50.165
HB

XVIII. ÉVFOLYAM, 1. SZÁM, 1–32 OLDAL
BUDAPEST, 1967. JANUÁR HÓ 1

# HÍRADÁSTECHNIKA

A HÍRADÁSTECHNIKAI
TUDOMÁNYOS
EGYESÜLET LAPJA

1967. január XVIII. évfolyam, 1. szám

# HÍRADÁSTECHNIKA

A HÍRADÁSTECHNIKAI TUDOMÁNYOS EGYESÜLET LAPJA

## TARTALOM

PRIBÉK MIHÁLYNÉ † ..... 1
DR. AMBRÓZY ANDRÁS: Lineáris integrált szilárdtest áramkörök ..... 2
Egyesületi hírek ..... 8
ZOMBORY LÁSZLÓ: Félvezető laserek ..... 9
A HTE 1967. február havi rendezvényei ..... 14
DR. POSZLER LÁSZLÓNÉ: Polikristályos ferritek mikrohullámú veszteségeinek alakulása a kristályszerkezet függvényében ..... 15
CZA KE-KUNG: Haladóhullámú-csöves oszcillátor ..... 20
Tartalmi összefoglalások ..... 27
Обобщения ..... 27
Zusammenfassungen ..... 28
Summaries ..... 28
Résumés ..... 29

Szerkesztőség: BOGLÁR GYULA szerkesztő, BALOGH PÁL és SÁRKÖZY GÉZA kandidátus, tudományos szerkesztők, SZÖLLŐSI GYÖRGYNÉ szerkesztőségi titkár, FLESCH ISTVÁN, RUPPENTHAL PÉTER, VÁSÁRHELYI PÁL szerkesztőségi munkatársak. — A szerkesztőség címe: Budapest, V., Október 6. utca 7. IV. 421. Telefon: 183-772. — A Híradástechnikai Tudományos Egyesület címe: Budapest, V., Szabadság tér 17. Telefon: 113-027

A szerkesztő bizottság tagjai: ALMÁSSY GYÖRGY kandidátus, BARTA ISTVÁN akadémikus, BATTISTIG GYÖRGY, BÍRÓ FERENC, BUDAI LAJOS, CZEGLÉDY GYÖRGY, ERDÉLYI JÁNOS kandidátus, GERGELY ÖDÖN, GIBER JÁNOS kandidátus, KATONA JÁNOS, a műszaki tudományok doktora, KŐMŰVES FRIGYES kandidátus, MAGÓ KÁLMÁN, MAKÓ ZOLTÁN, NÁDAS TIBOR, NOVÁK ISTVÁN, POGÁNY KÁROLY, VALKÓ I. PÉTER, a műszaki tudományok doktora, VIG ISTVÁN

Index: 25.375

HÍRADÁSTECHNIKA

Kiadja a Lapkiadó Vállalat Budapest, VII., Lenin körút 9—11. Telefon: 221-285. Felelős kiadó: SALA SÁNDOR igazgató. Terjeszti a Magyar Posta. Előfizethető a Posta Központi Hírlapirodánál (Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850) vagy bármely postahivatalnál. Előfizetési díj: félévre 24 Ft, egész évre 48 Ft. Egyes szám ára: 4 Ft. Megjelenik havonta. Csekkszámlaszám: Egyéni 61,254, közületi 61,066 vagy átutalás MNB 8. sz. folyószámlájára. A folyóirat külföldre előfizethető: „KULTÚRA": P. O. B. Budapest 62.

66.1795 Egyetemi Nyomda, Budapest

# HÍRADÁSTECHNIKA

A HÍRADÁSTECHNIKAI TUDOMÁNYOS EGYESÜLET LAPJA


50.165

6464

ORSZ. SZÉCHÉNYI KÖNYVTÁR

## Tartalomjegyzék

### XVIII. évfolyam (1967)


| | Szám: | Oldal: |
|---|---|---|
| *Dr. Ambrózy András:* Lineáris integrált szilárdtest áramkörök | 1 | 2 |
| *Baranyi András:* Szimmetrikus futási idő karakterisztikájú sávszűrő | 8 | 237 |
| *Bárdos Sándor:* Központi vevőantenna-rendszerek nagyfrekvenciás elosztóhálózatának méretezése | 5 | 151 |
| *Bársony Péter:* Szalagtápvonalas Y cirkulátor | 5 | 138 |
| *Bóka Andrásné:* Információ tárolására alkalmas, széles hőmérséklet-tartományban használható négyszögletes hiszterézishurkú ferritek | 8 | 246 |
| *Cza Ke-Kung:* Haladóhullámú-csöves oszcillátor | 1 | 20 |
| *Csepregi-Horváth Kázmér—Venczel János:* Videójelet regeneráló készülékek. I. rész | 12 | 365 |
| *Csornai László:* Germánium tranzisztorok termikus stabilitása | 6 | 173 |
| *Dani Sándor:* Tranzisztoros hangolt erősítők gyors tervezési módszere | 11 | 351 |
| *Faragó Tamás—Rét András:* Közepes sebességű adatátviteli vizsgálatok mikrohullámú összeköttetésen | 4 | 113 |
| *Ferencz Csaba—Gschwindt András—Pápay Zsolt:* Meteorológiai mesterséges holdak hazai megfigyelésének eredményei | 6 | 184 |
| *Dr. Ferenczy Pál:* Televízió-vevőkészülékek zajjal korlátozott érzékenységének néhány problémája | 9 | 277 |
| *Földvári Rudolf:* Fázismodulátor és demodulátor adatátviteli célokra | 6 | 178 |
| *Dr. Géher Károly—Halász Edit:* Hálózattervezés lineáris programozással | 7 | 206 |
| *Gosztony Géza—Rét Andrásné:* A telefonforgalom utánzás általános kérdései | 12 | 371 |
| *Dr. Habermajer Istvánné:* Sávszűrők futási idő ingadozásának vizsgálata | 2 | 49 |
| *Hennyei Zoltán—Kiss István:* Modulátor áramkörök négypólus elméleti tárgyalása. II. rész | 3 | 77 |
| *Herendi Miklós:* A T2 típusú szűrők karakterisztikus és átviteli függvényei | 9 | 269 |
| *Kauker János:* Tunneldiódás áramkörök stabilitás kritériumai és a lehetséges üzemmódok határai | 4 | 97 |
| *Kádár Ágoston:* Tájékoztató adatok egyes távbeszélő-áramkör típusok csoportfutási idő torzításáról | 9 | 288 |
| *Dr. Kása István—B. Nagy András:* Mikrohullámú oszcillátorok stabilizálása fázisszinkronizálással | 3 | 65 |
| *Kiss Dénes:* Elemérzékenységek meghatározása differenciálás nélkül, az állapotváltozás analízis segítségével | 11 | 333 |
| *Madas István:* Egy sávszűrő elemeinek tűrés-határtervezése | 4 | 104 |
| *Magos András—Zombory László:* Kisfrekvenciás adóhurok mágneses tere | 10 | 301 |
| *Mihályi Antal:* Nagystabilitású fémréteg-ellenállások hazai kutatásának néhány kérdése | 8 | 249 |
| *Musztács István:* Mikrohullámú oszcillátor-csövek zajának mérése | 8 | 258 |
| *Nagy Endre:* A magyar vákuum- és híradástechnikai ipar gazdasági fejlődésének értékelése | 2 | 34 |
| *Nagy László—Kormány Teréz—Varga Lászlóné—Vértesy Miklós:* Diffúziós technikával előállított p-n átmenetek helyének számítása | 11 | 346 |
| *Pálhidi Attiláné—Haskó Ferenc:* Kontakt korróziós vizsgálatok | 12 | 389 |
| *Pogány Károly:* Az olvasókhoz | 2 | 33 |
| *Pogány Károly:* Gépesítés, automatizálás gazdaságossága a híradástechnikai iparban. I. rész | 7 | 212 |
| *Pogány Károly:* Gépesítés, automatizálás gazdaságossága a híradástechnikai iparban. II. rész | 9 | 280 |
| *Dr. Poszler Lászlóné:* Polikristályos ferritek mikrohullámú veszteségeinek alakulása a kristályszerkezet függvényében | 1 | 15 |
| *Ruszthy Csaba:* Ultrarövidhullámú szűrők tervezése | 5 | 144 |
| *Saufert János:* Tirisztoros kikapcsoló áramkörök és impulzusgenerátorok | 7 | 222 |
| *Schronk László:* Teljesítmény tranzisztorok | 5 | 163 |
| *Száraz György:* Effektív értéket mérő műszerek pontosságának mérése | 12 | 383 |
| *Szebeni Nándor:* Professzionális távközlő készülékek és berendezések biztonsági követelményei | 11 | 349 |
| *Szentannai Péter:* Dinamikus áramkörök működési idejének meghatározása | 10 | 308 |
| *Tardos Lászlóné:* Idegen ionok hatása Mn-Zn ferritek mágneses sajátságaira | 10 | 319 |
| *Karel Tomasek:* Nomogramok Zener-diódás stabilizáló kapcsolások számításához | 8 | 255 |
| *Tőkés Szabolcs—Csanády Sándor:* A laserek híradástechnikai alkalmazása | 4 | 118 |
| *Varga András:* Középsebességű adatátviteli csatorna statisztikus vizsgálata. I. rész | 3 | 72 |
| *Varga András:* Középsebességű adatátviteli csatorna statisztikus vizsgálata. II. rész | 6 | 182 |
| *Dr. Vágó István:* Elektromágneses hullámok csoportosítása a terjedési együtthatók jellege alapján | 11 | 340 |
| *Zombory László:* Félvezető laserek. I. rész | 1 | 9 |
| *Zombory László:* Félvezető laserek. II. rész | 2 | 40 |

Szám: Oldal:

*Egyéb*

Nekrológ Pribék Mihálynéról ..... 1 1
Az Egyesület Ipargazdasági Szakosztályának 1966. évi vidéki ankétjai ..... 1 8
Közgazdász Klub megalakulása ..... 2 57
1966. évi Virág—Pollák-díjasaink ..... 2 58
Puskás Tivadar emlékérmeseink ..... 2 58
Az 1966. évi Diplomaterv Pályázat eredménye ..... 2 59
Az URSI Magyar Nemzeti Bizottságának megalakulása ..... 2 60
A HTE 1967. évi munkaterve ..... 3 85
Félvezető eszközök vizsgálati módszerei szimpózium ..... 3 87
V. Országos Anyagmozgatási Konferencia 4 112
Winter Ernő 70 éves ..... 5 137
II. Vékonyréteg kollokvium ..... 6 177
Félvezető szimpózium ..... 6 191
Védjegy—Márka ..... 6 192
Bogdány Miklós—Fekete András: Új elektronikus feszültségmérők ..... 6 199
Nekrológ dr. Istvánffy Edvinről ..... 7 205
Hálózatelméleti szimpózium Belgrádban ... 7 211

Szám: Oldal:

Az Oktatási [illegible]ság felhívása ..... 7 221
ITT Átvite[illegible]chnikai Szimpózium ..... 7 232
Szovjet tudomány-technika hónapja ..... 8 245
Dr. Barta István kitüntetése ..... 8 248
A Híradástec[illegible]ikai Tudományo[illegible] Egyesület évkönyve ..... 8 263
MTESZ AIOT Számítógéptechnikai Konferencia 1968 ..... 9 294
Szilikátipari Tudományos Egyesület IX. Szilikátipari Konferenciája ..... 9 294
Párizsi elektronikai alkatrész kiállítás ..... 10 317
A Popov Egyesület tudományos ülésszaka 10 327
Nekrológ Zakariás Jánosról ..... 11 345
A HTE évkönyvéről ..... 11 350
Seminar on Ultra High Vacuum Science Technique and Applications (Ultravákuum szeminárium), Esztergom ..... 11 361
Gergely Ödön kitüntetése ..... 12 370

*Könyvismertetések*

*Dr. Izsák Miklós:* Távközléstechnikai Kézikönyv ..... 7 231
*Dr. Istvánffy Edwin:* Tápvonalak, antennák hullámterjedése ..... 11 361


67.1792 Egyetemi Nyomda, Budapest

HÍRADÁSTECHNIKA

A HÍRADÁSTECHNIKAI TUDOMÁNYOS EGYESÜLET LAPJA

# PRIBÉK MIHÁLYNÉ

Fájdalommal közöljük, hogy Pribék Mihályné, született Láng Éva, lapunk egyik legrégibb munkatársa, a Budapesti Műszaki Egyetem Elektroncsövek és Félvezetők Tanszékének tanársegéde 1966. december 27-én, 34 éves korában, váratlanul elhunyt.

Megdöbbentő hír, Éva több mint egy évtizeden keresztül volt munkatársunk. Még egyetemista volt, mikor először rajzolta a készülő cikkek ábráit. Csak a szerkesztők és a szerzők ismerték mint a Híradástechnika munkatársát, az olvasók széles köre számára ismeretlen maradt. Mindig nagyon szerény, a háttérben névtelennek maradó volt, ugyanakkor minden számunk szinte minden cikke viselte kezemunkája nyomát. Jelen szám összes ábráját is ő rajzolta.

Nagykanizsán született. Mindig jelesen tanult, diplomáját is jeles eredménnyel védte meg a BME Villamosmérnöki Karán. Először az Egyesült Izzólámpa és Villamossági RT-nél dolgozott. A Budapesti Műszaki Egyetemen az 1964/65-ös tanévben külső előadó volt, majd Valkó Iván Péter professzor meghívására megvált az EIVRT-től és 1965 óta az Elektroncsövek és Félvezetők Tanszéken tanársegédként dolgozott. Tehetséges, ambiciózus szakemberként ismerték, doktorálni készült. Mindemellett példás családanya is volt, gondosan nevelte 6 éves és 3 éves kisfiait. December 26-án családja körében ünnepelt, mikor váratlanul rosszul lett és az orvosi beavatkozás sem tudta már megmenteni az életnek.

Évát nagyon szerettük. Kellemes, pontos, lelkiismeretes munkatárs volt, jó kolléga, akire mindig számítottunk és számíthattunk. Nehéz elhinni, nehéz beletörődni, hogy nincs többé.

ORSZÁGOS SZÉCHÉNYI KÖNYVTÁR
Hírlaptári ell. napló
5171 sz.

DR. AMBRÓZY ANDRÁS
BME Elektroncsövek és Félvezetők Tanszék

# Lineáris integrált szilárdtest áramkörök

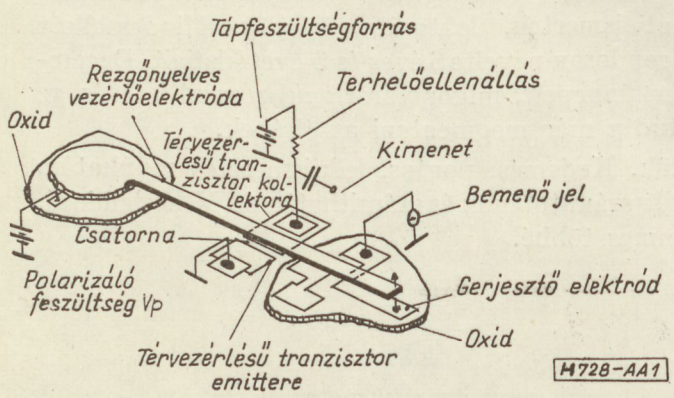
ETO 621.382.334:621.396.62

Az utóbbi években több száz, az integrált áramkörök tervezésével, technológiájával, kapcsolástechnikájával és alkalmazásaival foglalkozó cikk jelent meg. E lap hasábjain is találkozhattunk már összefoglaló tanulmányokkal [1], [2]. 1964-ben még nagyon borúlátóan ítélték meg a lineáris (alakhű átvitelt megvalósító) áramkörökben való alkalmazást; ebben az időben még úgy tűnt, hogy a félvezető alapú integrált szilárdtest áramkörök főként a digitális berendezésekben fognak elterjedni. Egy évvel később a helyzet megváltozott: ma már egyre komolyabban foglalkoznak az utóbbi területtel is, mind híradástechnikai (professzionális és szórakoztató), mind pedig méréstechnikai szempontból.

Amint ismeretes, a félvezető alapon könnyen készíthetünk aktív elemeket (tranzisztorokat és diódákat), lényegesen bonyolultabb viszont a kis tűrésű ellenállások és méginkább a kondenzátorok előállítása. Még problematikusabb — és ma sem tökéletesen megoldott — a rezonáns körök kérdése. Így érthető, hogy a tervezők figyelme először a digitális áramkörök felé fordult. Újra felül kellett vizsgálni a lineáris áramkörök tervezési módszereit ahhoz, hogy az integrálás ide is behatolhasson. E cikk — az integrált rezonáns körök mai helyzetének ismertetése után — főként az új lineáris áramkörtervezési és rendszertechnikai szempontokkal kíván foglalkozni.

## 1. Rezonáns (szelektív) körök

Legnehezebb az induktivitások megvalósítása. Egyes kutatók ezért a szokványos elrendezés lekicsinyítésén fáradoznak [3]. Itt két fő problémát kell megoldani ahhoz, hogy a mikrominiatürizált tekercsek elektromos tulajdonságai ne legyenek lényegesen rosszabbak a hagyományos méretűekénél: igen nagy permeabilitású, kis veszteségű vasmagokat kell alkalmazni és gondoskodni kell arról, hogy a hengeres tekercs menetei minél közelebb helyezkedjenek el a vasmag felületéhez.




*1. ábra.* Rezgőnyelves szelektív kör

A legkisebb eddig készített tekercs magja 0,3 mm átmérőjű és 0,75 mm hosszú volt. Valamivel kisebb a jósági tényezőjük, mint a hagyományos tekercseké. Megoldották a tekercsek hangolhatóságát is; e hangolható egységek mérete $\varnothing$ 2,5×10 mm. A megvalósítható maximális induktivitás 7 nH—5,8 mH. Ezek az alkatrészek csak kis jelszinten használhatók, de ez mikroáramkörökben nem hátrányos.

Jobban illeszkedik az integrált áramkörökhöz a vékonyréteg felépítésű induktivitás [4]. Ferrit alapanyagra archimédeszi spirális alakban fémcsíkot gőzölögtetnek, majd galvanikus úton megvastagítják. A permeabilitás növelése érdekében efölé újabb ferritréteget visznek fel, ismét gőzöléssel. E réteg előállítása igen nehéz; a Ni, Zn, Co tartalmú ferrit egyes alkotói nem a kívánt arányban válnak ki a felületen.

6×6 mm-es alaplemezre felvitt 20 menetű, spirális tekercs induktivitása 2,5—4 $\mu$H; ez mintegy 20—30-szorosa a nem mágneses hordozón készített hasonló tekercs induktivitásának. A jósági tényező 1 MHz-en 10...20.

Integrálható rezonáns elem leírását találhatjuk az [5] irodalomban. A cikk inkább elméleti jellegű, csak felhívja a figyelmet a piezoelektromos hatás kihasználásának lehetőségére. Félhullámhossz vastagságú piezoelektromos rétegben akusztikus rezonanciát hozhatunk létre a réteg elektromos gerjesztésével. Sajnos, ez a rezonátor lemezke nem építhető fel közvetlenül az alaplapra, mert illesztési problémák lépnek fel. Ezért két különböző hullámellenállású, negyedhullámhossz vastagságú közbenső réteget kell elhelyezni, melyekkel az illesztés, illetőleg az alaplemeztől való elválasztás megvalósítható. A réteges szerkezetet elvileg könnyen meg lehet valósítani a ma ismert technológiai lépésekkel. Sajnos a rezonáns tulajdonságok a rétegvastagságoktól függenek, ezért ezeket igen pontosan kell tartani, másrészt pedig nincs mód az utánhangolásra.

Az 1965-ös irodalmi forrásokban új irányzat kezd feltünedezni: az integrált áramkörök kiterjesztése a mechanikai behatások tartományára. Rezonáns elemként szolgálhat például az integrált áramkör fölött kis magasságban elhelyezkedő rezgőnyelvecske [6] (1. ábra). A szilíciumfelület fölött kis magasságban elhelyezkedő rezgőnyelvet elektrosztatikusan lehet gerjeszteni. A gerjesztő váltakozó feszültségre nagy egyenfeszültséget szuperponálnak, hogy a második harmonikus gerjesztést elkerüljék.

A rezgőnyelv és az alaplemez között kialakuló erőtér kis mélységben behatol a félvezető alaplemezbe is. Így egy térvezérlésű tranzisztoron átfolyó áramot vezérelni lehet.

A rezgőnyelv pl. aranyból készülhet. 1 mm-nél hosszabb nyelvet nem célszerű választani, mivel erre a gravitáció és a rázkódás már nem elhanyagolható mértékben hat. Ilyen méretek mellett a rezonanciafrekvencia 1 és 7 kHz közé esik, a mérhető jósági tényező 400 körül van.

A cikk szerzői számos alkalmazási lehetőséget említenek meg. Rezonáns elemként használható az eszköz a hang- és középfrekvenciás tartományban. Ugyanebben a tartományban visszacsatolással kielégítő stabilitású generátorok is előállíthatók.

