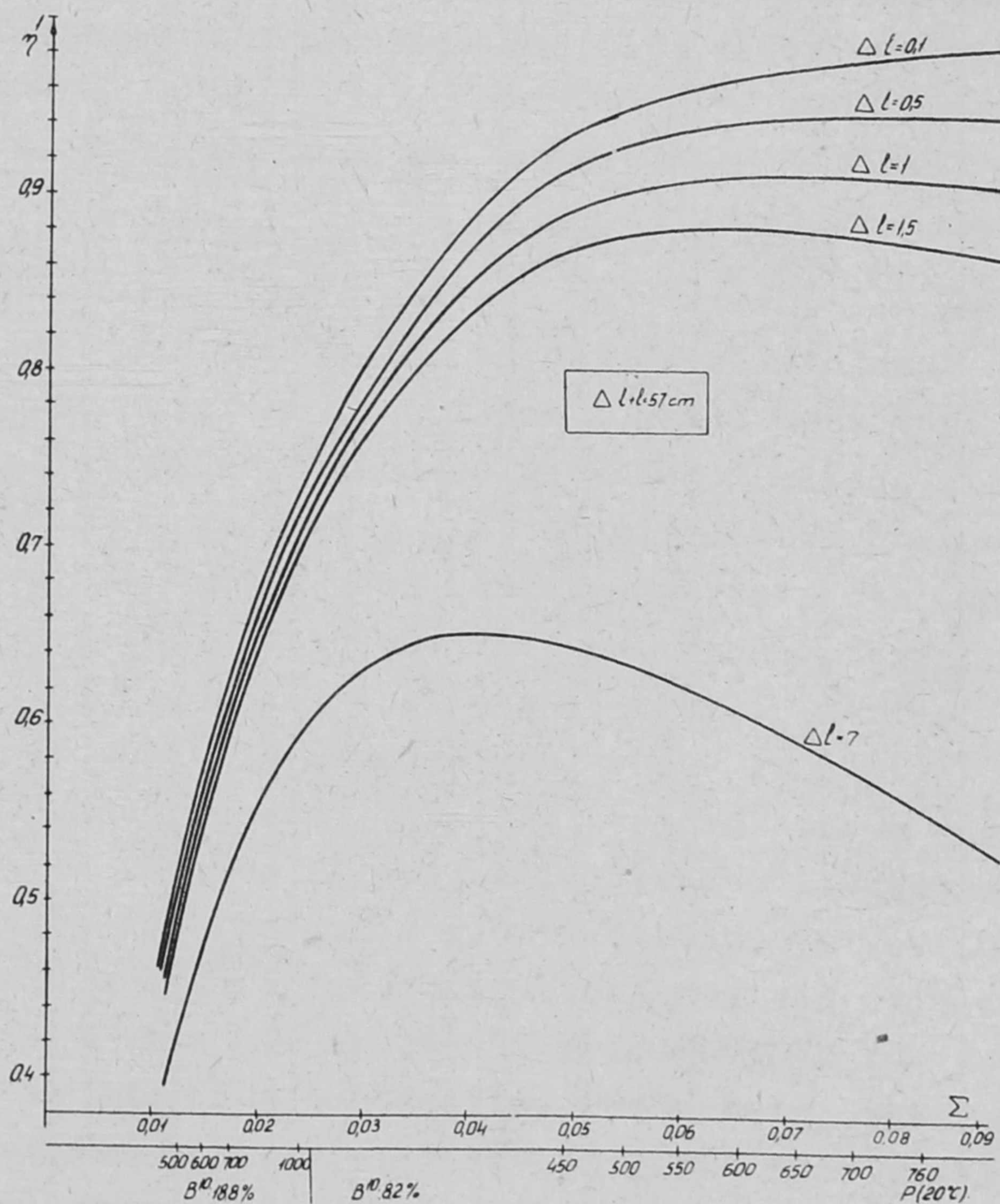
1. ábra
A kétféle csőtípus vázlata

Hogy az elérhető hatásfok mennyire függ az inaktív rész hosszúságától, azt a 2. ábra mutatja. Az ábrán a hatásfok látható a gáztöltés makroszkópikus abszorpciós hatáskereszt-metszetének, ill. az általunk használt B^{10} -ben 82 %-ra dúsított BF_3 gáz nyomásának függvényében adott csőhosszuság és különböző inaktív hosszúságok mellett. Δl -nek minden értéke mellett a görbe

maximumot tartalmaz, és a gáztöltést természetesen úgy kell megválasztanunk, hogy a hatásfok ez a maximális érték legyen. Másrészt minél kisebbre sikerült leszorítanunk Δl -t, a hatásfok annál nagyobb lesz.

A kétféle cső vizsgálata azt mutatta, hogy a hatásfoktól eltekintve jellemzőik megegyeznek, a mi csöveink hatásfoka azonban kb. 1,6-szor nagyobb.

Folyamatban vannak vizsgálataink, amelyekkel meg kívánjuk állapítani, hogy csöveinknél van-e olyan ún. rádiusz-effektus, amilyent Milojevic és munkatársai közöltek 1959-ben a Genfi Konferencián hasonló csövek esetében. A még be nem fejezett méréseink azt mutatják, hogy ez a felhasználás szempontjából rendkívül hátrányos effektus a mi csöveinknél hiányzik.



2. ábra
A számlálócsövek hatásfoka

5. Finomkristályos szenek szórása

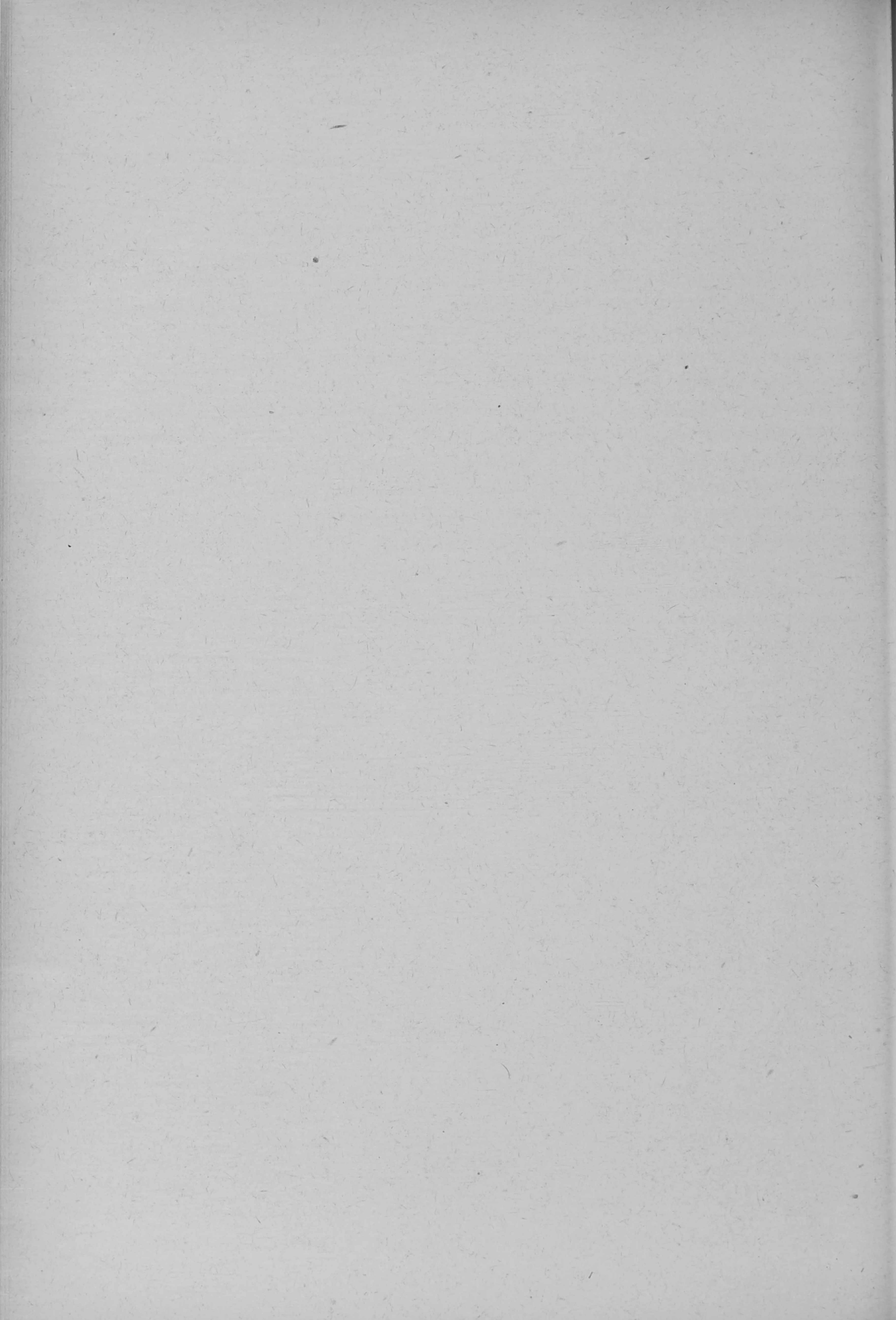
Foglalkoztunk a finomkristályos szenek ismert és sokat diszkutált szerkezeti rendezetlenségével kapcsolatos neutron - szórás problémájával [5, 6]. Kimutattuk, hogy az irodalomban használt intenzitás-formulák nem veszik megfelelően figyelembe a feltételezett rendezetlenséget.

Foglalkoztunk azzal a hibával, amelyet ez az utóbbi körülmény okoz a kristallit-méretek szokásos /a Debye-Scherrer vonalak szélességéből való/ meghatározásában. Kimutattuk, hogy a (hk)-val jelölt típusu reflexiók éles-ségének, ill. az ezekből adódó (tehát a konvencionális c-tengellyel párhuzamos) méretnek a Warren-féle tárgyalás alapján való szokásos meghatározását teljesen kétes-értékűnek kell tekintenünk.

Nem engedhető meg a Warren-féle számítás alkalmazása a szórás diffuz részére (és Warren nem is használta arra!), még pedig két okból: 1. a számítás a rendezetlenségek fajtáját és nagyságát megfelelően figyelembe nem vevő interferencia-függvényből indul ki, 2. olyan közelítést tartalmaz, amely diffuz szórás esetében általában nem engedhető meg. Megadtuk a módszert a rendezetlenségeket helyesen figyelembevevő interferenciafüggvény kiszámítására, és vázoltuk, hogy milyen fajta neutron-diffrakciós mérésekre van szükség a rendezetlenségek fajtájának és nagyságának a helyes számítási eljárás alapján való meghatározására. Ennek a módszernek az alkalmazását egyelőre matematikai nehézségek gátolják.

I r o d a l o m

- [1] Szabó P., Nucl. Instr. and Methods 5, 184 /1959/
- [2] Szabó P., Nucl. Instr. and Methods 6, 183 /1960/
- [3] Szabó P., Krén E., KFKI Köz. 7, 366 /1960/
- [4] Gordon J., Szabó P., Magyar Fizikai Folyóirat, 8, 211 /1960/
- [5] Szabó P., Acta Physica Hung. 9, 205 /1959/
- [6] Szabó P., a balatonfüredi Szilárdtestfizikai Konferencián 1959 szeptemberében tartott előadás
- [7] Gordon J., Szabó P., előkészületben



MIKROTRON TERVEZÉSE ÉS VIZSGÁLATA

Irta: Kisdiné Koszó Éva és Turi László

Összefoglalás

Megterveztünk, megépítettünk és üzembehelyeztünk egy 2 MeV-os, 8 pályás mikrotron gyorsítót. Megvizsgáltuk a fázis- és vertikális stabilitás mértékét és azt kaptuk, hogy a fázis stabilitás olyan, hogy az intenzitás 7 %-a marad meg a gyorsítás számára. A vertikális irányszórás további 90 % veszteséget okoz, tehát az első pálya intenzitásának 0,7 %-a kell, hogy felgyorsuljon. Ez jól egyezik a mért 0,4 %-kal. Az utolsó pályákon az elektronok átlag intenzitása $5 \cdot 10^{-9}$ A/impulzus csúcspan 10 μ A/. Ennek 50 %-át tudjuk kihozni a gyorsítóból a laboratóriumba.

A mikrotron működési elvét Veksler [1] 1945-ben közölte, az első, 4 MeV-es mikrotront Redhead és társai 1950-ben építették meg [2], azóta több helyen [3,4,5,] épült hasonló kisméretű modell, sőt Londonban elkészült egy második, 30 MeV-os mikrotron is [6]. Intézetünkben 1958-ban fejeztük be egy 2 MeV-os mikrotron építését. A gyorsítót üzemközben mutattuk be az 1958 szeptemberi genfi Atomenergia Kiállításon, majd a novemberi budapesti Műszer Kiállításon.

A mikrotron működési elvét röviden ismertettük már a Közleményekben [7]. A gyorsítás feltétele, hogy a következő rezonancia feltételek teljesüljenek:

$$V = \frac{mc^2}{e} \frac{a}{b-a},$$

$$H = 2\pi\nu \frac{mc}{e} \frac{1}{b-a},$$

ahol V a gyorsító feszültség,
 H a mágneses tér
 ν a gyorsító tér frekvenciája
 $b > a$ pozitív egész számok.

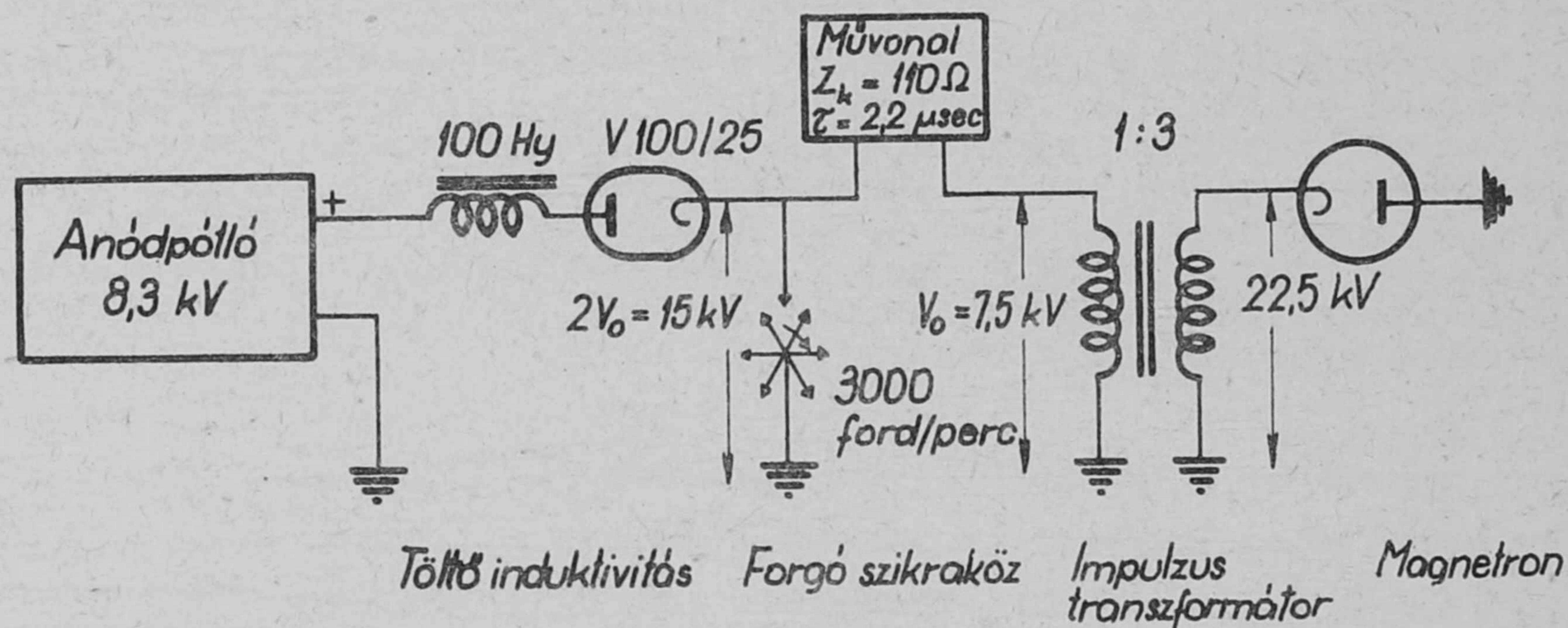
Az általunk épített mikrotronnál $a = 1$, $b = 3$, $\nu = 2815$ Mc/s, tehát az egyszeri gyorsításkor felvett energia 250 MeV, a szükséges mágneses tér 500 gauss. A 2 MeV végenergiát 8 pályán érik el az elektronok.

A mikrotron tervezésekor a következő feladatokat kellett megoldani:

1.a./ A rezonancia feltételből látható, hogy az elektronoknak az egyes gyorsítások alkalmával igen nagy, az elektron nyugalmi energiájával megegyező nagyságrendű energiát kell felvenniük.

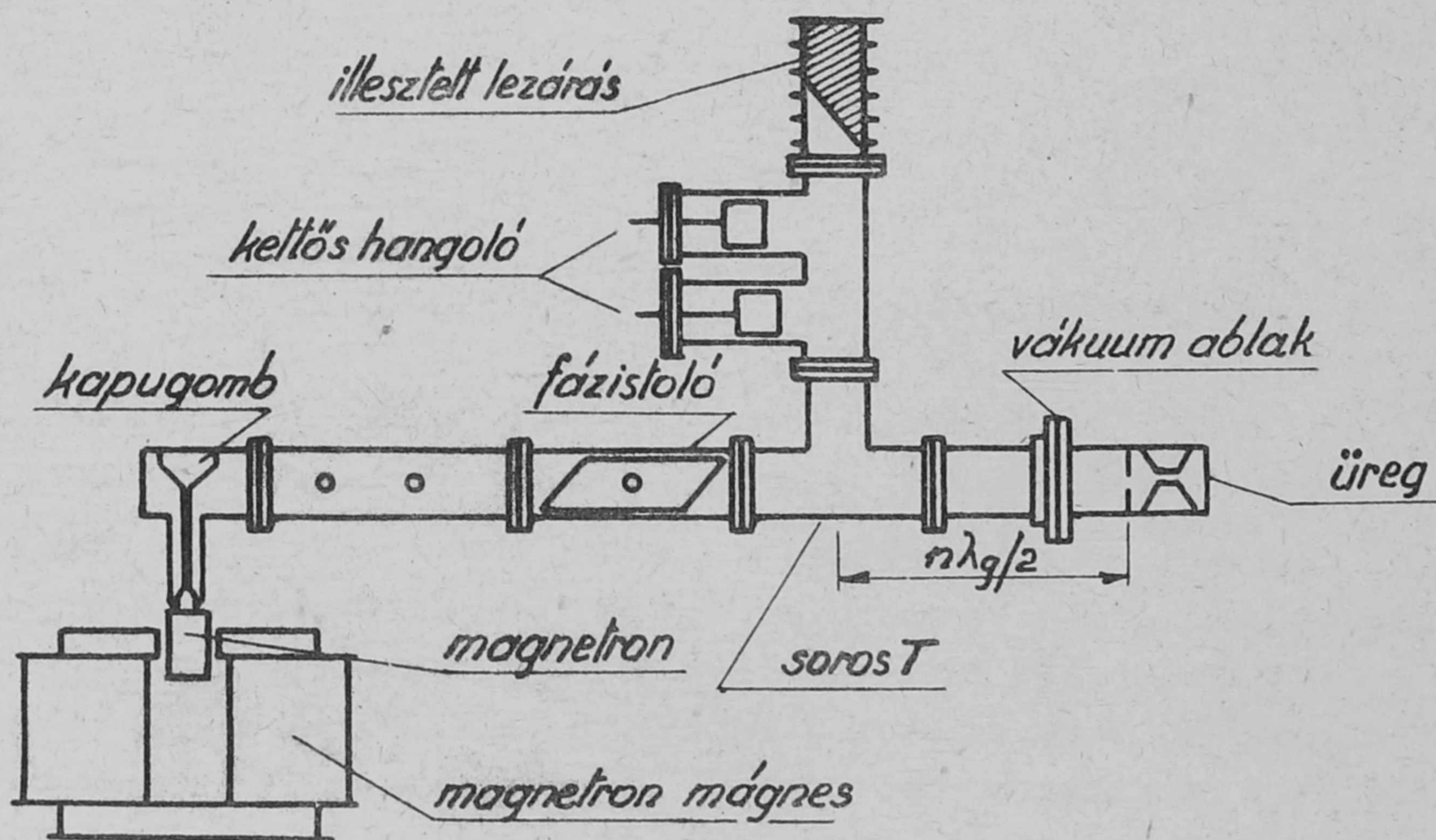
b/ Miután a második egyenlet szerint $H \leq 2\pi\nu \frac{mc}{e}$, szükséges, hogy a gyorsítást elegendő nagy frekvenciájú ($\nu \sim 1000 \text{ Mc/s}$) elektromágneses térrel valósítsuk meg, különben a mágneses térre adódik túl kicsi, (100 gaussnál kisebb) érték. Ezért a gyorsítást mikrohullámu üregrezonátor segítségével kell megvalósítani, az üregrezonátort nagyteljesítményű magnetronról gerjesztve. A fendelkezésünkre álló 2800 Mc/s frekvenciájú, 250 kw impulzus csúcsteljesítményű magnetron már felhasználható mikrotron elven működő gyorsítóban, de lényeges előnyt jelentene (kétszer akkora végenergiát és több nagyságrenddel nagyobb intenzitást) 0,5 vagy 1 MW-os magnetron alkalmazása.

A magnetront 2,2 μsec -os impulzusokban, 300 c/s ismétlődési frekvenciával működtettük egy művonalas, szikraközös pulzer és nagyteljesítményű impulzus transzformátor segítségével (lásd 1. ábra).



1. ábra Magnetron tápegység

A magnetront a gyorsító üregrezonátorral négyzög keresztmetszetű, 34x72 mm-es hullámvezető köti össze. Egy közbeiktatott soros T-elágazás vezet a magnetront stabilizáló, illesztett terheléshez (lásd 2. ábra).



2. ábra A gyorsító mikrohullámu elemeinek kapcsolása

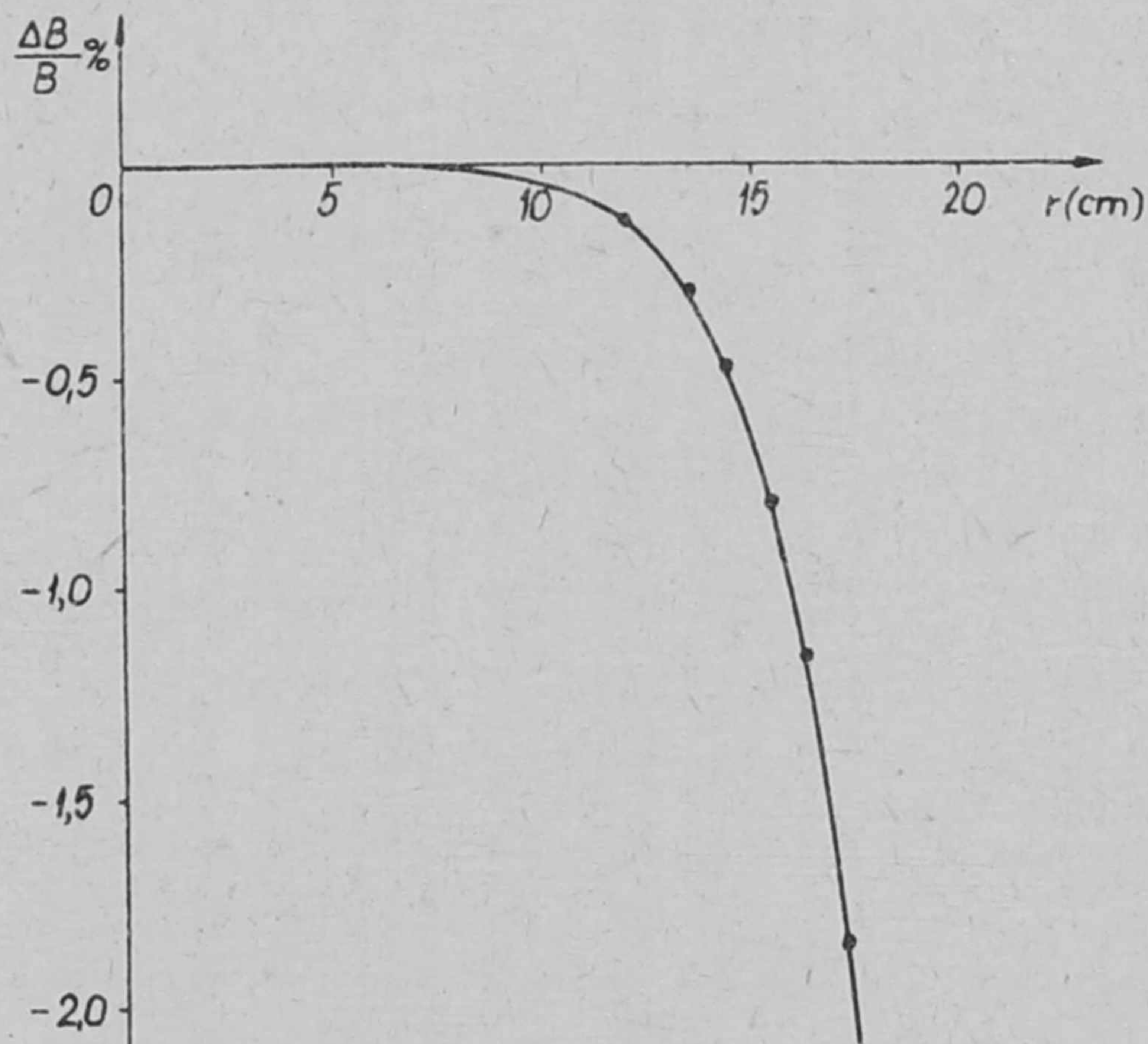
A hangoló dugattyukat úgy állítottuk be, hogy a magnetron teljesítmény fele jusson rezonancia esetén az üregrezonátorba, a többi pedig a stabilizáló terhelésbe. Az iránycsatolóból egy termisztoros teljesítménymérőbe csatlakozva mértük a magnetron teljesítményt.

A gyorsító üregrezonátor hengeres üreg, alap- és fedő lapjából be-nyuló csonka kupokkal. A kupok között kialakuló 7 mm körül változtatható rést használjuk fel az elektronok gyorsítására. Az üreg tömör sárgarézből van kiképezve, kivéve a fedőlapot, ami 0.1 mm vastag rézlemezről készült. Ennek mechanikus deformálásával hangolható az üreg 2790-2910 Mc/s között. Az üreget kör alakú nyílással csatoljuk a hullámvezetőhöz, csatolása az illesztett-nél valamivel lazább, rezonancián az okozott állóhullám viszony 1,3. Az üreg jósági tényezője 5300.

2./ A szükséges 500 gaussos mágneses teret egy elektromágnessel állítjuk elő. A mágnespolusok átmérője 46 cm, a köztük levő légrés 11,7 cm. A fluxus 4 db egyenként $10 \times 10 \text{ cm}^2$ keresztmetszetű oszlopon keresztül záródik. A felső polus motor segítségével felemelhető, és így lehet hozzáférni a vákuumedény belsejéhez. A gerjesztést a polusokra rakott tekercsek segítségével kapja a mágnes. Fogyasztása 1000 gauss esetén 450 watt. A mágneses tér homogenitását paramágneses elektronrezonanciát felhasználó mágneses térmérő-vel [8] vizsgáltuk meg. A feltérképezés eredményét a 3. ábra mutatja.

Az elektronpályák helyén a mágneses tér homogenitása 1 %-nál jobb.

3./ A gyorsító üze-meltetéséhez elegendő 10^{-4} mm Hg vákuum, ugyanis az elek-tronok átlagos szabad ut-hossza ilyen nyomáson km nagyságrendű, míg mikrotro-nunkban kereken 5 m utat tesz csak meg az elektron. A szükséges vákuumot ezért nem ez szabja meg, hanem az, hogy az üreg belsejében ne jöjjön létre kisülés. A gyorsító vákuum-edénye 40 cm át-mérőjű 10 cm magas, henge-res sárgaréz öntvény. Fedő-lapja levehető, oldalán kü-lönböző nyílásokon keresz-tül nyulik be a hullámvezető a gyorsító üregrezonátorral,



3. ábra

A mágneses tér radiális változása

az üregrezonátor mechanikus hangolása, az elektronkihozó és az üregrezonátorral átellenben a mérési célokat szolgáló Faraday kalitka. Az elektronkihozóval szemben elhelyezett kis ablakon keresztül szemmel is megfigyelhető

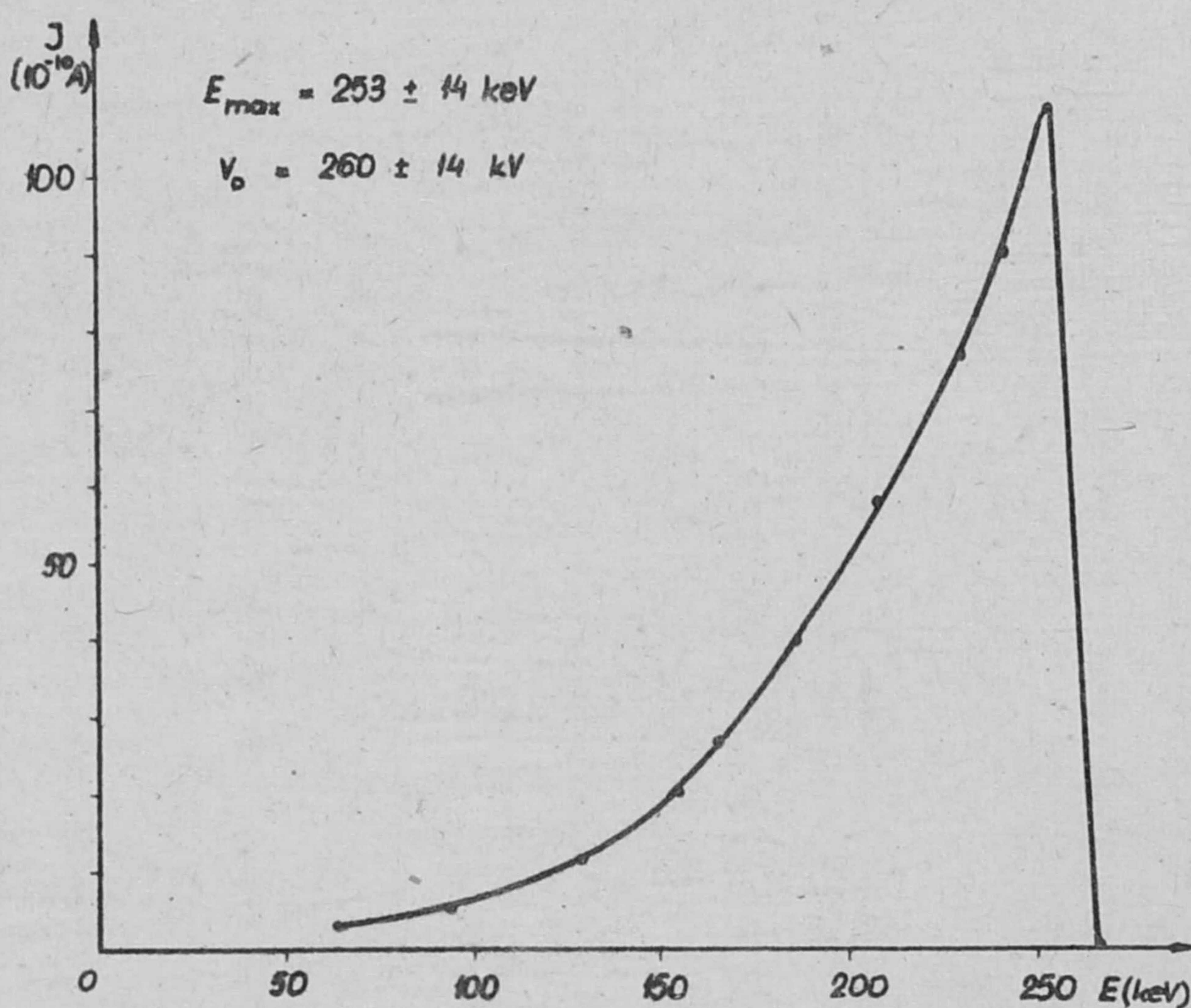
az elektronkihozóhoz vagy Faraday kalitkához erősített cinkszulfid ernyőn az elektronok pályája, ez megkönnyíti a beállítást. A hullámvezetőben két karima közzé szorított teflon lemezzel zártuk le a vákuumot, az okozott mikro-hullámu reflexiót megfelelően kiképzett fémirisszel szüntettük meg. A szükségesnél jobb, kb. 10^{-5} mm higany vákuumot egy $25 \text{ m}^3/\text{órás}$ elővákuum szivattyuval és 250 lit/sec szivássebességű diffúziós szivattyuval állítottuk elő, mindkét szivattyu Balzers gyártmányu.

4./ Elektronforrásként az üregrezonátor falából téremisszió segítségével kilépő elektronokat használtuk fel. Így üzembiztosan $10 \mu\text{A}$ átlagáramot (15 mA csúcáramot) kaptunk mágneses tér nélkül.

5./ Az elektronok kihozása a gyorsítóból mikrotron típusu gyorsítóknál viszonylag egyszerű, miután az egymásutáni elektronpályák jól elkülönülnek egymástól. Mikrotronunkból az elektronokat a másodiktól a nyolcadik pályáig bármelyikről egy gömbcsukló körül forgatható és ki-be tologatható vascső segítségével hoztuk ki. A $0,1 \text{ mm}$ vastag alumínium ablakon keresztül a pálya intenzitásának $50-60 \%$ -át sikerült kihozni a szabad levegőre.

A mikrotron működésével kapcsolatban a következő vizsgálatokat végeztük:

1./ Alacsony, 208 gauss -os térben 1 mm résű Faraday-kalitkával mértük az üregből kijövő elektronok energiaspektrumát (lásd. 4. ábra).



4. ábra

A gyorsító üregrezonátorból kijövő elektronok energiaspektruma

Az elért maximális energiából számolva a gyorsító feszültség csúcserőteke az üregben 260 kV .

Ezen mérés felhasználásával meg tudtuk határozni a téremisszióval kapott intenzitás időfüggését. A Fowler-Nordheim formula szerint egy fémfelületből hidegemisszióval kilépő áram

$$I = A \epsilon^2 e^{-\frac{B}{\epsilon}}$$

ahol ϵ a fémfelületen levő térerősség,

A és B elméletileg meghatározott állandók.

Miután az E térerősség a mi esetünkben időben periódikusan változik,

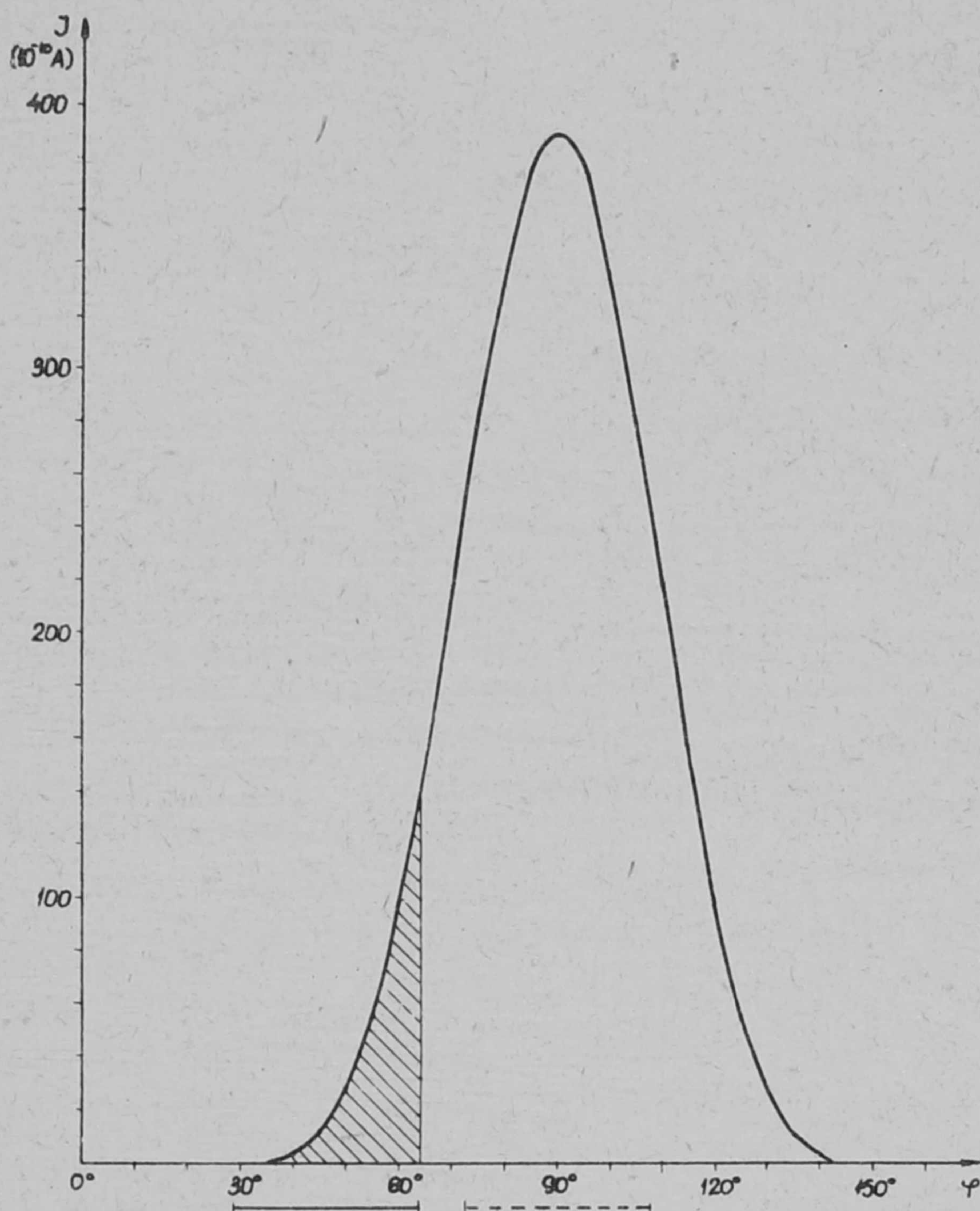
ezért

$$I = I_0 \sin^2 \omega t e^{-\frac{B}{\sin \omega t}},$$

ahol ω a magnetron frekvenciája. Az I_0 és B állandókat a fenti mérésből határoztuk meg: $I_0 = 4,27 \cdot 10^{-5} \text{ A}$, $B = 7$.

Egy mikrohullámu perióduson belül a hidegemisszióval kapott elektronintenzitás az 5. ábrán látható görbe szerint változik.

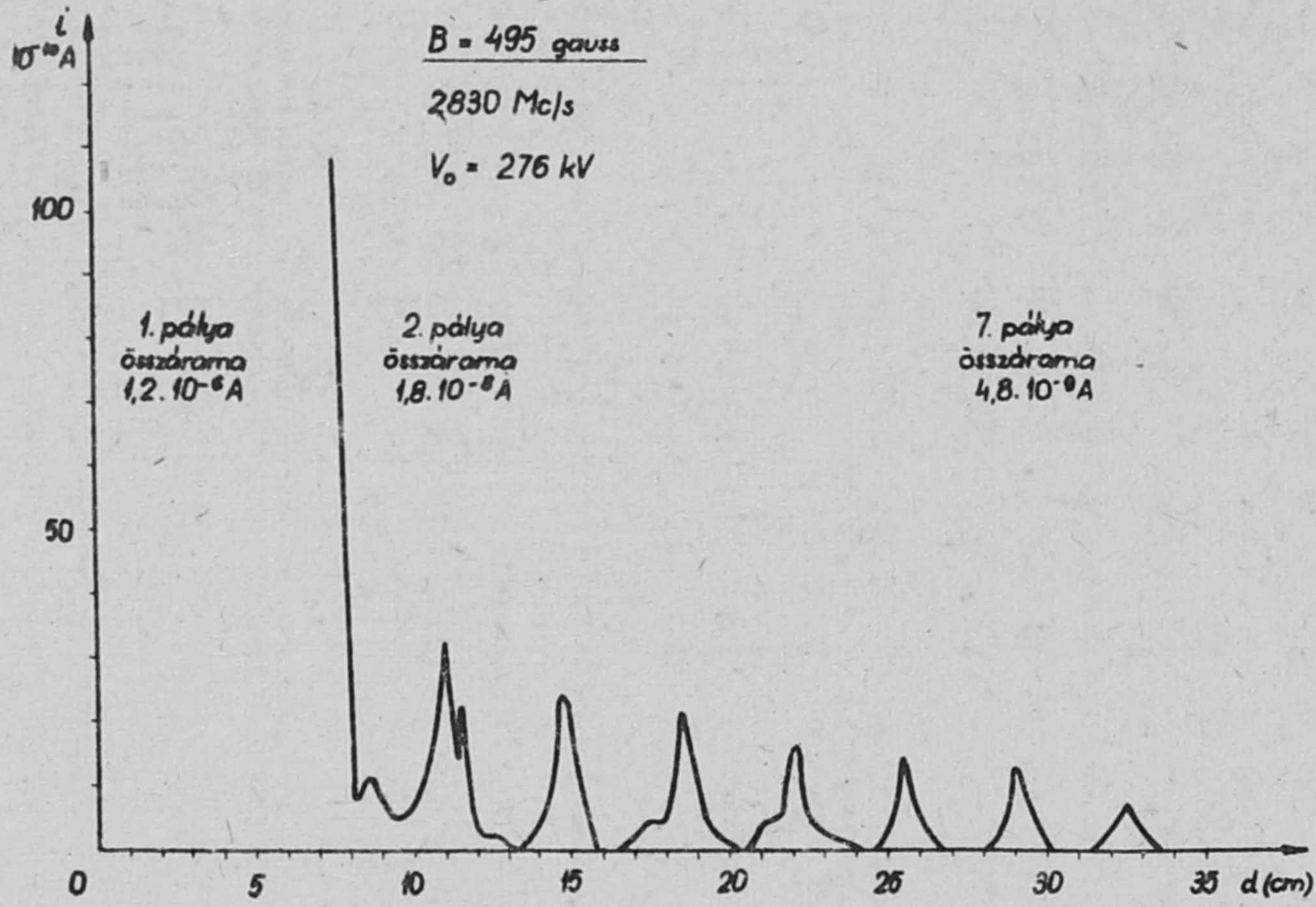
Ugyancsak Faraday-kalitka segítségével meghatároztuk az $a=1$, $b=3$ módusban kapott elektronpályák intenzitáseloszlását (l. 6. ábra.) Az utolsó pályákon mért intenzitás az első pálya intenzitásának mindössze 0,4 %-a, kb. két nagyságrend az első és a második pálya közt vész el. Az eddig megépült mikrotronoknál általános tapasztalat ez, hogy ti. az első pálya után az intenzitás erősen lecsökkent. Vizsgálatokat végeztünk ezért arra vonatkozólag, hogy a fázisstabilitás révén az első pálya intenzitásának hány százaléka marad meg a további gyorsítás számára, ill., hogy hány százaléka vész el a vertikális irányszórás miatt. Miután mikrotronunkban a hideg-emisszióval kapott elektronok gyorsulnak fel, a fázisstabilitás vizsgálatát kiterjesztettük az ilyen időben periódikusan változó intenzitású elektronforrás esetére. Erre a célra felhasználtuk az intenzitásnak az előzőekben meghatározott időfüggését. Pályáról pályára végigszámoltuk, hogy a különböző időpillanatban induló elektronok a gyorsító üregből mikor és milyen energiával lépnek ki [10]. Meghatároztuk azt a stabil tartományt, melyen belül induló elektronok mindvégig gyorsító teret éreznek. Eközben figyelembe vettük a gyorsító rés véges szélessége (d) miatti futási időt is. Az első pályán a futási idő (τ) ill. az elektron energiája az üregből való kilépéskor (E_{ki}) az indulástól (t_s) függően a 7. ábrán látható módon változik. A véges futási idő többek között azt eredményezi, hogy nem a térerősség-maximum időpillanatában induló elektron veszi fel a legnagyobb energiát a gyorsító tértől, hanem a jóval korábban ($\omega t_s = 50^\circ$) induló.



5. ábra

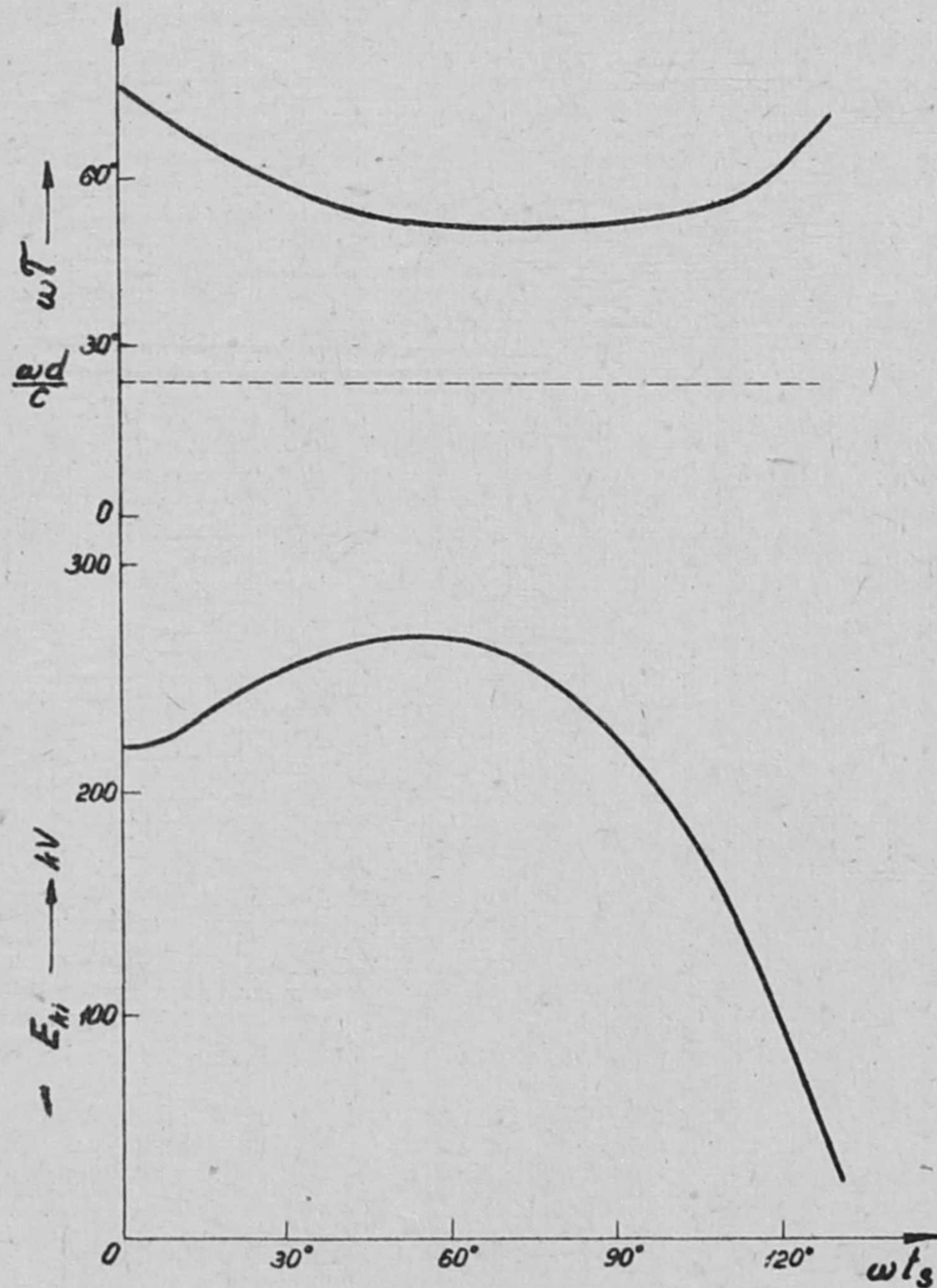
Téremisszióból kapott elektronintenzitás időfüggése időben periódikusan változó térerősség esetén

Meghatároztuk azt a stabil tartományt, melyen belül induló elektronok mindvégig gyorsító teret éreznek. Eközben figyelembe vettük a gyorsító rés véges szélessége (d) miatti futási időt is. Az első pályán a futási idő (τ) ill. az elektron energiája az üregből való kilépéskor (E_{ki}) az indulástól (t_s) függően a 7. ábrán látható módon változik. A véges futási idő többek között azt eredményezi, hogy nem a térerősség-maximum időpillanatában induló elektron veszi fel a legnagyobb energiát a gyorsító tértől, hanem a jóval korábban ($\omega t_s = 50^\circ$) induló.



6. ábra

A mikrotronbeli elektronpályák intenzitáseloszlása 1 mm résezésű Faraday kalitkával mérve



7. ábra

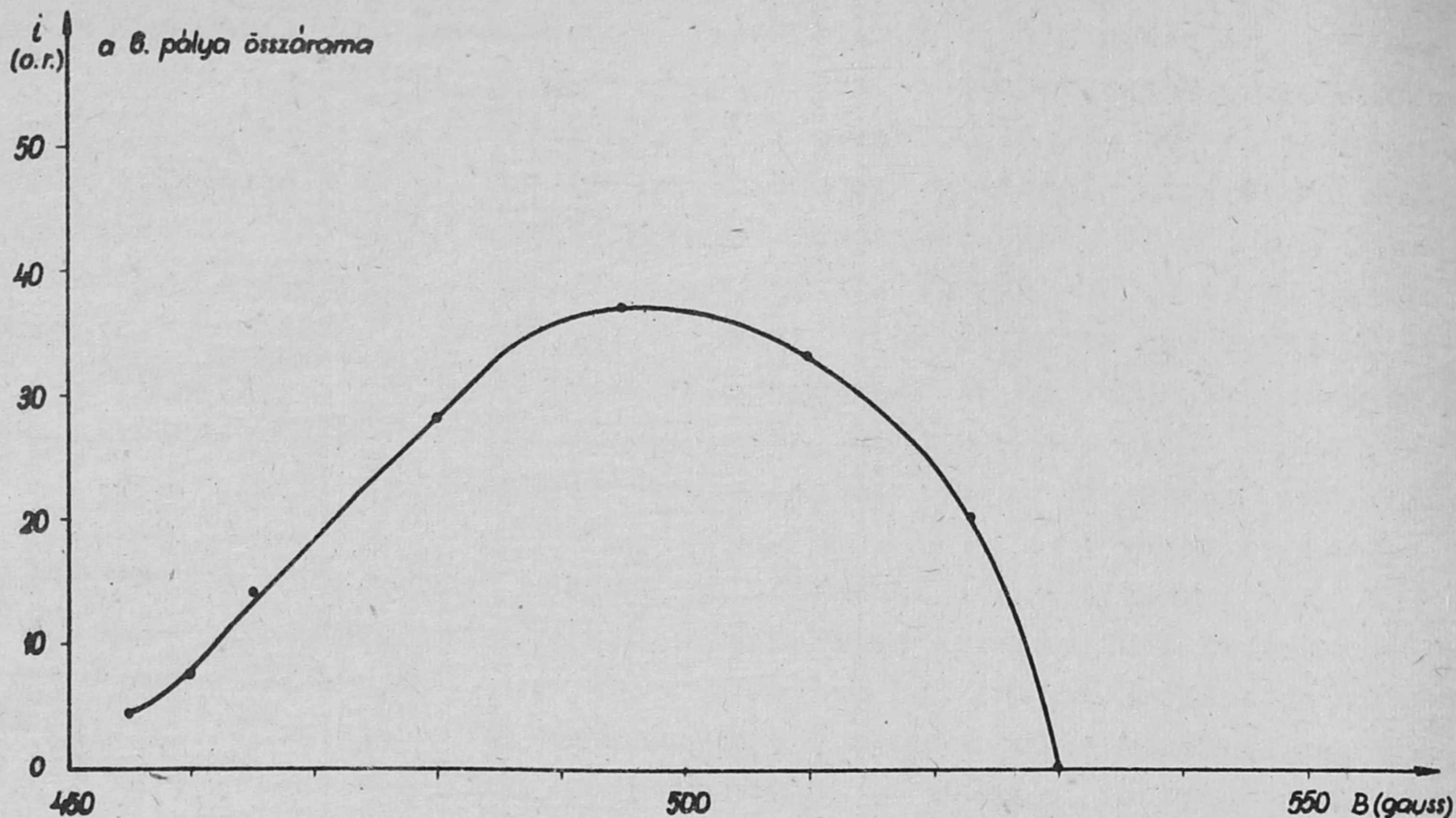
A τ futási idő és E_{ki} kilépési energia függése az elektron indulás időpontjától (t_s) 280 kV-os gyorsító feszültség csúcserőérték és $\frac{\omega d}{c} = 0,4133$ esetén

A további pályákon már jó közelítéssel fénysebességgel haladó elektronokkal számolhatunk. Végeredményben azt kaptuk, hogy pl. 280 kV gyorsítófeszültség csúcserőérték és $\frac{\omega d}{c} = 0,4133$ esetén $29^\circ \leq \omega t_s \leq 64^\circ$ közt induló elektronok fognak gyorsulni. Tehát a keresett stabil tartomány a maximális energiát felvető ($\omega t_s = 50^\circ$ -os) elektronok környezetében indulókat tartalmazza. Az 5. ábrán látható, az intenzitás időfüggését ábrázoló görbén a bevonalkázott rész jelzi az így meghatározott stabil tartományt. Jól látható, hogy komoly intenzitás veszteséget (1 nagyságrend) jelent az a tény, hogy a stabil tartomány nem a térerősség-maximum környezetébe esik. Végeredményben a fázis-stabilitás révén az első pálya intenzitásának 7 %-a marad meg a további gyorsítás számára.

3./ A mikrotronból nyerhető intenzitás szempontjából ugyancsak fontos vertikális irányszórást az elektronnyalábról készített fényképfelvételek alapján vizsgáltuk meg. Miután radiális irányban a homogén mágneses tér visszafokuszálja az elektronokat az üregrezonátor nyílására, az intenzitás veszteség szempontjából csupán a pálya síkjára merőleges irányszórás érdekes. A felvételeket kiértékelve azt kaptuk, hogy emiatt az első pálya intenzitásának csak kb. 10 %-a jut vissza az üreg belsejébe. Látható tehát, hogy a vertikális stabilizálás hiánya ép oly mértékben csökkenti a mikrotronból nyerhető intenzitást, mint a fázisstabilizáció hiányosságai. Az intenzitás-csökkentő effektusokat összegezve azt kapjuk, hogy az első pálya intenzitásának 0,7 %-a marad meg a gyorsítás számára. Ez jól egyezik a mikrotronunknál mért 0,4 %-kal [9]. Az intenzitás-viszonyok javulnak, ha nagyobb gyorsítóteret alkalmazunk. Ekkor a stabil tartomány a nagyobb intenzitások felé tolódik és ugyanakkor a hidegemisszióval kapott intenzitás amplitudója is erősen megnő. Ha a térerősség amplitudóját kétszeresére növeljük, az intenzitás 130-szorosára nő.

4./ Számítás szerint a mikrotron nem túl érzékeny a gyorsító feszültség, ill. mágneses tér megváltoztatására, ± 10 %-os változáson belül kaphatunk rezonancia gyorsítást. Ezt a mágneses tér változtatásával kísérletileg is igazoltuk.