Elméletileg tisztán elektronikus úton is lehet induktivitást megvalósítani. Egy régebbi irodalmi forrás igen részletes összefoglalást ad a félvezető eszközökben fellépő induktív hatások kihasználásáról [7]. Nagy injektálási szinten ugyanis a félvezető dióda kevésbé szennyezett rétegében, illetve a tranzisztor bázisában az injektált kisebbségi töltéshordozók mennyisége összemérhetővé válik a többségi töltéshordozókéval; ekkor a dióda vagy tranzisztor helyettesítő képében az ellenállásokon és kondenzátorokon kívül induktivitás is megjelenik. Ez az induktivitás nagyon veszteséges; a jósági tényező, erősítő hozzákapcsolásával az ismert módon növelhető. Erősítőként negatív ellenállású eszközt (tunneldióda, négyrétegű dióda, lavinatranzisztor, kétbázisú dióda) használhatunk. Különleges elrendezésben erősítő hozzákapcsolása nélkül is előállíthatunk viszonylag nagy jósági tényezőjű induktivitást [8].

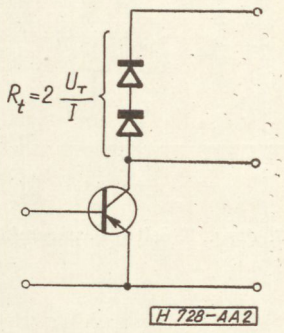
Egészen alacsony frekvenciákon szóba jöhetnek a félvezetőkben fellépő termikus hatások is. Ha a félvezető eszköz hőkapacitása kicsiny, hőmérséklete a lassan változó elektromos terhelés hatására ingadozni fog, ez pedig visszahat elektromos paramétereire. *Mesa* tranzisztorok ilyen viselkedéséről a [9], a véges hőterjedési sebességet kihasználó különleges eszközökről pedig a [10] irodalmi forrásban olvashatunk.

Induktivitásokat vagy rezonáns köröket aktív *RC* hálózatokkal is megvalósíthatunk. Itt a legfőbb problémát a passzív alkatrészek és az erősítés toleranciái okozzák [11], [12]. Minél nagyobb szelektivitást akarunk elérni, annál kisebb a stabilitási tartalék, annál könnyebben gerjed be hőmérsékletváltozás, öregedés, munkaponteltolódás stb. miatt az áramkör.

Szellemes javaslat az erősítés stabilizálására a következő [13]: Az erősítőtranzisztor kollektorkörében két nyitóirányban előfeszített dióda van sorba kötve (2. ábra). Ilyen körülmények között a kapcsolás feszültségerősítése

$$A \approx g_m R = \alpha \frac{qI_E}{kT} \cdot 2 \frac{kT}{qI_E} = 2\alpha$$

széles áram- és hőmérséklettartományban közel kétszeres. Ugyanakkor a munkaponti áram változtatásával a kollektorköri diódák differenciális ellenállása széles tartományban változtatható, így pl. *RC* oszcillátor elektronikus hangolása megoldható. Igen egyszerűen lehet a működést hőfokfüggetlenné tenni. A szerző állítása szerint a rádióműsorszóró sávban 1:3 átfogás valósítható meg 100 és 500 közötti jósági tényezővel. Szuperrendszerű vevőkben külön előnyt jelent, hogy az állandó frekvenciakülönbség állandó egyenáramkülönbségnek felel meg.




*2. ábra.* Stabil erősítésű áramkör elektronikusan szabályozható munkaellenállással

Az eddig ismertetett megoldások sokfélesége éppen azt bizonyítja, hogy az induktivitások és hangolt körök integrálása ma még nem lezárt kérdés, tehát az áramkörtervezési alapelveket úgy kell módosítani, hogy a kívánt specifikáció minél kevesebb ilyenfajta elem alkalmazásával legyen megvalósítható.

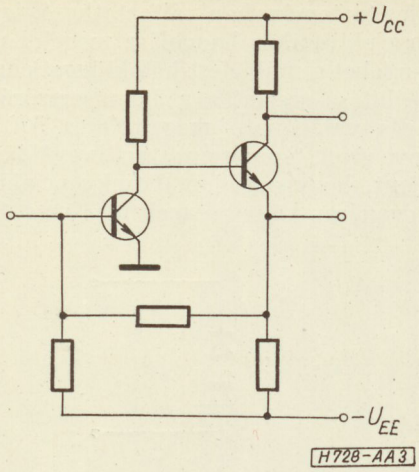
## 2. Lineáris erősítők

### 2.1 *Szélessávú és nagyfrekvenciás erősítők*

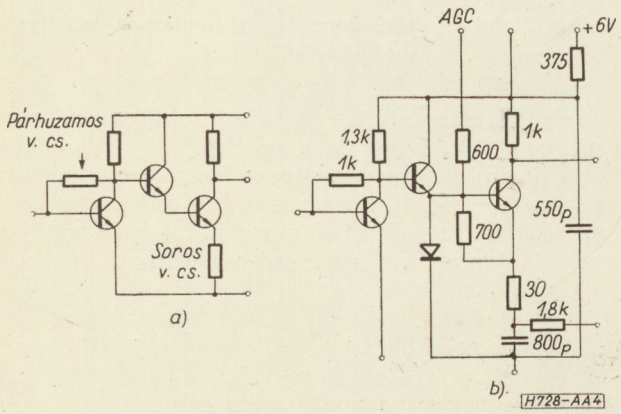
A lineáris áramkörökkel megvalósítandó funkciók sokfélesége csaknem reménytelenné teszi az általános szabványosítást, ami pedig a nagysorozatú, gazdaságos gyártáshoz szükséges lenne.

Kiderült viszont, hogy majdnem univerzális követelmény az erősítő kellő erősítése és munkaponti stabilitása. Rendszerint jó egyenáramú stabilitásra és nagyfrekvenciás működési képességre is szükség van. Ha ezek az adottságok megvannak, az erősítő tulajdonságait kívülről csatlakoztatott visszacsatolásokkal állíthatjuk be. Lényegében véve ezt a gondolatot az analóg számítógépekben a műveleti erősítőkkel kapcsolatban már kiterjedten használják.

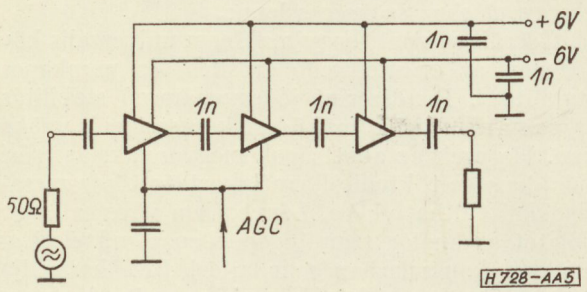
Jelen esetben a kérdés csak az volt, hogy mit válasszanak alapáramkör gyanánt. A vizsgálatokból kiderült, hogy minden tekintetben legmegfelelőbb a két tranzisztort tartalmazó, párhuzamos áramvisszacsatolású fokozat [14], [15], [16], (3. ábra). A visszacsatolás miatt a bemeneti impedancia lecsökken, a kimeneti megnő, így a bemenet közel rövidzárként, a kimenet pedig szakadásként működik. A belső visszahatás erősen lecsökken, ennek következtében több egymásután kapcsolt fokozat esetén is sokkal kisebb a gerjedési veszély, mint a különálló tranzisztorokat tartalmazó áramkörökben. További erősítésnövekedést és visszahatáscsökkenést érhetünk el, ha az áramkörbe még egy emitterkövető fokozatot is



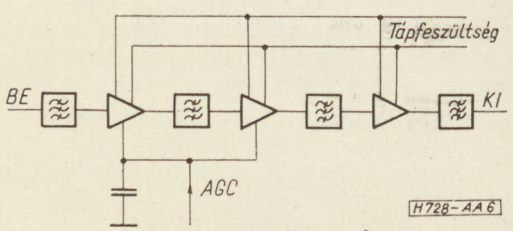

*3. ábra.* Erősítő alapáramkör




*4. ábra.* Integrált erősítő áramkörök




*5. ábra.* Integrált áramkörös szélessávú erősítő




*6. ábra.* Integrált áramkörös középfrekvenciás erősítő

beiktatunk (4*a* ábra). Ez a fokozat alkalmas egyébként a nagyfrekvenciás erősítőkben rendszerint szükséges automatikus erősítésszabályozás megvalósítására is. A 4*b* ábrán a kiegészített áramkört láthatjuk, az emitterkövető emitterkörébe beépített dióda a szabályozást javítja. Érdemes megemlíteni, hogy az első tranzisztor emitterét külön kivezették, a káros csatolások elkerülése érdekében (lásd elektroncsövek kettős katódkivezetése).

Ezzel a módosított áramkörrel felépített szélessávú, illetve 60 MHz-es középfrekvenciás erősítőt láthatunk az 5. és 6. ábrán. Mind a csatolókondenzátorokat, mint pedig a sávszűrőket külön kell az áramkörbe beépíteni.

Az eddigiekből azt láthatjuk, hogy a nagyfrekvenciás erősítők viszonylag kevéssé vannak integrálva. Felvetődhet a kérdés, hogy egyáltalán mi az előnye annak, hogy az egyes tranzisztorok helyett közös egyenáram táplálású visszacsatolt fokozatokat alkalmazunk. A kérdésre egyszerűen válaszolhatunk. Tételezzük fel, hogy azonos fokozatok következnek egymás után. Ekkor

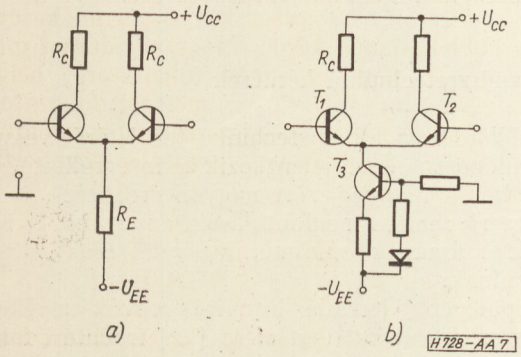
$$GS = \frac{|Y_{21}|}{|Y_{12}|}$$

ahol $G$ a teljesítményerősítés, $S$ a stabilitási faktor (a hurokerősítés reciproka), $Y_{21}$ a fokozat meredeksége, $Y_{12}$ pedig a visszaható admittancia. Egyetlen tranzisztort beépítve ez a szorzat nem növelhető tetszőlegesen, mert a visszahatási admittancia meglehetősen nagy. Két fokozat esetén viszont a meredekség megnövekszik, a visszahatás pedig lecsökken, tehát kevesebb integrált fokozattal lehet ugyanolyan minőségű középfrekvenciás erősítőt készíteni. Számszerű adatok a következők [14]: A 6. ábra szerinti kapcsolás 90 dB-t erősít 10 MHz sávszélességgel 60 MHz-en. Ugyanezekhez az adatokhoz, ha 2N 918 típusú tranzisztorokat használnánk, 7 tranzisztor, 8 szűrő, 30 ellenállás, 25 kondenzátor, azaz kb. 70 alkatrész lenne szükséges összehasonlítva az integrált felépítésű erősítő 8 vagy 9 alkatrészével.

### 2.2 *Egyenáramú erősítők*

A hagyományos elemekkel felépített egyenáramú erősítőkörök problémája a nem kielégítő stabilitás. Ebben a vonatkozásban az integrált áramkörök megjelenése — a korábban említett nehézségek ellenére — újat, minőségileg jobbat hozott. Bár az aktív és passzív elemek toleranciája itt sem kicsiny, szimmetrikus felépítés esetén a szimmetrikus felek közti eltérés jóval kisebb, mint amit hagyományos alkatrészekkel el lehet érni. Válogatás nélkül párosított szilícium-tranzisztorok bázis-emitterfeszültsége 50—100 mV-tal is különbözhet azonos kollektoráramot feltételezve. Válogatással ez 20 mV-ra csökkenthető, a különböző hőmérsékletfüggést is beleszámítva. Ugyanakkor az egyetlen alaplemezen létrehozott két tranzisztor bázis-emitterfeszültsége között kisebb a különbség 5 mV-nál, és ennek az 1° C-ra eső változása $< 5\ \mu$V. A szoros termikus csatolás pedig igen erősen növeli a stabilitást [17].

A 7*a* ábrán differenciálerősítő alapkapcsolását láthatjuk. A földpont és a bemenetek között közösen jelentkező esetleges zavarófeszültségnek annál kisebb a hatása, minél nagyobb $R_E$. Ismert tény azonban, hogy félvezető alapon csak igen költségesen — nagyfelületű alaplemez felhasználásával — lehet nagyohmikus ellenállást készíteni. Sokkal egyszerűbb és olcsóbb, ha a 7*b* ábra szerint a közös emitterkörbe iktatunk egy konstansáramú tranzisztorkapcsolást. A *T3* tranzisztor báziskörébe kapcsolt dióda hőkompenzációra szolgál. A 3 ellenállásból, 1 tranzisztorból és 1 diódából álló áramkör kimenőimpedanciája 200 kΩ, helyfoglalása viszont csak 1%-a egy ugyanekkora ellenállásnak [18].



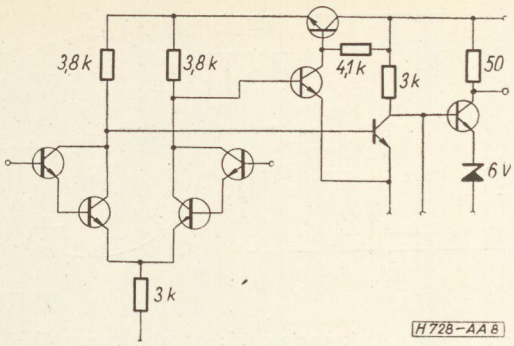

*7. ábra. a)* Differenciálerősítő alapkapcsolása, *b)* megnövelt emitterellenállású differenciálerősítő

Ebből az egyszerű példából máris látható, hogy *áramkörtervezési szokásainkat alaposan felül kell vizsgálni. A félvezető alapú integrált szilárdtest áramkörben az aktív elemek számának megtöbbszörözése esetleg egyszerűbb és olcsóbb, mint egyetlen ellenállás, vagy méginkább kondenzátor beiktatása.*

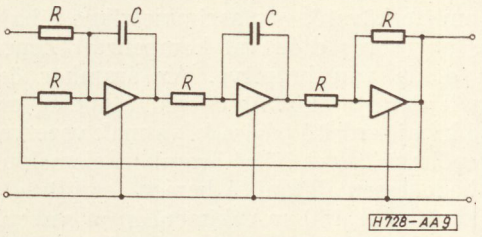
A 8. ábrán látható erősítő [14] szimmetrikus bemenőfokozatokkal kezdődik, mindkét fokozat Darlington kapcsolású. Ezután két aszimmetrikus fokozat következik, az utolsó emitterfeszültségét 6 V-os Zenerdióda stabilizálja, ez a megfelelő kimenőszint beállításához volt szükséges. Érdekes vonása az erősítőnek a beépített soros stabilizátor; ha ugyanis a szimmetrikus bemenőfokozatra nagy közös komponensű (common mode) jelet kapcsolunk, az erősítő munkapontja nagyon eltolódnék. Ezt akadályozza meg a soros stabilizátor, amely a bemenőköri erősítők részére éppen a megfelelő tápfeszültséget biztosítja.

Ezt az erősítőt elsősorban műveleti erősítőként használhatjuk. A 9. ábrán pl. 15 Hz közepes frekvenciájú sávszűrőt láthatunk. Az átviteli görbét a hálózatelmélet módszereivel szintetizálhatjuk. A pólus- és zérushelyeket hagyományos — tehát szűk toleranciájú — elemek határozzák meg.

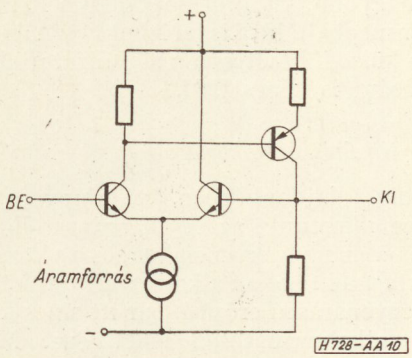
Az egyenfeszültségű erősítők különleges válfaja az impedanciaillesztő fokozat [19]. Feszültségerősítése egységnyi, bemenőimpedanciája nagy, kimenőimpedanciája kicsi. Az alapáramkör a 10. ábrán látható. Mivel a bemenet és a kimenet ugyanarra a differenciálerősítőre csatlakozik, tökéletes szimmetria esetén a kimenő és a bemenőfeszültség megegyezik.



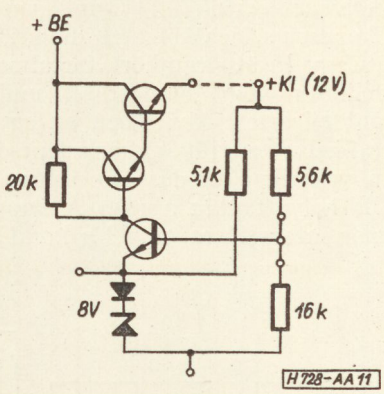

*8. ábra.* Többfokozatú egyenáramú erősítő




*9. ábra.* Integrált erősítőkkel és hagyományos elemekkel felépített 15 Hz-es sávszűrő

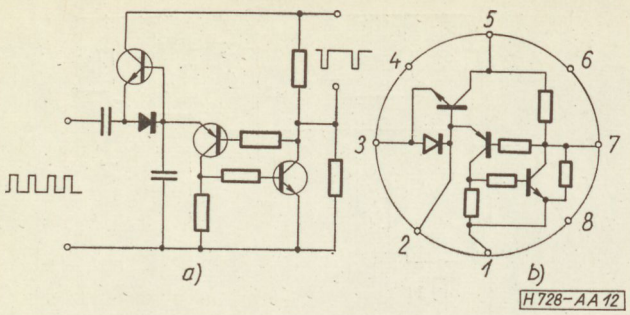



*10. ábra.* Egységnyi feszültségerősítésű impedanciaillesztő fokozat




*11. ábra.* Integrált feszültségstabilizátor

További jellegzetes alkalmazási terület a feszültségstabilizátor. Tipikus kapcsolásuk a 11. ábrán látható. Az áteresztő tranzisztoron kívül egy meg-




*12. ábra.* Lépcsős frekvenciaosztó: *a)* alapkapcsolás, *b)* integrált kivitel

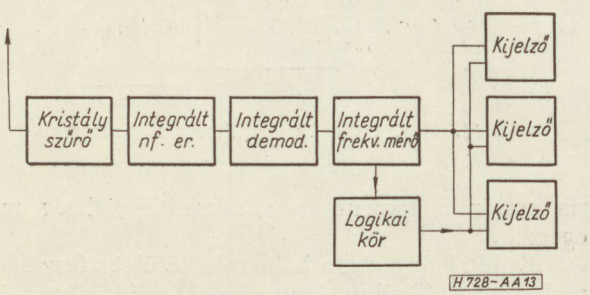
hajtó emitterkövető, egy aszimmetrikus hibajel erősítő és egy soros diódával kompenzált Zener referencia dióda van beépítve. Az áramkör összesen 4 ellenállást tartalmaz. Az ellenálláslánc egyes pontjai és a hibajelerősítő bázisa ki vannak vezetve, hogy a kimenőfeszültséget külső áramköri elemekkel pontosan be lehessen állítani. A bemenőfeszültségtől függően körülbelül 100 mA kimenőáram vehető ki a stabilizátorból, mivel a megengedett disszipáció 25 C°-on ½ watt. A kimenőfeszültség 12 V vagy 24 V. A kapcsolás azonban olyan, hogy a soros tranzisztort egy még nagyobb, kívülről hozzákapcsolt áteresztőtranzisztor meghajtására is fel lehet használni, következésképp külső kibővítéssel a stabilizátor akár 10 A szolgáltatására is képes [20].

### 2.3 *Egyéb lineáris áramkörök*

Mindeddig tulajdonképpen két alapvető erősítőtípussal foglalkoztunk, az egyik univerzálisan használható kis- és nagyfrekvenciákon, és a visszacsatolás megválasztásától függ az alkalmazási területe, a másik pedig egyenáramú erősítő, bár itt sincs kizárva a szélessávú alkalmazhatóság lehetősége. Mindezzel azonban még nem merítettük ki az összes lineáris áramkör területét.

Félig-meddig a digitális áramkörökhöz tartoznak a lépcsős frekvenciaosztók [21]. Mint ismeretes, egy ilyen osztókapcsolás legalább két diódát, két kondenzátort és egy kisütőáramkört tartalmaz, utóbbi blockingoszcillátor vagy monostabil multivibrátor lehet. Továbbfejlesztett kivitelben az egyik diódát tranzisztorral helyettesítjük, ekkor a lépcsőfeszültség lineárisan növekszik a diódás kapcsolással elérhető exponenciális helyett (12*a* ábra). A kapcsolás nagyon alkalmas integrálásra, mivel a kondenzátortól eltekintve 4 félvezetőt és 5 ellenállást tartalmaz. Az integrált áramkört a szükséges kivezetések megjelölésével a 12*b* ábrán láthatjuk. Ez a frekvenciaosztó 5—10 MHz frekvenciájú bemenőjel leosztására alkalmazható, a legkisebb frekvencia a kívülről csatlakoztatott kondenzátorok nagyságától függ.