Gyűjtőelektródával mérve a 6. pálya összáramát a mágneses tér függvényében a 8. ábrán látható görbét kaptuk. Maximális intenzitást 495 gauss-nál kaptunk, ami az 1 %-os mágneses tér mérési pontosságon belül jól egyezik a számított 500 gauss-sal.



8. ábra

A 6. pálya összárama a mágneses tér függvényében

I r o d a l o m

- [1] Vekszler V., Journ.Phys. USSR 9, 153 /1945/
- [2] Redhead P.A., Le Caine H., Henderson W.J., Canad. J.Res. 28 A, 73 /1950/
- [3] Henderson C., Heymann F.F., Jennings R.E., Proc.Phys.Soc./London/ B 66, 654 /1953/
- [4] Kaiser H.F., Journ. Franklin Inst. 257, 107 /1954/
- [5] Carrelli A., Porreca F., Nuovo Cim.6, 729 /1957/
- [6] Aitken D., Jennings R.F., Nature 181, 1726 /1958/
- [7] Kisdiné Koszó É. KFKI Közl. 4, 499 /1954/
- [8] Kisdiné Koszó É., Turi L., KFKI Közl. 5, 225 /1957/
- [9] Kisdiné Koszó É., Turi L., Nucl.Instr. and Methods, s.a.
- [10] Kisdiné Koszó É., Acta Phys.Hung. 4, 377 /1955/

Érkezett 1960. aug. 10.

KFKI Közlemények 8.évf. 4.szám, 1960.

TERMIKUS NEUTRON SPEKTROSKÓPIAI CÉLOKRA KÉSZITETT MECHANIKUS SZELEKTOR

Irta: Nagy László, Nagy Tibor, Muzsnay László és Pavlicsek István
Magfizikai Laboratórium II. és Gépészeti Üzem

Összefoglalás

Elkészítettünk egy lassu mechanikus szelektort. A rotor fordulatszáma folyamatosan változtatható 800-6000 ford/perc között. A maximális fordulatszámnál feloldóképessége $3,3 \mu \text{sec/m}$. 1000 ford/perc-nél a levágási hullámhossz 12 \AA .

Bevezetés

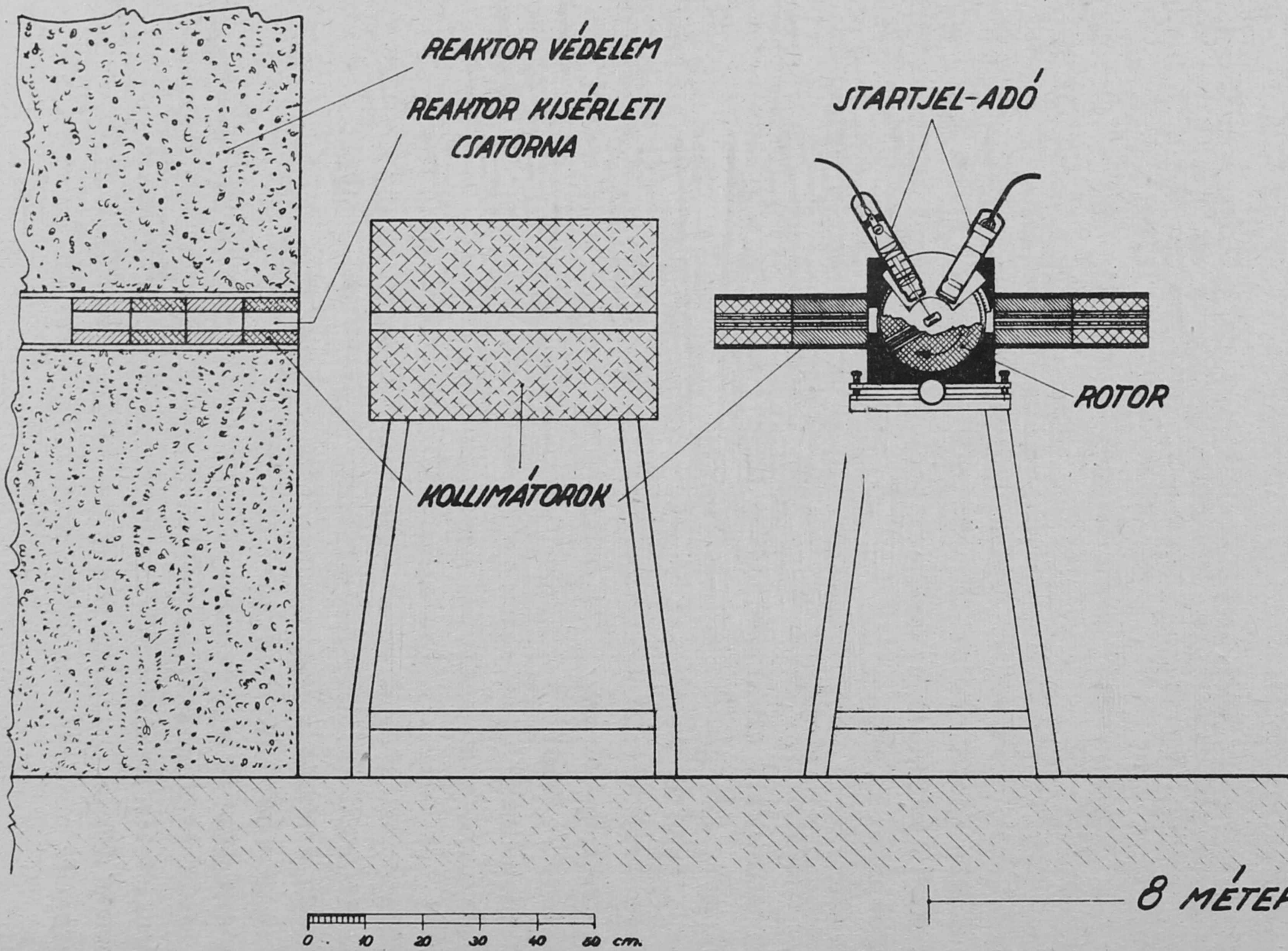
Az elemek neutronra vonatkozó hatáskeresztmetszete erősen függ a neutron energiájától. Ezért igen fontos ismerni a kölcsönhatásba lépő neutron energiáját, másrészt szükséges, hogy létre tudjunk hozni különböző energiájú neutronnyalábokat.

A reaktorból kijövő neutronok esetén a feladat megoldására többféle lehetőség kínálkozik: mechanikus monokromátor, kristály monokromátor és mechanikus szelektor alkalmazható. A megoldandó feladat határozza meg, hogy ezek közül melyikre esik a választás.

Az általunk tervezett mérési feladatok lassu mechanikus szelektor elkészítését tették szükségessé. Ilyen típusu berendezést reaktorhoz először Fermi, Marshall és Marshall [1] készített, majd ezt követően több tökéletesített változat készült a különböző kutató centrumokban [2-6].

A mechanikus szelektor a reaktorból kijövő, különböző energiájú neutronokat tartalmazó nyalábot megszaggatja, neutron "csomagokat", neutronimpulzusokat hoz létre. A csomagban lévő neutronok sebességüktől függően különböző időpontokban érik el a szaggatás helyétől bizonyos távolságra (néhány métertől 1000 méterig) elhelyezett detektort. Ismerve a szaggatás időpillanatát és a neutron regisztrálásának időpontját, valamint a repülési távolságot, megkapható a neutronok sebessége.

A szaggatást egy résekkel ellátott forgó korong végzi. Amint forgás közben a rések párhuzamosakká válnak a nyalábbal, rajtuk keresztül neutronok tudnak áthaladni a detektor felé. Ha a rések elfordulnak ebből a helyzetből, a neutronok a forgó korong lehetőleg nagy szórási vagy abszorpciós hatáskeresztmetszetű anyagán nem haladhatnak át a számláló irányában.



1. ábra

A szelektor elrendezési vázlatja

Első mérési feladataink a termikus tartományra korlátozódnak és ezért e tartományban dolgozó szelektort készítettünk. Ilyen, ún. lassu szelektor konstrukciós szempontból lényegesen egyszerűbb, mint a rezonancia tartományban működő ún. gyors szelektor és így bizonyos tekintetben előtanulmányul is szolgál gyors szelektor készítéséhez. A következőkben leírjuk a szelektor konstrukciós részleteit, a beállítását, működésének ellenőrzését és néhány tulajdonságát.

A szelektor felépítése

A szelektor egységeinek elrendezési vázlata az 1. ábrán látható. A reaktorból jövő neutronok kollimátorokon és a rotoron keresztül jutva érhetik el a detektort.

A rotor anyaga bakelit [6], melyet magas hidrogéntartalma és ennek széles neutron energiahatárok közötti viszonylag magas totális hatáskeresztmetszete tesz erre alkalmassá. A rotor átmérője 16 cm. Ilyen átmérő mellett, a bakelit szakítószilárdságát figyelembe véve, a rotor 32000 percenkénti fordulatszámig szétszakadás nélkül forgatható. A rotor dinamikus kiegyensúlyozása $1/3 \mu$ pontossággal történt.

A neutronok átbocsátására szolgáló réseket két bakelit korongba marattuk be, majd a két korongot kuposan illesztett acélcsavarokkal rögzítettük egymáshoz és egyben az acél tengelycsomókhoz.

A rotor egy acélházban, két műanyagkosaras golyóscsapágyon forog. A csapágyak fölé helyezett plexi olajtartályból a szükséges mennyiségű olajat, túszelepen keresztül vezetjük a csapágyakhoz. A túszelepeket elektromágnes segítségével lehet nyitni és zárni. Labirint tömités akadályozza meg, hogy a rotorház belsejébe olaj juthasson. A rotor és a rotorház metszetét a 2. ábra mutatja.

A 3,24 kg súlyú rotor forgatásáról egy kétfázisú szinkronmotor gondoskodik. Egy nagy stabilitású, folyamatosan változtatható frekvenciájú szinuszoszcillátor rezgései két darab 100 wattos kommerciális teljesítményerősítőn keresztül jutnak a motor tekercseire. A motor és a rotor gumitárcsás tengelykapcsolattal illeszkedik egymáshoz. A motor megengedett maximális fordulatszáma 6000 ford/perc.

A motort és a rotorházat erős acélállványra szereltük. A rotor, illetőleg a résrendszer pontos beállítását a neutronnyaláb irányára rögzíthető csavarok rendszerével biztosítottuk.

A rotor szabad tengelyvégére a résekkel párhuzamosan két tükör van erősítve. A rotor házára felszerelt, félkör mentén mozgatható lapra egy fényadó berendezés és egy multiplier van felerősítve úgy, hogy a fényadó jelét a tükrök félfordulatonként egyszer-egyszer a multiplierre reflektálják. Ez a startjel-adó berendezés gondoskodik arról, hogy a réseknek a neutronnyaláb tengelyével alkotott kívánt szögénél a multiplierből jelet kapjunk. Ezt a jelet használjuk fel az időanalizátor indítására. A neutronimpulzus akkor keletkezik, amikor a rések (és a tükrök) párhuzamosak a neutronnyaláb tenge-

A rotor tengelyének végére felerősített két tükörnek párhuzamosnak kell lennie egymással, máskülönben a startjelek nem egyenlő időközökben követik egymást. A tengelyvég megmunkálásánál és a tükrök ragasztásánál keletkezett hibát optikai úton megmértük és úgy találtuk, hogy a párhuzamostól való eltérés 1,5 perc.

Mint említettük, a startjel-adó berendezés félkör mentén elmozdítható és a startjelet a neutronimpulzushoz képest a félfordulat megtételéhez szükséges idővel késleltethetjük, vagy siettetjük. Az időeltolás mértékét a rotorház oldalára szerelt fokbeosztásos körskálán regisztráljuk. A skála nullpontját a nulla időeltolásnak megfelelő helyre a következő módon állítottuk be. A forgó rotor egyik oldalán a rések előtt, a tengely magasságában egy fényforrást, a másik oldalán ugyanebben a magasságban egy multipliert helyeztünk el. Az erről kapott jelet, továbbá a startjelet oszcilloszkópra vittük. A startjel-adó berendezést addig forgattuk a rotorház oldalába mart vályatban, míg a két impulzus csúcsa egybe nem esett. A startjel-adó ezen helyzetét kijelölő jelzéshez állítottuk a körsztás nulla pontját.

A startjel és a neutronimpulzus közötti időtartam változtathatósága sok esetben előnyösen felhasználható. Például a neutron energiaeeloszlást csak 0,5 eV-tól lefelé kívánjuk felvenni, vagyis ezen energia feletti neutronokat nem kívánjuk számolni. Ez esetben az időanalizátort csak attól a pillanattól kezdve kívánjuk működtetni, amikor a 0,5 eV energiájú neutronok eljutnak a detektorig, ehhez pedig $810 \mu\text{sec}$ szükséges a neutronimpulzus rotortól való indulásához képest. A startjelet ezzel az idővel kell késleltetni. Ez a startjel-adó megfelelő szöggel való elmozdításával elérhető. A szögmozdítás azonban csak akkor biztosít pontos késleltetési értéket, ha a rotor a fordulatszámát stabilan tartja. A rotor fordulatszámának stabilitásáról a következőképpen győződünk meg. 1000 ford/perc esetén a startjelek 30 msec-ként követik egymást, ha a fordulatszám pontos. A startjeleket oszcilloszkóp függőleges eltérítőjére vittük, míg a vízszintes eltérítést a 29,950 msec-al elektronikusan késleltetett startjelek indítják, vagyis a késleltetett startjel után következő startjel jelenik meg az oszcilloszkóp ernyőjén, közvetlenül a vízszintes eltérítés indítása után. Így a beérkezési idő ingadozása jól látható. Egy percig nyitvatartott zárral való fotózással megállapítottuk, hogy egy percen belüli maximális ingadozás 1000 ford/perc mellett kisebb mint $10 \mu\text{sec}$. Nagyobb fordulatszámnál még kisebb értékek adódnak. A rotor indításától számított különböző időpontokban végrehajtott mérések bizonyítják, hogy hosszabb idő alatt sem adódik nagyobb eltérés. Megfelelő zárnyitvatartással elérhető, hogy csak két egymás utáni jel, vagyis a két tükörtől származó jel látszik a fotón. Ezekből is kiderül, hogy a két tükör nem teljesen párhuzamos, azonban az ebből származó hiba 1000 ford/perc esetén is kisebb, mint $5 \mu\text{sec}$.

A neutronimpulzus szélessége a rések magasságától és a rotor kerületi sebességétől függ. A neutronimpulzus alakjára vonatkozó számítások [4, 7], azt mutatják, hogy a neutronimpulzus szélessége nem függ a neutron sebességétől, ha a neutron sebessége

$$v > 4 v_{min} = \frac{4\omega R^2}{D}$$

amikor is a neutronimpulzus szélessége

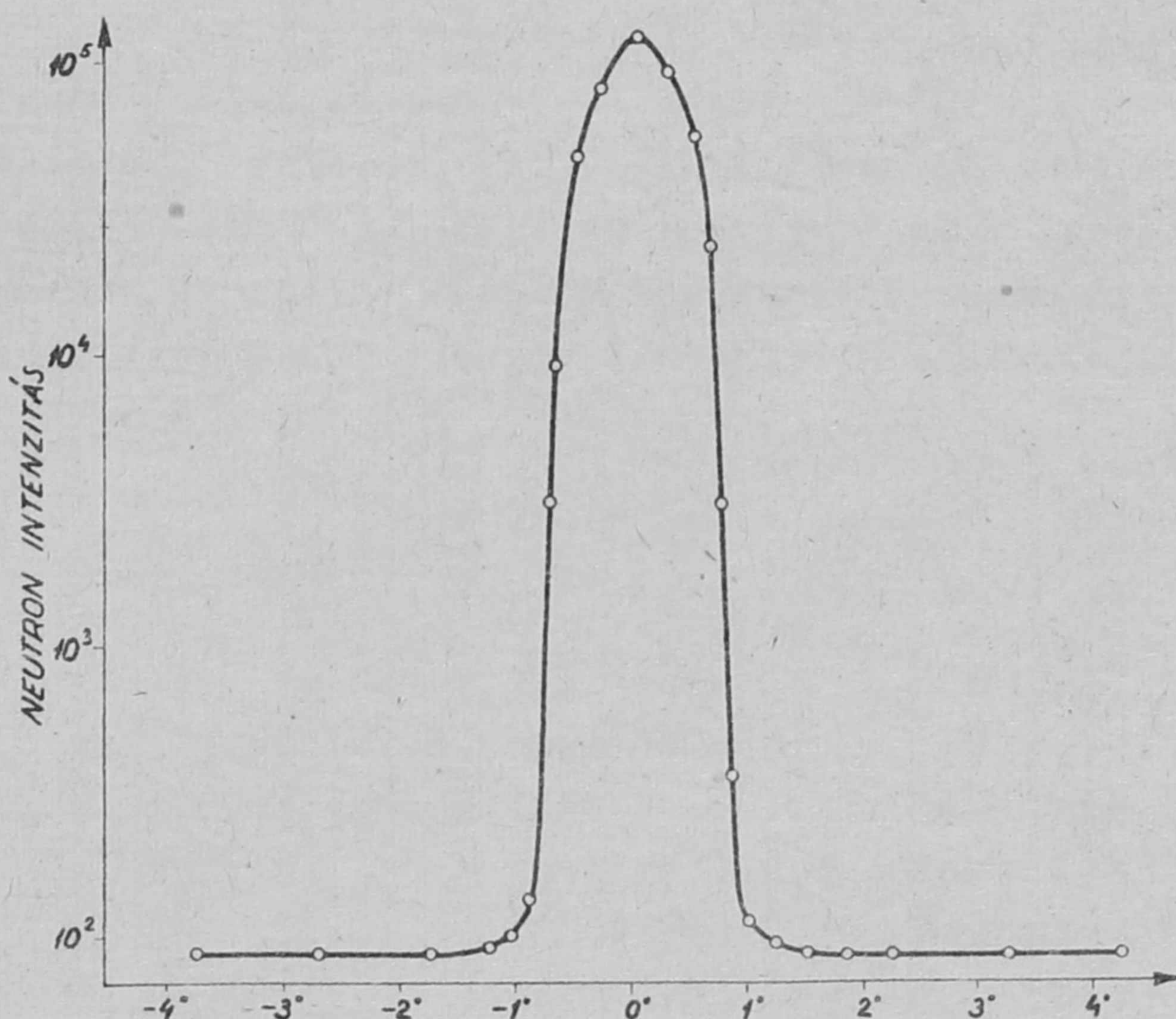
$$T_n = \frac{D}{\omega R}$$

Ezen formulákban ω a rotor szögsebessége, R a rádiusza, D pedig a rések magassága. Ha v a fenti értéknél kisebb, de v_{min} -nél nagyobb, akkor a neutronimpulzus szélessége kisebb T_n -nél, viszont $v < v_{min}$ esetén a neutronok nem tudnak áthaladni a résen.

A mi esetünkben három 2x20 mm rés van a rotorban. Tehát a neutronimpulzus szélessége 6000 ford/perc esetén 39 μ sec. Itt feltételeztük, hogy a rotor anyaga teljesen átlátszatlan a neutronok számára. A gyakorlatban azonban a rések szélein is áthaladnak neutronok és ez a neutronimpulzus kiszélesedéséhez vezet. Ez a kiszélesedés megállapítható a rotor statikus átteresztési görbéjének megméréséből.

A réseknek a neutronnyaláb tengelyével alkotott különböző szögek mellett megmértük az időegységre jutó beütésszámokat. Ezen szögek beállítására felhasználtuk a startjel-adó szögskáláját. A startjel-adót adott szögre állítva addig forgattuk a rotor tengelyét - a tengelyre rászerezelt finoman állítható kar segítségével - míg a startjel-adó multiplrieréhez kapcsolt árammérő műszer maximumot mutatott. Ekkor a réseknek a neutronnyaláb tengelyével alkotott szöge ugyanaz, mint amennyi a szögskálán mutatott érték. A rotor átteresztési görbéjét a 3. ábra szemlélteti. Látható, hogy a nyílás szög szélessége $1^{\circ}46'$, ami 2,47 mm effektív résszélességnek felel meg. Ezzel számolva a neutronimpulzus szélessége 49 μ sec.

A statikus átteresztési görbéből látható, hogy a rotor és a vele megegyező résrendszerű kollimátorok anyaga és méretei alkalmasan lettek megválasztva, mivel a rések nyitott helyzetében



3. ábra

A rotor statikus átteresztési görbéje

mért $\sim 10^5$ beütésszámról csaknem a háttér értékére esik a mért intenzitás zárt rések esetén.

A szelektorok fontos jellemzője a feloldóképesség, melyet $\Delta t/L$ ($\mu\text{sec}/\text{m}$) egységben szokás kifejezni, ahol Δt a neutronok repülési idejének bizonytalansága, L pedig repülési távolság, Δt függ a neutronimpulzus hosszától, az időanalizátor csatornaszélességétől, a detektorban történő neutronbefogódás helyétől, a számláló késésétől. Mosztovoj [4] formulája alapján megkaphatjuk berendezésünk feloldóképességét. Feltételezzük, hogy a detektortól származó időbizonytalanságok elhanyagolhatók és a csatornaszélesség $8 \mu\text{sec}$, továbbá a neutronimpulzus szélességére a fenti korrigált értéket fogadjuk el. Ez esetben - 8 méteres repülési távolság mellett - a feloldóképesség $\Delta t/L = 3,3 \mu\text{sec}/\text{m}$. Például 0,01 eV esetén, ahol a neutron $713 \mu\text{sec}$ alatt tesz meg egy méter utat, a feloldás 0,46 %.

1000 ford/perc esetén a határsebesség v_{min} alapján a legkisebb energiájú neutron, amely át tud jutni a réseken 0,00058 eV energiával rendelkezik, amely $\lambda = 11,9 \text{ \AA}$ -nak felel meg. Az az energia, melynél a rotor réseire érkező neutronok 1/3-a átjut a rotoron, 0,0017 eV ($\lambda = 6,8 \text{ \AA}$). Tehát a szelektor jól alkalmazható hideg neutronokkal végzett kísérleteknél is.

v_{min} alapján kiszámítható az alkalmazható maximális repülési távolság. A v_{min} sebességgel rendelkező neutronoknak is el kell érkezniök a detektorig, mielőtt a következő neutronimpulzus leggyorsabb neutronjai eljutnak a számlálóhoz. Ebből a feltételből adódik, hogy $L_{max} = \frac{\pi R^2}{D}$, amely esetünkben 10 m.

Végezetül elmondható, hogy a bemérések, továbbá egy több hetes fizikai mérés során a szelektor megbízhatóan, gyakorlatilag meghibásodás nélkül működött. Az említett mérésről - a reaktor termikus spektrumának felvételéről - egy későbbi cikkben számolunk be.

Köszönetünket fejezzük ki Bajáki Lászlónak, Bába Miklósnak és Petrik Olivérnek segítségükért és értékes tanácsaikért. A berendezést az I.sz. Mechanikai Műhely készítette és itt elsősorban Várnai Zoltánnak, Próbáld Vilmosnak és Garaba Mihálynak tartozunk köszönettel. Udvarhelyi Pálnak a berendezés beállításánál végzett munkájáért jár elismerés.

I r o d a l o m

- [1] Fermi E., Marshall J., Marshall L., Phys. Rev. 72, 193 /1947/
- [2] Brill T., Lichtenberger H.V., Phys. Rev. 72, 585 /1947/
- [3] Egelstaff P.A., J.Nucl.Energy 1, 57 /1954/
- [4] Мостовой В.И., Певзнер М.И., Цитович А.П., Доклад на Женевской Конференции, 4, стр. 19. /1955/
- [5] Larsson K.E., Stedman R., Palevsky H., J.Nucl.Energy 6, 222 /1958/

- [6] Доильницин Е.Я., Новиков А.Т.: Доклад на Второй международной конференции по применению атомной энергии в мирных целях, Женеве, 1958, Яд. Физ., стр 520.
- [7] Hrasakó P., KFKI Közl. 8, 225 /1960/

Érkezett 1960. jul. 22.

KFKI Közlemények 8. évfolyam 4.szám, 1960.

A MÁTRIX-MÓDSZER NÉHÁNY ÚJ ALKALMAZÁSA EGYENFESZÜLTSGŰ RÉSZECSKEGYORSÍTÓK IONOPTIKÁJÁBAN

Irta: Neszmélyi András
Magfizikai Laboratórium II.

Összefoglalás:

Az ionoptika mátrix tárgyalásmódjának továbbépítésével könnyen kezelhető módszert adunk egyenfeszültségű gyorsítók feszültséginstabilitásainak az optika számításánál való figyelembevételére, a gyorsító tetszőleges keresztmetszetére vonatkozóan.

A töltött részecskék optikájának egyenfeszültségű gyorsítóberendezésekben történő alkalmazása rendszerint csupán a részecske-forrás - target leképzés stabil megoldását szolgálja. Ettől lényegesen eltérő, sokszor meglepő követelmények vetődhetnek azonban fel, ha a gyorsító egyéb cél érdekében dolgozik, pl. nagyenergiájú gyorsítók ioninjektoraként vagy impulzusüzemű működés esetén. A jelen munka alapjául is egy μ secos, elektronikus szaggatású gyors neutron repülési-idő-spektrométer ionoptikájának optimális kialakítására végzett számítások szolgáltak [1].

Az átlagostól eltérő követelményeket röviden úgy jellemezhetjük, hogy a töltött részecskék utja mentén, jól meghatározott helyeken, a nyalábnak különböző alaku és nagyságu keresztmetszettel kell rendelkeznie, amellett, hogy jó hatásfokkal, azaz lényeges áramvesztés nélkül kell a nyalábnak a targetre jutnia. Itt tehát az ion-nyaláb keresztmetszetének a távolságfüggése az elsőrendű kérdés és emiatt nem szívesen gondolkodunk az elektronoptikában megszokott részecske trajektóriás kép segítségével. A két felfogást: a nyalábnak változó keresztmetszetek egymásutánjára, illetve ionforrástól targetig nyuló trajektóriák kötegének együttesére való képzeletbeli bontását - báregyenkint egy és ugyanazon feladat teljes megoldását szolgáltatják - érdemes így kisarkítani, mert a megfelelő matematikai módszerek lényegesen különböznek. Egyik vagy másik módszerrel dolgozva nagyságrenddel különböző munka árán érjük el ugyanazon probléma megoldását: azaz minden ionoptikai feladat azonnal kijelöli a neki megfelelőbb módszert. Így az alakú leképzés problémáit /részecske-mikroszkópok/ a trajektória egyenlettel célszerűbb tárgyalni. Ha azonban az ionnyaláb mentén csak a felhasznált lencsék okozta keresztmetszetek kézbe tartása a cél, akkor a mátrixmódszer az előnyösebb.