A kiválasztott példák azt mutatják, hogy ma már az alakhű jelátvitel sok területén használhatók az integrált áramkörök. Elsősorban az aktív elemeket érdemes integrálni, nemcsak hely-, hanem költségmegtakarítás miatt is. A passzív elemek közül azokat, amelyek abszolút értékével szemben nagyok a pontossági igények, hagyományos formában kell az áramkörbe beépíteni. Ezeknek a száma azonban az áramkör ésszerű áttervezésével minimálisra csökkenthető, amint azt a következő fejezetben láthatjuk.




*13. ábra.* Repülőgép leszállásirányító vevőjének blokksémája

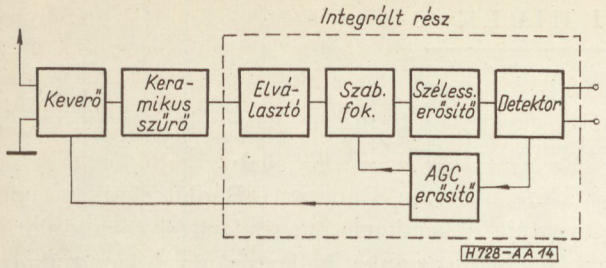
## 3. Rendszertechnikai kérdések

Példáinkat a híradástechnika területéről vesszük. Itt különösen élesen jelentkezik az integrálható rezonáns körök hiánya, ezért nagyon érdekesek azok a rendszertechnikai megfontolások, amelyek a hangolt körök számának minimumra való csökkentésére irányulnak.

Repülőgép leszállás-irányító vevőkészülékének rendszerleírását találhatjuk a [22] irodalmi forrásban. A leszállás irányításához egyetlen vivőfrekvenciát — 75 MHz-et — használnak 3 különböző modulációval a repülőtértől való távolságtól függően. A vevőnek meglehetősen széles hőmérséklettartományban és érzékenységi tartományban kell üzemképesnek lennie. Egyenes rendszerű vevőkészüléket választottak, a szükséges szelektivitást egyetlen kristályszűrővel érték el, amely közvetlenül az antennára csatlakozik. A különböző frekvenciájú hangfrekvenciás modulálójelek szétválasztására először integrált körrel kombinált kettős T szűrőket alkalmaztak. Ezek azonban meglehetősen nagy köbtartalmat foglaltak el, mivel a pontossági követelmények miatt a kettős T hidakat csak hagyományos elemekből lehetett felépíteni.

A vevőkészülék második változatában sikerült megtalálni azokat a kapcsolási fogásokat, amelyek lényegesen jobban illeszkednek az integrált áramkörök természetéhez (13. ábra). Egyetlen lépcsős osztó típusú frekvenciamérőt (12. ábra) építettek be, melynek kimenőfeszültsége a moduláló frekvenciával arányos. 3 db B osztályú, különbözőképpen előfeszített fokozat érzékeli a beérkező egyenfeszültséget, és logikai áramkör gondoskodik arról, hogy egyszerre csak az egyik adjon ki jelet. Ez a kapcsolás főként tranzisztorokkal, néhány Zener-diódával és ellenállással valósítható meg, melyekkel szemben nem túlzottak a pontossági igények. Felismerve tehát a pontos célt, integrált áramkörökkel kényelmesen, kis helyfoglalással lehetett a problémát megoldani, anélkül, hogy nagytérfogatú hagyományos elemekkel a szükségesnél jobb specifikációt értek volna el.

A szórakoztató célú rádió-vevőkészülékek tervezése nagyon lényegesen átalakulhat az integrált áramkörök szélesebbkörű elterjedésével [23]. Ezeket a ké-




*14. ábra.* Integrált áramkörös rádió-vevőkészülék blokksémája

szülékeket 3 kategóriába sorolhatjuk: hordozható készülékek, autórádiók és lakásokban használatos asztali készülékek. Valamennyi széles árskálában kapható. Szoros kapcsolat van az ár és a dobozméret, illetőleg a kimenőteljesítmény között. Adott árkategóriában a specifikáció többé kevésbé stabilizálódott. Ezekből a gondolatokból kiindulva kell a készüléképítők fejlesztési tevékenységét megvizsgálni.

A rádiókészülék-gyárosok általában olyan kutatási munkák iránt érdeklődnek, melyek alacsonyabb előállítási árakkal ugyanolyan minőségű készülékeket eredményeznek. Kimutatható, hogy az önköltség legnagyobb részét az alkatrészárak és az összeszerelés költségei teszik ki. Az emberi munkaerő árának növekedése ezeket a költségeket egyre jelentősebbé teszi. Komoly redukciót csak az automatizálás jelenthet. Ki kell választani az esetleges jövőbeli automatizálást is, figyelembe véve a legolcsóbb technológiát.

Ha abból indulunk ki, hogy a planártranzisztor már adott és gyártása az eddig ismert típusok közül a legnagyobb mértékben automatizálható, közvetlenül eljutunk az integrált áramkörökhöz. Egyetlen nagyfrekvenciás planártranzisztor ugyanis csak 1/20-ad részét foglalja el a legkisebb kezelhető kristálylemezkének, így az anyagkihasználás meglehetősen rossz. Ha ugyanerre a kristálylemezkére integrált áramkört viszünk fel, lényegesen gazdaságosabb kihasználást kaphatunk. Természetesen megnő a selejt veszélye is, így a technológia állásától függően optimumot várhatunk.

Jelenleg a készülék alábbi részeit érdemes integrálni:

AM vevőkészülékek KF fokozatai.

AM-FM vevőkészülékek KF fokozatai.

TV videó KF.

TV hang KF.

Hordozható készülékek hangfrekvenciás fokozata.

Hordozható lemezjátszók és magnetofonok hangfrekvenciás fokozata.

Természetesen most is fellép a hangolóelem problémája. A cikk szerzője — a repülőnavigációs vevőkészülék megoldásához hasonlóan — egyetlen keramikus szűrőre bízza a szelektivitást, ez azonban itt a középfrekvenciás áramkörbe van beépítve, mivel a készülék szuperrendszerű. A 14. ábrán az így megtervezett készülék blokksémáját láthatjuk.

A már említett visszahatásmentesség következtében olyan jó minőségű középfrekvenciás fokozatot lehet készíteni, amely asztali vevőkészülékhez is megfelel. Ha viszont a 14. ábra szerinti blokksémához még egy integrált hangfrekvenciás fokozatot kapcsolunk, igen kis méretű és jó műszaki paraméterekkel rendelkező hordozható vevőkészülékhez jutunk.

## IRODALOM


1. *Valkó I. P.:* Integrált szilárdtest áramkörök. Híradástechnika Vol. 10. p. 309—312, 1965. okt.
2. *Valkó I. P.:* Integrált áramkörök újabb fejlődése. Híradástechnika 1966. szept.
3. *S. Slenker:* Inductors that fit integrated circuits Electronics 1965. május 31. p. 62—66.
4. —: Ferrites: Can they be deposited as thin films? Electronics 1964. febr. 7. p. 84.
5. *W. E. Newell:* Tuned integrated circuits — A state of the art survey. Proc. IEEE Vol. 52. p. 1603—1605, 1964. dec.
6. *H. C. Nathanson; W. E. Newell, R. A. Wickstrom:* „Tuning forks" sound a hopeful note. Electronics 1965. szept. 20. p. 84—87.
7. *H. G. Dill:* Inductive semiconductor elements and their application in bandpass amplifiers. IRE Trans on Military Electronics, 1961. júl. p. 239.
8. *S. R. Morrison, R. Billette:* Variable breakdown device as solid state inductance. Solid State Electronics Vol. 7. p. 563—574. 1964. aug.
9. *O. Müller:* Internal thermal feedback in four-poles, especially in transistors. Proc IEEE. Vol. 52., p. 924—930. 1964. aug.
10. *W. T. Matzen, R. A. Meadows:* Low frequency integrated circuits. Electronics 1964. júl. 27. p. 54—57.
11. *Géher K.:* Lineáris hálózatok toleranciájáról és érzékenységéről. Híradástechnika Vol. 10. p. 289—301. 1965. okt.
12. *W. E. Newell:* Selectivity and sensitivity in functional blocks. Proc IRE, Vol. 50. p. 2517., 1962. dec.
13. *A. Overbeek:* Tunable resonant circuits suitable for integration. International Solid State Circuit Conference 1965.
14. *R. C. Foss, P. Cooke, M. J. Gay:* The use of amplifier blocks as standard components. Applications of Microelectronics, Southampton Symposium. IEE Conference Publication № 14, Paper 12.
15. *R. C. Bowes, J. W. Granville:* A 100 MC amplifier using thin film integrated circuits. Proc. IEEE Vol. 52. p. 1598—1600, 1964. dec.
16. *M. D. Wood, A. Bradsley, J. Walker:* High frequency tuned amplifier using integrated circuits. Proc. IEEE Vol. 52. p. 1608—1612., 1964. dec.
17. *Ambrózy:* Kis feszültségesésű tranzisztoros mikroampermérő. Mérés és Automatika Vol. 9. p. 202—206., 1961. júl.
18. *R. Hirschfeld:* Integrated circuits improve differential amplifiers. Electronics 1965. aug. 9. p. 75—79.
19. *H. C. Lin, R. Y. Hung, B. van der Leest:* An integrated buffer amplifier. International Solid State Circuit Conference 1965.
20. General Instrument Technical Informations: Power supply voltage regulators.
21. *S. Forte:* Semiconductor integrated circuit building blocks for linear systems. The Marconi Review, Vol. 27., № 154.
22. *S. Forte:* Microelectronics in equipment design Electronic Engineering 1964. okt.
23. *H. Ras, J. Rongen:* The application of integrated circuits in radio receivers. Applications of Microelectronics, Southampton Symposium. IEE Conference Publication № 14, Paper № 13.

## EGYESÜLETI HÍREK

Az Egyesület Ipargazdasági Szakosztálya 1966-ban két vidéki ankétot rendezett, amelyen alkalma volt a budapesti és a vidéki ipargazdasági szakembereknek találkozniok. A júniusi székesfehérvári ankét után szeptember végén Szombathelyen jöttek össze az ipargazdasági problémák iránt érdeklődők. Ez alkalommal az ankét a REMIX szombathelyi alkatrészgyáregységének megtekintésével kezdődött, hogy a jelenlegi gyártelepítési helyzet és gyártási színvonal megismerése után kezdődjék meg az eszmecsere. Az ankétot a Megyei Tanács nagytermében folytatták le, mintegy 120 résztvevővel.

Az ankéton *Kovács Tibor*, a szombathelyi Központi Statisztikai Hivatal igazgatója, a Megyei Pártbizottság Ipari Osztályának vezetője elnökölt. A megnyitóbeszédet *dr. Pásthy Lajos*, a Híradástechnikai Iparigazgatóság főkönyvelője tartotta. Rövid „történeti" áttekintést adott a vonatkozó párthatározat alapján megindult híradástechnikai vidéki ipartelepítésről, majd néhány számmal jellemezte a vidéki telepítés iparfejlesztési eredményeit.

A megnyitó után *Faluvégi Lajosné*, a REMIX tervosztály-vezetője felolvasta *Erdős Sándornak*, a REMIX igazgatójának a gyár ipartelepítési tapasztalataival foglalkozó tanulmányát. Erdős Sándor, betegsége miatt, nem vehetett részt az ankéton.

A szombathelyi Vas Népe így írt az előadásról: „A beszámoló tartalmában, tényeiben és következtetéseiben egyaránt rendkívül gazdag volt. A REMIX-központ részletesen és felelősséggel elemezte a vidéki iparépítés helyzetét, előnyeit, a feladatok megoldásának sorrendjét, a gazdasági és személyi feltételeket. Mint a tényekből kitűnik, a REMIX szombathelyi gyáregységének telepítése minden vonatkozásban hasznosnak bizonyult."

Az előadáshoz 4 korreferens szólt hozzá.

*Kéri Lászlóné*, gyáregységvezető, a szombathelyi telep munkájának eredményességét elemezte. Foglalkozott az ár és minőség kérdésével és összefüggéseivel, majd a szombathelyi gyártelep további fejlesztésének szükségszerűségével. Ezt alátámasztotta azzal, hogy Szombathelyen jelenleg is mintegy 4000 fő az elhelyezkedni akaró, főként női munkaerő. Kihangsúlyozta, hogy a gyáregység ma már megvalósította az ütemes termelést, nemcsak negyedéves, de dekád ütemezés tekintetében is.

*Iklódi Gábor*, a Budapesti Rádiótechnikai Gyár igazgatója a kecskeméti ipartelepítési tapasztalatokat ismertette az ankét hallgatóságával. Hangsúlyozta, hogy az anyavállalatoknak bizonyos áldozatokat kellett hozniok a vidéki ipartelepítés érdekében mutatóik átmeneti romlása folytán.

*Vágújhelyi Pál*, az Egyesült Izzó közgazdasági igazgatóhelyettese felvetette, hogy helyes lenne programba iktatni, megvizsgálni és összehasonlító adatokat kidolgozni arra vonatkozóan, hogy hogyan termelnek belföldön és külföldön, milyen árakon adnak el, milyen önköltséggel dolgoznak és ezekből meghatározni a jövő feladatait.

*Bartók István*, a Telefongyár gazdasági vezetője elsősorban a Telefongyár vidéki ipartelepítésével kapcsolatban a rossz telephely kiválasztás következményeiről beszélt, de egyben azt is érzékeltette, hogy megítélése szerint Szombathelyen a technológia illeszkedik a szétszórt pavillon rendszerhez.

A 4 korreferens után számos hozzászóló mondta el véleményét a vidéki ipartelepítéshez és a vita a késő esti órákban zárult.

Az ankét második napján *dr. Szalay Béláné*, a REMIX MEO-főosztályvezetője ismertette „A statisztikai módszerek gazdaságos alkalmazását a passzív villamos alkatrészek minősítésénél".

A korreferensek, *Nádas Tibor*, a HIKI szabványcsoport vezetője, *Jeszenszky János*, MEEI osztályvezető, *Dutka Tibor*, a KGM Híradástechnikai Igazgatóság mérnöke, és *Fa József*, a REMIX szombathelyi vegyi laboratórium vezetője, értékes kiegészítéseket és értékelést adtak az előadáshoz. Ezt az előadást is hosszas vita követte. Különösen a HIKI szakemberei kapcsolódtak be a vitába és így ez a napirendi pont is gazdag vitaanyaggal zárult.

Az ankétot értékes program egészítette ki. A résztvevőknek szakavatott vezető mutatta be az ősi Savaria nevezetességeit.

Az ankét sikerét a kitűnő rendezés, a szombathelyi lelkes rendezőgárda munkája, a gondos ellátás a hangulatos Pityerben, tette teljessé.

*(Dr. Szücs Jánosné)*

ZOMBORY LÁSZLÓ
BME Elméleti Villamosságtan Tanszék

# Félvezető laserek

I. rész

ETO 535.339:621.375.826:621.382

Elektromágneses sugárzás keltésére a legutóbbi időkig lényegében háromféle eszköz állt rendelkezésre: a termikus forrás, a lumineszcens forrás és az elektronikus generátor.

A termikus sugárzó forrás a fekete test spektrumához hasonló spektrumot bocsát ki, az energia széles frekvenciasávban oszlik el. Ezt az eloszlást a Planck formula írja le, amelyben a $T$ hőmérséklet az egyetlen paraméter.

A lumineszcencia jelensége bonyolultabb, a spektrum több paramétertől függ. A kibocsátott sugárzó energia frekvenciasávja lényegesen keskenyebb a termikus forrásénál. A lumineszcens forrás jellemzésére annak a fekete testnek a hőmérsékletét használjuk, amelyik azonos frekvenciasávban ugyanannyi energiát sugároz ki. Ezt effektív hőmérsékletnek nevezzük, értéke a sávszélesség definíciójától függően ugyanazon anyag esetén is különböző lehet.

Az elektronikus generátorok lényegében monokromatikus sugárzást bocsátanak ki, frekvenciasávjuk igen keskeny és ezért effektív hőmérsékletük igen magas. Jellemzésükre inkább a sugárzás frekvenciáját és teljesítményét használjuk.

Elektronikus generátorokat a milliméteres hullámhosszak felett használunk, szubmilliméteres hullámok keltésére elsősorban termikus és lumineszcens források szolgálnak. Fény kisugárzása esetén ez több hátránnyal jár. Viszonylag széles a frekvenciasáv, az energia jelentős része eshet a látható tartományon kívül. A sugárzás irányítatlan. Irányítottság elérése végett a fényforrást megfelelő optikai rendszer fókuszpontjába kell helyeznünk. Ez az elkerülhetetlenül fellépő veszteségeken kívül azt jelenti, hogy a fényforrás mérete csak korlátozott lehet — ami viszont csökkenti a teljes kisugározható energiát. A sugárzás egymástól függetlenül kibocsátott lecsengő hullámvonulatok sokasága, amelyek között nincsen fáziskapcsolat, más szóval: inkoherens.

A kvantumelektronikában az eddig általánosan ismert és használt elektronikus módszerekkel ellentétben — ahol szabad elektronok szolgálják az erősítést és rezgéskeltést — felhasználjuk a kötött elektronok, sőt az atomok és molekulák energiaszintjeit is. A sugárzás erősítésére és keltésére gerjesztett (indukált) átmeneteket használunk. Ilyenkor a kibocsátott hullámvonulat fázisban van a térrel, koherens.

A sugárzás és anyag kölcsönhatása képezi a kvantumelektronikus generátorok működésének alapját. Ezt a kölcsönhatást elvileg Einstein tisztázta 1917-ben, majd 1950-ben Purcell és Pound figyelte meg először. A jelenséget rezgéskeltésre és erősítésre kezdetben a mikrohullámú sávban használták fel (maser — 1954 — Gordon, Zeiger és Townes). A hasonló elvű fénykeltés lehetőségét Schawlow és Townes 1958-ban mutatták meg és 1960-ban született meg az első optikai kvantumgenerátor — Maiman rubinlasere. Röviddel ezután elkészült az első gázlaser, és rohamosan kutatás indult meg egyre újabb és újabb anyagok felhasználása érdekében. Ennek eredményeként ma már számos olyan anyagot ismerünk, amelyek az optikai tartományban koherens sugárzás keltésére alkalmasak, köztük folyadékokat, amorf és szerves anyagokat is [1].

A kutatásnak már kezdeti szakaszában felmerült a félvezető anyagok ilyen célú felhasználhatóságának kérdése. A félvezetők fénykibocsátó képessége, a sugárzásos rekombináció ismert jelenség volt. Ilyen irányú kísérletek 1960-ig az anyagok széles körére terjedtek ki és nagy segítséget jelentettek a félvezető laserek fejlesztésében. Baszov és munkatársai [2] már 1959-ben rámutattak a koherens fénykeltés lehetőségére félvezetőkben, kevéssel ezután pedig ötleteket adtak a szükséges nem egyensúlyi állapot létrehozásához [3]. Ezután már a feladat a megfelelő anyagok megkeresése volt. Több anyagban észleltek felhasználható sugárzásos rekombinációt és szerkesztettek optikai hullámhosszon működő generátorokat.

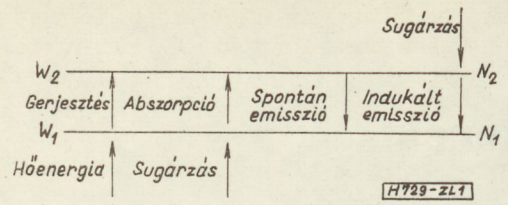
A gerjesztés módjai közül alapvetően új volt a p-n átmenetek gerjesztése nyitóirányú árammal. Ezt az ötletet már Neumann János felvette [4], konkrét formában tőle függetlenül Baszov, Krohin és Popov [5] publikálták 1961-ben. Az első diódalaserek — egyben az első félvezető anyagú laserek — 1962-ben készültek el három amerikai laboratóriumban [6], [7], [8]. A diódalaser az első olyan eszköz, amely az elektromos áram energiáját közvetlenül alakítja át koherens fényenergiává. A kialakítása óta eltelt néhány év alatt óriási fejlődésen ment át; más gerjesztési móddal is hatásosan működő félvezető lasereket szerkesztettek, és felhasználásuk is megkezdődött.

A kvantumelektronika gyors fejlődésének, illetve az ezt előkészítő nagy szellemi teljesítményeknek méltó elismerése, hogy az 1964. évi fizikai Nobel-díjat megosztva a terület három élenjáró kutatója: Baszov, Prohorov és Townes kapta [9], [10], [11].

## A laserek működésének feltételei

Az elmúlt években tekintélyes magyar nyelvű irodalom is foglalkozott a laserek alapvető jellemzőivel (lásd pl. [12]—[15]). Ennek ellenére a továbbiak szempontjából röviden áttekintjük a működés elvét.