1. A mátrixmódszer

Az ionoptika paraxiális mozgásegyenleteiből például így származtatható: hengerszimmetrikus, vagy arra visszavezethető esetekben (és a továbbiakban megállapításaink csak ilyenekre vonatkoznak), a paraxiális egyenlet, változó együtthatós, másodrendű homogén egyenlet lévén, csak két lineárisan független megoldással bír; jelöljük ezeket $r_i(z)$ és $r_j(z)$ -vel. A z tengely a nyaláb középvonalában fekszik, pozitív iránya a részecskék haladási irányával egyezik, az erre merőleges síknak a trajektóriával való dőféspontját jelöli a $r(z)$ vektor. Mivel az általános részecske pálya

$$r(z) = \alpha_i r_i(z) + \alpha_j r_j(z)$$

α_i és α_j együtthatóit, egy a $z = a$ helyen levő A síkban felvett $r(a)$ helyvektorral és $r'(a)$ deriváltjával így fejezhetjük ki:

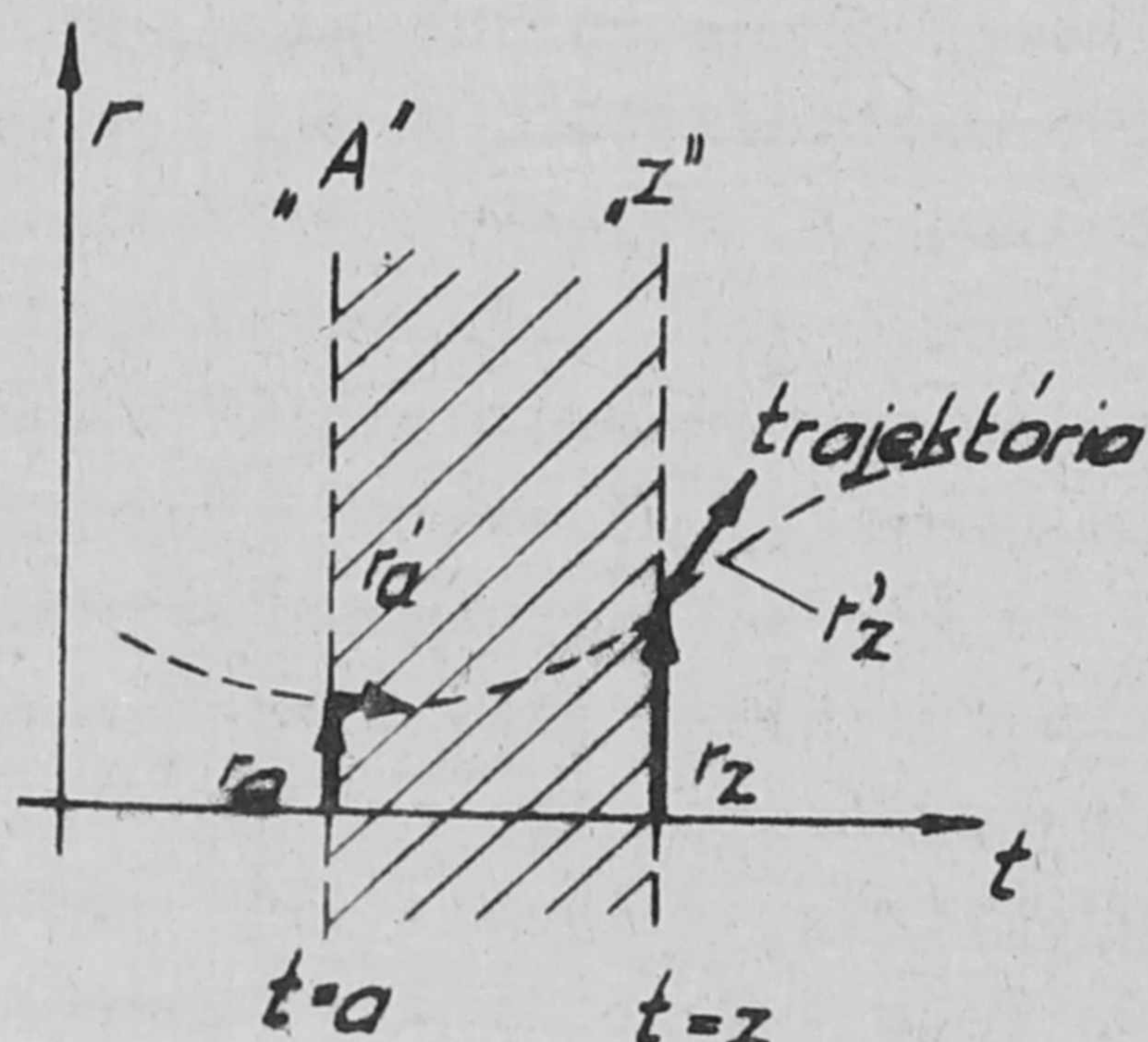
$$\alpha_i = \frac{\begin{vmatrix} r(a) & r_j(a) \\ r'(a) & r_j'(a) \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} r_i(a) & r_j(a) \\ r_i'(a) & r_j'(a) \end{vmatrix}} \quad \alpha_j = \frac{\begin{vmatrix} r_i(a) & r(a) \\ r_i'(a) & r'(a) \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} r_i(a) & r_j(a) \\ r_i'(a) & r_j'(a) \end{vmatrix}}$$

visszahelyettesítve láthatjuk, hogy r és r' lineárisan függenek mindkét kezdeti feltételtől. Érdekes összefoglalni a részecske e két jellemzőjét egyoszlopos mátrixba:

$$\begin{pmatrix} r(z) \\ r'(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_1(z) & c_2(z) \\ c_3(z) & c_4(z) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r(a) \\ r'(a) \end{pmatrix}, \quad \text{azaz:}$$

$$x_z = M_{za} x_a$$

Az így kapott mátrixok adott síkok közötti kapcsolatok rögzítésére alkalmasak elsősorban (1. ábra). Bár a trajektória képhez kapcsolódott a mátrix le-



1. ábra

származtatása, újólág utalunk a két felfogás különbözőségére. Az M_{za} mátrix u.i. nem pont-pont leképzést jelent két sík között, hiszen az egyik sík azonos pontjaiból kiinduló részecskék a másik sík különböző pontjaiba juthatnak kiindulási irányuktól függően.

A gyorsítóknak realizált elektromágneses terek természetének kiválóan megfelel a mátrix tárgyalásmód: a gyorsítót a nyaláb mentén nemcsak gondolatban, hanem a valóságban is könnyen feloszthatjuk önálló, egymásba át nem nyuló tereket tartalmazó szakaszokra, lencsésekre, amelyek a felosztás által

kijelölt síkok között létesítenék kapcsolatot, ha ez a kapcsolat nem is azonos a fényoptika lencséinek kép-tárgy leképezésével. E kapcsolatok mindegyike, a megfelelő terek ismeretében, egy-egy mátrix által reprezentálható, amelyekből a gyorsító rendszer egészének eredő mátrixa is meghatározható.

Célunk megmutatni, hogy az eredő mátrixhoz hasonlóan, a gyorsító tetszőleges síkjaira felírt átviteli mátrixok segítségével miként vehetjük figyelembe az energiainstabilitások hatását a leképezésnél. Ennek érdekében általánosabban fogalmazzuk meg a módszert, mint azt a kevés számú irodalmi alkalmazásban olvashatjuk.

A módszer paraxiális közelítés esetén való alkalmazhatóságát általánosan Sturrock mutatta meg [2]. Speciális elektromos lencsék karakterisztikáinak számítására Timm [3] és Rosenblatt [4] alkalmazta. E tárgyalás további előnye a számítások egyszerűsége mellett, hogy egy a tervezésben igen nagy segítséget jelentő szemléleti formához simulnak szorosan hozzá: a sztatikus elektromágneses lencse - optikai vastag lencse analógiához. Gauss közelítés esetén a mátrixtárgyalásmód a fényoptikában is használatos, amint ezt Marèchal [5] összegezte.

2. Lencsemátrixok elemi sajátságai

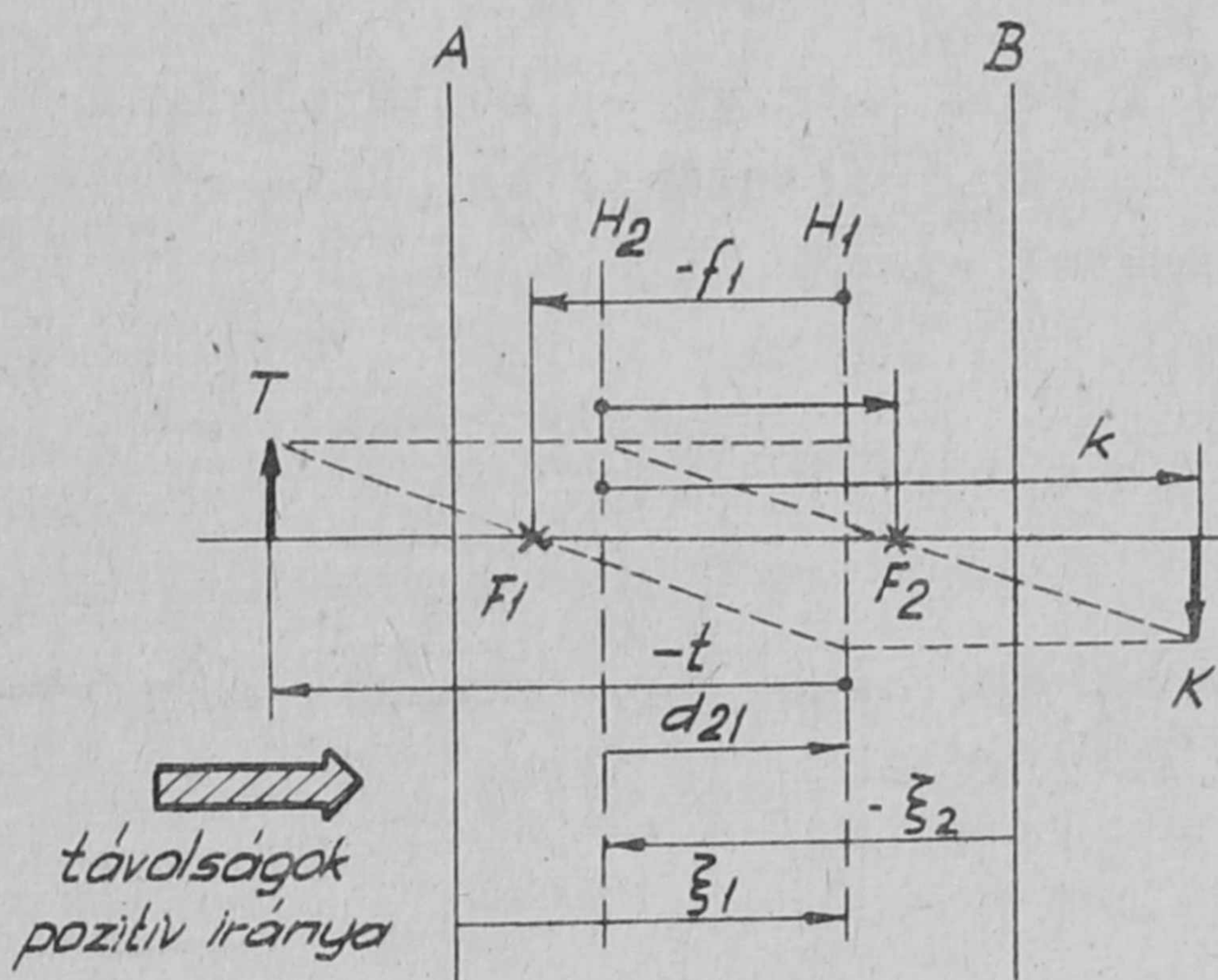
A vastag lencse analógia nyelvén szólva, minden sztatikus elektromágneses lencse, az elektródáktól távoleső, számot nem tevő térerősségű térrészekben, (a mágneses terek képelforgató hatásától eltekintve) az optikai vastag lencsékhez hasonlóan két fősík és két fókusztávolság által jellemezhető. Az egyenfeszültségű részecskegyorsítók szinte kizárólagosan koncentrált terű lencsék alkalmaznak (sztatikus henger- és kvadrupól-lencsék, sektorterek). Itt minden, tetszőleges B és A síkok között kapcsolatot leíró M_{BA} matrix 4 eleme meg is határozza az optikai jellemzőket, az alábbi módon, a 2. ábra szerinti pozitív irányok alkalmazásával:

$$f_1 = \frac{\text{Det } M}{-M_{21}}$$

$$f_2 = \frac{1}{-M_{21}}$$

$$\xi_1 = \frac{\text{Det } M - M_{22}}{M_{21}}$$

$$\xi_2 = \frac{1 - M_{11}}{M_{21}}$$



2. ábra

Hasonlóan, a fősíkok és fókusztávolságok megadása után meghatározott a mátrix is:

$$M_{BA} = \begin{pmatrix} 1 + \frac{\xi_2}{f_2}, & f_1 \left[\left(1 + \frac{\xi_2}{f_1}\right) \left(1 + \frac{\xi_1}{f_1}\right) - 1 \right] \\ -\frac{1}{f_2}, & -\frac{f_1}{f_2} \left(1 + \frac{\xi_1}{f_1}\right) \end{pmatrix} \quad (1)$$

A mátrix determinánása független a fősíkok helyétől:

$$\text{Det } M_{BA} = -\frac{f_1}{f_2}$$

M_{BA} legegyszerűbb alakját akkor veszi fel, ha a fősíkok egybeesnek az A és B síkokkal:

$$M_{H_2 H_1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & -\frac{f_1}{f_2} \end{pmatrix} \quad (2)$$

A továbbiakban sokszor fogjuk a mátrixokat a koncentrált lencseterektől távollevő síkokra felírt alakjukból megfelelő transzformációval olyan síkokra is felírni, ahol a tér semmi esetre sem tekinthető elhanyagolhatónak. Itt természetesen a formalizmus nem írja le hűen a valóságot, mint ahogy a geometriai optika sem ad számot a lencsék belsejében a fény utjáról. Mivel minden esetben a koncentrált lencse terektől távol eső térrészekre vonatkozó eredmények nyerése a célunk, a módszer alkalmazható.

A leggyakrabban a tárgy és képsíkra felírt átviteli mátrix fordul elő:

$$M_{KT} = \begin{pmatrix} \frac{f_2 - k}{f_2}, & 0 \\ -\frac{1}{f_2}, & -\frac{f_1 - t}{f_1} \end{pmatrix} \quad (3)$$

ahol k és t a tárgy és képtávolság a fősíkoktól mérve.

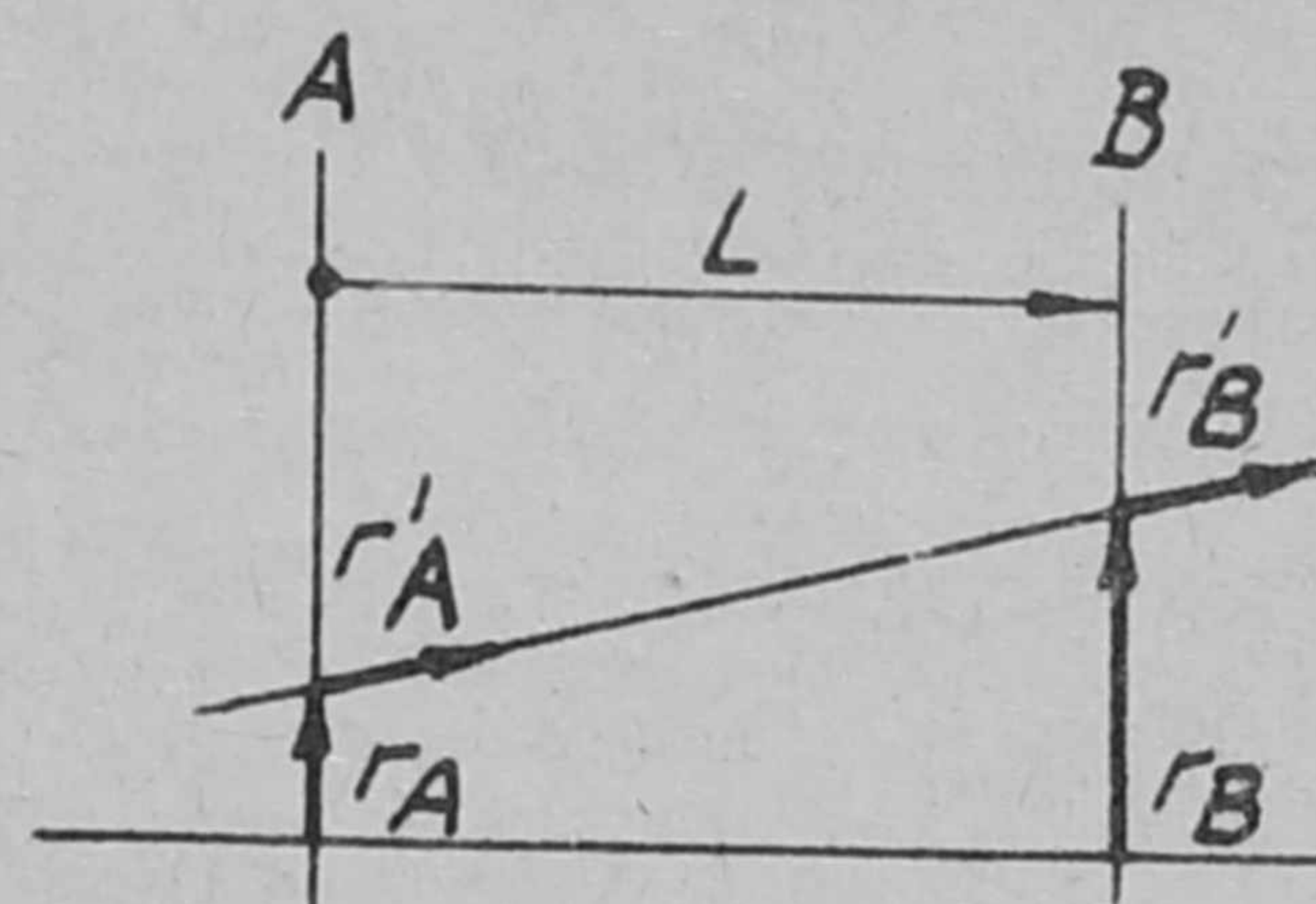
M_{BA} általános helyzetű síkokra felírt (1) alakja az erőter megszüntetésével átmegy az

$$\begin{pmatrix} 1 & \xi_1 + \xi_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4)$$

alakba, ami csak egy additív mátrixban különbözik az erőter nélküli, üres tér mátrixától: (3. ábra)

$$M_{BA}^0 \equiv L = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (5)$$

(4) természetes következménye annak, hogy a két fősík távolságát sehol sem építettük be eddigi írásmódunkba. Helyes eredményre vezet ily szempontból az alábbi módosítás:



3. ábra

$$M'_{BA} = M_{BA} + \begin{pmatrix} 0 & d_{21} \delta(f_1^{-1}) \cdot \delta(f_2^{-1}) \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

ahol δ a Kronecker szimbólum: $\delta(x) = 1$ ha $x = 1$ és $\delta(x) = 0$ ha $x \neq 1$

3. Gyorsítók mátrixalgebrája

A gyorsító egészének tárgyalásához az eredő mátrix előállítása szükséges. Az ionut mentén be kell népesítenünk a gyorsítót mátrixokkal, azaz referens síkokkal felszabdalkuk egymással érintkező részekre, amelyek önálló, egymásba át nem ható erőterrel rendelkeznek. Az eredő mátrix szorzással alkotható meg. A helyes sorrend betartását segíti elő az alábbi index szabály: jobb alsó indexbe kerül mindazon síkok jele melyek között a kapcsolatot a mátrix reprezentálja; első helyen az a sík, melyet a részecske utoljára "lát". Ekkor a mátrixszorzás szokásos indexjelöléseit megtarthatjuk, több mátrix szorzása esetén értelemszerűen első tényezőként az ionut utolsó mátrixa szerepel.

Az egységilem az üres-tér mátrix (5) határeseteként szerepel, ha $L \rightarrow 0$. A mátrixokhoz inverzüket a szokásos módon rendeljük:

$$M_{BA} (M_{BA})^{-1} \equiv 1, \quad M_{BA} = (M_{AB})^{-1}$$

Az üres-tér mátrix inverze

$$L^{-1} = \begin{pmatrix} 1 & -L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad L L^{-1} \equiv 1$$

A fentiek előrebozsátásával állítjuk, hogy minden tetszőleges ξ_2, ξ_1 síkok között kapcsolatot reprezentáló M_{BA} lencse-mátrix egyértelműen hozható legegyszerűbb, alap-, vagy fősík alakjára az alábbi módon:

$$M_{BA} = \begin{pmatrix} 1 + \frac{\xi_2'}{f_2} & f_1 \left[\left(1 + \frac{\xi_2'}{f_2}\right) \left(1 + \frac{\xi_1'}{f_1}\right) - 1 \right] \\ -\frac{1}{f_2} & -\frac{f_1}{f_2} \left(1 + \frac{\xi_1'}{f_1}\right) \end{pmatrix} \equiv \quad (6)$$

$$\equiv \begin{pmatrix} 1 & \xi_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & -\frac{f_1}{f_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & -\xi_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = L_{BH_2} M_{H_2H_1} L_{H_1A} = L_{\xi_2} M_{H_2H_1} L_{\xi_1}^{-1}$$

ahol $\xi_2' = -\xi_2$, $\xi_1' = \xi_1$, az irány-szabály miatt.
Hasonlóan kapjuk:

$$M_{H_2H_1} = L_{\xi_2}^{-1} \cdot M_{BA} \cdot L_{\xi_1} \quad (7)$$

Ezen műveletek segítségével rögzített lencse eseték bármely síkra való transzformáció elvégezhető.

Példaképpen álljon itt a két "vékony" lencse eredőjére ismert formula mátrix-levezetése:

$$M_{H_2H_1}^{\text{vékony lencse}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}, \quad (2)\text{-ből, ahol: } \begin{matrix} f_1 = -f \\ f_2 = f \end{matrix}$$

ha a két lencse távolsága d , akkor

$$M_{H_2H_1}^{\text{eredő}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{d}{f_1} & d \\ -\frac{1}{f_2} - \frac{1}{f_1} + \frac{d}{f_1 f_2} & 1 - \frac{d}{f_2} \end{pmatrix}$$

látható, hogy

$$f_{\text{eredő}}^{-1} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 f_2}, \quad \text{és} \quad \xi_2 = -\frac{f_2 d}{f_1 + f_2 - d}$$

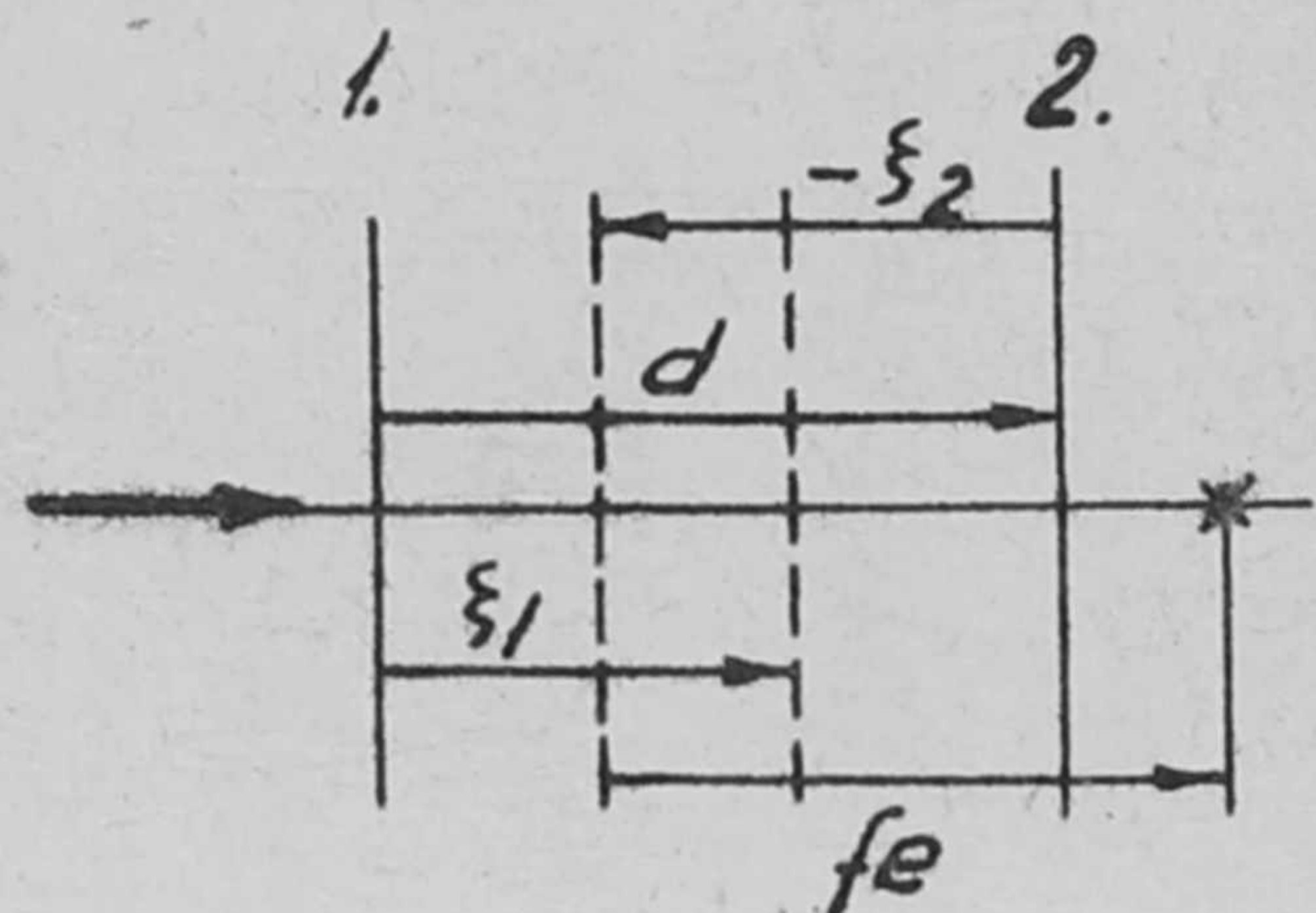
amint ezt vártuk, az eddigi előjelszabályok alkalmazásával. A 4. ábra a pozitív irányokra emlékeztet.

4. A lencse-mátrixok deriválása

Hogy az alkalmazott lencsénk energia- (és az alkalmazott erőter-) instabilitásainak hatását számolhassuk, az irodalomban lelkendő eljárásokat a mátrixokra vonatkozóan, a "fősík alak" bevezetésén túlmenően, a derivált

mátrixszal is tovább kell építenünk. Itt azonban különbséget fogunk találni egyenes és görbült tengelyű optikai rendszerek között.

Egyenes tengelyű rendszernél a mátrixelemekben a fókusztávolságok, és a lencse egy vonatkoztatási síkjától mért fősíktávolságok $/F_1, F_2/$ változásait kell figyelembe venni a részecske energiájának



4. ábra

vagy az erőter megváltozásának következménye képen. Változatlanul tartjuk a B és A síkok helyzetét, melyek között a kapcsolatot e mátrix írja le és keressük ugyanezen síkokra a mátrix megváltozott alakját. Tekintsük a fősík és fókusztávolságokat mint a dimenziótlan u paraméter függvényeit, mely a gyorsító feszültség és a kérdéses, vizsgálni kívánt lencse feszültség hányadosa. A hányados miatt az instabilitások összegeződnek, ami elsőnek érzékeltetheti kézbentartásuk fontosságát. Később ezt konkrét példa is követi.

Az M_{BA} , tetszőleges síkokra felírt átviteli mátrix megváltozását a (6) alakból kiindulva számíthatjuk a lehető legrövidebb úton:

$$\frac{dM_{BA}}{du} = L_{\xi_2} \frac{dM_{H_2H_1}}{du} L_{\xi_1}^{-1} + \frac{dL_{\xi_2}}{du} M_{H_2H_1} L_{\xi_1}^{-1} + L_{\xi_2} M_{H_2H_1} \frac{dL_{\xi_1}^{-1}}{du} \quad (8)$$

Elhanyagolva a Δu magasabb hatványait tartalmazó tagokat, (8) egy közvetlen szemlélettel biró alakkal egyezik meg:

$$M'_{BA} = L_{BH'_2} M'_{H'_2H'_1} L_{H'_1A}^{-1} \quad (9)$$

ahol $M'_{H'_2H'_1}$ a saját, megváltozott fősíkjára érvényes.

Mivel itt

$$M'_{H'_2H'_1} = M_{H_2H_1} + \Delta u \frac{dM_{H_2H_1}}{du}$$

és

$$\xi'_2 = \xi_2 - F'_2 \Delta u, \quad \xi'_1 = \xi_1 - F'_1 \Delta u$$

kapjuk:

$$M'_{BA} = M_{BA} + \Delta u \frac{dM_{BA}}{du} =$$

$$= \begin{pmatrix} 1 & \xi_2 - F'_2 \Delta u \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \left[\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & -\frac{f_1}{f_2} \end{pmatrix} + \Delta u \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ \frac{f'_2}{f_2^2} & -\frac{f'_1 f_2 - f_2 f'_1}{f_2^2} \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} 1 & -\xi_1 + F'_1 \Delta u \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (10)$$

ahol a felső indexben levő vessző a mátrixelemekben, Δu szerinti differenciálást jelöl. Vezessük be az alábbi jelöléseket:

$$-m_2 = 1 + \frac{\xi_2}{f_2} \quad \text{és} \quad -m_1^{-1} = 1 + \frac{\xi_1}{f_1}$$

A B és A síkokat kép és tárgysíknak választva látható, hogy m_1 és m_2 értéke megegyezik és a nagyítással egyenlő. (Valós kép esetén természetesen negatív.)

Eredményül tehát újra mátrixot kaptunk. Egyenes tengelyű rendszerek-nél az instabilitások figyelembevétele nem vezet ki a mátrixmódszer közvetlen alkalmazhatóságából. A felhasználandó összefüggések általános helyzetű síkokra:

$$M'_{BA} = \begin{pmatrix} -m_2 & f_1 \left[\frac{m_2}{m_1} - 1 \right] \\ -\frac{1}{f_2} & \frac{f_1}{m_1 f_2} \end{pmatrix} + \Delta u \begin{pmatrix} m_2 \frac{f_2'}{f_2} + \frac{F_2'}{f_2} & f_1' - \frac{m_2}{m_1} f_1 \frac{f_2'}{f_2} - \frac{f_1}{m f_2} F_2' + m_2 F_1' \\ \frac{f_2'}{f_2^2} & -\frac{f_1}{m_1 f_2} \cdot \frac{f_2'}{f_2} - \frac{F_1'}{f_2} \end{pmatrix}, \quad (11)$$

ig a tárgy és képsíkra felírva:

$$M'_{KT} = \begin{pmatrix} -m & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & \frac{f_1}{m f_2} \end{pmatrix} + \Delta u \begin{pmatrix} m \frac{f_2'}{f_2} + \frac{F_2'}{f_2} & f_1' - f_1 \frac{f_2'}{f_2} - f_1 \frac{F_2'}{m f_2} + m F_1' \\ \frac{f_2'}{f_2^2} & -\frac{f_1}{m f_2} \cdot \frac{f_2'}{f_2} - \frac{F_1'}{f_2} \end{pmatrix} \quad (12)$$

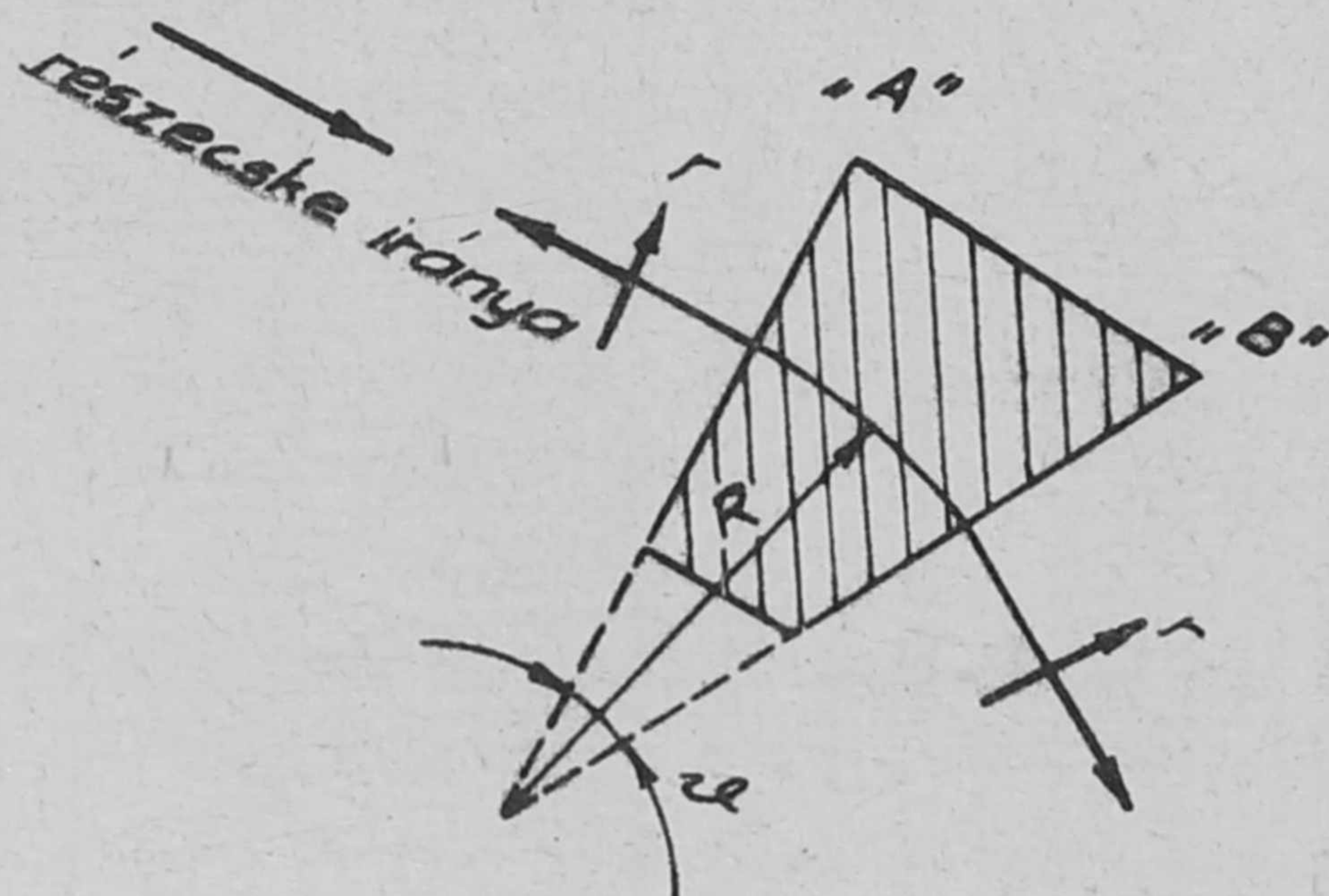
A szereplő nyolc paraméter közül kettő a geometriát (m_1 és m_2), kettő a fókusz távolságokat, négy pedig az instabilitásokkal szembeni viselkedést írja le.

Derivált mátrixokat tartalmazó összefüggések (9) szerint a 3. rész szabályai szerint transzformálódnak.

Ha az ionoptikai rendszer tengelye görbült akkor az instabilitások hatására maga az optikai tengely is megváltozik: görbült ionut darabot közrefogó síkok közötti, instabilitások esetén levő kapcsolatot nem írhatjuk le csak a mátrixmódszer segítségével, mert az összefüggések homogenitása r és r' -ben megszűnik.

Az ionoptikában igen nagy gyakorisággal alkalmazott általános szektortér esetén például, ha a bejövő részecske $\Delta u = \Delta E / E$ energiaszórással rendelkezik, az alábbi egyenletek érvényesek az 5. ábra jelöléseivel [6]:

$$\left. \begin{aligned} r_B &= -\cos \vartheta \cdot r_A + R \sin \vartheta \cdot r'_A - \frac{R}{2} (1 - \cos \vartheta) \Delta u \\ r'_B &= -\frac{1}{R} \sin \vartheta \cdot r_A - \cos \vartheta \cdot r'_A + \frac{1}{2} \sin \vartheta \cdot \Delta u \end{aligned} \right\} \quad (13)$$



azaz:

$$x_B = M_{BA} x_A + x_{\vartheta} \frac{\Delta E}{E}$$

ahol x_{ϑ} egy, a szektortér adataitól függő paraméter.

A szektortér utáni egyenes szakaszokban x_B a 3. pont szerint transzformálódik.

(13) elsőrendű közelítésben érvényes, homogén erőterre.

5. ábra

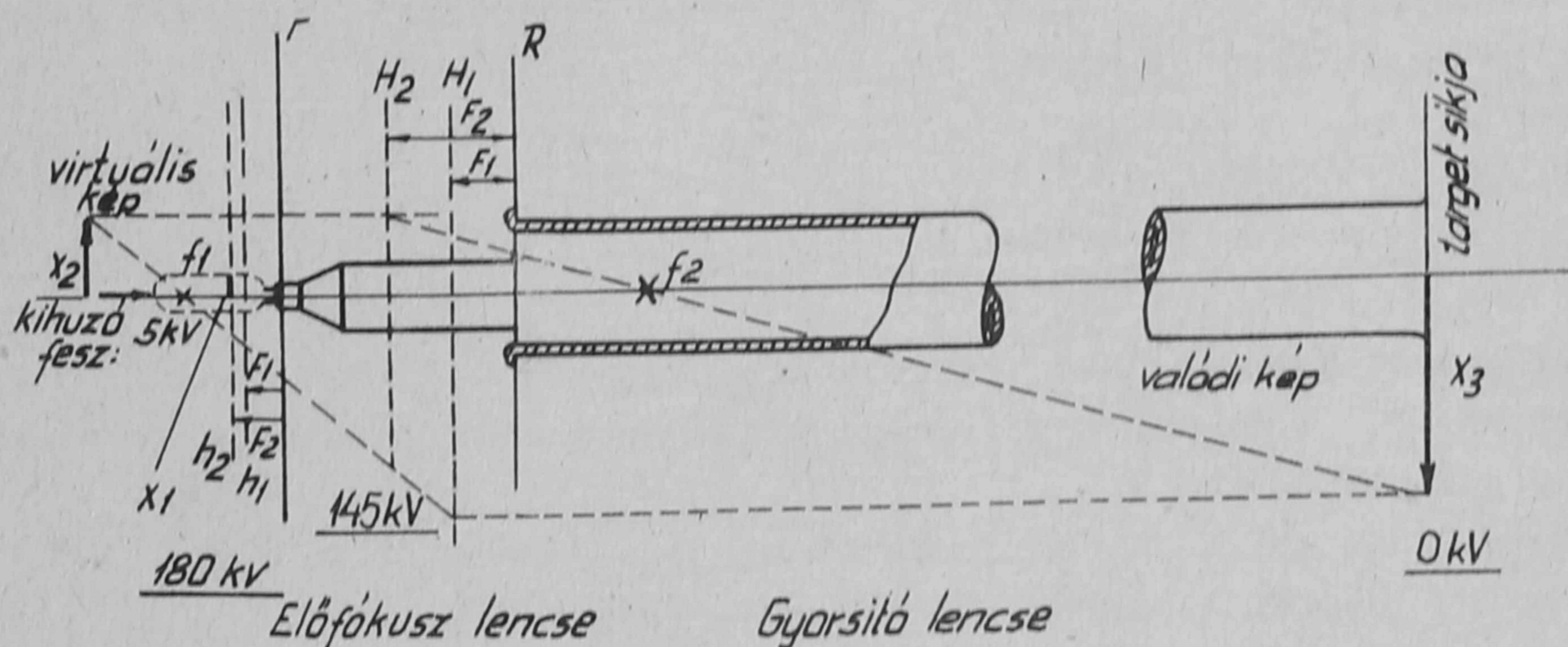
5. Alkalmazás

A mátrixmódszer nagy gyakorlati haszna az ionoptikai rendszer számításánál főképp a véges méretű nyalábok tárgyalásánál mutatkozik meg. Egy optikai rendszer, amely ideálisan vékony nyalábokra lett méretezve, rendszeren a fényoptikai analógia gyors szerkesztési elvei szerint, közismerten egészen más tulajdonságokkal rendelkezhet, mint azt ezen módszerek alapján várnánk. Ennek oka az energiainstabilitáson és tértöltési effektusokon kívül a nyaláb véges átmérője és nyílásszöge. Ezeket a mátrixmódszer által könnyen kézben tarthatjuk.

Az iongyorsítók ma tulnyomóan hengerlencsét, szektortereket és kvadrupól lencsét alkalmaznak. E három elemi lencsére sok helyen találhatunk analitikus összefüggést a lencse-paraméterek és az elektromágneses tér jellemzők között. Így az elektromos hengerlencsére Spangenberg [7] és [3;8] míg a kvadrupól lencsékra [9;4] ad konkrét, legtöbbször mérésekkel is alátámasztott formulákat. Gyakori a lencse jellemzők grafikus megadása, éppen a gyakorlati igények miatt. Az ionoptika beállítását ezek, az elektroncsövek karakterisztikáihoz hasonlóan, a gyakorlati igényeknek kielégítő pontossággal teszik lehetővé.

A szektortereknél és kvadrupól lencsénél a hengersizmetria ugyan már nem áll fenn: egymásra merőleges, kitüntetett síkok lépnek fel. Ezekben azonban a szuperpozíció lehetősége adott: a kitüntetett síkokra vett vetületekkel egymástól függetlenül végezhetjük az optika számítását a megadott mátrixok segítségével. Így a gyorsító rendszer egészéről is két képsíkban kell számot adnunk.

Példaképpen leírjuk a Magfizikai Laboratórium II.-ben működő gyors neutron spektrométer gyorsítójának néhány adatát. A gyorsítást kétfokozatu hengerlencse végzi, a 6. ábra szerinti elrendezésben:



6. ábra

A részecskeforrás egy rádiófrekvenciás ionforrás kiszívó csucsa. Vizsgáljuk meg, hogy az eredő képsíkba helyezett targeten mekkora foltszélesedést okoz a gyorsítófeszültség 2 kV-os bugófeszültsége, illetőleg az előfókuszlencsében V_2/V_1 5 %-os ingadozása a nagyfeszültségre történő energiabetáplálás ingadozása miatt?

A számításnál [7] grafikonjait és jelöléseit használjuk. Adatainkat az I. táblázat öleli fel, az egyes mátrixok pedig a következők:

I. táblázat

	$\frac{\Delta U}{U}$	$\frac{V_2}{V_1}$	$\frac{D_2}{D_1}$	X'_1	X'_2	X'_3	mm													m
							X_1	X_2	X_3	t	k	f_1	f_2	F_1	F_2	f_1^l	f_2^l	F_1^l	F_2^l	
Előfókuszl.	0,05	7	1,5	15°	1,4°	-	0,38	1,2	-	- 16	- 147	- 24	67	-42,5	31,5	0,3	-0,5	0,3	-0,33	3,2
Gyorsító l.	0,01	5	1,5	-	1,4°	0,3°	-	1,2	4,2	-354	-2550	-275	565	-342	445	1,7	-2,3	1,8	-2,3	3,5

$$M'_{21} = \begin{pmatrix} -3,2 & 0 \\ -0,015 & -0,11 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -0,13 & 4,35 \\ -5 \cdot 10^{-4} & -0,013 \end{pmatrix}; \quad \frac{(X_2)^{bugó} - (X_2)^o}{(X_2)^o} = 97\%$$

$$M'_{32} = \begin{pmatrix} -3,5 & 0 \\ -0,0018 & -0,14 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -0,014 & 2,36 \\ -6 \cdot 10^{-6} & -284 \end{pmatrix}; \quad \frac{(X_3)^{bugó} - (X_3)^o}{(X_3)^o} = 1,45\%$$

Látható, hogy az előfókuszlencse képeltető hatása dominál: 5 % tápfeszültség ingadozás a képátmérő 100 %-os, a nyílásszög 10 %-os változását okozza.

A mátrixmódszert a gyorsító optikájának minden kényes pontján eredménnyel használtuk fel. A nusec-os impulzusok elérésére vonatkozó alkalmazásokról külön cikkben számolunk be.

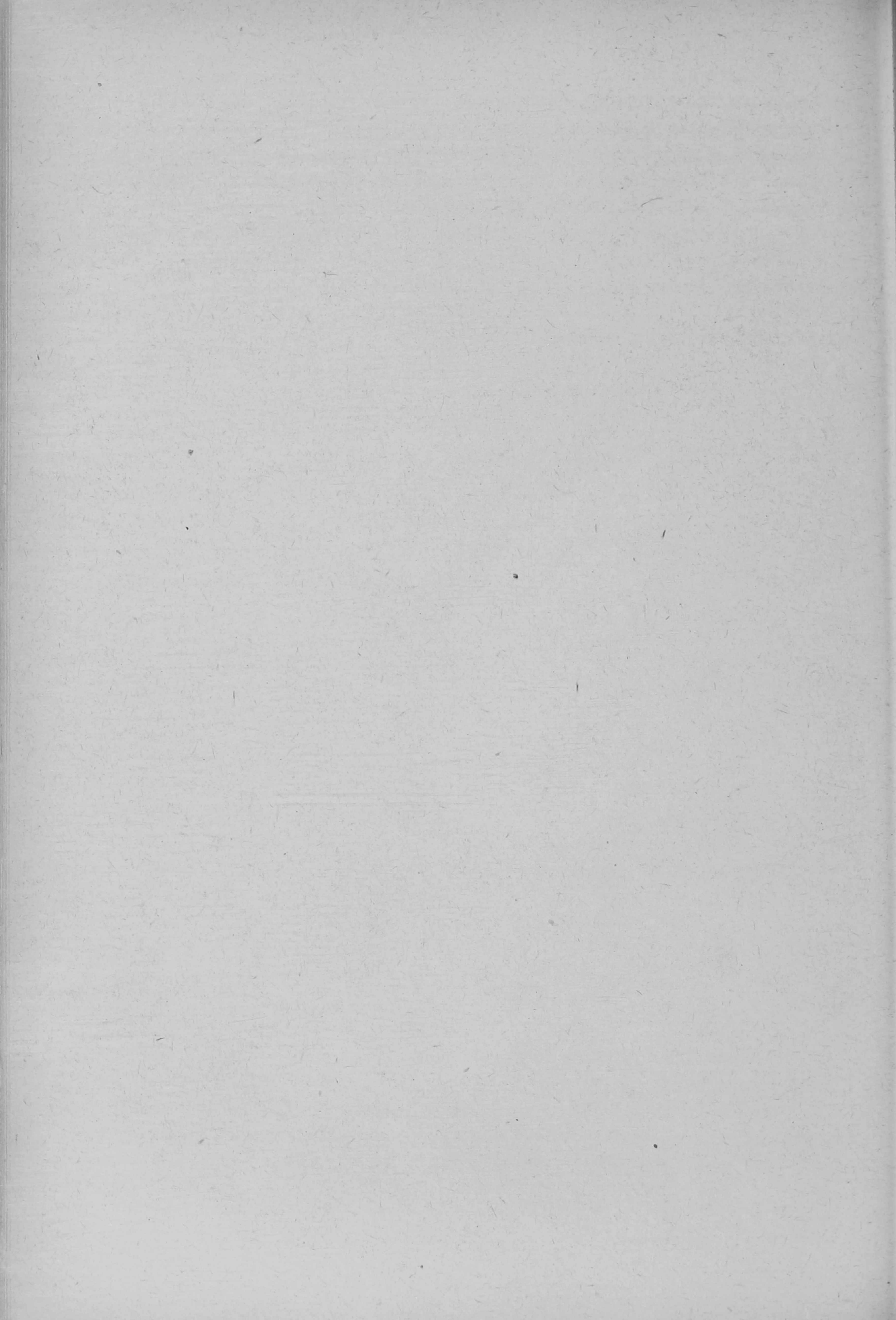
I r o d a l o m

- [1] Hrehuss Gy., Neszmélyi A., Simonyi K., KFKI Közl. 6, 22 /1958/
- [2] Sturrock P.A.: Static and Dynamic Electron Optics, Cambridge University Press, 1955
- [3] Timm U. Zeitschrift für Naturforschung 10a, 593-602 /1955/
- [4] Rosenblatt J., Nucl. Instr. 5, 152-155, /1959/
- [5] Marèchal P.A., Optique geometrique generale, Handb.d.Physik XXIV /1956/

- [6] Herzog J., Zs.f.Phys 89, 447 /1934/
- [7] Spangenberg K., Field, Proc. IRE 3, 138 /1942/
Spangenberg K., Vacuum Tubes, McGraw Hill, 1948.
- [8] Glaser W., Elektronen und Ionenoptik, Handb.d.Phys. XXXIII /1956/
- [9] Enge H.A., Rev. Sci, Instr. 30, 248 /1959/

Érkezett 1960. június 13.

KFKI Közlemények 8 évf. 4.szám. 1960.



A MECHANIKUS NEUTRONSZELEKTORBÓL NYERHETŐ NEUTRONIMPULZUSOK ALAKJÁNAK MEGHATÁROZÁSA

Irta: Hraskó Péter
Magfizikai Laboratórium II.

Összefoglalás

A mechanikus szelektorból nyerhető neutronimpulzusok alakjára ill. az egy impulzusban kapható neutronszámra Mosztovoj [1] és Egelstaff [2] közölnek képleteket. A két szerző által adott képletek különböznek egymástól. A képletek levezetését nem közlik és így nem állapítható meg, melyik pontosabb. Az alábbiakban mindkét szerző képletét levezetjük. A levezetésből kitűnik, hogy a Mosztovoj által adott összefüggések pontosabbak.

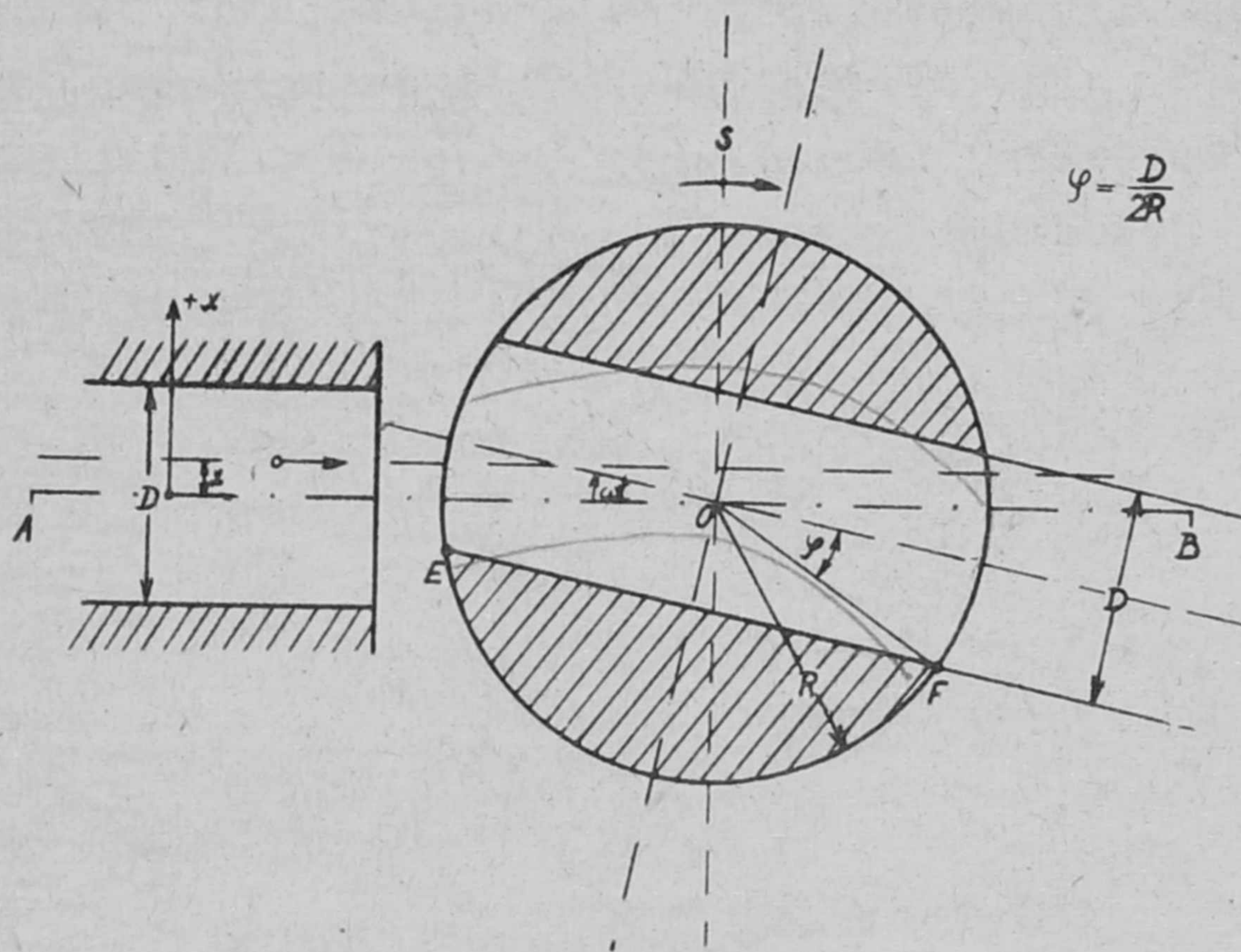
A neutronimpulzusok alakjának kiszámításánál az alábbi jelöléseket alkalmazzuk (1. ábra):

A kollimátor keresztmetszetén a neutronok eloszlása egyenletes. A neutronintenzitás N /sec. A $t=0$ pillanatban a szelektor nyílása pontosan szemben áll a kollimátorral. A számítást adott v sebességű neutronokra végezzük el.⁺

t -neutronnak nevezük azokat a neutronokat, amelyek a $(t, t+dt)$ intervallumban haladnának át az S síkon, ha nem lenne ott a szelektor. A kérdés az, hogy a t -neutronok közül hány jut át a szelektoron.

Az átjutás feltételei a következők:

1./ A szelektorba való bejutás feltétele. Ha $T = 2R/v$ a szelektoron való áthaladás ideje, akkor azok a neutronok jutnak be a szelektorba,



1. ábra

⁺ Ha a nyaláb nem monoenergiás a neutronimpulzus alakja a monoenergiás nyalábra érvényes képletekből egy integrálással adható meg.

amelyeknek pályáját meghatározó x -értékek kielégítik az

$$\frac{x}{R} \leq \omega(t - \frac{T}{2}) + \varphi \text{ és } \frac{x}{R} \geq \omega(t - \frac{T}{2}) - \varphi \quad (1)$$

egyenlőtlenségeket.

2./ Hasonlóan annak feltétele, hogy a neutron a szelektor másik nyílásán kijuthasson, a következő:

$$\frac{x}{R} \leq -\omega(t + \frac{T}{2}) + \varphi \text{ és } \frac{x}{R} \geq -\omega(t + \frac{T}{2}) - \varphi \quad (2)$$

/A kimenő oldal szempontjából ugyanis a forgás ellenkező irányúnak látszik.)

3./ A szelektor alsó EF fala "utólérheti" és abszorbeálhatja a neutronokat. A függelékben megmutatjuk, hogy azok a t -neutronok, amelyeknek pályájához tartozó x paraméter kielégíti az

$$\frac{x}{R} \geq \frac{1}{2} \frac{(\omega t)^2}{\omega T} - \varphi \quad \text{ha} \quad -\omega T \leq \omega t \leq \omega T \quad (3)$$

összefüggést, nem szenvednek ilyen "utólérési" abszorpciót. Az (1)-(3) összefüggések közelítőek, levezetésüknél a $(D/R)^2$ nagyságrendű tagokat már elhagytuk.

Az (1)-(3) összefüggések birtokában a neutronimpulzus alakja meghatározható. Legegyszerűbben ez grafikus úton történhet.