A kvantummechanika kimutatja, hogy a mikrorendszerek energiája (elektronok, atomok vagy molekulák sokasága) csak meghatározott értékeket vehet fel. A mikrorendszer két energiaállapota kö-




*1. ábra.* Két energiaszint közötti átmenetek

zött négyféle átmenetet különböztetünk meg (1. ábra). Alacsonyabb szintről ($W_1$) magasabb szintre ($W_2$) jutáshoz hőenergia felvétele szükséges (termikus gerjesztés), vagy a sugárzási tér $\nu_{12} = \frac{W_2 - W_1}{h}$ frekvenciájú energiakvantumjának elnyelése (abszorpció). A termikus gerjesztés hatására a mikrorendszerek eloszlását az egyes nívókon a Boltzmann-féle törvény adja meg (betöltési számok aránya):

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{W_2 - W_1}{kT}}$$

Az abszorpció valószínűsége arányos a sugárzási tér energiasűrűségével $\varrho(\nu_{12})$-vel: $B_{12}\varrho(\nu_{12})$.

Magasabb szintről alacsonyabb szintre $\nu_{12}$ frekvenciójú energiakvantum kibocsátásával juthat a mikrorendszer (emisszió). Ez történhet spontán úton $A_{21}$ valószínűséggel, és a térrel kölcsönhatásban (indukált emisszió) $B_{21}\varrho(\nu_{12})$ valószínűséggel.

Adott frekvencián sugárzó laserműködésnek első feltétele tehát megfelelő átmenet létezése.

Termikus egyensúlyban az emisszió és abszorpció mértéke egyenlő:

$$N_1 B_{12}\varrho(\nu_{12}) = N_2 B_{21}\varrho(\nu_{12}) + A_{21}$$

Einstein mutatta ki, hogy $B_{12} = B_{21}$. Így a térrel kölcsönhatásban elnyelődő fotonok száma

$$(N_1 - N_2)B_{12}\varrho(\nu_{12}).$$

Ez az érték termikus egyensúly esetén pozitív, a sugárzás az anyagban haladva az

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

összefüggés szerint exponenciálisan csökken, és a $\mu$ abszorpciós tényező arányos $(N_1 - N_2)$-vel.

Fényerősítés eléréséhez tehát valamilyen módon gondoskodnunk kell arról, hogy $N_2 > N_1$ legyen. $W_2 > W_1$ esetén is. Ezt az állapotot fordított betöltésű állapotnak nevezzük (inverz populáció). Az anyag ebben az állapotában nincs a környezetével termikus egyensúlyban. A fordított betöltésű szintekre formálisan alkalmazva a Boltzmann-féle eloszlási törvényt negatív hőmérsékletet kapunk. Ebben az esetben az abszorpciós tényező is negatív, a sugárzás intenzitása az anyagban exponenciálisan nő.

(Részletes vizsgálattal kimutathatjuk, hogy sugárzó térrel kölcsönhatásban levő átmenet nem szigorúan egyetlen frekvencián jöhet létre, valószínűsége más közeli frekvenciákon is véges. Ezt a tényt figyelembe véve az abszorpciós tényező pontos alakja [12]:

$$\mu(\nu) = \frac{c^2 A_{21}}{8\pi\nu^2 n^{*2}}(N_1 - N_2)g(\nu)$$

ahol $g(\nu)$ az átmenetet jellemző „atomi vonalforma" függvény, $c$ a fénysebesség vákuumban, $n^*$ az optikai törésmutató.)

A laserműködés második feltétele ezek szerint fordított betöltésű állapot létrehozása a kiválasztott szintek között.

A vázolt két feltétel fényerősítéshez elegendő, fénykeltéshez (oszcillációhoz) azonban még nem. Ehhez az erősítő rendszerben megfelelő pozitív visszacsatolásra van szükség. Lasereknél erre a célra rendszerint tükrökkel kialakított optikai rezgőüreg szolgál. Ez nemcsak a visszacsatolást biztosítja, de a sugárzást irányítja, móduskiválasztást tesz lehetővé, és az emisszió vonalának keskenyedését idézi elő. Természetesen az üregben a fényerősítésnek olyan mértékűnek kell lennie, hogy a kisugárzott energián felül az elkerülhetetlen veszteségeket is pótolni tudja. Ehhez az anyag és az üreg tulajdonságaitól függő küszöbértéket felülmúló fordított betöltésre van szükség. A visszacsatolás és a küszöbfeltétel biztosítása a laserműködés harmadik feltétele.

Ezeket a feltételeket részletesen csak félvezető laserek esetén vizsgáljuk.

### Félvezető laserek elvi problémái

Láttuk, hogy laserműködéshez három feltételt kell teljesítenünk. Nézzük most, hogyan alkalmazhatók ezek a feltételek a különleges tulajdonságú félvezető anyagokra.

Két alapvető ténnyel kell számolnunk. Először: jól meghatározott energiaszintek helyett félvezetőknél általában folytonosnak tekinthető energiasávokat találunk. Másodszor: a töltéshordozók eloszlását nem a Boltzmann-féle, hanem a Fermi—Dirac eloszlásfüggvény írja le. A sugárzással kölcsönhatásban levő három átmenet lényegében változatlan. Leírásuk azonban módosul a félvezetőknél szokásos lyukfogalom bevezetésével.

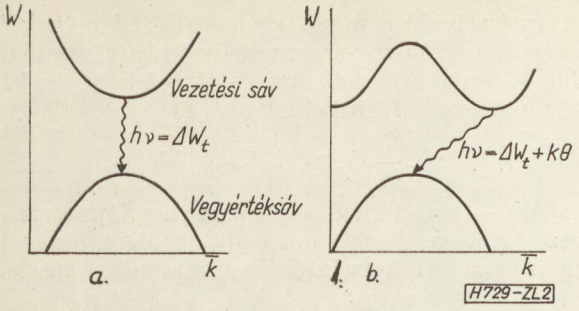
Így a sugárzás abszorpciója során a vegyértéksávból a vezetési sávba kerülő elektron lyukat hagy maga után: lyuk-elektron pár keletkezik. Hasonlóan az emisszió a lyuk-elektron pár megsemmisülésének, rekombinációnak az eredménye. $W_2$ energiájú elektron és $W_1$ energiájú lyuk esetén a kisugárzott fény frekvenciáját most is a Bohr-feltétel adja

$$\nu = \frac{W_2 - W_1}{h}$$

Első feltételünket tehát így fogalmazhatjuk: A rekombináció során kisugárzott fény az optikai tartományba essék.

Rekombináció szempontjából döntő fontosságú a sávszerkezet. Valamennyi átmenet során teljesülnie kell ugyanis az impulzusmegmaradás törvényének.

Vezessük be a $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ hullámszámot. Ennek felhasználásával bármely $\lambda$ hullámhosszhoz tartozó impulzus $p = \frac{h}{2\pi}k$ formában írható. Látható, hogy a folyamatban részt vevő foton impulzusa elhanyagolható az elektron impulzusához képest, hiszen $k_{el} \gg k_{foton}$, mivel $\lambda_{el} \ll \lambda_{foton}$. Így az elektronra $k_{kezd} = k_{vé}$.




2. *ábra.* Félvezetők sávszerkezete: *a)* közvetlen átmenetű, *b)* közvetett átmenetű

A rekombináció valószínűsége az egymáshoz legközelebb eső energiájú lyuk-elektron párra a legnagyobb. Így a fenti feltétel könnyen teljesül, ha a vezetési sáv legkisebb energiájához és a vegyértéksáv legnagyobb energiájához azonos impulzusérték tartozik (2*a* ábra). Az ilyen sávszerkezetű félvezetőt közvetlen átmenetűnek nevezzük. (Ilyen pl. a GaAs, InSb stb.)

Nem teljesül viszont az impulzusmegmaradás feltétele közvetett átmenetű félvezetőben (2*b* ábra), ahol a sávok energia-szélsőértékeihez tartozó impulzus értéke különbözik (pl. Si). A legnagyobb valószínűséggel rekombinálódó lyuk-elektron pár impulzusát ebben az esetben egy újabb részecskének kell tovább vinnie. Ez a részecske a fonon, a kristály rácsrezgés kvantuma. A fonon — a fotonhoz (fénykvantumhoz) hasonlóan részecsketulajdonságokkal is rendelkezik. Energiáját keletkezéskor a rekombináció során felszabaduló energiából nyeri. Ezért fononkeltéssel járó rekombináció esetén a foton energiája lecsökken:

$$h\nu = W_2 - W_1 - h\frac{\omega}{2\pi}$$

ahol $\omega$ a fonon körfrekvenciája.

Meg kell jegyeznünk, hogy fononkeltéssel járó rekombináció valószínűsége közvetlen átmenet esetén is véges.

A rekombinációban részt vevő töltéshordozók nemcsak a megengedett sávokban helyezkedhetnek el, hanem a tiltott sávban levő zavaró szinteken (termeken) is. Ezeket a zavaró szinteket a szennyezőkön kívül különböző típusú rácshibák és nem rekombinálódott lyuk-elektron párok, excitonok is létrehozhatják.

A fotonkeltéssel járó sugárzásos rekombináción kívül vannak nem sugárzásos rekombinációk is. Ilyenkor a lyuk-elektron pár energiája vagy csak fononokat kelt („melegíti a kristályrácsot"), vagy egy harmadik töltéshordozó energiáját növeli (háromtest- vagy Auger-rekombináció).

Összehasonlítva a közvetlen és közvetett átmentű félvezetők különböző típusú rekombinációs élettartamait (3. ábra) láthatjuk, hogy fénykeltés céljára elsősorban közvetlen átmenetű félvezető alkalmas [16]. Hasonló összehasonlításra ad alkalmat az emittáló és abszorbeáló folyamatok összevetése. Igazolható [17], hogy míg közvetlen átmenet esetén az emisszió („negatív abszorpció") felülmúlja a veszteségeket, közvetett átmenetnél az ellenkezője igaz.

Nézzük ezután, hogyan értelmezhető a fordított betöltésű állapot. Egyensúly esetén az elektronok eloszlását a sávokban a Fermi—Dirac eloszlásfüggvény adja meg:

$$f(W) = \frac{1}{1 + e^{\frac{W - W_F}{kT}}}$$

ahol $W_F$ a Fermi szint. Nem egyensúlyi esetben — például töltéshordozóknak a félvezetőbe kívülről történő folyamatos injekciója esetén — a két sávra külön-külön hasonló összefüggést írhatunk fel, ezek az ún. pszeudo-Fermi függvények. A vegyértéksávra:

$$f_v(W) = \frac{1}{1 + e^{\frac{W - \Phi_v}{kT}}}$$

A vezetési sávra:

$$f_c(W) = \frac{1}{1 + e^{\frac{W - \Phi_c}{kT}}}$$

Ezekben az összefüggésekben a Fermi szint szerepét a $\Phi_c$, illetve $\Phi_v$ kvázi-Fermi szintek veszik át.

Az eloszlásfüggvény ismeretében az átmenetek sebessége meghatározható. Fononkeltés nélküli folyamatban az abszorpció sebessége [18]:

$$r^- = nw_{12}f_v(W)[1 - f_c(W_2)]$$

Itt $n$ a $\nu = \frac{W_2 - W_1}{h}$ frekvenciájú fotonok sűrűsége, $w_{12}$ — párkeltés valószínűsége.

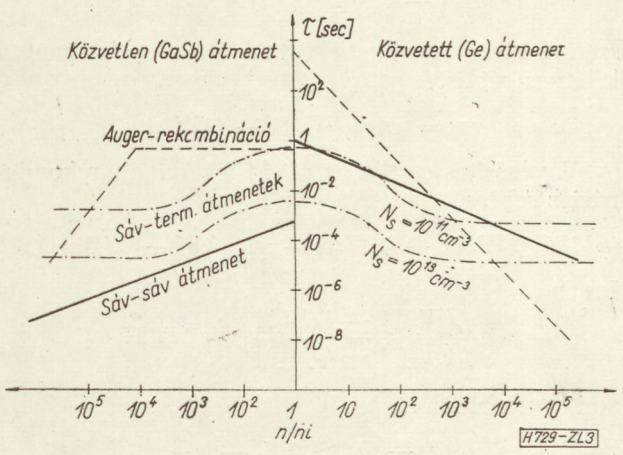
A rekombináció sebessége:

$$r^+ = (n + 1)w_{21}f_c(W_2)[1 - f_v(W_1)]$$

Itt az $n$ mellett az 1 a spontán rekombinációt veszi figyelembe, $w_{21}$ — a rekombináció valószínűsége. Einstein összefüggése alapján $w_{12} = w_{21} = w$ és így az effektív rekombinációs sebesség

$$r^+ - r^- = nw[f_c(W_2) - f_v(W_1)] + wf_c(W_2)[1 - f_v(W_1)]$$

A kifejezés első tagja az indukált, második tagja a spontán átmenetre utal. Egyensúlyban $r^+ - r^- = 0$,



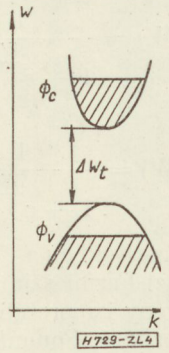

3. *ábra.* Különböző típusú átmenetek időtartama közvetlen és közvetett átmenetű félvezetőben

tehát az indukált átmenet effektív sebessége negatív. Ez a tag pozitívvá akkor válik, ha $f_c(W_2) > f_v(W_1)$. Félvezetők fonon nélküli folyamatainál ez jelenti a fordított betöltést. Könnyen igazolható, hogy ez a feltétel egyenértékű a

$$\Phi_c - \Phi_v > \Delta W_t$$

feltétellel.

Ez az eredmény igen szemléletesen értelmezhető. Abszolút zérus fok hőmérsékleten a szintek éppen a kvázi-Fermi szintekig betöltöttek (4. ábra). A fenti feltétel teljesülése esetén vannak rekombinációra al-




*4. ábra.* A sávok betöltöttsége 0 K°-on

kalmas lyuk-elektron párok. Ez az egyszerű kép a kisugárzott fény frekvenciájának meghatározására is alkalmas. Láthatóan igaz ugyanis a

$$\Phi_c - \Phi_v > h\nu > \Delta W_t$$

egyenlőtlenség [19].

$T \neq 0$ K° hőmérsékleten a betöltöttség határai elmosódnak, a felírt összefüggések azonban változatlanul érvényesek. Általában $h\nu \cong \Delta W_t + 3kT$.

Vizsgáljuk meg most a foton-fonon átmeneteket. A multifonon folyamatok valószínűsége olyan kicsi, hogy azokat elhanyagolhatjuk [3].

A fononnélküli átmenet jelöléseit használva

$$r^+ = w(n+1)(\varphi+1)f_c(W_2)[1 - f_v(W_1)]$$

ahol $\varphi = \dfrac{1}{e^{\frac{h\omega}{kT\,2\pi}} - 1}$ a fononok sűrűsége. (Az összefüggésben figyelembe vettük a fononok spontán keletkezését is.)

$$r^- = wn\varphi f_v(W_1)[1 - f_c(W_2)]$$

Fényerősítés esetén az effektív indukált rekombinációs sebesség pozitív, azaz

$$(\varphi+1)f_c(W_2)[1 - f_v(W_1)] - \varphi f_v(W_1)[1 - f_c(W_2)] > 0$$

Innen

$$\frac{f_c(W_2)[1 - f_v(W_1)]}{f_v(W_1)[1 - f_c(W_2)]} > e^{-\frac{h}{kT}\frac{\omega}{2\pi}}$$

ami egyenértékű a

$$\Phi_c - \Phi_v > \Delta W_t - h\frac{\omega}{2\pi}$$

feltétellel.

Természetesen nemcsak sávok között lehetnek átmenetek, hanem sáv-szennyező szint, sőt szennyező szint — szennyező szint átmenetek is lehetségesek.

Az első esetben feltételünk alakja

$$\Phi_c - \Phi_v > \Delta W_t - |W_k|$$

ahol $W_k$ — a töltéshordozó kötési energiája a szennyező szintjén. A második esetet pedig a bevezetőben ismertetett kétszintű kvantumrendszerhez hasonlóan tárgyalhatjuk.

A fordított betöltésű állapot értelmezése után vizsgáljuk meg létrehozásának lehetőségeit. Félvezető anyagok szivattyúzására a következő elképzelések születtek:

1. Erős elektromos térbe helyezett anyagban a szennyező atomok ütközéses ionizációja vagy Zener-effektus [20].
2. Optikai szivattyúzás.
3. Optikai szivattyúzás ciklotronrezonancia felhasználásával [21].
4. Elektronsugaras gerjesztés.
5. *p-n* átmenetekbe töltéshordozók bejuttatása (injekciója) nyitóirányú előfeszítéssel.
6. Kettős injekció *p-n-p* elrendezésben [22].

A gyakorlatban ezek a 2., 4. és 5. elgondolás bizonyult széles körben alkalmazhatónak.

Optikai szivattyúzás esetén nagyenergiájú fotonnal keltünk lyuk-elektron párt, és mindkét töltéshordozó relaxációs folyamattal jut a sávszélhez közeli szintre. Széles frekvenciasávval rendelkező (termikus és lumineszcens) fényforrások alkalmazásával elérhetünk fordított betöltést, de fényerősítést még általában nem [23]. Ennek oka, hogy párkeltésre csak a $\Delta W_t$-nél nagyobb energiájú fotonok hasznosíthatók. A kisebb energiájúak csupán a rácsot melegítik. Rövid élettartamú töltéshordozók esetén nagy szivattyúzó teljesítmény szükséges. Ilyenkor a túlzott melegedés elkerülésére igen rövid impulzusokkal gerjesztünk, ez károsan befolyásolja a kimenő teljesítményt. További nehézséget okoz, hogy a nem monokromatikus fény rosszul fokuszálható. Végül, ha a besugárzott anyag az abszorpciós sávban nem elegendően jó fényáteresztő, a fordított betöltést csak vékony felületi rétegben érjük el.

A vázolt nehézségek legyőzését segíti a monokromatikus (laserrel történő) megvilágítás. Óriás impulzusú üzemben az energiasűrűség is elegendően nagy lehet. Jó hatásfokot azonban valószínűleg csak félvezető diódalaser felhasználásával érhetünk el.

Az optikai szivattyúzásnál jóval nagyobb hatásfokúnak ígérkezik az elektronsugaras gerjesztés. Nagy előnye, hogy elegendően nagy energiájú elektronsugár széles tiltott sávú félvezetők gerjesztésére is alkalmas. Ezzel a módszerrel tehát a távoli infravöröstől egészen az ultraibolya tartományig előidézhetünk fotonemissziót. Sajnos, a hatásfok nem múlhatja felül a 40%-ot, éppen a ráccsal termodinamikai egyensúlyban nem levő lyuk-elektron pár miatt. Ennek következtében a párkeltéshez szükséges energia mintegy 3-szor nagyobb a tiltott sáv szélességénél. Nagymértékű fordított betöltés létrehozásakor szükséges nagy

teljesítményű elektronsugár viszont könnyen tönkreteheti a kristályt.

Az eddig vizsgált módszerek lényegükben nem különböztek a „klasszikus" szilárdtest-, ill. gázlaserek szivattyúzásától. Alapvetően új és csak félvezetőkben alkalmazható a *p-n* átmeneti réteg nyitóirányú előfeszítésével történő injekció. Előnye, az elvileg biztosítható folyamatos működés mellett, hogy kicsi, a kontaktpotenciálnál kisebb nyitóirányú feszültség elegendő hozzá.

Természetesen most is igaz marad a

$$\Phi_c - \Phi_v > h\nu$$

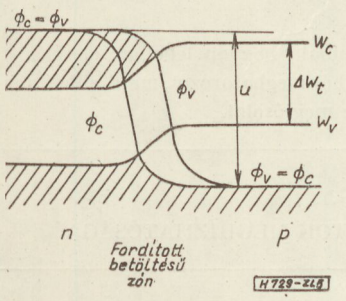
feltétel. Diódáknál azonban a kvázi-Fermi szintek különbsége nem múlhatja felül a kontaktpontenciált, tehát

$$eU_D > h\nu$$

Ez kikötést ad a szennyezésre, mivel $U_D$-t ez határozza meg. Szemléletesen is belátható, hogy a feltételek teljesülnek, ha a Fermi szint az átmenet egyik, vagy mindkét oldalán a sávokba esik. Ez a félvezető degenerált állapota. Injekció esetén a potenciálgát csökken, az átmeneti rétegben a Fermi szint felhasad, a kvázi-Fermi szintek különbsége ismét könnyen szemlélhetővé teszi a fordított betöltés kialakulását. A potenciálgát teljes eltűnése esetén az átmenet helyén mért hordozókoncentráció megegyezik a többi helyen mért koncentrációval, a Fermi szint felhasadása azonban továbbra is megmarad. A diffúziós áram következtében azonban fordított betöltés eléréséhez nem szükséges a potenciálgátat teljesen eltüntető

$$U_{\min} = \frac{\Delta W_t}{e}$$

feszültség (5. ábra).




*5. ábra.* A fordított betöltésű állapot kialakítása *p-n* átmenetben

Az eddigiekben beláttuk, hogy megfelelő anyag kiválasztása és megfelelő gerjesztési módszer alkalmazása esetén félvezetőanyagok optikai sugárzás erősítésére használhatók fel. Fénygenerátor kialakításához azonban megfelelő visszacsatoló rendszert, optikai üregrezonátort kell kialakítanunk.

Félvezető lasereknél az egyetlen gyakorlatilag használt típus az ún. Fabry—Perot interferométer. Ez két párhuzamos, a fény haladás irányára merőlegesen elhelyezett síktükörből áll. Tulajdonságait csak a tengelymenti módusok szempontjából vizsgáljuk.

1. Irányítja a sugárzást. A tükörlapokra merőlegesen érkező és visszaverődő fotonok hosszú ideig tartózkodnak az erősítő (fordított betöltésű) térben. Így ebben az irányban a sugárzás intenzitása lényegesen erősebb lesz, mint oldalirányba kiszökő fotonok esetében.

2. Móduskiválasztást tesz lehetővé. A kialakuló állóhullámoknak a tükrökön csomópontjaik lesznek, így

$$m\frac{\lambda}{n^*} = 2l$$

Itt $l$ a tükrök távolsága, $\lambda$ a szabadtéri hullámhossz, $n^*$ a törésmutató, $m$ egész szám. Ebből a módusok távolságára:

$$\frac{l\delta\lambda}{\lambda^2} = \frac{1}{2n^*\left(1 - \frac{\lambda}{n^*}\frac{\mathrm{d}n^*}{\mathrm{d}\lambda}\right)}$$

3. Az emisszióvonalak keskenyedését idézi elő. Ennek vizsgálatához foglalkozzunk részletesebben a küszöbjelenséggel.

Említettük, hogy az oszcilláció feltétele: a fényerősítés győzze le a veszteségeket.

A szóba jöhető veszteségekre az abszorpciós tényezőjük jellemző:

*a)* térfogati veszteség: $\alpha_0(\nu)$; *b)* diffrakciós veszteség: $\alpha_{\mathrm{diff}}(\nu)$; *c)* reflexiós veszteség: $\alpha(\nu) = \frac{1}{2l}\ln\frac{1}{r_1 r_2}$, itt $r_1$ és $r_2$ a tükrök reflexiós tényezője.

Feltételünk tehát

$$G(\nu) = -\mu(\nu) \geqq \alpha_0(\nu) + \alpha_{\mathrm{diff}}(\nu) + \frac{1}{2l}\ln\frac{1}{r_1 r_2}$$

formában írható, ahol $G(\nu)$ a fényerősítés tényezője. Ebben az összefüggésben valamennyi tag frekvenciafüggő. Az egyenlőség $G(\nu)$ növekedésével először csak egyetlen frekvencián teljesül, később az egyenlőtlenség csupán egy frekvenciasávban érvényes. Ez a sáv keskenyebb a spontán emisszió sávjánál [23]:

$$\Delta\nu = \Delta\nu_{sp}\frac{4(r_1r_2)^{\frac{1}{4}}\left[1-(r_1r_2)^{\frac{1}{4}}\right]}{\left[1-(r_1r_2)^{\frac{1}{2}}\right]^2}\left\{1-(r_1r_2)^{\frac{1}{2}}e^{[G(\nu_0)-\alpha_0(\nu_0)]}\right\}$$

ahol $\nu_0$ a spontán emisszió csúcsának frekvenciája. $\alpha_{\mathrm{diff}}$ értékét elhanyagoltuk.

(Folyt. köv.)

IRODALOM

1. *Bakos J.—Csillag L.:* Fiz. Szemle 13, 359 (1963).
2. *Басов, Н. Г.—Вул, Б. М.—Попов, Ю. М.* ЖЭТФ 37, 587 (1959).
3. *Басов, Н. Г.—Крохин, О. Н.—Попов, Ю. М.* ЖЭТФ 40, 1203 (1961).
4. *Lax, B.:* IEEE Spectrum 2, 7, 62 (1965. július).
5. *Басов, Н. Г.—Крохин, О. Н.—Попов, Ю. М.* ЖЭТФ 40, 1879 (1961).
6. *Nathan, M. I.* és mások: Appl. Phys Lett. 1, 62 (1962).
7. *Hall, R. N.* és mások: Phys. Rev. Lett. 9, 366 (1962).

8. *Quist, T. M.* és mások: Appl. Phys. Lett. 1, 91 (1962).
9. *Басов, Н. Г.* УФН 85, 585 (1965). Magyar fordítása: Fiz. Szemle 16, 50 (1966).
10. *Прохоров, А. М.* УФН 85, 599 (1965). Magyar fordítása: Fiz. Szemle 15, 360 (1965).
11. *Townes, C. H.:* IEEE Spectrum 2, 8, 30 (1965. aug.).
12. *Simonyi Károly:* Elektronfizika.Tankönyvkiadó, Bp. 1965.
13. *Dr. Hedvig Péter:* Kvantumelektronika. Műszaki, Bp. 1965.
14. *Nagy Ernő:* A laser. Műszaki, Bp. 1965.
15. *Bakos J.—Csillag L.:* Fiz. Szemle 13, 304 (1963).
16. *Winstel, G.: Z.* Ang. Phys. 17, 10 (1964).
17. *Dumke, W. P.:* Phys. Rev. 127, 1559 (1962).
18. *Вавилов, В. С.:* Действие изличений на полупроводники физматгиз, Москва 1963. IV. fejezet.
19. *Bernard, M. G.—Durrafourg, G.:* Phys. Stat. Sol. 1, 699 (1961).
20. *Басов, Н. Г.—Крохин, О. Н.—Попов, Ю. М.* УФН 52, 161 (1960).
21. *Lax, B.:* Quantum Electronics I. Columbia, New York 1961. p. 428.
22. *Wang, S.:* J. Appl. Phys. 34, 3443 (1963).
23. *Bagaev, V. C.* és mások: Quantum Electronics III. Dunod, Paris 1964. p. 1891.

# A HTE 1967. február havi rendezvényei

Összeállította: VALKÓ PÉTERNÉ

Az előadások helye: TECHNIKA HÁZA Budapest, V., Szabadság tér 17., III. 376.

| | | |
|---|---|---|
| Klíma.: | Klimatizációs Csoport | Elnök: SCHMIDT JÁNOS |
| R. TV.: | Rádió és TV Szakosztály | Elnök: MAKÓ ZOLTÁN |
| Telek.: | Telekommunikációs Bizottság | Elnök: NYÁRY GYÖRGY |
| A. a.: | Alapanyag Szakosztály | Elnök: DR. PATAKY BALÁZS |
| Váktechn.: | Vákuumtechnikai Szakosztály | Elnök: DR. ERDÉLYI JÁNOS |
| Iparg.: | Ipargazdasági Szakosztály | Elnök: POGÁNY KÁROLY |

| 1967 február | Szakosztály | ELŐADÁS |
|---|---|---|
| 7. kedd,<br>16.30 ó. | Klíma. | *Kesselyák Péter* (BHG)<br>FÉLVEZETŐK MEGBÍZHATÓSÁGA KÖRNYEZETI TÉNYEZŐK HATÁSÁRA<br>A beszámoló mesterséges és természetes trópusi klíma megbízhatóságra gyakorolt szerepét tárgyalja, kimutatva, hogy a megbízhatóság Weibull-eloszlás szerint csökken 0 és 1 közötti alakparaméterrel.<br>A levont következtetések arra irányulnak, hogyan lehet az eloszlási törvény paramétereit rövid időtartamú vizsgálatokból meghatározni, majd ebből a megbízhatóságcsökkenés mértékét hosszú időre előre megjósolni. |
| 15. szerda,<br>16 ó. | R. TV és<br>Telek. | *Turi-Kováts Attila* (POSTA VEZÉRIG.)<br>POSTAI MŰSORSZÓRÓ SZOLGÁLATOK MEGBÍZHATÓSÁGA |
| 16. csütörtök,<br>15 ó. | A. a. | *Mihályi Antal* (HIKI) és *Jets Eszter* (HIKI)<br>VÉKONY MÁGNESES MEMORIÁK |
| 22. szerda,<br>17 ó. | Vák. | *András Károly* (TKI)<br>VÁKUUMFIZIKAI MÉRÉSEKHEZ ALKALMAS MÁGNESES TÖMEGSPEKTROMÉTEREK |
| 24. péntek,<br>15 ó. | Iparg. | *Pogány Károly* (KGM)<br>a HTE közgazdasági titkára<br>EGYESÜLETI CÉLKITŰZÉSEK AZ ÚJ MECHANIZMUS GAZDASÁGI FELADATAINAK ELŐKÉSZÍTÉSÉHEZ |

DR. POSZLER LÁSZLÓNÉ

# Polikristályos ferritek mikrohullámú veszteségeinek alakulása a kristályszerkezet függvényében

ETO 621.318.13.017.3: 621.372.853.2

Sztatikus mágneses térben telítésig mágnesezett polikristályos szerkezetű ferrit ferrimágneses rezonanciája a Kittel-féle [1] rezonancia-egyenletnek Okamura [2] által kiegészített alakjával jellemezhető:

$$\omega \approx \gamma_{eff}\,(H_0 + H_{Aeff}), \qquad (1)$$

ahol

$\omega$ a rezonancia frekvencia,

$\gamma_{eff} = -\dfrac{M_1 - M_2}{\dfrac{M_1}{\gamma_1} - \dfrac{M_2}{\gamma_2}}$ a ferrit tetra- és oktaéderes alrácsaiban elhelyezkedő mágneses fémionok giromágneses arányaiból adódik, ahol $M_1 \neq M_2$, $\gamma_1 \neq \gamma_2$.

(Giromágneses arány $= g\dfrac{e}{2mc}$, ahol $g$ a spektroszkópiai szóródási tényező, $e$ az elektron töltése, $m$ a tömege, $c$ a fény terjedési sebessége.)

$H_0$ a belső mágneses térnek a külső mágnesesértől származó komponense.

$H_{Aeff}$ a frekvenciától független belső mágneses tér, amely a külső térrel szemben lép fel és függ a mágneses anizotrópia energiáktól [3, 4, 5]:

$$H_{Aeff} = \frac{H_{A1} M_1 - H_{A2} M_2}{M_1 - M_2}\,;\; H_{A1} \neq H_{A2}.$$

$H_{A1}$ és $H_{A2}$ a tetra-, illetőleg oktaéderes alrácsban ható anizotrópia energiákat, $M_1$ és $M_2$ pedig e kétfajta alrács mágneses momentumait jelenti.

Polikristályos ferritben a különféle irányú és nagyságú anizotrópia mezőkben levő ionok elektronspinjei a $H_0 + H_{Aeff}$-tér irányában precesszálnak (Larmor-precesszió). Adott külső sztatikus térben a Larmor-precessziót végző elektron-spinek — minthogy az anizotrópia energiáktól származó $H_{Aeff}$-tér krisztallitonként változik — az e tér által okozott különböző mértékű lemágnesező hatás miatt nem kerülnek egyszerre, ugyanannál a térnél mágnesesen telítésbe. Ez a különböző $H_0 + H_{Aeff}$-térben levő krisztallit szemcsékre az (1) szerinti, de természetesen különböző nagyságú rezonancia frekvenciákat eredményez, amely a rezonancia-sáv kiszélesedéséhez és ellaposodásához vezet.

Köbös szimmetriájú polikristályos ferritekben fellépő mágneses anizotrópiák eredete a következő lehet [6]:

*1. Kristályanizotrópia:* Főleg a kétértékű mágneses fémionok spin-pálya kölcsönhatásának eredménye. Mértéke függ a rácspontokban elhelyezkedő fémionok minőségétől és egymástól való távolságuktól.

*2. Feszültségi anizotrópia:* Polikristályos rendszereknél a mágnesezés következtében a krisztallitok megnyúlása, összehúzása nem lehetséges. Ezért feszültségek keletkezhetnek a kristályszerkezetben.

*3. Alakanizotrópia:* Zárványok (nem mágneses inhomogenitások, üregek, pórusok) lemágnesező hatásából ered.

A kristályképződés körülményeitől függően változik a polikristályos ferrit kristályrácsának különböző szimmetriájú helyein a fémionok megoszlása, a fém és oxigén-ionok egymástól való távolsága, a rácsba beépült oxigén mennyisége, valamint a kristályszemcsék mérete, szemcseméret megoszlása, a nem mágneses zárványok (alapanyagból visszamaradt fémoxid, légzárvány stb.) jelenléte, mérete, alakja, mennyisége. Mindezek a tényezők befolyásolják a ferritben ható kristály, feszültségi, valamint alakanizotrópia energiák értékét. Az előállítási technológiát tehát úgy kell alakítani, hogy a mágneses anizotrópiaerők eredője minél kisebb legyen.

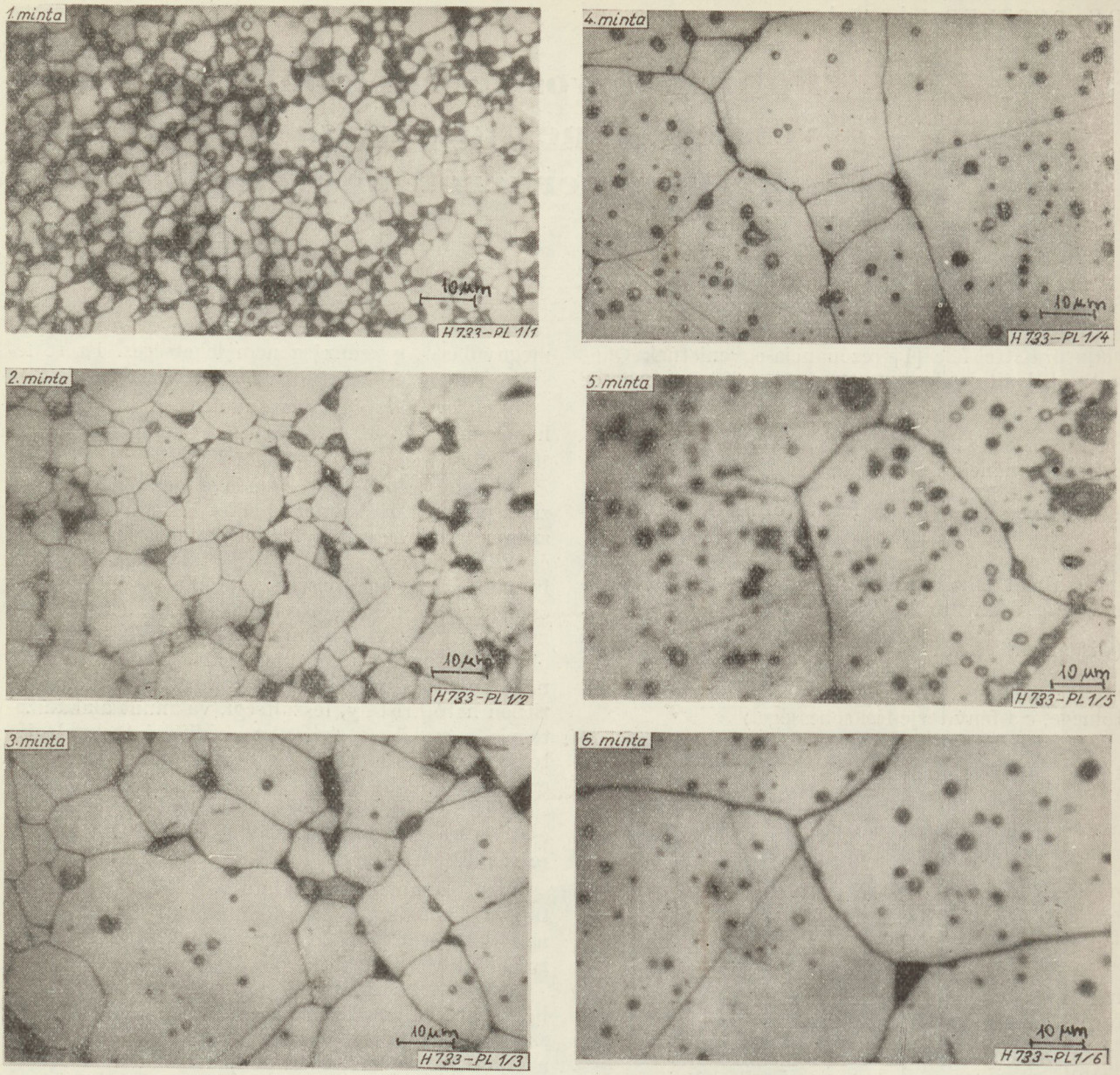
A Kittel-féle alapegyenlet értelmében ebben az esetben nyerhető kis mikrohullámú veszteségekkel rendelkező ferritanyag.

Ezen szempontok tekintetbevételével vizsgálat tárgyává tettük a mikrohullámú ferritek veszteségeinek alakulását polikristályos ferritek kristályszerkezetének függvényében.

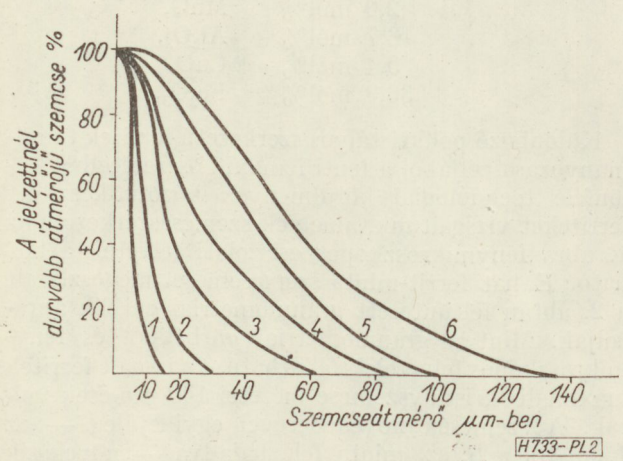
A kísérletekhez olyan ferritet választottunk, amelyből megfelelő körülmények között egységes kristályszerkezet keletkezzék. E célra megfelelőnek bizonyult a következő összetételű ötkomponensű rendszer:

| | |
|---|---|
| 47,0 mól% | MgO, |
| 2,0 mól% | MnO, |
| 8,7 mól% | $Al_2O_3$, |
| 5,4 mól% | CuO, |
| 36,9 mól% | $Fe_2O_3$. |

Különböző polikristályos szerkezetű ferritek tanulmányozása céljából a fenti fémoxid összetételből különféle technológiai körülmények között készített ferriteket vizsgáltunk, amelyek szemcseszerkezete az 1. ábra fénymikroszkópos csiszolati felvételein látható. E hat ferrit-minta szemcseméret-megoszlásait a 2. ábrán feltüntetett granulometriai görbék ábrázolják. Mint a granulometriai görbékből és fénymikroszkópos felvételekről látható, a vizsgált ferritek maximális kristályszemcse méretei 140 $\mu$m-esek voltak. A szemcsék növekedésével egyidejűleg — az 1. sz.-tól a 6. sz. minta felé haladva — növekszik a pórusok mennyisége és mérete is a szemcsék belsejében.




*1. ábra.* Az 1—6. sz. ferritminták maratott fénymikroszkópos felvételei

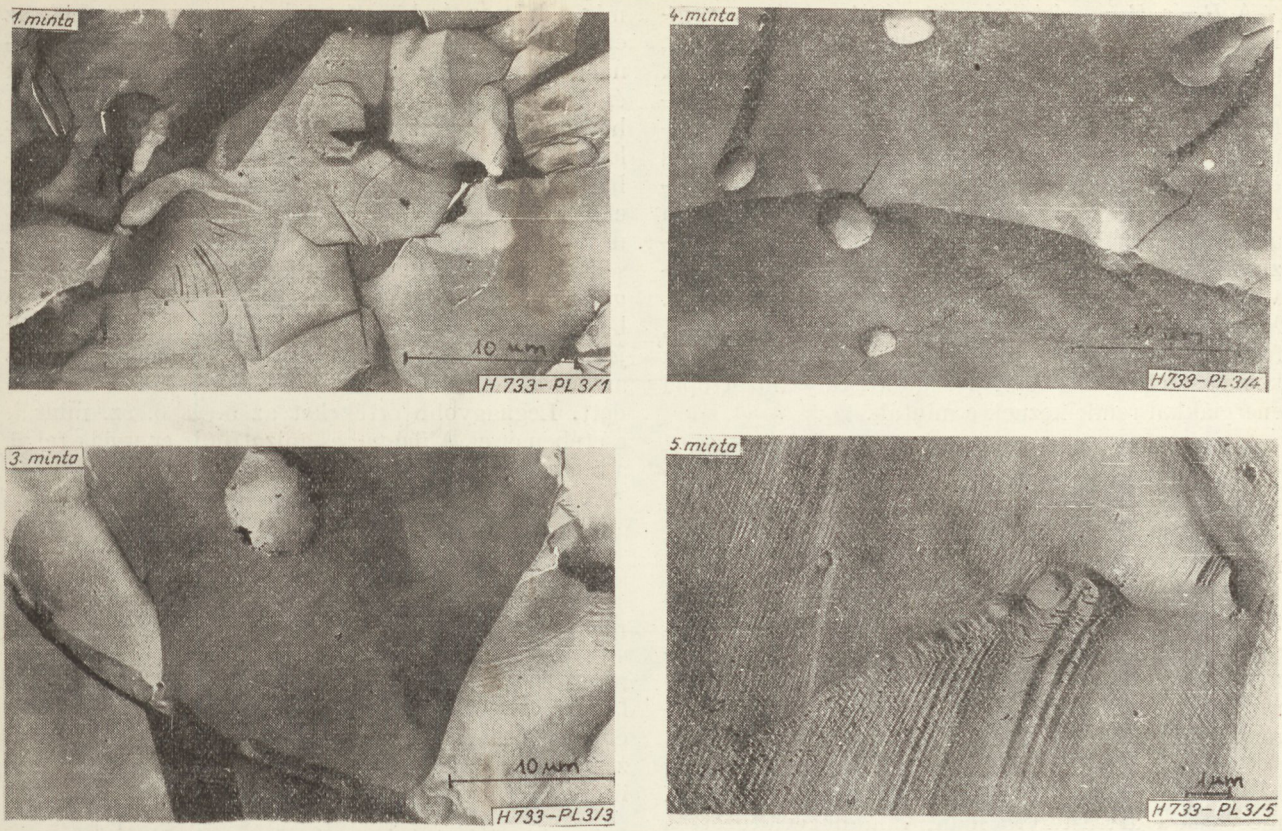



*2. ábra.* A vizsgált 6 ferritminta planimetriásan mért szemcse-eloszlásának granulometriai görbéi

A nagyobb diszperzitású 1—2—3 sz. és kevésbé a 4. számú minták fénymikroszkópos felvételein a kristályszemcsék közt látható szögletes határvonalú sötét fázisok részben üregek, de főként a polírozás, ill. a maratás során kitöredezett kristálykák helyei. A minták elektronmikroszkópos töret felvételein ezen apróbb kristályszemcsék is megtalálhatók.