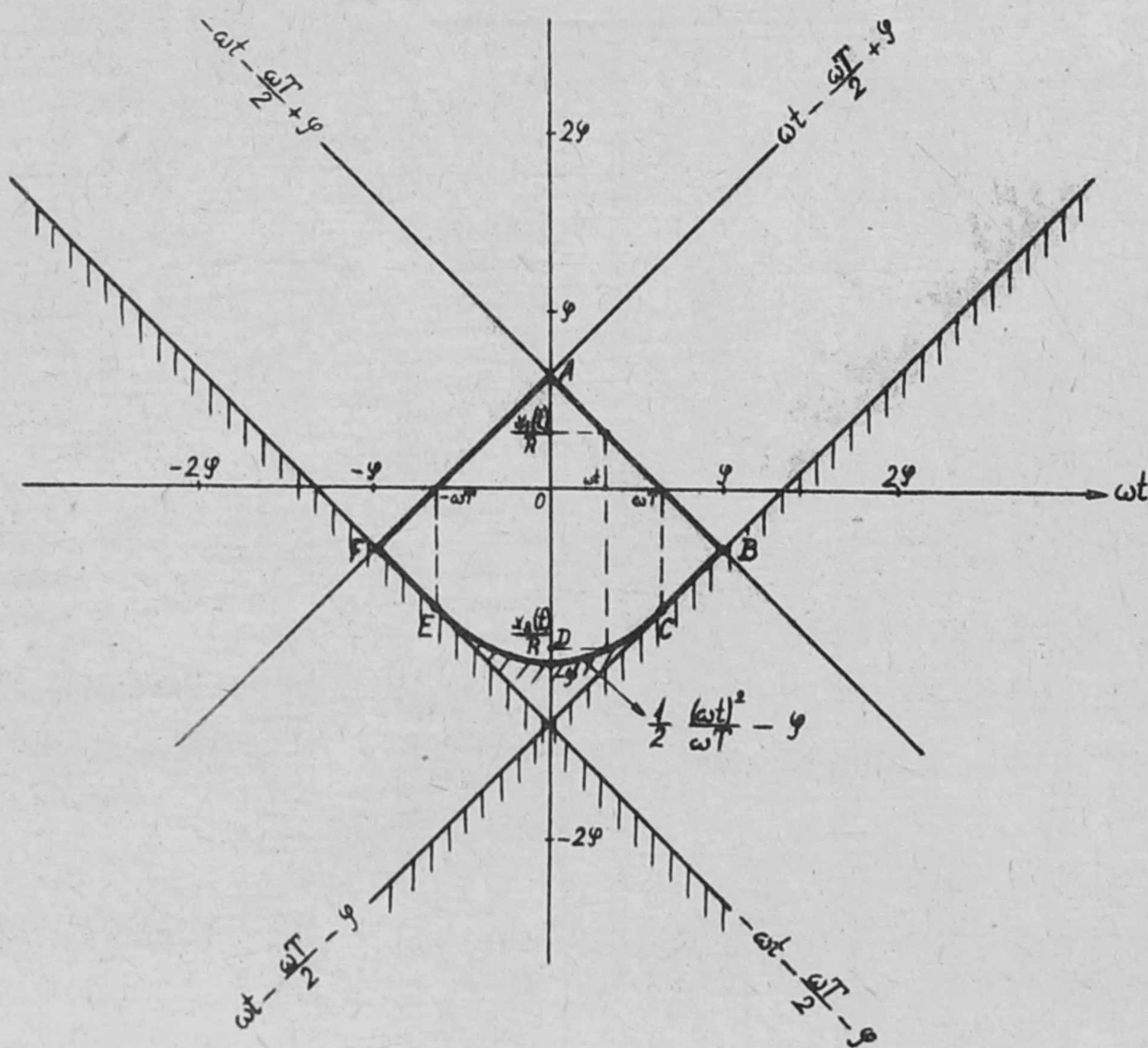
Egy derékszögű koordinátarendszer vízszintes tengelyére felmérjük az ωt értékeket, függőleges tengelyére pedig az x/R értékeket. Azután az (1)-(3) összefüggésekben a \geq jeleket egyenlőségjelekkel helyettesítjük és az így kapott függvényeket a koordinátarendszerre felrajzoljuk (2. ábra). Így minden

ωt értékhez könnyen megtalálhatók azok az $x_1(t)$ és $x_2(t)$ értékek, amelyek között vannak az (1)-(3) feltételeket kielégítő x értékek. Ezekből a szelektoron áthaladó t -neutronok $N(t)$ száma az

$$N(t) = \frac{N}{D} [x_1(t) - x_2(t)] \quad (4)$$

összefüggés alapján kapható meg.

A 2. ábrát olyan ωT érték mellett szerkesztettük meg, amely kielégíti a $0 \leq \omega T \leq \varphi$ összefüggést. Elvégezve a szerkesztést más ωT értékeknél beláthatjuk, hogy



2. ábra

a neutronimpulzus $N(t)$ alakja más $0 \leq \omega T \leq \varphi$ mellett, mint $\varphi \leq \omega T \leq 4\varphi$ esetén. A szerkesztés alapján belátható, hogy $v < \frac{R^2 \omega}{D} = v_{min}$ sebességű neutronok nem jutnak át a szelektoron. Ez a szelektor "levágási" sebessége.

A neutronimpulzus alakjára a (4) összefüggés segítségével a következőket kapjuk:

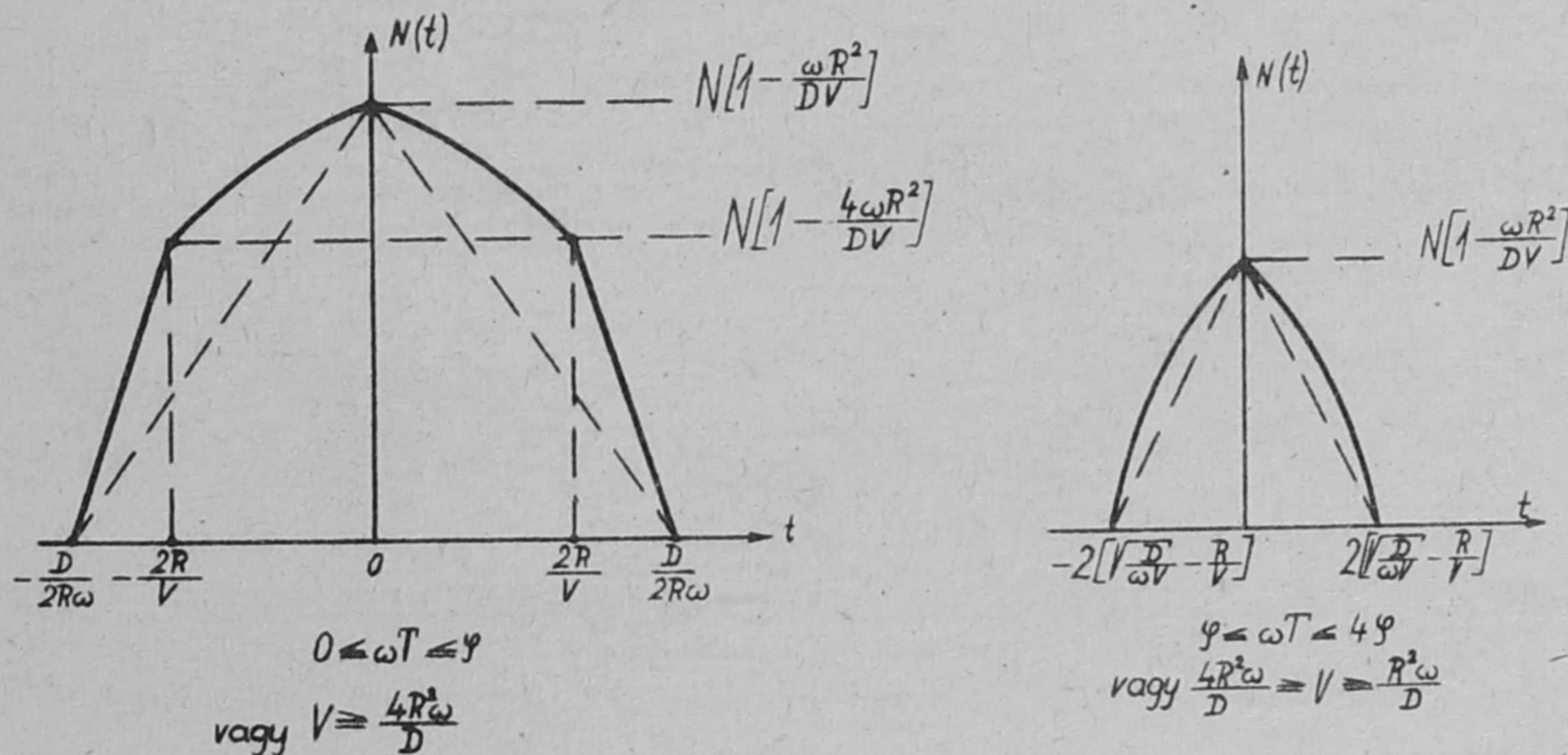
1. / $v > 4 v_{min}$ esetén

$$\frac{N(t)}{N} = \begin{cases} 0 & \text{ha } t > \frac{D}{2R\omega} \\ 1 - \frac{2\omega R}{D} t & \text{--- } \frac{D}{2\omega R} \geq t > \frac{2R}{v} \\ 1 - \frac{\omega v}{4D} \left(t + \frac{2R}{v}\right)^2 & \text{--- } \frac{2R}{v} \geq t > 0 \\ 1 - \frac{\omega v}{4D} \left(t - \frac{2R}{v}\right)^2 & \text{--- } 0 \geq t > -\frac{2R}{v} \\ 1 + \frac{2\omega R}{D} t & \text{--- } \frac{2R}{v} \geq t > -\frac{D}{2R\omega} \\ 0 & \text{--- } -\frac{D}{2R\omega} \geq t \end{cases} \quad (5a)$$

2. / $4v_{min} > v > v_{min}$ esetén

$$\frac{N(t)}{N} = \begin{cases} 0 & \text{ha } t > 2 \left[\sqrt{\frac{D}{\omega v}} - \frac{R}{v} \right] \\ 1 - \frac{\omega v}{4D} \left(t + \frac{2R}{v}\right)^2 & \text{--- } 2 \left[\sqrt{\frac{D}{\omega v}} - \frac{R}{v} \right] \geq t > 0 \\ 1 - \frac{\omega v}{4D} \left(t - \frac{2R}{v}\right)^2 & \text{--- } 0 \geq t > -2 \left[\sqrt{\frac{D}{\omega v}} - \frac{R}{v} \right] \\ 0 & \text{--- } -2 \left[\sqrt{\frac{D}{\omega v}} - \frac{R}{v} \right] \geq t \end{cases} \quad (5b)$$

Az impulzusok alakját a 3. ábrán rajzoltuk fel.



3. ábra

Az egy impulzusban nyerhető neutronhozamot $\mathcal{J}(v)$ -vel jelöljük és az

$$\mathcal{J}(v) = \int N(t) dt$$

képlettel számolhatjuk ki.

Az (5a)-(5b) képlettel végzett számítás eredménye

$$\frac{\mathcal{J}(v)}{\mathcal{J}(\infty)} = \begin{cases} 1 - \frac{8}{3} \left(\frac{v_{min}}{v} \right)^2 & \text{ha } v \geq 4 v_{min} \\ \frac{16}{3} \sqrt{\frac{v_{min}}{v}} \left(1 - \sqrt{\frac{v_{min}}{v}} \right)^2 \left(1 + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{v_{min}}{v}} \right) & \text{ha } 4 v_{min} \geq v > v_{min} \end{cases} \quad (6)$$

Itt

$$\mathcal{J}(\infty) = N \frac{D}{2R\omega}$$

Az (5) és (6) képletek megegyeznek Mosztovoj [1] képleteivel.

Egelstaff az egy impulzusra eső neutronhozamra a (6)-tól eltérő képleteket ad meg [2]. A neutronhozamra a $q = \frac{\omega}{\pi N} \mathcal{J}(v)$ mennyiséget használja, amely az $\mathcal{J}(v)/\mathcal{J}(\infty)$ hányadostól egy $\frac{D}{2\pi R}$ tényezőben különbözik. Egelstaff képletét úgy lehet megkapni, hogy a 3. ábra folytonos vonallal kihuzott $N(t)$ görbéje helyett $\mathcal{J}(v)$ kiszámítására a szaggatott vonallal meghuzott háromszög alakú $N(t)$ görbéket használjuk. A számítás eredménye:

$$\frac{D}{2\pi R} \left(1 - \frac{v_{min}}{v} \right) \quad v \geq 4 v_{min} \quad (7)$$

$$\frac{4D}{2\pi R} \left(1 - \frac{v_{min}}{v} \right) \left(\sqrt{\frac{v_{min}}{v}} - \frac{v_{min}}{v} \right) \quad 4 v_{min} \geq v > v_{min}$$

Legyen q' az Egelstaff által használt q mennyiség, amelyet azonban a 3. ábrán folytonos vonallal kihuzott $N(t)$ görbék segítségével határozunk meg. A $\frac{|q - q'|}{q'}$ hányadosra a következő képleteket kapjuk:

$$\frac{|q - q'|}{q'} = \begin{cases} \frac{v_{min}}{v} \frac{1 - \frac{8}{3} \frac{v_{min}}{v}}{1 + \frac{8}{3} \left(\frac{v_{min}}{v} \right)^2} & \text{ha } 0 \leq \frac{v_{min}}{v} \leq \frac{1}{4} \\ \frac{1}{2} \frac{1 - \sqrt{\frac{v_{min}}{v}}}{2 + \sqrt{\frac{v_{min}}{v}}} & \text{---''--- } \frac{1}{4} \leq \frac{v_{min}}{v} \leq 1 \end{cases}$$

A függvény szélső értékének meghatározása után azt találjuk, hogy

$$\left(\frac{|q - q'|}{q'} \right)_{max} \cong 1/10$$

Mint ahogy az $N(t)$ görbe számításánál a $(D/R)^2$ nagyságrendű tagokat elhagytuk, azt mondhatjuk, hogy a (7) képlet $(D/R)^2 \ll 1/10$ esetében biztosan kevésbé pontos, mint a (6) képlet.

Függelék

Tekintsünk egy t -neutront, amely az x pályán mozog és egy t' időpillanatban a P pontban van (4. ábra)

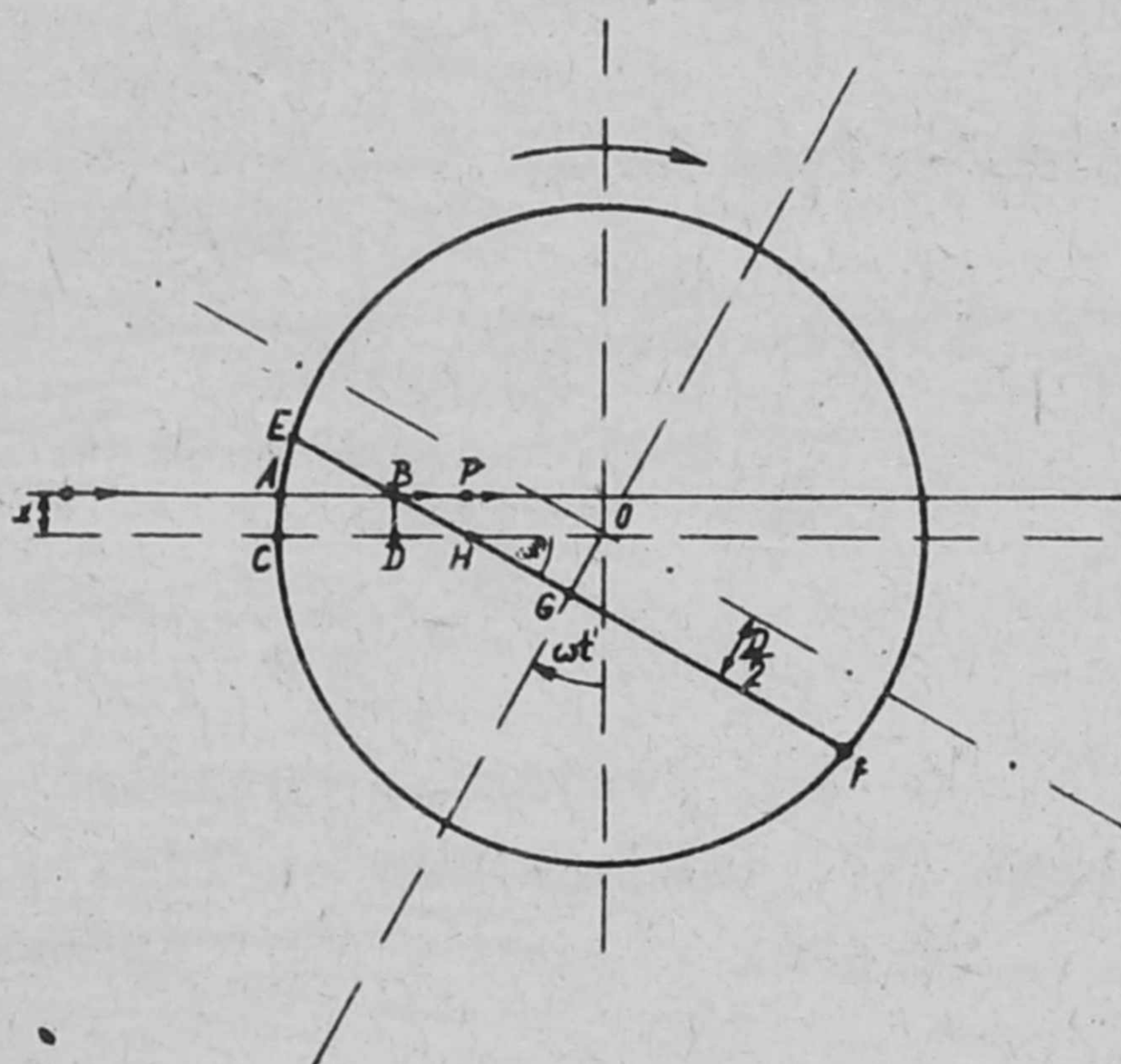
Legyen $\overline{AP} = y(t')$. Nyilván

$$y(t') = \begin{cases} 0 & \text{ha } t' < t - \frac{T}{2} \\ v(t' - t + \frac{T}{2}) & \text{ha } t' > t - \frac{T}{2} \end{cases} \quad (8)$$

Tekintsük most a szelektort. A $t'_0 = 0$ pillanatban a szelektornyílás EF alsó síkja vízszintes. Egy bizonyos $t'_0 > 0$ pillanatban az alsó sík E pontja eléri az x egyenest. Ettől a pillanattól kezdve az alsó sík metszi (B pontban) a neutronpályát.

Határozzuk meg először t'_0 -t. Ez nyilván kielégíti az $\omega t'_0 - \varphi = \frac{x}{R}$ egyenletet, tehát

$$t'_0 = \frac{\varphi}{\omega} + \frac{x}{\omega R} \quad (9)$$



4. ábra

határozzuk meg ezután a B pont mozgását az x egyenesen:

$$\overline{AB} = \overline{CD} = R - \overline{OD}$$

$$\overline{OD} = \overline{DH} + \overline{OH}$$

$$\overline{DH} = \frac{x}{\operatorname{tg} \omega t'} ; \quad \overline{OH} = \frac{D}{2 \sin \omega t'}$$

tehát

$$\overline{AB} = R - \frac{D}{2 \sin \omega t'} - \frac{x}{\operatorname{tg} \omega t'}$$

hacsak

$$t' \geq t'_0$$

Vezessük be az $\overline{AB} = z(t')$ jelölést.

Annak feltétele, hogy "utolérési" abszorpció ne következzen be az, hogy P mindig B előtt haladjon, azaz

$$y(t') > z(t') \quad (10)$$

minden t -re.

Az előbbiek alapján

$$z(t') = \begin{cases} 0 & \text{ha } t' < t'_0 \\ R - \frac{D}{2\sin\omega t'} - \frac{x}{\operatorname{tg}\omega t'} & \text{--- } t' > t'_0 \end{cases} \quad (11)$$

Könnyen belátható, hogy olyan neutron, amelynek sebessége nagyobb, mint a B pont sebessége, a t'_0 pillanatban, nem szenvedhet "utolérési" abszorbcíót. Tehát a

$$v \geq \left[\frac{dz(t')}{dt'} \right]_{t'=t'_0} \quad (12)$$

sebességű neutronokat az alábbi megfontolásokból eleve kizárjuk. Előbb azonban ezt a feltételt az eddigi jelölésekben megfogalmazzuk.

Helyettesítsünk $\omega t'$ helyett $\omega t'_0$ -t. Minthogy

$$\omega t'_0 = \varphi + \frac{x}{R} \leq 2\varphi = \frac{D}{R} \ll 1$$

igen jó közelítésben

$$\sin^2 \omega t'_0 = \omega^2 t'^2_0 \quad \text{és} \quad \cos \omega t'_0 = 1$$

behelyettesítve és az összevonásokat elvégezve kapjuk

$$\left[\frac{dz(t')}{dt'} \right]_{t'=t'_0} = \frac{R^2 \omega}{\frac{D}{2} + x}$$

A (12) feltétel tehát:

$$v \geq v_0 = \frac{R^2 \omega}{\frac{D}{2} + x}$$

azaz

$$\frac{x}{R} \geq \frac{\omega T}{2} - \varphi \quad (13)$$

Ha (13) teljesül, utolérési effektus nem léphet fel és ezért az alábbiak (13) teljesülése esetére nem vonatkoznak.

Térjünk vissza a (10) feltételhez. Vizsgáljuk az

$$y(t') = z(t') \quad (14)$$

egyenletet. Azt mondhatjuk: (10) teljesül, ha a (14) egyenletnek nincsenek valós gyökei. A (14) egyenlet a(8) és a (11) alapján a következő:

$$v(t'-t + \frac{T}{2}) = R - \frac{D}{2\sin\omega t'} - \frac{x}{\operatorname{tg}\omega t'} \quad (15)$$

Ehhez két megjegyzést kell fűznünk:

a./ Ez az egyenlet nem fejezi ki azt, hogy $z(t') = 0$ ha $t' < t'_0$ vagyis a $z(t')$ görbe "megvan benne hosszabbítva" negatív irányban. Ebből következik: ha (15) alapján $v > v_0$ esetén is kapunk megszorításokat az "utolérési" effektus miatt, ezt nem kell figyelembe vennünk, mert az a valódi $z(t')$ görbe jogtalan meghosszabbításából származik.

b./ A szelektor a $v < v_{min}$ sebességű neutronokat nem engedi át. Ugyanakkor belátható, hogy a $v > v_{min}$ sebességű neutronok "utolérési" abszorbcíója $\omega t' \ll 1$ esetben következik be, másszóval: a nagy szögeknél történő "utolérési" abszorbcíó csak $v < v_{min}$ sebességű neutronokra vonatkozik. Ebből viszont az következik, hogy (15)-ben elvégezhetjük a $\sin \omega t' \rightarrow \omega t'$ és $\operatorname{tg} \omega t' \rightarrow \omega t'$ helyettesítéseket.

Tegyük fel, hogy

$$z(t') = R - \frac{D}{2\omega t'} - \frac{x}{\omega t'}$$

A $v > v_{min}$ sebességű neutronok abszorpciója csak $t' < t'_{max}$ időkből következhet be és a t'_{max} időt a $\left[\frac{dz(t')}{dt'} \right]_{t'=t'_{max}} = v_{min}$ egyenletből határozhatjuk meg. Kiírva:

$$\frac{D}{2} \omega \frac{1}{\omega^2 t'^2_{max}} + \frac{\omega x}{\omega^2 t'^2_{max}} = \frac{R^2 \omega}{D}$$

$$(\omega t'_{max})^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{D}{R} \right)^2 + \frac{Dx}{R^2}$$

Mint ahogy

$$x \leq \frac{D}{2}$$

$$(\omega t'_{max})^2 \leq \left(\frac{D}{R} \right)^2$$

$$\omega t'_{max} \leq \frac{D}{R} \ll 1.$$

tehát a $v > v_{min}$ sebességű neutronok "utolérési" abszorpciója valóban $\omega t' \ll 1$ szögeknél történik.

Ennek alapján (15)-ben elvégezhetjük a $\sin \omega t' \rightarrow \omega t'$ és $\text{tg} \omega t' \rightarrow \omega t'$ helyettesítéseket.

$$\frac{2\omega}{T} t'^2 - 2 \frac{t}{T} \omega t'^2 + \varphi + \frac{x}{R} = 0$$

azaz

$$\frac{2\omega}{T} t'^2 - 2 \frac{t}{T} \omega t'^2 + \varphi + \frac{x}{R} = 0$$

Annak feltétele, hogy az egyenletnek ne legyenek valós gyökei, a következő:

$$4\omega^2 \frac{t^2}{T^2} \leq 4 \frac{2\omega}{T} \left(\varphi + \frac{x}{R} \right)$$

azaz

$$\frac{x}{R} \geq \frac{1}{2} \frac{(\omega t)^2}{\omega T} - \varphi \tag{16}$$

Ez azonos (3)-mal.

Tegyük fel, hogy $\left| \frac{\omega t}{\omega T} \right| = \gamma > 1$. Ekkor (16)-ból

$$\frac{x}{R} \geq \gamma^2 \frac{\omega T}{2} - \varphi > \frac{\omega T}{2} - \varphi$$

azaz (13) automatikusan teljesül. Ezért az a./ pontban mondottak alapján (16)-t csak a

$$-\omega T \leq \omega t \leq \omega T$$

tartományban kell figyelembe vennünk, mert ezen kívül "utolérési" abszorpció nincs.

I r o d a l o m

- [1] Мостовой В.И., Певзнер М.И., Цитович А.П., Доклад на Женевской конференции, /1955/, 4, стр. 19.
- [2] Egelstaff P.A. J.Nucl.Energy 1, 57 /1954/

Érkezett 1960. jul. 26.
KFKI Közlemények 8. évf. 4.szám, 1960.

ATOMMAGOK KVADRUPÓLMOMENTUMA

Irta: Vörös Tibor
Magfizikai Laboratórium II.

Összefoglalás

A Ne-21, Sc-45, Cs-135 és Cs-137 magok kvadrupólmomentumát határoztuk meg az individuális részecske modell alapján. Cs-135 és Cs-137 esetén teljes egyezés van a kísérleti értékekkel, Ne-21 és Sc-45 esetén az elméleti érték a kísérletinek mintegy harmadrésze. Közbenső csatolást tételezve fel, a Sc-45 kvadrupólmomentumát a kollektív modell alapján is meghatároztuk. A megegyezés sokkal jobb, mint az előbbi esetben.

1. Elméleti áttekintés

Ismeretes, hogy a héjmodell - a magok spinje - és energiaállapotainak értelmezésében elért sikerei ellenére - meglehetősen nehezen ad számot a mágneses momentumok és elektromos kvadrupólmomentumok nagyságáról. Speciálisan az utóbbi nagyon érzékeny az alapállapot hullámfüggvényének a megválasztására. Az extrém egy-részecske modellben (extreme single particle model) a számítás egy zárt héj + egyetlen proton típusu magnál a következő eredményt adja az alapállapot kvadrupólmomentumára

$$Q_j = - \frac{(2j-1)}{2(j+1)} \langle r^2 \rangle$$

ahol j a zárt héjon kívüli egyetlen részecske teljes impulzusmomentuma, $\langle r^2 \rangle$ az r^2 átlagértéke, amely $\frac{3}{5} R_0^2$ -nek vehető, ahol R_0 a magtöltéssugár. Amint ismeretes

$$R_0 = KA^{1/3}$$

ahol $K = 1,19 \cdot 10^{-3}$ cm, az elektronszórás kísérletekből adódott érték. Ha egy lyuk van a proton helyett, akkor Q_j előjelét meg kell változtatni. Ez magyarázatot ad arra a tényre, hogy éppen a mágikus számok előtt a kvadrupólmomentum pozitív, a mágikus számok után pedig negatív. Ezen kvalitatív megegyezéstől eltekintve azonban, az egy-részecske modell nem alkalmas arra, hogy a kvadrupólmomentumok nagyságáról számot adjon.

Ha a zárt héj után következő $j\hbar$ teljes impulzusmomentumu héjban nem egy, hanem n részecske van, a kvadrupólmomentum számítását az individuális részecske modell (individual particle model) alapján végezzük el. Itt az összes részecskét figyelembe vesszük, azaz a teljes hullámfüggvényekkel dolgozunk, amelyek az egy-részecske hullámfüggvények megfelelően antiszimmet-

rizált kombinációi az összes részecskékre, - és a részecskék közötti összes kölcsönhatásokból is néhányat figyelembe veszünk. Ezen modell alapján n ekvivalens proton kvadrupólmomentuma

$$Q = - \frac{2j+1-2n}{2(j+1)} \langle r^2 \rangle, \quad 1 \leq n \leq 2j \quad \text{esetén.}$$

Egy proton esetén természetesen megegyezik az egy-részecske modellben kapott eredménnyel.

Előjelben megegyezés van a kísérleti eredményekkel, de nagyságrendi eltérések miatt a modell nem mondható kielégítőnek. Horie és Arima [1] a kevert konfiguráció (configurational mixing) alapján végeztek számításokat és valamivel jobb megegyezést találtak. Ugy látszik, hogy az individuális részecske modell a kevert konfigurációval elég sok esetben számot tud adni a kvadrupólmomentumok nagyságáról. Azonban nem tud kielégítően beszámolni a nagyon nagy kvadrupólmomentumokról a $150 \leq A \leq 190$ és $A \geq 225$ tartományokban, amelyek kielégítően csak a kollektív modellel értelmezhetők.

Rainwater [2] 1950-ben kimutatta, hogy ha $V(r)$ centrális tér helyett $V(r, \theta)$ alakú szferoid teret veszünk, akkor a Q_j érték növekszik. Ezt a gondolatot Bohr [3] fejlesztette tovább a magok kollektív modelljében 1952-ben. Ezen modellben a magok zárt héj részét úgy tárgyaljuk, mint folyadékcseppet, amely kollektív oszcillációkat végez és ezen törzs körül egy, vagy több részecske mozog az ő héjpályáján. A felületi csatolás eredményeként a törzs eltorzul és egyensúlyi alakja szferoid lesz. Ennek következményeként a törzsből a kvadrupólmomentumhoz egy jelentős nagyságú tag adódik hozzá. A modell alapján a törzs + egyetlen proton kvadrupólmomentuma

$$Q = Q_c + Q_j$$

ahol Q_c a deformált törzs momentuma.

Q_j pedig a törzsön kívüli egyetlen proton momentuma, amelyet egyszerűen az egy-részecske modell alapján határozzunk meg.

Tegyük fel, hogy a mag alakját az

$$R(\theta) = R_0(1 + \beta Y(\theta))$$

definiálja, ahol θ -t egy a törzsben rögzített tengelytől mérjük. β a deformáció paramétere, amelynek értéke meghatározza a mag alakját. Ha a magtöltéseloszlás egyenletes, a törzs kvadrupólmomentumát a fenti tengelyhez viszonyítva Q_0 adja. A törzset hidrodinamikailag tárgyalva, Q_0 -t megbecsülhetjük. A β -ban elsőnél magasabbrendű tagokat elhanyagolva nyerjük, hogy

$$Q_0 = - \frac{3}{4\pi} \frac{2I-1}{2(I+1)} \frac{k}{C} Z R_0^2$$

ahol $I = j$ a törzsön kívüli egyetlen részecske teljes impulzusmomentuma.

k egy olyan tag, amely a részecske és a felszín kölcsönhatási Hamilton-operátorában jelenik meg és méri a részecske és a felszín közötti csatolás erősségét. Előjele ellenkezőjére változik, ha a részecskét lyuk helyettesíti. Átlagértéke $\cong 40$ MeV.

C a deformálhatósági koefficiens, amely a mag ellenállását méri a deformációval szemben. Másodrendű deformációnál

$$C = 4 R_0^2 S - \frac{3}{10\pi} \frac{Z^2 e^2}{R_0}$$

ahol S a mag konstans felületi tenziója egyenletesen töltött magnál, mégpedig

$$4\pi R_0^2 S = 15.4 A^{2/3} \text{ MeV}$$

k és C megbeszélése után visszatérünk Q_0 -hoz. Ezzel kapcsolatban tény az, hogy a térben rögzített tengelyhez viszonyítva mért Q_0 kvadrupólmomentum nem egyenlő Q_c -vel a részecske és a felszín közötti csatolás miatt, amely a törzs impulzusmomentumának precesszióját eredményezi a teljes magspin tengely körül. Általában szokás kifejezni Q_c -t Q_0 -val a következő formában.

$$Q_c = P_Q(x) Q_0$$

ahol $P_Q(x)$ -et úgy tekinthetjük, mint egy projekció faktort. x dimenzió nélküli paraméter

$$x = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \frac{k}{\sqrt{\hbar \omega_j C}}$$

amely a részecske és a felszín közötti csatolás erősségének a mértékével és a mag deformálhatósággal van összefüggésben. A benne szereplő ω a törzs kollektív oszcillációinak a frekvenciája. Kimutatható, hogy

$$\omega = \sqrt{\frac{C}{B}}$$

ahol B a mag inerciális paramétere. Homogén folyadéknál rotációmentes áramlásban

$$B = \frac{3}{8\pi} A M R_0^2$$

ahol M a nukleon tömege.

Attól függően, hogy $x \ll 1$ vagy $x \gg 1$, beszélünk gyöngé, illetve erős csatolásról, a két határeset között pedig közbenső csatolásról. A projekció faktor mindhárom esetben más és más, sőt attól is függ, hogy $I=j=\frac{3}{2}$, vagy $I=j \gg 1$. Bármely vizsgálat esetén először a csatolás minőségét kell eldönteni, majd a magspin értékének megfelelően $P_Q(x)$ -et meghatározni. Például a közbenső csatolás és $I=j \gg 1$ esetén a projekció faktor

$$P_Q(x) = 1 - 3 \frac{2I+1}{(I+1)(2I+3)} \frac{x^2}{\sqrt{x^2 + \frac{4}{9}}}$$

Bohr és Mottelson [4] különböző magoknál számították Q -t és azt találták, hogy általában néhányszor nagyobb, mint a valódi érték. Ez ugyan csak meglepő, mivel ezek közelítő egyenletek és sok az elhanyagolás. A magyarázat abban van, hogy B és C is igen erősen függ a törzs héjstrukturájától és ezt Bohr és Mottelson nem vette figyelembe.

Marumori, Suekane és Yamamoto [5] kimutatta, hogy C , a deformálhatósági koefficiens, erősen függ a héjstruktúra konfigurációjától. Viszonylag egyszerű kölcsönhatási formát használva kiszámították a C értéket és azt találták, hogy ezzel a kvadrupólmomentumokra igen jól egyező adatokat lehet

kapni. A megegyezés azért nem döntő jelentőségű, mert változatlanul a régi B értékekkel dolgoztak. Mukherjee és Dutt [6] a B értékek struktúra függését is figyelembe vették és az egyezés, amit kaptak, bizonyító erejűnek tekinthető.

2. Kvadrupólmomentumok számítása

Ezen modellek alapján számításokat végeztünk 4 mag esetében, ugyanis ezen magok kvadrupólmomentumát elméleti úton még nem határozták meg. Most már a számításokat azért érdekes végigvinni, mert a méréseket az utóbbi két évben elvégezték és így lehetőség nyílt az elméleti és kísérleti értékek összehasonlítására.

A Ne^{21} kvadrupólmomentumát Grosf, Buck, Lichten és Rabi [7] mérték meg és azt találták, hogy

$$Q_0 = (0.093 \pm 0.010) \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2.$$

Bucka, Kopfermann és Otten [8] a Cs^{135} -re

$$Q = (0.049 \pm 0.01) \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2,$$

a Cs^{137} -re pedig

$$Q = (0.050 \pm 0.01) \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2,$$

végül Fricke, Kopfermann, Penselin és Schlüpmann [9] a Sc^{45} -re

$$Q = (-0.22 \pm 0.01) \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$$

értéket mértek.

A Ne^{21} , Cs^{135} , Cs^{137} esetén az individuális részecske, modell alapján, a Sc^{45} magnál pedig - amely zárt héj + 1 proton típusu - az extrém egy-részecske modell és a kollektív modell alapján határoztuk meg a kvadrupólmomentum értékeket.

Az individuális részecske modell alapján adódott értékek az 1. táblázatban vannak összegyűjtve.

1. táblázat

Kvadrupólmomentumok összehasonlítása az individuális részecske modell alapján számított értékekkel.

Mag	Z	N	A	j	Konfiguráció proton neutron	Q_{kis}	Q_{elm}	$\frac{Q_{\text{kis}}}{Q_{\text{elm}}}$	
Ne	10	11	21	$3/2$	-	$\left(1d \frac{5}{2}\right)_{3/2}^3$	0.093	0.026	3
Sc	21	24	45	$7/2$	$1f \frac{7}{2}$	-	-0.22	-0.07	3
Cs	55	80	135	$7/2$	$\left(1g \frac{7}{2}\right)^5$	-	0.049	0.049	1
Cs	55	82	137	$7/2$	$\left(1g \frac{7}{2}\right)^5$	-	0.050	0.050	1

Z , N , A és a magspin után a táblázat a konfigurációt és a kísérletileg mért értéket is közli. Majd az elméletileg számított értékek és a kísérleti/elméleti értékviszony látható. Meglepő a Cs^{135} és Cs^{137} esetén fel-lépő teljes megegyezés. Az eddigi számításokat átnézve azt látjuk, hogy ez az első eset, amikor az individuális részecske modell alapján a kvadrupól-momentum a kísérlettel teljesen megegyező értékek adódott. A hármas vi-szonyszám a másik két esetben összhangban van az általános eredményekkel. A Sc -ot itt is felsoroltuk, mint említettük, az extrem egy-részecske modell eredménye zárt héj ± 1 részecske esetén megegyezik az individuális részecs-ke modell alapján nyerhető eredménnyel.

Végül a Sc^{45} -nél elvégeztük a számítást a kollektív modell alapján is, bár az ω héjstruktúra konfigurációtól való függését elhanyagoltuk. Első-sorban kiszámítottuk Q_0 -t, amely $Q_0 = -0,51 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ -nek adódott. Követ-kezőkben x -et számítottuk ki, hogy eldöntsük, milyen csatolásról van szó. Adódott, hogy

$$x = 1,46$$

Mivel $1,46$ nem $\ll 1$ és nem $\gg 1$, tehát nem gyenge és nem erős, hanem közbelső csatolást kell feltételeznünk. Továbbá $I=j \neq \frac{3}{2}$, hanem $I=j = \frac{7}{2}$, amit úgy tekintünk, hogy $\gg 1$. Így az előzőkben közölt képlet alapján számítva $\frac{P}{Q}(x)$ -et, adódik, hogy

$$\frac{P}{Q}(x) = 0,86.$$

Most már könnyen nyerhetjük, hogy

$$Q_c = -0,44 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2,$$

amely valóban tetemesen nagyobb, mint Q_j . Végül pedig

$$Q = -0,51 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2,$$

amely nagyjából kétszerese a mért értékek. Ez összhangban van Bohr és Mot-telson eredményeivel, valószínűleg ω héjstruktúra konfiguráció függését fi-gyelembe véve kiadódik a pontos érték.

3. Konkluziók

A kapott eredmények alapján a következő megállapításokat tehetjük:

1. Valószínű, hogy a Cs^{135} és Cs^{137} esetén a törzs gömbszerű - mivel az individuális részecske modell alapján is jó eredmény adódik Q -ra. Ez an-nál is inkább valószínű, mert a protonok és neutronok száma is zárt héjnál vagy zárt héj közelében van. A kvadrupólmomentum kialakításában csak a zárt héjon kívüli protonok vesznek részt.

2. A Sc^{45} esetén valószínű, hogy a törzs nem gömbszerű, hanem disz-kosz alaku, a spintengely irányában belapult. A törzs és a zárt héjon kívüli proton között közbelső csatolás van. A kvadrupólmomentum kialakításában a törzs és a zárt héjon kívüli proton együttesen vesznek részt.

3. Ne^{21} esetén - úgy látszik - nem elegendő csak a zárt héjon kívü-li neutronokat figyelembe venni, bár az itt elért megegyezés még elég jó-nak mondható.

I r o d a l o m

- [1] Horie H., Arima A., Phys. Rev. 99, 778 /1955/
- [2] Rainwater J., Phys. Rev. 79, 432 /1950/
- [3] Bohr A., Dan.Mat.Fys.Medd.26, No.14 /1952/
- [4] Bohr A., Mottelson B., Dan.Mat.Fys. Medd. 27, No. 16 /1953/
- [5] Marumori T., Suekane and Jamamoto, Prog.Theo.Phys.Japan 16, No.4, 120 /1956/
- [6] Mukherjee P.N., Dutt I., Ind.Jour.Phys. 32, 199 /1958/
- [7] Grosf G.M., Buck P., Lichten W., Rabi I.I..
Phys. Rev. Letters 1, 214 /1958/
- [8] Bucka H., Kopfermann H., Otten E.W., Naturwissenschaften, 45,620 /1958/
- [9] Fricke G., Kopfermann H., Penselin S., Schlüpmann K., Naturwissenschaften 46, 106 /1959/

Érkezett 1960. szept. 29.

KFKI Közlemények 8. évf. 4.szám. 1960.

A LEKEREKITÉSI HIBÁK ELOSZLÁSFÜGGVÉNYEINEK KÖZELITÉSE NYEREGPONT MÓDSZERREL

Irta: Kuti Csaba és Uray László
Numerikus Csoport

Összefoglalás

Egy speciális példán fogjuk megvizsgálni, hogy egy valószínűségi eloszlás generátorfüggvényére alkalmazva a nyeregpont-módszert, az így kapott közelítések hogy adják vissza az eredeti eloszlást.

Sok esetben könnyebben megkapjuk valamely valószínűségi eloszlásfüggvény generátorfüggvényét, mint magát az eloszlásfüggvényt. Pl. az egyes eloszlásfüggvények faltungjának (szuperpozíciójának) kiszámítása általában igen nehéz matematikai probléma. A faltung generátorfüggvényét azonban könnyebben meghatározhatjuk, mint az egyes eloszlásokhoz tartozó generátorfüggvények szorzatát.

Ismeretes, hogy a $p(x)$ valószínűségi eloszlás generátorfüggvénye

$$G_p(v) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{vx} p(x) dx$$

Ha viszont a generátorfüggvény adott, akkor a valószínűségi eloszlás inverz Laplace transzformációval kapható:

$$p(x) = \frac{1}{2\pi i} \oint e^{-vx+H(v)} dv, \text{ ahol } x = H'(v)$$

Ennek a számításnak a keresztülvitele azonban általában nehéz. Ezen integrál első közelítéseként az un. nyeregpont-módszerrel kapjuk:

$$p^*(x) = \frac{e^{-vH'(v)+H(v)}}{\sqrt{2\pi H''(v)}} \quad \text{és} \quad x = H'(v) \quad (1)$$

és második közelítésben

$$p^{**}(x) = p^*(x) \left(1 - \frac{5H'''^2 - 3H^{IV} \cdot H''}{24H''^3} \right) \quad (2)$$

ahol $H(v) = \ln G_p(v)$ a logaritmus generátorfüggvény.

A nyeregpont-módszer alkalmazására speciális példaként tekintsük a lekerekítési hibák problémáját. Egy szám lekerekítésekor az x hiba lehetséges értékei: $-\frac{1}{2} < x < \frac{1}{2}$. Ezen határokon belül a hiba bármely értéket egyforma valószínűséggel vesz fel, ezen kívüli értéket pedig nem vehet fel. Tehát az eloszlásfüggvény:

$$\Psi_1(x) = \begin{cases} 1 & \text{ha } |x| < \frac{1}{2} \\ 0 & \text{--- } |x| > \frac{1}{2} \end{cases}$$

Több szám lekerekítése esetén az összegük hibájának az eloszlás függvénye az egyes hibák eloszlásfüggvényeinek faltungja (szuperpozíciója). Így N szám összege esetén a hiba eloszlásfüggvénye a következő módon számítható ki:

$$\Psi_N(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_{N-1} \Psi_1(x-t) dt$$

pl. N=2 esetén: $\Psi_2(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_1(t) \Psi_1(x-t) dt$

x > 0 nál $\Psi_2(x) = \int_{x-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} 1 dt = 1-x$, és x < 0 nál $\Psi_2(x) = \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}+x} 1 dt = 1+x$

tehát $\Psi_2(x) = \begin{cases} 1-|x| & \text{ha } |x| < 1 \\ 0 & \text{--- } |x| > 1 \end{cases}$

Hasonlóan kiszámíthatjuk N = 3 esetére:

$$\Psi_3(x) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left(\frac{3}{2} - |x|\right)^2 & \text{ha } \frac{1}{2} < |x| < \frac{3}{2} \\ \frac{3}{4} - |x|^2 & \text{--- } |x| < \frac{1}{2} \\ 0 & \text{--- } |x| > \frac{3}{2} \end{cases}$$

Általában N esetén:

$$\Psi_N(x) = \frac{1}{(N-1)!} \sum_{v=0}^{v \leq x + \frac{N}{2}} (-1)^v \binom{N}{v} \left(x + \frac{N}{2} - v\right)^{N-1} \quad (3)$$

(1) és (2) kifejezésekhez szükségünk lesz a logaritmus generátorfüggvényekre. N = 1 esetén az eloszlás logaritmus generátorfüggvénye:

$$H_1(v) = \ln \int_{-\infty}^{\infty} e^{vx} \Psi_1(x) dx = \ln \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} e^{vx} dx = \ln \frac{2 \operatorname{sh} \frac{v}{2}}{v}$$

Általában N esetén a logaritmus generátorfüggvény:

$$H_N(v) = NH_1(v) = N \ln \frac{2 \operatorname{sh} \frac{v}{2}}{v}$$

(mivel $G_N(v) = [G_1(v)]^N$, így $H_N(v) = \ln G_N(v) = \ln [G_1(v)]^N = N \ln G_1(v) = NH_1(v)$)

Nézzük meg ekkor N = 1, 2, 3 esetén, hogy ebből a generátorfüggvényből a nyeregpont-módszerrel első és második közelítésben milyen valószínűségi eloszlásokat kapunk és hogy közelítik meg ezek a (3) valószínűségi eloszlást. Az (1) és (2) képletekben azonban szükségünk van a H(v) logaritmus generátorfüggvény következő deriváltjaira:

$$H(v) = N \ln \left(\frac{2 \operatorname{sh} \frac{v}{2}}{v} \right)$$

$$H'(v) = N \left[\frac{1}{2} \frac{e^v + 1}{e^v - 1} - \frac{1}{v} \right] = x$$

$$H''(v) = N \left[\frac{1}{v^2} \frac{1}{(2 \operatorname{sh} \frac{v}{2})^2} \right]$$

$$H'''(v) = N \left[\frac{e^v + 1}{e^v - 1} \cdot \frac{1}{(2 \operatorname{sh} \frac{v}{2})^2} - \frac{2}{v^3} \right]$$

$$H^{IV}(v) = N \left[\frac{6}{v^4} - \frac{1}{(2 \operatorname{sh} \frac{v}{2})^2} \left(1 + \frac{6}{(2 \operatorname{sh} \frac{v}{2})^2} \right) \right]$$

Mint hogy mindegyik deriváltban a N csak szorzóként szerepel, ezért minden deriváltra vonatkozóan a

$$\frac{H^{(k)}(v)}{N}$$

kifejezés N -től független. Tehát az első és második közelítés átírható:

$$p_N^*(x) = \frac{A^N}{B\sqrt{N}}$$

$$p_N^{**}(x) = p_N^*(x) \left(1 - \frac{1}{N}C \right) \quad \text{alakba}$$

ahol A , B és C a következő:

$$A = \left[e^{-v} \frac{H'}{N} + \frac{H}{N} \right]$$

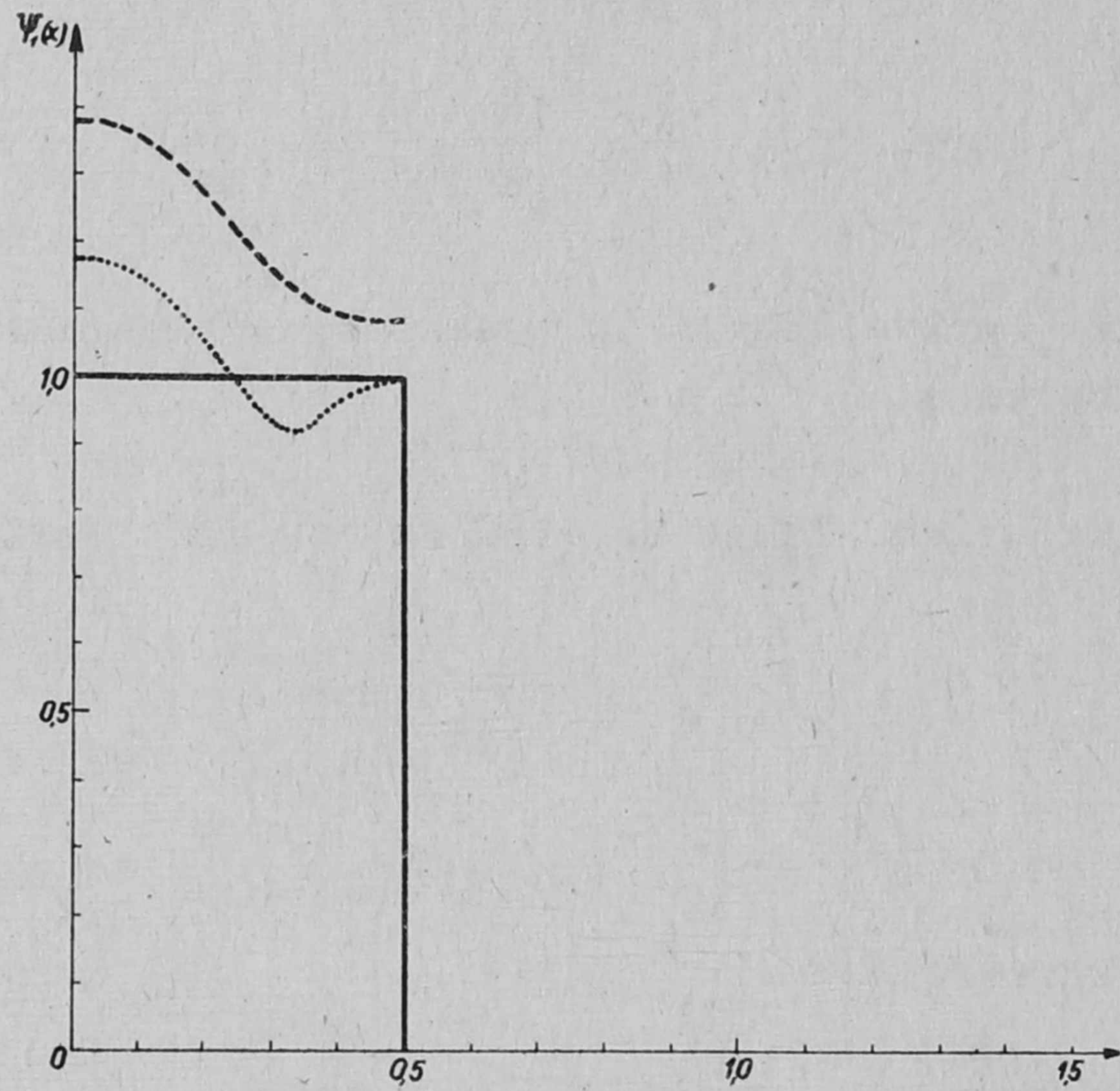
$$B = \sqrt{2\pi \frac{H''}{N}}$$

$$C = \frac{5 \left(\frac{H'''}{N} \right)^2 - 3 \frac{H^{IV}}{N} \frac{H''}{N}}{24 \left(\frac{H''}{N} \right)^3}$$

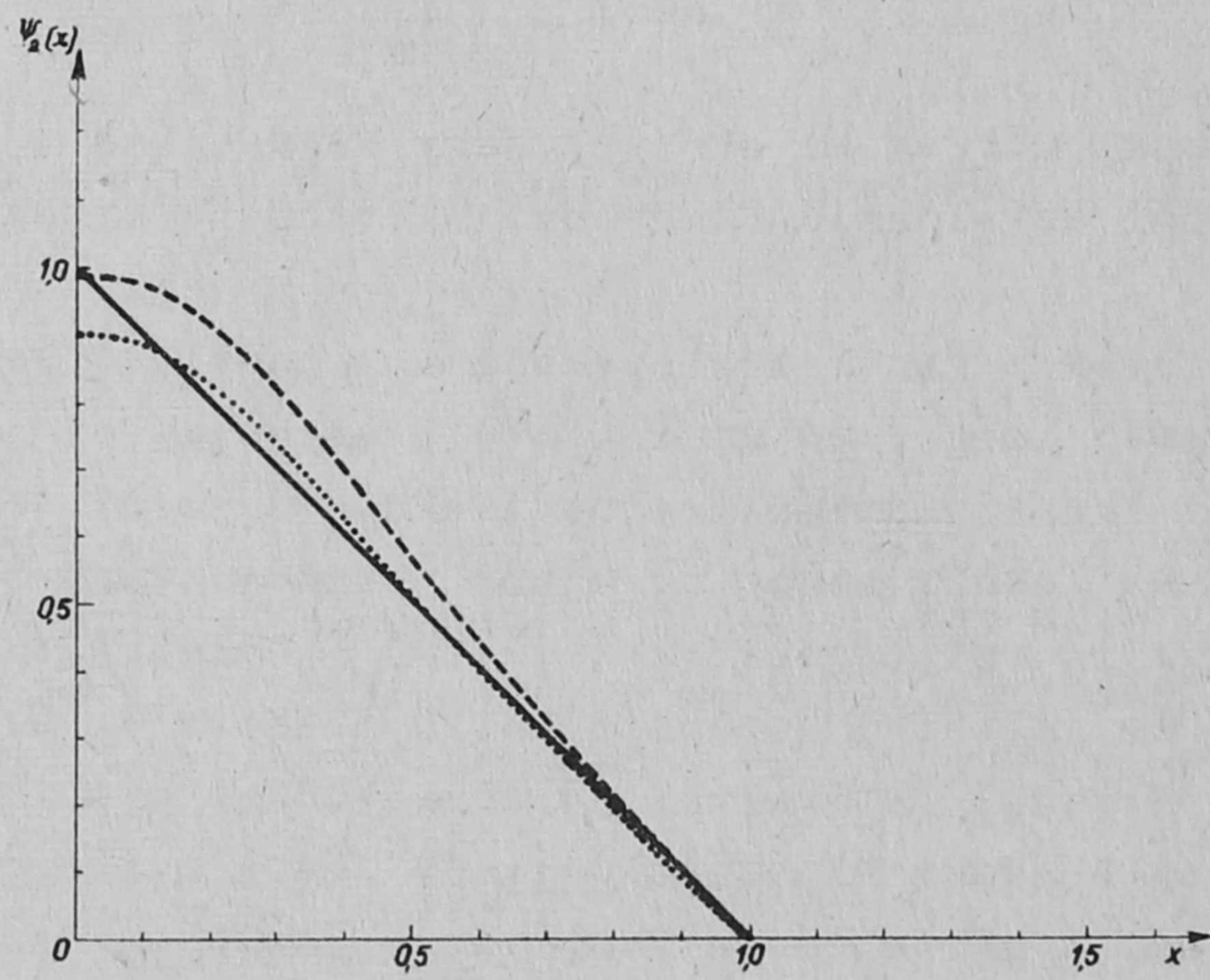
Ezen kifejezéseknek már az az előnye, hogy kiszámítva a A , B , C értékeket v függvényeként ebből az eloszlásfüggvény N bármely értékére könnyen kiszámítható.