Az elektronmikroszkópos felvételekből (3. ábra) is kitűnik, hogy a kristályszemcsék az 1. sz. mintától a 6. sz. minta irányában növekednek. Egyidejűleg növekszik a pórusok száma is. A legkisebb kristályszemcsékből álló 1. sz. minta szövetszerkezete a legtömörebb, de láthatóan egyenlőtlen kristályszemcsenövekedés következménye. A szemcsék között elfolyt, megolvadt fázisra utaló amorf jellegű részecskék is megfigyelhetők (3., 4. sz. minta).

A röntgenvizsgálatok szerint (I. táblázat) az 5. és




*3. ábra.* Az 1., 3., 4. és 5. sz. ferritminták elektronmikroszkópos töret felvételei

6. sz. minták teljes mértékben spinell szerkezetűek, a 2., 3., 4. sz. minták kevés, <2%, míg az 1. sz. minta 2%-nál nagyobb mennyiségű MgO-t tartalmaznak. A röntgenvizsgálatok során talált kismennyiségű, elreagálatlan MgO jelenléte, valamint az elektronmikroszkópos töretfelvételeken látható amorf fázisok azt bizonyítják, hogy az 1—2—3—4. sz. minták nem képeznek homogén polikristályos szerkezetű ferriteket.

Az 1. táblázatból látható, hogy az elreagálatlan MgO mennyiségének csökkenésével egyidejűleg növekedett a rácsállandó. A rácsállandó növekedése s a ferrit elemi cellájának tágulása a ferrit oxigéntartalmának növekedésére utal, amelynek következtében több magnézium-ion épülhetett a spinell-rácsba. Azok a minták, amelyekben lényegileg a teljes Mg-tartalom beépült a kristályrácsba (5., 6. sz. minták), nem tartalmaznak szabad MgO-t. Ezeknél a kristályszemcsék további növekedése esetében sem növekedtek a rácsállandók.

A kristályszerkezetbeli változásokról felvilágosítást nyújt a mágneses telítési indukció értékének változása is. Ezért vizsgálat tárgyává tettük a telítési indukció alakulását a szóbanforgó 6 minta esetében. A telítési indukció mérése 150 Oe térerősségben, szobahőmérsékleten történt. Az 1. táblázatban a $B_s$-jelzés az e körülmények között mért mágneses telítési indukció értéket, a $B_{s(korr)}$ jelzés a porozitás tekintetbevételével számítással korrigált $B_s$ értékeket jelzi.

*1. táblázat*

| Ferritminta száma | Rácsállandó Å ±0,001 | MgO % (rtg) | Mikrokeménység $HV$ kg/mm² | Tömörség % (±0,1%) | Mágneses telítési indukció Gauss (±3%) | | Porozitás % | Koercitív erő $H_c$ Örsted (± 0,05 Oe) | Szemcseméret µm Ø | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | | | $B_s$ | $B_{s(korr)}$ | | | 50% | 50% |
| 1. | 8,328 | >2 | 1310 | 99,80 | 1530 | 1530 | 0,1 | 1,70 | <5 | 5— 15 |
| 2. | 8,337 | <2 | 1345 | — | 1475 | — | — | 1,40 | <8 | 8— 30 |
| 3. | 8,341 | <2 | 1380 | 98,40 | 1430 | 1450 | 1,6 | 1,20 | <15 | 15— 60 |
| 4. | 8,342 | <2 | — | 97,80 | 1400 | 1430 | 2,2 | 1,15 | <24 | 24— 80 |
| 5. | 8,342 | 0 | — | — | 1380 | — | — | 1,18 | <40 | 40—100 |
| 6. | 8,343 | 0 | 1495 | 97,30 | 1365 | 1420 | 2,7 | 1,10 | <50 | 50—140 |

A $B_s$ és $B_{s(korr)}$ értékek változását a 4. ábra szemlélteti, a szemcseméret függvényében. Mint a $B_s$ görbe jelzi, a ferrit-rácsba beépülő magnézium-ionok mennyiségének növekedésével nagymértékben csökken a telítési indukció. Ez a jelenség a fémionok megoszlásának változására utal, a spinell kristályrács tetra- és oktaéderes helyei között. A porozitás korrekcióba vételével számított $B_{s(korr)}$ görbén azonban azon mintáknál, amelyekben már az összes magnézium-ion spinell szerkezetbe épült, gyakorlatilag további telítési indukció csökkenés nem tapasztalható. Minthogy ezek rácsállandói is közel azonos értékűek, feltehetően hasonló fémion megoszlással, és ennek következtében hasonló nagyságú kristály-anizotrópia energiákkal rendelkeznek e minták.

A kristályszemcsék növekedésével növekedett a légpórusok száma. A telítési indukció értékek csökkenése a szemcseméret növekedés irányában a porozitástól eredő alakanizotrópia lemágnesező hatásának következménye.

A mikro-Vickers-keménység (amelynek mérése Zeiss-féle Neophotmikroszkóp feltétjével készült) a szemcseméret növekedésével az 1—6. sz. minta irányában szintén növekedett. E jelenség is kristályrácsbeli változásokra, stabilisabb állapotba való átrendeződésre utal.

Összegezve a fentieket, megállapítható, hogy a kristályszemcsék növekedésével változott a fémionok megoszlása a kristályrácsban, valamint változott a polikristályos szemcseszerkezet is. Csökkent a ferritek szemcse-diszperzitásfoka, a szemcsék méretbeli különbözősége, bár egyidejűleg növekedett a pórusok mennyisége. Ezek a paraméterek — mint a bevezetőben láttuk — messzemenően befolyásolják a mágneses anizotrópia energiákat.

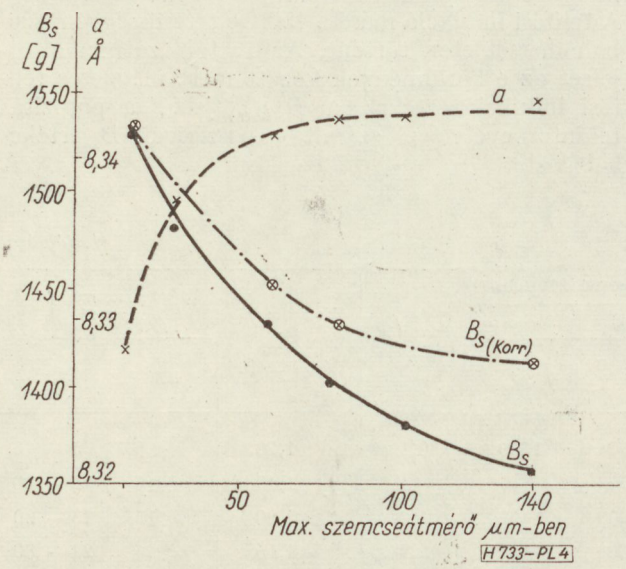
Mint ismeretes, lágymágneses anyagoknál a hőmérséklet emelkedésével jóval a Curie-hőfok előtt 0-ra csökken a kristály-anizotrópia és a magnetostrikció. Így a permeabilitás egészen addig növekszik, míg a hőmozgás következtében meg nem szűnik az eredő mágneses momentum [8]. Kétfázisú anyagoknál azonban [9] ha a domen-falakat fizikai akadályok és feszültség gradiensek tartják kötve, tehát az anyagban mágneses anizotrópia erők hatnak, a hőfok emelésével csak kisebb mértékben növekedhet a permeabilitás. A permeabilitás növekedése a Curie-hőfok előtt annál kisebb mértékű lesz, minél nagyobb mágneses anizotrópia erők hatnak a ferritben. Ilyen jelenség észlelhető jelen esetben is. Az 5. sz. ábrán a tárgyalt 6 ferritminta permeabilitásának növekedése látható, a hőmérséklet függvényében. Mint a görbék jelzik, a Curie-hőfok előtti permeabilitás max. értéke az 1. sz. mintától a 6. sz. minta irányában növekedett. Legnagyobb értékeket az 5. és 6. sz. minták esetében ér el. A mágneses anizotrópia energiák tehát a 6. sz. mintánál voltak a legkisebbek.

A Curie-hőmérséklet közelében mért

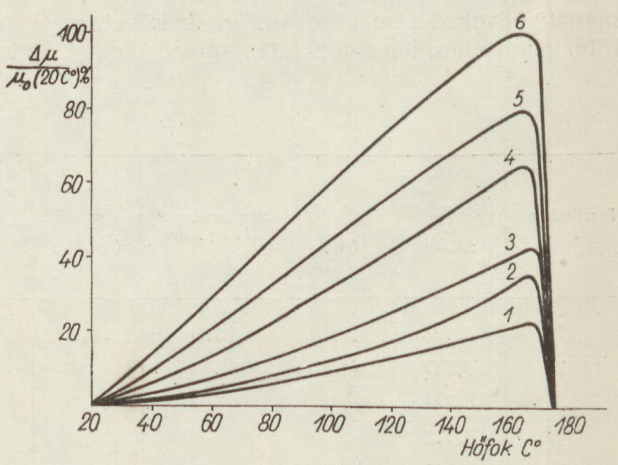
$$A = \left[\frac{\Delta\mu}{\mu_0(20°)}\ \%\right]_{\text{max}} \text{érték (ahol } \Delta\mu = \mu_0(t) - \mu_0(20°)\text{)}$$

reciproka: $\frac{1}{A}$ arányos a ferritben ható összes mágneses anizotrópia erők nagyságával. Ezek alakulását a 6. ábra szemlélteti, a polikristályos szemcseszerkezet és a rácsállandó függvényében. A jelzett ábrán látható, hogy az 1—6. sz. ferritminták irányában haladva nagymértékben csökkennek a mágneses anizotrópia erők. Legnagyobb $\frac{1}{A}$ értéket a magnéziumoxid zárványt tartalmazó, nagy diszperzitásfokú szemcseszerkezettel rendelkező ferritmintáknál tapasztalhatók. A görbéből látható, hogy a porozitás, a légrések mennyiségének növekedésétől eredő alakanizotrópia (5., 6. sz. minták) sokkal kisebb lemágnesezést okoz, mint az inhomogén szemcseszerkezettől eredő kristály- és feszültségi anizotrópia (1., 2., 3. sz. minták).

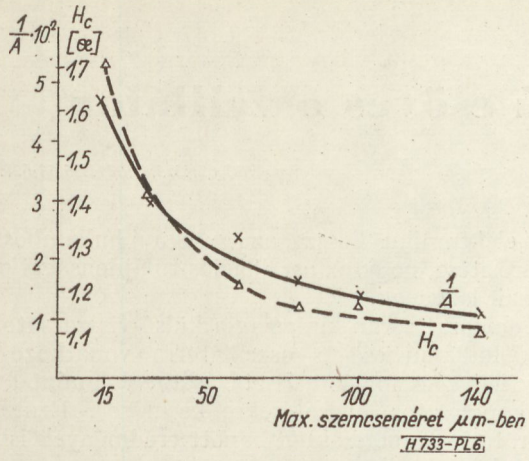
A homogenitás, valamint a szemcseméret növekedésével mindinkább lehetővé válik, a kisebb energiaszükségletű domen-fal eltolódással történő mágnesezés. Ez a jelenség hozzájárult a koercitív erő csökkenéséhez. Mint a 6. ábrán látható, a koercitív erő-



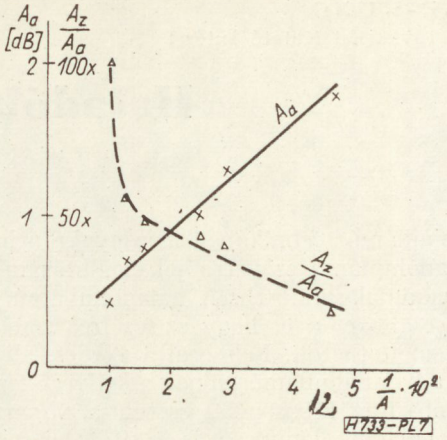

*4. ábra.* A mágneses telítési indukció ($B_s$ és $B_{s(korr)}$) és a rács állandó értékek alakulása a megfelelő ferritminták maximális szemcseméretének függvényében




*5. ábra.* A vizsgált ferritminták permeabilitásának alakulása a Curie-hőmérsékletig terjedő szakaszban




*6. ábra.* A koercitív erő és az össz-anizotrópia erők ($1/A$) nagymértékben csökkennek a ferritminták maximális szemcseméretének függvényében




*7. ábra.* A 3400 MHz-en működő ferritkapcsoló váltóizolátorában mért 6-féle ferritminta áteresztőirányú csillapítása rohamosan növekszik, a záró- és áteresztő-irányú csillapítások hányadosa csökken az össz-anizotrópia erők növekedése függvényében

*2. táblázat*

| Ferritminta száma | $A = \left[\frac{\Delta\mu}{\mu_0(20\,°C)}\,\%\right]_{max.}$ | $\frac{1}{A}\cdot 10^2$ | $A_a$ dB | $\frac{A_z}{A_a}$ |
|---|---|---|---|---|
| 1. | 21,7 | 4,6 | 1,8 | 19x |
| 2. | 35 | 2,86 | 1,3 | 30x |
| 3. | 41,5 | 2,41 | 1,0 | 43x |
| 4. | 64,0 | 1,56 | 0,8 | 47x |
| 5. | 80,0 | 1,25 | 0,7 | 55x |
| 6. | 100,0 | 1,0 | 0,4 | 100x |

értékek ($H_c$) hasonló jellegű görbét alkotnak a szemcseszerkezet függvényében, mint az $\frac{1}{A}$ értékek. Tehát a lyukak által okozott lemágnesező hatást túlkompenzálták az egyéb inhomogenitások, feszültségek stb. által előidézett lemágnesező erők.

A tárgyalt 6 ferritminta mikrohullámú veszteségeinek alakulását az össz-anizotrópia erők mértékére jellemző $\frac{1}{A}$ értékek függvényében a 2. táblázat foglalja össze. A mikrohullámú veszteségek, mint a rezonancia alapegyenletéből várható, növekednek a polikristályos ferritminták mágneses anizotrópia erőinek növekedése függvényében.

A jelzett 6 ferritminta 3400 MHz frekvenciasávban működő ferritkapcsoló váltóizolátorában mért áteresztő és záróirányú csillapítás értékeinek alakulását a 7. ábra szemlélteti, az össz-anizotrópia erők csökkenése függvényében. Mint a görbéből látható, az áteresztőirányú csillapítás $A_a = 1{,}8$ dB-ről 0,4 dB-ra csökkent az anizotrópia erők csökkenése függvényében. Ezzel egyidejűleg növekedett a záróirányú csillapítás, amely az $\frac{A_z}{A_a}$ arány nagymértékű, kb. 80%-os javulását idézte elő.

## IRODALOM

1. *Ch. Kittel:* Phys. Rev. V. 73. 155 old. 1948.
2. *T. Okamura:* Phys. Rev. 88. 1425. (1952)
3. *G. T. Rado:* Rev. of Modern. Phys. V. 25. No. 1. jan. 1953.
4. *F. W. Smith:* Proc. IEE. Part. B. V. 109. No. 47. 1962.
5. *Schlömann:* Proc. Conf. on Mag. and Mag. Materials, AIEE Spec. Publ. T-91. 600. old. 1957.
6. *J. Smit, H. P. J. Wijn:* Ferrites. 1959. Philips. Techn. Library.
7. *L. Néel:* Ann. Phys. Paris 3. 137—198 old. 1948.
8. *Dr. Tardos Lászlóné, Dr. Bak Józsefné, Bedőcs Sándor (TKI):* Az 1961. évi Híradástechnikai Konferencián elhangzott előadás.
9. *R. E. Carter:* Jl. of the Amer. Cer. Soc. V. 41. No. 12. dec. 1958.

**Hibaigazítás**

Az előző számhoz (VII. évf. 12.) mellékelt, a tavalyi évfolyam tartalomjegyzékében sajtóhibák vannak. Így a XVI. évfolyam (1965) helyett XVII. évfolyam (1966) értendő. Kérjük olvasóink szíves elnézését.

CZA KE-KUNG
aspiráns, Távközlési Kutató Intézet

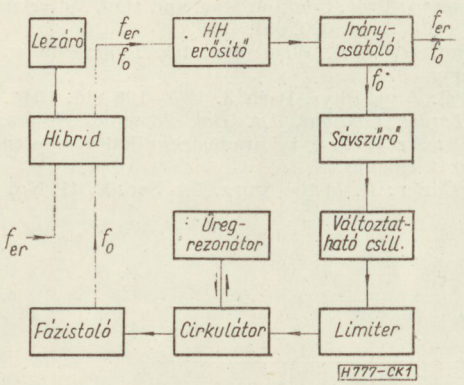
# Haladóhullámú csöves oszcillátor

ETO 621.373.42:621.385.63:621.375.2

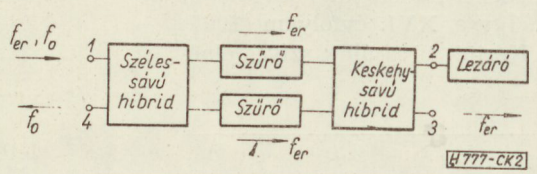
A mikrohullámú technikában igen gyakran használnak haladóhullámú csövet a jel előállítására, erősítésére, modulálására, stb. A haladóhullámú csövek leglényegesebb előnye, hogy széles frekvenciasávon belül üzemeltethetők. Felmerül a kérdés, alkalmazhatók-e a haladóhullámú csőnek a kedvező tulajdonságai többszörös kihasználás esetén is, vagyis, hogy egyetlen haladóhullámú csöves erősítővel a szélessávú csatorna jelét erősítjük és egyidejűleg azzal oszcillátor-üzemet létesítünk. A dolgozat tárgya ennek a kérdésnek a vizsgálata. Ezzel a megoldással megtakaríthatjuk a költséges helyi oszcillátort és a hozzá tartozó szerelvényeket, továbbá egyszerűsödik a működés és a berendezés kezelése is.

A haladóhullámú csöves erősítőt már többen tárgyalták [1, 5, 6, 7], ezért jelen esetben főleg az oszcillátor részével foglalkozunk.

A haladóhullámú csőből hangolható frekvenciájú oszcillátort visszacsatolás segítségével valósíthatjuk meg [2, 3, 4]. Gyakorlatilag kétféle visszacsatolási módszer van. Egyik a belső, másik pedig a külső visszacsatolás. Az első esetben a visszacsatolás útját a helix alkotja, mely a visszatérő hullámot vezeti, ezért a teljes hurok hossza majdnem kétszer annyi, mint amennyi a helix hossza. A második esetben viszont sokkal rövidebb lehet a külső visszacsatoló áramkör hossza a helix hosszánál. Ennek következtében a külső visszacsatolású haladóhullámú csöves oszcillátornak jobb az üzemmód szeparációja és frekvenciatartománya nagyobb, mint a belső visszacsatolásúé. Mindkét esetben megkívánjuk, hogy legyen kicsi




*1. ábra.* Haladóhullámú csöves erősítő-oszcillátor vázlatos összeállítása




*2. ábra.* Szűrőváltó vázlatos összeállítása

a cső elektronikus hossza, az egységnyi hullámhosszra eső erősítése, hogy az oszcillációs tulajdonságai optimálisak legyenek.

A dolgozat során kizárólag a külső visszacsatolású haladóhullámú csöves oszcillátorra vonatkozó néhány lényeges fogalom tisztázására, valamint azokkal kapcsolatos levezetésekre kerül sor. Ezután a laboratóriumi mérésekből kapott eredmények ismertetése következik.