Természetesen a fenti képletekből az eloszlásfüggvény csak v függvényeként határozható meg, de az $x = H'(v)$ egyenletből ismerjük x -et is v függvényeként. Az így kiszámított eloszlásfüggvényeket tehát x függvényeként is ábrázolhatjuk és ehhez nincs is újabb átszámításra szükség, mert a számításokhoz már úgy is szükségünk volt $H'(v)$ értékeire. A fenti módon kiszámítottuk $p_N^*(x)$ és $p_N^{**}(x)$ értékeit $N=1,2,3$ esetére. Ugyancsak meghatároztuk $\Psi_N(x)$ -et is $N=1,2,3$ értékekre. Eredményünket grafikusán ábrázolva összehasonlítható az eredeti eloszlásfüggvény és a nyeregpont-módszer első és második közelítése. A három ábra $N=1,2$ és 3 esetében mutatja be az eredményeket. Az eredeti görbét folytonos, az első közelítést szaggatott, a másodikat pedig pontozott vonallal rajzoltuk. Táblázatban foglaltuk össze $p_N^*(x)$, $p_N^{**}(x)$ és $\Psi_N(x)$ határértékeit $x=0$ és $x=\frac{N}{2}$ esetekre/ennek felel meg $v=0$ és $v=\infty$ /:

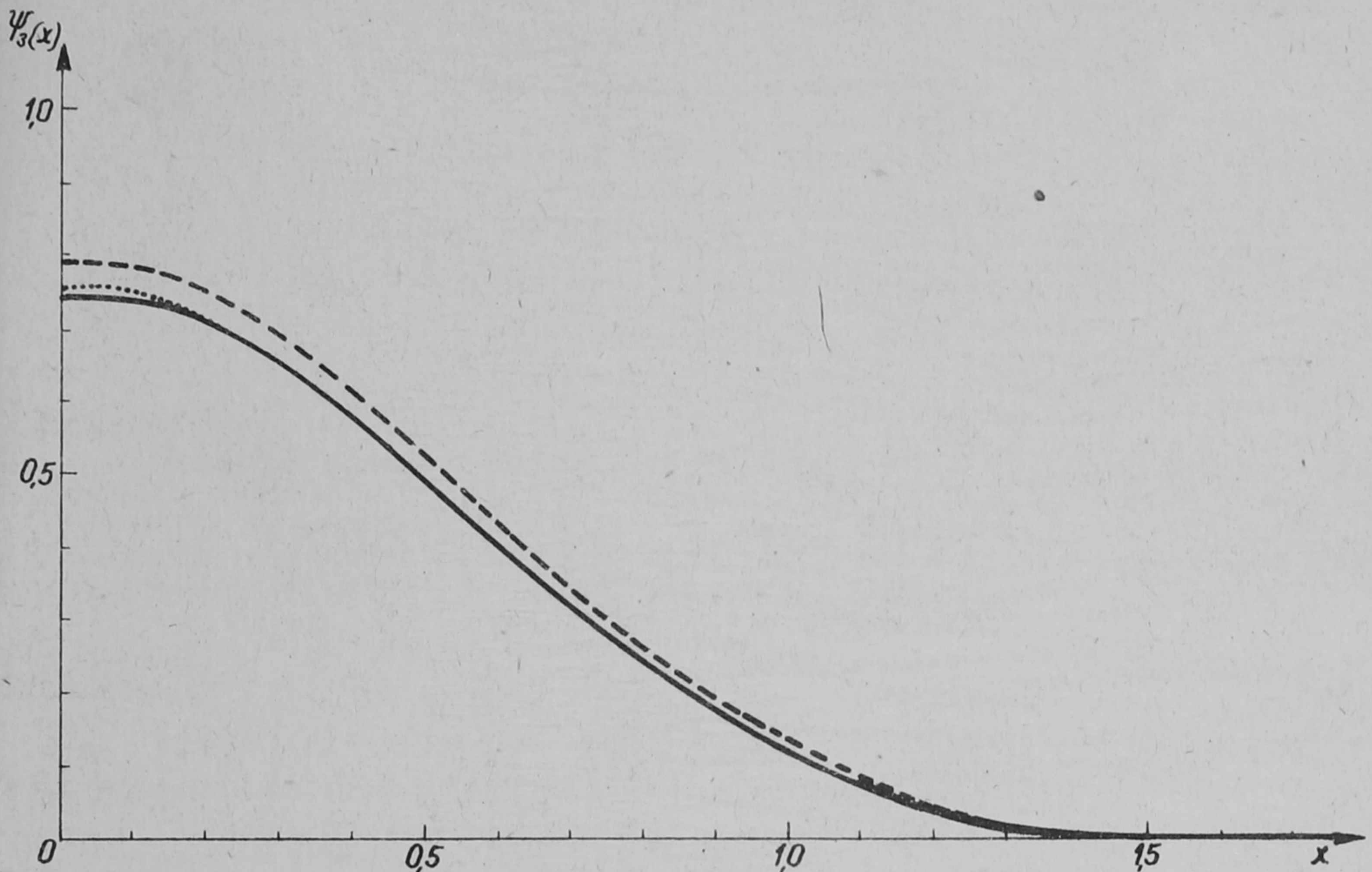
	x = 0			x = $\frac{N}{2}$		
	N - 1	2	3	N - 1	2	3
$\rho_N^*(x)$	1.382	0.977	0.798	1.0845	0	0
$\rho_N^{**}(x)$	1.175	0.904	0.758	0.9941	0	0
$\Psi_N(x)$	1.0	1.0	0.750	1.0	0	0



1. ábra



2. ábra



3. ábra

Érdekes megállapítást tehetünk, hogy N növekedtével a közelítések egyre jobban adják vissza az eredeti görbét, és ugyancsak N növekedtével egyre jobban hasonlítanak az eloszlások a Gauss eloszláshoz. Könnyen be lehet látni, hogy Gauss-eloszlás esetében az első közelítés már analitikusan is pontosan visszaadja magát a Gauss eloszlást. Azt várhatjuk ezek alapján, hogy minél jobban hasonlít egy eloszlás a Gauss-eloszláshoz, annál jobban adja vissza a nyeregpont-módszer az eredeti eloszlást. Minthogy a fizikában előforduló eloszlásfüggvények általában a Gauss-eloszláshoz hasonlóak, ezért a nyeregpont-módszer jól használható eljárás.

A problémára Jánossy professzor ur hívta fel figyelmünket. Ezért és a kidolgozáshoz nyújtott segítségért köszönetet mondunk.

Érkezett 1960. jun. 20.

KFKI Közlemények 8.évf. 4.szám. 1960.

HENGERES HASADÁSI KAMRA A REAKTOR INDÍTÁSÁHOZ

Irta: Nagy László, Nagy Tibor, Pallagi Dezső
Magfizikai Laboratórium II. és Reaktor Üzem

Összefoglalás

Hengeres hasadási kamrát készítettünk a reaktor indításának biztonságosabbá tétele céljából. Segítségével a szubkritikus állapotú reaktor neutronszintje is megbízhatóan regisztrálható. A kamrával nyert integrális és differenciális hasadási spektrum megmutatja, hogy a hasadási termékek impulzusai jól szétválaszthatók az α -részecskék impulzusaitól.

Bevezetés

A reaktorszabályozás egyik legkényesebb művelete az indítás és a teljesítmény emelése az előre megadott színre. Fokozottan érvényes ez abban az esetben, amikor a huzamosabb ideig, nagy teljesítményszinten üzemelt reaktort rövid időn belül újra kell indítani. A teljesítményt a neutronszint mérése alapján állapítják meg. Erre a célra BF_3 töltésű vagy bór réteges ionizációs kamrákat és proporcionális számlálókat szokásos használni. Ezek azonban nemcsak termikus neutronra, hanem gamma-sugárzásra is érzékenyek és így a reaktorok extrém nagy gamma-háttére jelenlétében kis neutronszintek megbízható regisztrálását nem teszik lehetővé. A kamrák gamma-áramának kompenzálásával ugyan lényeges javulás érhető el, de a kompenzáció tökéletlensége és időfüggése miatt - főleg közönséges vízzel moderált reaktoroknál - általában nem lehet a reaktor kritikus állapot alatti neutronszintjének megbízható detektálására számítani.

A reaktor egyéves üzemeltetési gyakorlata, a kedvezőtlen körülmények közötti újraindítások szükségességének gyakorisága feltétlenül indokoltá teszi, hogy a reaktorszabályozás neutronérzékelő rendszerét - az indítás műveletének gyorsabbá és biztonságosabbá tételének céljából - kibővítsük. E célból - első lépésként - a neutronok detektálására elkészítettünk egy impulzusüzemű hasadási kamrát, amely lehetővé teszi, hogy a mérési helyen előforduló legnagyobb - 10^5 R/h - gamma-háttér se befolyásolja a neutronszint regisztrálását.

A reaktor aktív zónájához közel elhelyezett hasadási kamra jelei a vele egy szerelvénybe épített előerősítőre, és katódkövetőkre, innen pedig egy kb. 10 m hosszú kábelen a reaktoron kívül elhelyezett erősítőre és integrális diszkriminátorra jutnak. A diszkriminátor jeleit a reaktor vezénylő-

termében elhelyezett rate-meter és scaler indikálja. A scaler végfokához hangszórót kapcsolunk. A hangszóró beépítését az indokolja, hogy a reaktor indítását sokkal nyugodtabban lehet elvégezni, ha a neutronsztint változásáról nemcsak vizuálisan (rate-meter), hanem hallás útján is értesülünk.

A berendezés már ebben a kezdetleges formájában is megbízhatóan tájékoztat bennünket a reaktor neutronfluxusának növekedéséről. Az üzemi tapasztalatokról, valamint a fejlesztés további lépéseiről később kívánunk beszámolni; itt csupán a hasadási kamra építését és mérési eredményeit ismertetjük.

A kamrával szemben támasztott követelmények

A kamra méreteit a reaktor szerkezeti adottságai szabják meg: ezeken a méreteken belül a maximális érzékenység elérésére kell törekednünk.

Ahhoz, hogy a detektáló rendszer csak a hasadási termékek impulzusait számolja, szükséges, hogy jó legyen a diszkrimináció a hasadási termékek és a hasadó anyag által kibocsátott α -részecskék impulzusai között.

Szükséges továbbá, hogy az erősítési tényező és a diszkriminációs szint ingadozása ne befolyásolja a beütésszámot, vagyis a kamra karakterisztikájának legyen kis lejtésű, hosszú plátója.

Végül a kamra élettartamának nagynak kell lennie, ami főleg a töltőgáz összetételétől, a gázok és a kamra belső elemeinek tisztaságától, a forrasztások jóságától függ.

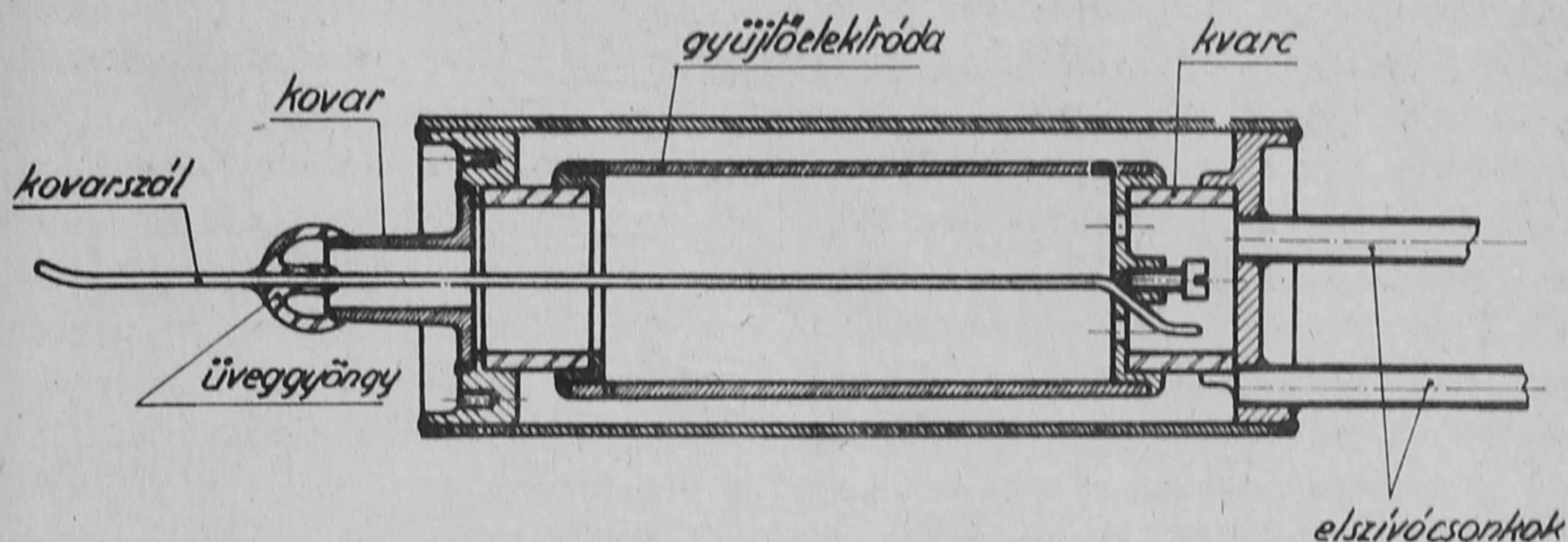
A kamra szerkezeti anyagaitól megkívánjuk, hogy azok minél kisebb mértékben aktiválódjanak fel és a bennük keletkezett rádióaktív izotópok rövid felezési idejűek legyenek. Ellenkező esetben a kamra javítása ill. cseréje csak nehézkesen és nagy időkieséssel oldható meg. Falanyagnak a legjobban nagy tisztaságú alumínium felelne meg, sajnos erről technológiai nehézségek miatt egyelőre le kellett mondanunk.

A szigetelőanyag megválasztásánál figyelembe kell venni, hogy nagy élettartamu kamrában azt jelentékeny integrálfluxus éri. Ugyanezen ok miatt a kamra légmentes lezárására is csak fémes kötés jöhet számításba.

A kamra szerkezeti felépítése

A fenti szempontok figyelembe vételével elkészült kamra rajza az 1. ábrán látható. A kamra külső hengerének hossza 120 mm, átmérője 43 mm.

A kamra elektródáit két koaxiális henger képezi. A hasadó anyagot - kb. 100 cm² felületre - a külső henger belső falára vittük fel. A belső henger - gyűjtőelektróda - szigetelt kitámasztását kvarcgyűrűvel oldottuk meg. Az impulzusok kihozása kovarból készült nyakhoz forrasztott üveggyöngyön keresztül, kovarszálon történik.



1. ábra
A hasadási kamra metszete

Az elektródák és lezárófedelek sárgarézből, az elszívócsonkok vörösrézről készültek. A kamra belső terével érintkező minden fémfelületet nikkeleztünk és összeállítás előtt gondosan zsirtalanítottunk.

Az összeszerelést a kivezetés felé eső végen kezdtük. Először az üveg-kovar kötés, utána a kovar-fedél keményforrasztás készült el, majd ezt az egységet a külső elektródához forrasztottuk. Ezután beszereltük a kvarcgyűrűt és a belső elektródarendszert; utóbbihoz rögzítettük a kivezető kovarszálat. A másik kvarcgyűrű behelyezése után az elszívócsonkkal ellátott lezárófedelelet ütközésig nyomtuk és keményforrasztással rögzítettük.

A kamra néhány tulajdonsága

A kamra érzékenysége a hasadó anyag hasadási hatáskeresztmetszetétől és mennyiségétől függ. Az első, már működésben lévő kamrában természetes izotópkeverékű uránt alkalmaztunk. A rétegvastagság növelésének korlátot szab a hasadási termékek energiavesztesége magában az uránban. Az elektrolitikus uton felvitt után vastagsága $0,7 \text{ mg/cm}^2$, ami több mint egy nagyságrenddel kevesebb, mint a hasadási termékek hatótávolsága a rétegben.

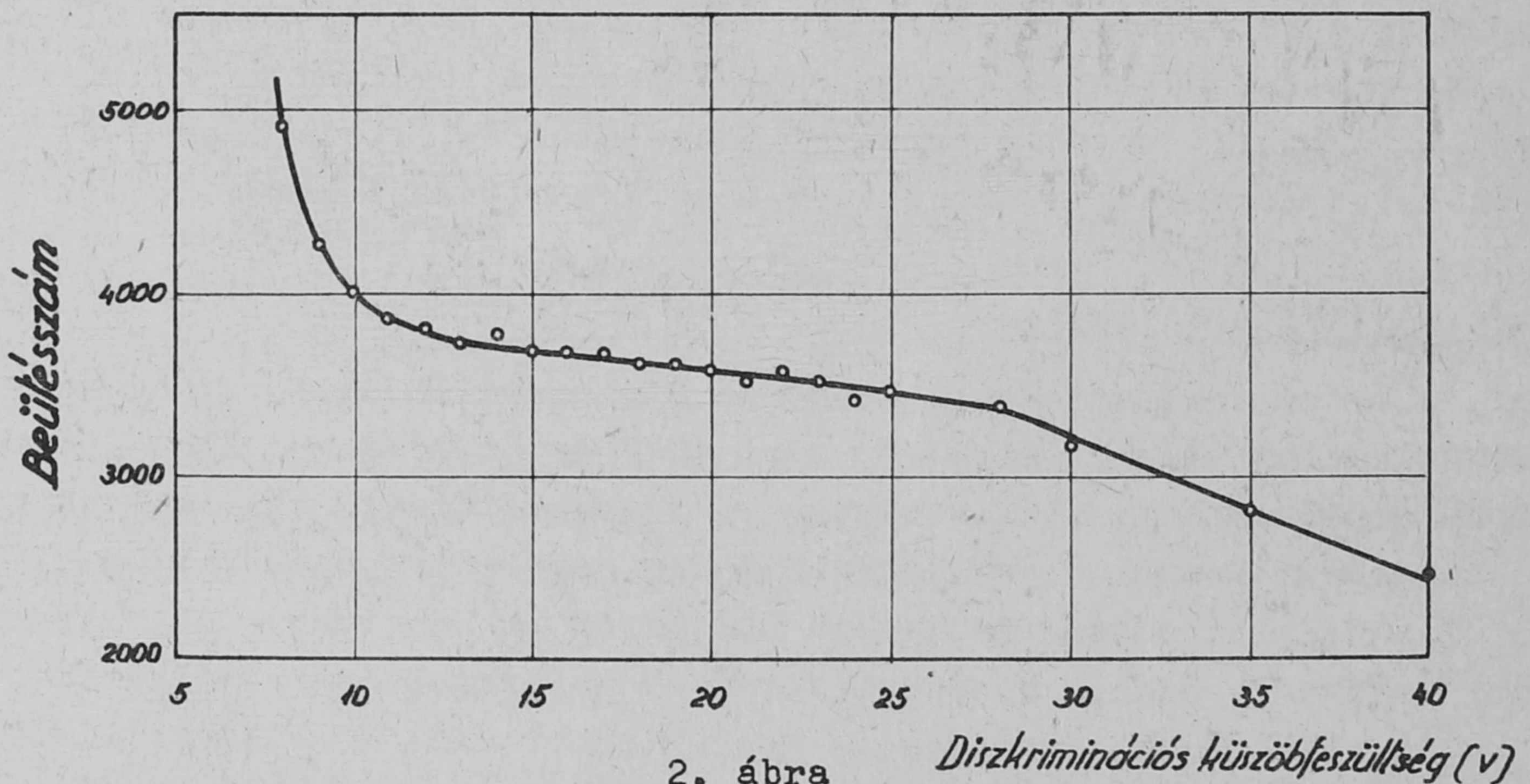
Az elektródák távolsága (4 mm) kisebb, mint a hasadási termékek hatótávolsága a 2 atm nyomású gázban. Ez a körülmény növeli a hasadási termékek és az α -részecskék impulzusainak diszkriminációs lehetőségét. Ugyanis a hasadási termékek pályájuk elején, az α -részecskék viszont pályájuk végéhez közel hozzák létre a legtöbb ionpárt. Így a rétegből nem túl kis szög alatt kijövő α -részecske energiájának tetemes részét a gyűjtőelektróda anyagában és nem a gázban veszíti el, míg hasadási termékénél viszonylag több a gáz ionizációjára fordított energia.

A kamra működésére igen nagy hatással van a töltőgáz összetétele, tisztasága. Már kis mennyiségű elektronegatív gáz jelenléte lehetetlenné teszi a kamra impulzuskamraként való felhasználását. Ezért a töltőgázt és a kamrát igen gondosan meg kell tisztítani.

A tisztítás folyamata a következő: A kamra gázbevezető csöveit vákuumbiztosan hozzákötjük egy tisztító kályha tetejéhez illetve aljához. A kályha fémkalcium forgácsot tartalmaz. A kamrát kb. 200 C°-ra, a kalciumot kb. 500 C°-ra felfűtjük és az egész rendszert 10^{-4} Hgmm nyomásig leszívjuk. Ezután betöltjük a gáz egyik komponensét, a 99,7 % tisztaságu argont. Konvekciós áramlás miatt a gáz állandóan cirkulál a rendszerben, áthalad a kalciumon - és korábbi méréseink szerint - kb. 2 óra alatt megtisztul a szennyezésektől. A töltőgáz másik komponensét, a nitrogént nem tisztítjuk, mert az 99,9 % tisztaságu és szennyezésként csak vizet tartalmaz, amit kifagyasztással távolítunk el. A gázbetöltés után a vörösrézből készült és kilágyított gázbevezető csöveket több helyen összenyomjuk és végeiket leforrasztjuk.

A gázkeverékben az argon mellett 2 % nitrogén van. Ilyen gázkeveréknek kettős előnye van. Egyrészt csökkenti az elektronok elektronegativ gázra való tapadásának valószínűségét, másrészt növeli az elektronok tér irányu (drift) sebességét és ezzel a kamra feloldóképességét. A feloldóképesség növelésével pedig nagyobb beütésszám számolható és csökken az α -részecskék szuperpozíciójából származó téves számlálások száma.

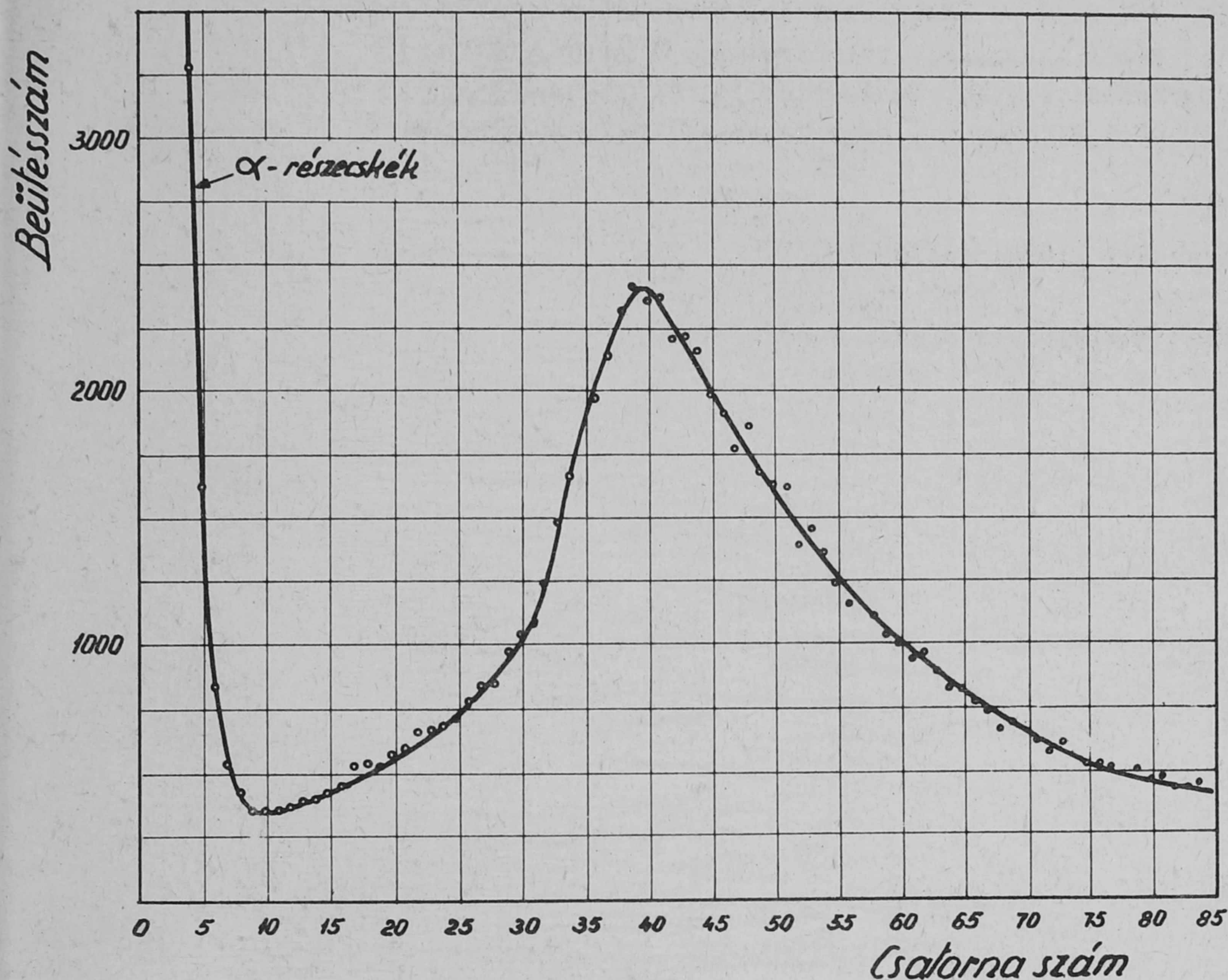
Felvettük a kamrával a hasadási termékek integrális és differenciális energia spektrumát. A 2. ábra az integrális spektrumot mutatja. A kamrát



2. ábra A kamrával kapott integrális hasadási spektrum

parafin tömbben helyeztük el neutronforrás szomszédságában. Az elektródák feszültségkülönbsége 300 V, az előerősítő és erősítő erősítési tényezője 20 ill. 700. A 10 V diszkriminációs szint alatti erős beütésszámnövekedés az α -részecskék impulzusainak felel meg. Megfigyelhető az ábrán a viszonylag hosszú és kis lejtésű plató (kisebb mint 1 % pro volt).

A differenciális energiaperspektrumot azonos feltételek mellett mértük (3. ábra) az Elektronikus Laboratórium által készített 128 csatornás amplitudó analízátor segítségével. Itt is egyértelműen szétváltnak az α -részecskék



3. ábra

A kamrával nyert differenciális hasadási spektrum

és hasadási termékek impulzusai. Természetesen nem várható, hogy külön-külön jelentkezzenek a könnyű és nehéz hasadási termékek csúcsai, hiszen a hasadási termékek - a kis anód-katód távolság miatt - nem a gázban adják le összes energiájukat.

Köszönetünket fejezzük ki Madarász Zoltánnak és csoportjának, továbbá Harsányi Ferencnek és Udvarhelyi Pálnak a műszaki és technikai segítségért. Köszönet illeti Kósa-Somogyi Istvánt és csoportját az uránréteg elkészítéséért.

I r o d a l o m

- [1] Rossi B.B., Staub H.H.: Ionization Chambers and Counters, New York, 1949.
- [2] Wilkinson D.H.: Ionization Chambers and Counters, Cambridge, 1950.
- [3] Aves R., Barnes D., MacKenzie R.B., J.Nucl.Energy 1, 110 /1954/
- [4] Holmes J.E.R., McVicar D.D. Shepherd L.R., Smith R.D., J.Nucl.Energy 1, 117 /1954/

- [5] Facchini U., Malvicini A., Nucleonics 13, 36 /1955/
- [6] Pál L., Magy.Fiz.Folyóirat 3, 31 /1955/
- [7] McKenzie J.M., Nucleonics 17, 60 /1959/
- [8] Dési S., Nagy L., Nagy T., KFKI Közl. 8, 11 /1960/

Érkezett 1960. július 13.

KFKI Közlemények 8.évf. 4.szám. 1960.



A kiadásért felelős: Dr. Jánossy Lajos

Megrendelve: 1960. X. 19. Pédányszám: 450
Készült Rotaprint eljárással az MSZ 5601-54 Á és MSZ 5602-55 Á szabványok
szerint 12.5 (A/5) ív terjedelemben 33 ábrával

60- 3207 — FELSŐOKTATÁSI JEGYZETELLÁTÓ VÁLLALAT, BUDAPEST