## A haladóhullámú csöves erősítő-oszcillátor vázlatos megoldása

A haladóhullámú cső erősítő-oszcillátorként való felhasználásának vázlatos összeállítása az 1. ábrán látható. A jel egy hibriden keresztül jut a haladóhullámú cső bemenetére. A hibrid csillapítása 3 dB. A hibriddel biztosítható, hogy egyidejűleg jusson az oszcillációs jel és az erősítendő jel a haladóhullámú cső bemenetére. Természetes, hogy ilyen célra szűrőváltó is használható, így 3 dB csillapítás elkerülhető. A haladóhullámú cső kimenetére, iránycsatoló csatlakozik, melynek csillapítása 22 dB. A 22 dB-lel kisebb szintű jelet rávisszük egy sáváteresztő szűrőre, amely 3531 MHz-re van behangolva, majd egy csillapítóra és limiterre jut a jel. A limiter előtt elhelyezett kicsatoló hurokkal a limiterre jutó szint nagysága megmérhető. A csillapítóval és a limiterrel szabályozható a visszacsatolás mértéke. A limiterből a cirkulátoron keresztül az üregrezonátorba, majd ismét a cirkulátorba és a fázistolón keresztül a haladóhullámú cső bemenetére jut a visszacsatolt jel. Az üregrezonátorral és fázistolóval, a visszacsatolt jel fázisa kívánt értékre hangolható.

A haladóhullámú csőből kijövő különböző frekvenciájú ($f_{er}$ erősítendő és $f_0$ oszcillációs) jeleknek szétválasztását szűrőváltóval valósíthatjuk meg. A szűrőváltó egy szélessávú hibridből, két azonos sávszélességű, kettős csatlakozók által összefogott szűrőből, és egy keskenysávú hibridből áll. A blokkvázlatot a 2. ábra mutatja.

## A haladóhullámú cső karakterisztikái

A haladóhullámú cső karakterisztikáját az irodalom kisjel elmélete [5, 6] alapján az (1) egyenletből kapjuk:

$$\left(\delta + \frac{j\sqrt{4QC}}{1-\sqrt{4QC^3}}\right)\left(\delta - \frac{j\sqrt{4QC}}{1+\sqrt{4QC^3}}\right)$$

$$\left(\delta + jb + d\right)\left(\delta - jb - d - j\,\frac{2}{C}\right) =$$

$$= \left(\delta - \frac{j}{C}\right)^2\left(\frac{2C\,(1 + Cb - jCd)}{1 - 4QC^3}\right) \qquad (1)$$

Ennek az egyenletnek négy komplex megoldása $\delta_m = Cx_m + jy_m$ a csőben terjedő négyféle hullámnak felel meg. Mindegyik hullám terjedési tényezőjét a következő alakban írhatjuk fel:

$$\gamma_m = -\beta_e Cx_m + j\beta_e (1 - Cy_m) \qquad (2)$$

ahol $m = 1, 2, 3$ és 4.
$x$ nyereségi paraméter,
$y$ fázisparaméter.

Az $\chi$ és $y$ paraméterek görbéi a kísérleteinkben használt HO-2 típusú haladóhullámú cső esetére a 3. ábrán láthatók a $b$ sebesség-paraméter függvényében. A $\gamma$ tényező indexe 1-től 4-ig a 3 előre haladó (erősödő, csillapodó és változatlan), illetve a szemben futó hullámnak felel meg. Bennünket ezek közül csak az erősödő hullám érdekel, a többit figyelmen kívül hagyjuk.

**Az oszcilláció fizikai képe**

Az 1. ábrából láthatjuk, hogy a haladóhullámú csővel készített öngerjesztésű oszcillátor stabil oszcillációjához szükséges és elégséges feltételek a következők:

*a)* a teljes hurok erősítése 1 legyen,
*b)* a teljes hurok fázistolása $2\pi$ egész-számú többszörös legyen.

A következőkben elsősorban a *b)* feltételt tárgyaljuk, mivel ez határozza meg a frekvenciát.

A *b)* feltétel a (3) egyenletnek felel meg:

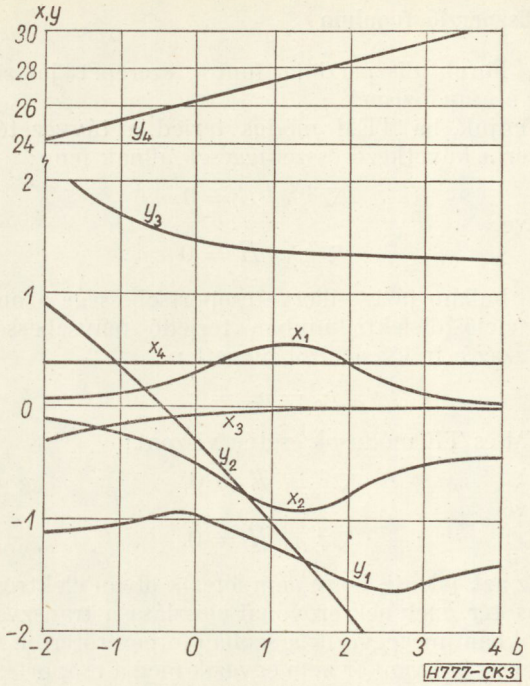
$$\omega\left(\frac{l_h}{v_{ph}} + \frac{l_h}{v_{ph}}\right) + \varphi(\omega) = 2\pi \cdot n \qquad (3)$$

ahol:

$n = 1, 2, 3 \ldots$ a hurok elektromos hosszát fejezi ki a hullámhossz egységekben,
$l_h$ és $l_v$ a haladóhullámú cső helixének, illetőleg a visszacsatoló áramkörnek geometriai hosszúsága,
$v_{ph}$ és $v_{pv}$ a helixen, ill. visszacsatoló áramkörben terjedő hullám fázissebessége,
$\varphi(\omega)$ a többi elem (pl. fázistoló, üregrezonátor stb.) által okozott fázistolás a visszacsatoló áramkörben.

A (3) egyenletből láthatjuk, hogy más $n$-értéknek mindig más $\omega$-érték felel meg. Ez azt jelenti, hogy az oszcilláció elméletileg végtelen sok diszkrét frekvencián keletkezhet egyidejűleg. Természetesen, az amplitúdó feltételt is figyelembe véve, egyidejű oszcillációs frekvencia már csak véges számú van. Az $n$ minden egyes értékéhez egy oszcillációs üzemmód tartozik.

Gyakorlati követelmény, hogy az oszcillátorok csak egyetlen frekvencián rezegjenek és rendszerint a frekvenciát változtatni is kell. Ezt elérhetjük a haladóhullámú csöves oszcillátorral is. Ekkor a nemkívánt módusok megszüntetésére a visszacsatoló áramkörben sávszűrőt, vagy üregrezonátort kell alkalmazni. Az oszcillátor frekvenciáját valamelyik $n_0$ módusban a megfelelő $\omega_0$ környezetben folyamatosan változtathatjuk, ha eközben a hurok fázisváltozásának, $\Delta\Theta$-




*3. ábra.* Haladóhullámú cső karakterisztikái

nak az abszolút értéke nem nagyobb, mint $\frac{1}{2}\pi$. Ilyenkor tartható fenn az önrezgő állapot az eredeti $n_0$ érték mellett.

A $|\Delta\Theta| \leq \frac{1}{2}\pi$ feltétel és a (3) egyenlet felhasználásával nyerjük a (4) egyenletet (az egyszerűség kedvéért legyen $|\Delta\Theta| = \frac{1}{2}\pi$):

$$\left|\left(\frac{l_h}{v_{ph}} + \frac{l_v}{v_{pv}} + \frac{\partial\varphi(\omega)}{\partial\omega}\right)\Delta\omega_{max}\right| = \frac{1}{2}\pi \qquad (4)$$

A (3) és (4) egyenlet alapján kapjuk a

$$\left|\frac{2\Delta\omega_{max}}{\omega_0}\right| = \frac{1}{2n_0}\,\frac{\dfrac{l_h}{v_{ph}} + \dfrac{l_v}{v_{pv}}}{\left(1 - \dfrac{\varphi(\omega_0)}{2\pi n_0}\right)\left(\dfrac{l_h}{v_{ph}} + \dfrac{l_v}{v_{pv}} + \dfrac{\partial\varphi(\omega)}{\partial\omega}\right)} \qquad (5)$$

összefüggést.

Az (5)-ből látjuk, hogy a jobb oldali nevezőben levő többi tag az $n_0$-hoz képest kicsi. Ennélfogva a $\frac{2\Delta\omega_{max}}{\omega_0}$ értékét főleg az $n_0$ szabja meg. Belső visszacsatolás esetén $n_0 \cong 2n_H$, ahol $n_H$ a helix hossza, hullámhosszban kifejezve, külső visszacsatolással viszont csökkenthetjük az $n_0$-értékét, de minden esetre $n_0 > n_H$. Az erősítő célra készült haladóhullámú cső $n_H$ nagyságrendje rendszerint $10 \sim 30$ között van. Ezért a cső oszcillátor üzemében a frekvenciahangolás a középfrekvenciához képest nem nagyobb, mint $\pm(1\text{—}3)\%$ valamely meghatározott $n_0$ üzemmódban. Ha minimumra csökkentjük a helix hosszát és egyúttal külső visszacsatolást használunk, akkor $\pm(2\text{—}5)\%$-os frekvenciahangolás érhető el. A kísérleteinkben használt csőnél $n_H \cong 22$.

### A diszperzió fogalma

A hurok diszperziója fontos szerepet játszik a további analízisnél.

Tudjuk, ha TEM módus terjed a távvezetéken, akkor a következő összefüggések állnak fenn:

$$\nabla^2_{(x,y)}\,\bar{E} = 0 \tag{6}$$

illetve

$$\nabla^2_{(x,y)}\,\bar{H} = 0 \tag{7}$$

és a hullám fázis-, illetve csoportsebessége azonos a megfelelő dielektrikumban terjedő fénysebességgel ($c$), azaz a frekvenciától független:

$$v_p = v_{cs} = c \tag{8}$$

A TM és TE módusok esetén viszont:

$$\nabla^2_{(x,y)}\,\bar{E} \neq 0, \tag{9}$$

illetve

$$\nabla^2_{(x,y)}\,\bar{H} \neq 0. \tag{10}$$

Ez azt jelenti, hogy nem létezik olyan elektrosztatikus tér, melynek erővonal eloszlása a transzverzális síkban megegyezik a szóban forgó erőtérrel. A fázissebesség ilyenkor nem egyezik meg a csoportsebességgel, sem a fénysebességgel, hanem a frekvenciától függ:

$$v_p = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{f_c^2}{f^2}}} \tag{11}$$

illetve

$$v_{cs} = c\sqrt{1 - \frac{f_c^2}{f^2}} \tag{12}$$

ahol $f_c$ a távvezeték határfrekvenciája.

A fázissebesség frekvenciától függő jelenségét *diszperziónak*, illetve e jelenséget kifejező (11) egyenletet *diszperziós egyenletnek* nevezzük.

A fizikai optikában két fogalmat szoktak használni: normális diszperzió és nem-normális diszperzió. Az előbbit a $\frac{dv_p}{df} < 0$ az utóbbit pedig $\frac{dv_p}{df} > 0$ feltétel határozza meg. Ezenkívül a mikrohullámú technikában még használják a pozitív és negatív diszperzió fogalmát is, amelyek megmutatják azt, hogy $v_p$ és $v_{cs}$ egyirányúak, vagy ellenkező irányúak.

Rendszerint a diszperzió károkat, ill. nem kívánt korlátozásokat okoz, de ilyen jelenség elkerülhetetlen a mikrohullámú technikában.

### Az oszcillációs üzemmódok szeparációja

A (4)-ben kapott eredmény csak akkor igaz, ha a hurok diszperziómentes, vagy a lassító rendszer-, illetve visszacsatoló áramkör diszperziója ellenkező előjelű, vagyis megsemmisítik egymást. Gyakorlatilag azonban a hurok mindkét részében létezik normális diszperzió. Ezt figyelembe véve a (4) a következő formában írható fel.

$$\Delta\omega_{max}\left[\left(\frac{l_h}{v_{ph}} + \frac{l_v}{v_{pv}}\right) - \omega_0\left(\frac{l_h}{v^2_{ph0}}\frac{\partial v_{ph}}{\partial\omega} + \frac{l_v}{v^2_{pv0}}\frac{\partial v_{pv}}{\partial\omega}\right) + \frac{d\varphi(\omega)}{d\omega}\right] = \frac{1}{2}\pi \tag{13}$$

Ennek következtében az (5) egyenlet így írható

$$\left|\frac{2\Delta\omega_{max}}{\omega_0}\right| = \frac{1}{2n_0}\,\frac{\left(\frac{l_h}{v_{ph0}} + \frac{l_v}{v_{pv0}}\right)}{\left[\left(\frac{l_h}{v_{ph0}} + \frac{l_v}{v_{pv0}}\right) - \omega_0\left(\frac{l_h}{v^2_{ph0}}\frac{\partial v_{ph}}{\partial\omega} + \frac{l_v}{v^2_{pv0}}\frac{\partial v_{pv}}{\partial\omega}\right) + \frac{d\varphi(\omega)}{d\omega}\right]\left(1 - \frac{\varphi(\omega_0)}{2\pi n_0}\right)} \tag{14}$$

ahol a „O" index az $\omega_0$, ill. $n_0$-hoz tartozó mennyiséget jelenti.

A (14) egyenlet az oszcillációs üzemmódok szeparációját adja meg, másként a megengedhető maximális relatív frekvenciaváltozás értékét határozza meg valamely $n_0$ oszcillációs üzemmódban. A (14) egyenlet nevezőjének második tagja a hurok diszperziós hatását tükrözi. Ez lecsökkenti az oszcillációs üzemmódok szeparációját normális diszperzió $\left(\frac{\partial v_p}{\partial\omega} < 0\right)$ esetén. A nevező harmadik tagja a visszacsatoló áramkör többi elemének hatását fejezi ki. Közönséges passzív elemre $\frac{d\varphi(\omega)}{d\omega} > 0$, ami szintén csökkenti az oszcillációs üzemmódok szeparációját.

A $\frac{d\varphi(\omega)}{d\omega} > 0$ egyenlőtlenség tulajdonképpen nem más, mint a normális diszperziónak egy kifejezési módja fázistolás formájában. Diszperziómentes esetben (természetesen ilyenkor a visszacsatoló áramkörben nincs paszszív elem) a (14) egyenletből kapjuk a következő összefüggést:

$$\frac{2\Delta\omega_{max}}{\omega_0} = \frac{1}{2n_0} \tag{15}$$

Tehát az oszcillációs üzemmódok szeparációja a hurok elektronikus hosszúságával fordított arányban van.

### Az oszcilláció frekvenciahangolása

*Elektronikus hangolás*

Az oszcillációs frekvencia folyamatos változását a helix feszültség változtatásával érhetjük el. A haladóhullámú cső elméletéből tudjuk, hogy ez a csőben terjedő hullám fázisának megváltozását okozza. Ezt egyensúlyozza ki a frekvencia megváltozása, hogy fennmaradjon az oszcillációhoz szükséges fázisviszony. Ily módon már meg is valósítottuk a frekvencia hangolását, és e hangolási módszert *elektronikus hangolásnak* nevezzük.

Tudjuk azt is, hogy $v_{ph}$ az elektron egyenáramú sebességének ($u_0$-nak) függvénye. Ha az oszcilláció üzemmódját változatlanul hagyjuk és így differenciáljuk a (3) egyenletet, az $u_0$ szerint kapjuk

$$\frac{d\omega}{du_0}\left[\left(\frac{l_h}{v_{ph0}}+\frac{l_v}{v_{pv0}}\right)-\omega_0\left(\frac{l_h}{v_{ph0}^2}\frac{\partial v_{ph}}{\partial\omega}+\frac{l_v}{v_{pv0}^2}\frac{\partial v_{pv}}{\partial\omega}\right)+\frac{d\varphi(\omega)}{d\omega}\right]=\omega_0\left[\frac{l_h}{v_{ph0}^2}\frac{\partial v_{ph}}{\partial u_0}+\frac{l_v}{v_{pv0}^2}\frac{\partial v_{pv}}{\partial u_0}\right] \tag{16}$$

összefüggést. Továbbá, a mennyiségek differenciálja helyett azok megváltozását használjuk közelítően. Így átrendezés után a következő összefüggéshez jutunk:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\approx\frac{u_0\left(\frac{l_h}{v_{ph0}^2}\frac{\partial v_{ph}}{\partial u_0}+\frac{l_v}{v_{pv0}^2}\frac{\partial v_{pv}}{\partial u_0}\right)}{\left(\frac{l_h}{v_{ph0}}+\frac{l_v}{v_{pv0}}\right)-\omega_0\left(\frac{l_h}{v_{ph0}^2}\frac{\partial v_{ph}}{\partial\omega}+\frac{l_v}{v_{pv0}^2}\frac{\partial v_{pv}}{\partial\omega}\right)+\frac{d\varphi(\omega)}{d\omega}}\frac{\Delta V_0}{2V_0} \tag{17}$$

ahol $$\frac{\Delta u_0}{u_0}=\frac{\Delta V_0}{2V_0}$$

A (17) kifejezés a frekvencia relatív elektronikus hangolási tartományát adja meg. A (17) jobb oldali nevezője hasonlít a (14) egyenlet jobb oldali nevezőjéhez, vagyis a második és a harmadik tag a hurok diszperziós hatását fejezi ki, amely csökkenti az elektronikus hangolás mértékét normális diszperzió esetén.

*Mechanikus hangolás*

Az elektronikus hangolás módszerén kívül, a visszacsatoló áramkörben elhelyezkedő elemek segítségével szintén megvalósíthatjuk az oszcilláció frekvenciájának bizonyos sávon belüli folyamatos változását. Például, ha változtatjuk a fázistolót, vagy az üregrezonátort, akkor $\varphi(\omega)$ is változik, ami a frekvencia megváltozását eredményezi. A helix feszültsége ilyenkor változatlan marad. Ezt nevezzük *mechanikus hangolásnak.*

Az előbbiekhez hasonlóan a (3) egyenletet differenciáljuk $\varphi(\omega)$ szerint, akkor

$$\frac{d\omega}{d\varphi}\left[\left(\frac{l_h}{v_{ph0}}+\frac{l_v}{v_{pv0}}\right)-\omega_0\left(\frac{l_h}{v_{ph0}^2}\frac{\partial v_{ph}}{\partial\omega}+\frac{l_v}{v_{pv0}^2}\frac{\partial v_{pv}}{\partial\omega}\right)\right]=$$

$$=\frac{\omega_0 l_h}{v_{ph0}^2}\frac{\partial v_{ph}}{\partial\varphi}+\frac{\omega_0 l_v}{v_{pv0}^2}\frac{\partial v_{pv}}{\partial\varphi}-1 \tag{18}$$

Most is a mennyiségek differenciálja helyett azok megváltozását használjuk, jó közelítésben, és átalakítás után kapjuk:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\approx\frac{\frac{l_h}{v_{ph0}^2}\frac{\partial v_{ph}}{\partial\varphi}+\frac{l_v}{v_{pv0}^2}\frac{\partial v_{pv}}{\partial\varphi}-\frac{1}{\omega_0}}{\left(\frac{l_h}{v_{ph0}}+\frac{l_v}{v_{pv0}}\right)-\omega_0\left(\frac{l_h}{v_{ph0}^2}\frac{\partial v_{ph}}{\partial\omega}+\frac{l_v}{v_{pv0}^2}\frac{\partial v_{pv}}{\partial\omega}\right)}\Delta\varphi(\omega) \tag{19}$$

Ez az összefüggés a relatív hangolási tartományt adja meg mechanikus hangolás esetében. A jobb oldali nevezőben a második tag alakja és szerepe ugyanolyan, mint a fentebb tárgyalt kifejezésekben.

Érdemes megjegyezni, hogy az oszcillátor normális működésének biztosítása céljából a frekvencia megkívánt hangolási sávjának kisebbnek kell lenni az oszcillációs üzemmódok szeparációja által előírt $2\Delta\omega_{max}$ sávnál.

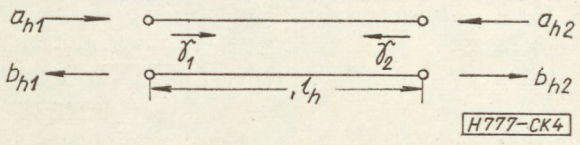
Az eddigi fejtegetések alapján látjuk, hogy a hurok diszperziója, illetve elektronikus hossza és a passzív elemek száma erősen befolyásolja a haladóhullámú csöves oszcillátor jellemzőit. Mivel a közönséges tápvonalakban és elemekben nem létezik nem-normális diszperzió $\left(\frac{\partial v_p}{\partial\omega}>0\right)$, az oszcillátor tulajdonságainak javítása céljából elsősorban a hurok teljes hosszát kell csökkenteni. A helix hosszának csökkentése azonban ellentétesen hat a cső erősítésének növekedésével, tehát a célszerű eljárás az, hogy minimálisra csökkentjük a visszacsatoló áramkör hosszúságát. Másodsorban csökkenteni kell a hurokban használt passzív elemek számát.

**Az oszcillációs feltételek transzfer mátrix formájában**

*A haladóhullámú cső transzfer mátrixa*

Feltételezzük, hogy kétféle hullám terjed a helixen: egyik a $\gamma_1$ terjedési tényezővel jelölt erősítendő hullám, másik pedig a $\gamma_2$-vel jelölt szemben futó hullám. Továbbá feltételezzük, hogy a bemenet és a kimenet illesztve vannak a megfelelő tápvonalhoz. Ennek következtében a haladóhullámú csöves erősítő a 4. ábrán ábrázolt távvezetékkel ekvivalens és transzfer mátrixa:

$$\overline{\overline{T}}_h=\begin{bmatrix}e^{-\gamma_1 l_h} & 0\\ 0 & e^{\gamma_1 l_h}\end{bmatrix} \tag{20}$$




*4. ábra.* Haladóhullámú csöves erősítő ekvivalens áramköre

Ha figyelmen kívül hagyjuk a szemben futó hullámot és csak a haladóhullámot vesszük figyelembe, akkor

$$\overline{\overline{T}}_h = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & e^{\gamma_1 l_h} \end{bmatrix} \qquad (21)$$

$$= \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}\left(1 - \frac{Y_{li}}{2}\right) e^{-(k+j\vartheta_{h\to i})} & -\frac{\sqrt{2}}{|_{\ddot{u}}} \frac{Y_{li}}{2} e^{-(k+j\vartheta_p)} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{Y_{li}}{2} e^{(k+j\vartheta q)} & \left(1 + \frac{Y_{li}}{2}\right) \frac{\sqrt{2}}{|_{\ddot{u}}} e^{(k+j\vartheta_{i\to h}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{v11} & T_{v12} \\ T_{v21} & T_{v22} \end{bmatrix} \qquad (22)$$

ahol $T_i, \ldots, T_{hi}$, az iránycsatoló, sávszűrő, csillapító, limiter, cirkulátor és üregrezonátor, fázistoló, továbbá a hibrid transzfer mátrixának felel meg sorban,

$|_{\ddot{u}} = \dfrac{1 - Y_{\ddot{u}}}{1 + Y_{\ddot{u}}}$ az üregrezonátor reflexiós tényezője,

$k = q + p$ az iránycsatolóban és változtatható csillapítóban fellépő csillapítást fejez ki,

$$\Theta_{i\to h} = \Theta_i + \Theta_s + \Theta_{cs} + \Theta_{li} + 2\Theta_{cirk} + \Theta_f + \Theta_{hi}$$

az iránycsatolótól a hibrid felé terjedő hullám fázistolása a visszacsatoló áramkör mentén, a jobb oldali egyes tagok az iránycsatoló, sávszűrő, csillapító, limiter, cirkulátor fázistoló és hibrid fázistolását jelentik.

$$\Theta_{h\to i} = \Theta_i + \Theta_s + \Theta_{cs} + \Theta_{li} + \Theta_{cirk} + \Theta_f + \Theta_{hi}$$

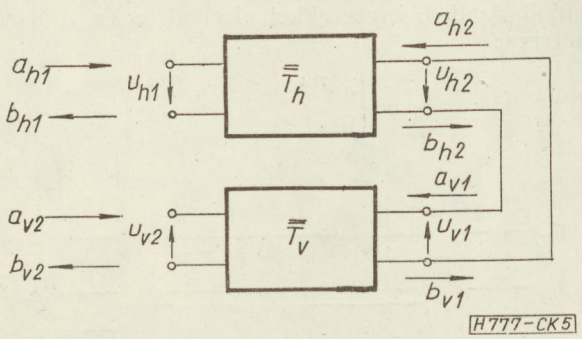
a hibridből az iránycsatoló felé terjedő hullám fázistolása a visszacsatoló áramkör mentén.

$$\overline{\overline{T}} = \overline{\overline{T}}_h \cdot \overline{\overline{T}}_v = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{Y_{li}}{2} e^{(k+j\vartheta q)+\gamma_1 l_h} & \left(1 + \frac{Y_{li}}{2}\right) \frac{\sqrt{2}}{|_{\ddot{u}}} e^{(k+j\vartheta_{i\to h})+\gamma_1 l_h} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \qquad (25)$$

ahol a haladóhullámú csőnek (21) egyenlettel kifejezett transzfer mátrixát használtuk.

A visszacsatoló lánc hatását vegyük úgy figyelembe, hogy kikötjük a következő egyenletek teljesülését:

$$\left.\begin{aligned} a_{h1} &= b_{v2} \\ b_{h1} &= a_{v2} \end{aligned}\right\} \qquad (26)$$




*5. ábra.* Lánc kapcsolás a hurok transzfer mátrixának a számítására

*Visszacsatoló áramkör transzfer mátrixa*

Mivel a láncba kapcsolt négypólusok eredő transzfer mátrixa az összetevő transzfer mátrixok szorzatával egyenlő, ezért a visszacsatoló áramkör transzfer mátrixa:

$$\overline{\overline{T}}_v = \overline{\overline{T}}_i \cdot \overline{\overline{T}}_s \cdot \overline{\overline{T}}_{cs} \cdot \overline{\overline{T}}_{li} \cdot \overline{\overline{T}}_{c\,\ddot{u}} \cdot \overline{\overline{T}}_f \cdot \overline{\overline{T}}_{hi} =$$

Mivel a cirkulátor nonreciprok elem, ezért a beeső és visszavert hullám úthossza nem egyezik meg egymással. Ennek következtében a következő összefüggés áll fenn:

$$\Theta_{i\to h} - \Theta_{h\to i} = \Theta_{cirk} \qquad (23)$$

továbbá:

$$\Theta_p = \Theta_i + \Theta_s + \Theta_{cs} - 2\Theta_{cirk} - \Theta_f - \Theta_{hi}$$

$$\Theta_q = \Theta_i + \Theta_s + \Theta_{cs} + - \Theta_{cirk} - \Theta_f - \Theta_{hi} \quad \text{és}$$

$$\Theta_q - \Theta_p = \Theta_{cirk} \qquad (24)$$

Látjuk azt is, hogy szintén a cirkulátor miatt a $\overline{\overline{T}}_v$ mátrix nem lesz szimmetrikus. A $T_{v12}$ és $T_{v22}$-ben szerepelnek az üregrezonátor paraméterei, míg $T_{v21}$ és $T_{v11}$-ben nem szerepelnek.

*A hurok transzfer mátrixa*

Az előbbi számítások alapján, most összekapcsoljuk a két részt (lásd az 5. ábrát). Ennek megfelelő transzfer mátrix a következő:

ahol $a$ és $b$ a haladó, illetve visszavert hullámot jelenti, az indexek jelentését pedig az 5. ábrán láthatjuk. Ilyenkor zárt áramkör alakul ki, mely a rezgés állapotának felel meg. Mondhatjuk ilyenkor, hogy $\overline{\overline{T}}$ ennek a zárt áramkörnek transzfer mátrixa is.

Az 5. ábráról írhatjuk:

$$\bar{u}_{h1} = \overline{\overline{T}}\, \bar{u}_{v2} \qquad (27)$$

ahol $\bar{u}_{h1} = \begin{bmatrix} b_{h1} \\ a_{h1} \end{bmatrix}$ a haladóhullámú csöves erősítő bemenő oldali feszültsége, és

$\bar{u}_{v2} = \begin{bmatrix} a_{v2} \\ b_{v2} \end{bmatrix}$ a visszacsatoló áramkör kimenő oldali feszültsége.

Rezgés esetén a (26) kötés felhasználásával kapjuk, hogy:

$$\bar{u}_{h1} = \overline{\overline{T}}\, \bar{u}_{h1}$$

vagy

$$(\overline{\overline{T}} - \overline{\overline{E}})\, \bar{u}_{h1} = 0, \qquad (28)$$

mely egyúttal az oszcillációs feltételeket is megadja. A (28)-ban szereplő $(\overline{\overline{T}} - \overline{\overline{E}})$ tényező a $\overline{\overline{T}}$-nek az ún. karakterisztikus mátrixa. Könnyen belátható, hogy a $\overline{\overline{T}}$-nek mindkét sajátértéke 1-gyel egyenlő. A (28) egyenletnek akkor van a triviális (azaz $\tilde{u}_{h1} = 0$) megoldástól eltérő megoldása, ha

$$\det(\overline{\overline{T}} - \overline{\overline{E}}) = \begin{vmatrix} T_{11}-1 & T_{12} \\ T_{21} & T_{22}-1 \end{vmatrix} =$$

$$= (T_{11} - 1)(T_{22} - 1) - T_{12}T_{21} = 0, \qquad (29)$$

ezért elegendő az, hogy a (28) vizsgálata helyett a (29) egyenletet vizsgáljuk meg a következőkben.

Mivel $\overline{\overline{T}}$-nek minden eleme a frekvencia függvénye, ezért az oszcillációs feltételeket kiadó (28) egyenletnek van megoldása egy vagy több diszkrét $\omega_n$ frekvencia esetén, mint ezt már említettük.

### Az oszcilláció amplitúdó- és fázisegyenlete

Kiindulásul a (29) egyenletet tárgyaljuk két esetben:

*I.* Ha a visszacsatoló áramkör passzív és reciprok, akkor

$$T_{v11}T_{v22} - T_{v12}T_{v21} = 1 \qquad (30)$$

és

$$-T_{12}T_{21} + T_{11}T_{22} = e^{(\gamma_1-\gamma_2)l_h} \qquad (31)$$

kötések állnak fenn. A (29) egyenletet a következő két részre bonthatjuk:

$$|T_{11} + T_{22} - e^{(\gamma_1-\gamma_2)l_h}| = 1 \qquad (32)$$

és

$$\arg\,[T_{11} + T_{22} - e^{(\gamma_1-\gamma_2)l_h}] = 0 \qquad (33)$$

E két képlet alapján végezhetjük a további számítást.

*II.* Ha a visszacsatoló áramkör passzív és nonreciprok, akkor közvetlenül keressük a (29) egyenlet amplitúdó és fázis részét, hogy eleget tegyenek az alábbi két megkötésnek:

$$|T_{12}T_{21} - T_{11}T_{22} + T_{11} + T_{22}| = 1 \qquad (34)$$

és

$$\arg\,[T_{12}T_{21} - T_{11}T_{22} + T_{11} + T_{22}] = 0 \qquad (35)$$

Ezen összefüggések felhasználásával tovább folytathatjuk az analízist.

Ha (25)-ből kapott eredményt használjuk, akkor $T_{11} = T_{12} = 0$ miatt az oszcillációs feltételt a (29)-ből közvetlenül írhatjuk le a következő egyenlettel

$$T_{22} = 1. \qquad (36)$$

Ez sokkal egyszerűbb, mint a (28), illetve a (29) egyenlet, ugyanakkor világosan mutatja az oszcilláció keletkezésének fizikai feltételeit.

Ha a (36) egyenletbe behelyettesítjük a $T_{22}$ értékét, akkor az alábbi összefüggésre jutunk:

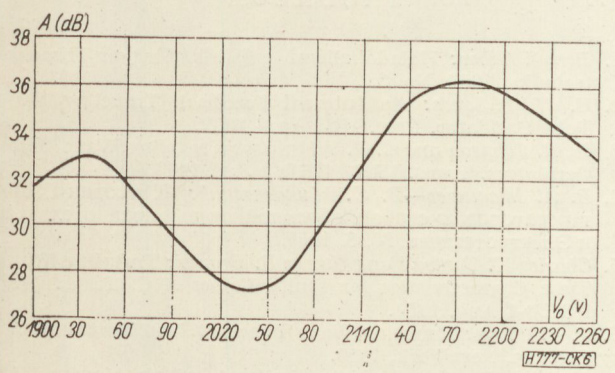
$$\left(1 + \frac{Y_{li}}{2}\right)\frac{\sqrt{2}}{|\ddot{u}|}\, e^{(k - j\vartheta_{i\to h}) + \gamma_1 l_h} = 1 \qquad (37)$$

A $\gamma_1 = -\beta_e c\chi_1 + j\beta_e(1 - cy_1)$ kifejezést felhasználva, és felbontva az amplitúdó és fázis részét a (37) egyenletet, a következő kifejezéseket kapjuk:

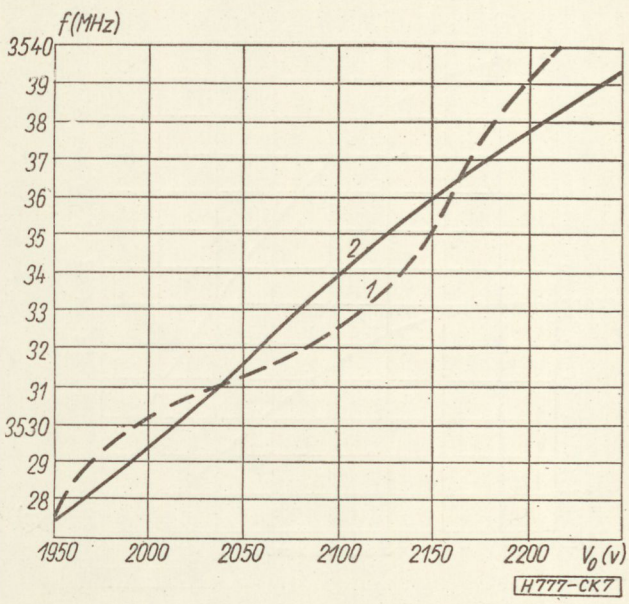
$$\frac{1}{l_h}\left[k + \ln\left(\frac{\sqrt{(1+g_{li})^2 + B_{li}^2}\ \sqrt{(1+g_{\ddot{u}})^2 + B_{\ddot{u}}^2}}{\sqrt{2}\ \sqrt{(1-g_{\ddot{u}})^2 + B_{\ddot{u}}^2}}\right)\right] = \beta_e c\chi_1 \qquad (38)$$

$$-\frac{1}{l_h}\left[\Theta_{i\to h} + \operatorname{arc\,tg}\frac{B_{li}}{2+g_{li}} + \operatorname{arc\,tg}\frac{B_{\ddot{u}}}{1+g_{\ddot{u}}} - \operatorname{arc\,tg}\frac{B_{\ddot{u}}}{1-g_{\ddot{u}}}\right] = \beta_e(1 - cy_1) \qquad (39)$$

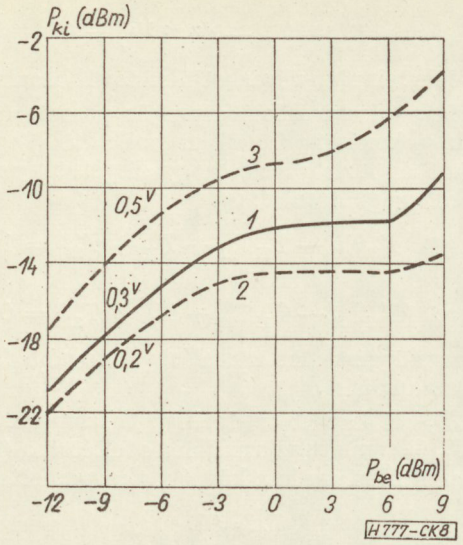
A (38), illetve (39), valamint az előbb kapott (32), (33) és (34), valamint (35) összefüggéseket az *oszcilláció amplitúdó- és fázisegyenletének* nevezzük. E két egyenlet segítségével a hurokban felírhatjuk az amplitúdó és a frekvencia függését az áramköri paraméterektől. Természetesen az egyes elemek hatásának vizsgálatát ezen egyenletek segítségével is elvégez-



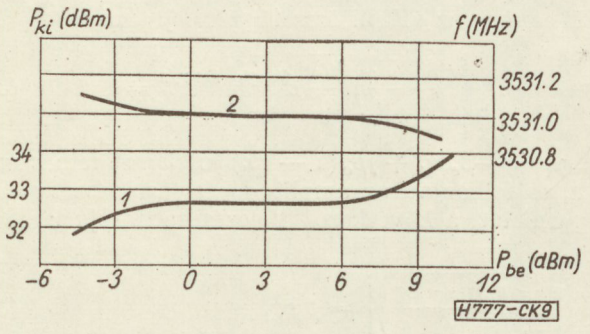

*6. ábra.* A hurok csillapítása a helix-feszültség függvényében



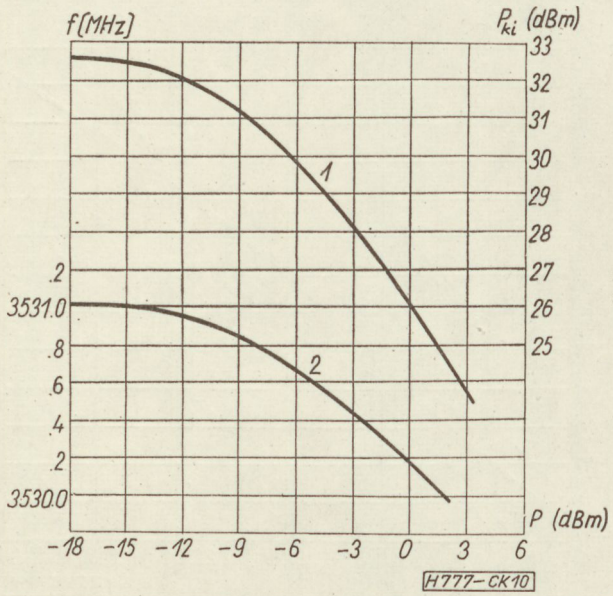

*7. ábra.* Az oszcillációs frekvencia a helix-feszültség függvényében




*8. ábra.* Félvezetős diódás limiter karakterisztikái




*9. ábra.* Az oszcilláció szintje és frekvenciája a limiter bemenő szintjének függvényében




*10. ábra.* Az oszcilláció szintje és frekvenciája az erősítendő jel szintjének függvényében

hetjük. Így kaptuk meg például a visszacsatoló hurok csillapítását állandó bemenőszint esetén a helix feszültség függvényében a 6. ábrán látható diagram alakjában.

**Mérési eredmények**

Elvégzett kísérleteinkben a HO-2 típusú haladóhullámú cső 3601 MHz-en 5 W-os kimenő szinten erősít és —15 dBm-es bemenő szint mellett 3531 MHz-en oszcillál. Az oszcilláció maximális kimenő teljesítménye 1 W körül van. A 7. ábrán látható az oszcillációs frekvenciának a helix-feszültségtől való függése, melyeket számítással (1. görbe) illetve méréssel (2. görbe) kaptunk. Látjuk, hogy a frekvenciahangolás teljes sávja kb. 14 MHz. Továbbá a frekvenciaváltozás meredeksége $\frac{\Delta f}{\Delta V_0} \cong 0{,}044 \frac{\text{MHz}}{\text{volt}}$, vagyis elég kicsi, ami viszont nagy stabilitású oszcillátor-üzemet ad. A frekvencia relatív elektronikus hangolási tartománya $\frac{\Delta f}{f_0} \cong 0{,}004$. Az oszcillációs amplitúdót a félvezető diódás limiter határozza meg, amelynek karakterisztikáját a 8. ábra tünteti fel. Láthatjuk, hogy a limiter kimenő szintje majdnem változatlan marad, ha a bemenő szint —1 dBm-től +7 dBm-ig változik (lásd az 1. görbét), továbbá az előfeszültség függvényében a limiter kimenőszintje is változik (lásd a 2. és 3. görbét).

A 9. ábra viszont az oszcilláció szintjét (1. görbe) és frekvenciáját (2. görbe) mutatja meg, melyeket mérésből kaptunk a limiter bemenő szintjének a függvényében. Látható, hogy ezek igen stabilak. A 10. ábra az erősítendő jelnek az oszcillációra gyakorolt hatását mutatja. A haladóhullámú cső erősítési karakterisztikája nem lineáris, ill. fázistolása a ráadott jel szintjétől függ, ezért az oszcilláció amplitúdója (1. görbe) és frekvenciája (2. görbe) változik az erősítendő jel szintjének a függvényében. Ebből következik, hogy stabil oszcilláció fenntartásához az erősítendő jel szintjének közel állandónak kell lennie, ami viszont gyakorlatilag mindig teljesül is.

Végezetül köszönetet szeretnék mondani dr. Berceli Tibor aspiráns-vezetőmnek, a feladat kidolgozása során nyújtott értékes segítségéért és kedves figyelméért, továbbá a TKI azon dolgozóinak, akik munkámban segítséget nyújtottak.

IRODALOM

1. *Berceli Tibor:* Haladóhullámú erősítők. Magyar Híradástechnika, 1960. No. 3.
2. *E. M. T. Jones:* An Internal Feedback Traveling-Wave Tube Oscillator. Proc. IRE April 1952.
3. *H. R. Johnson and C. R. Whinnery:* Traveling Wave Tube Oscillators. Trans. IRE PGED-2 Jan. 1953.
4. *В. А. Малышев—В. С. Михалевский:* К теории ЛБВ-гереаторов со слабой обротной связью радиотехника, и Электротесника, №, 3, 1961.
5. *Charles K. Birdsall and George R. Brower:* Traveling Wave Tube Characteristics for Finite Values of C. Trans. IRE PGED-1 Aug. 1954.
6. *J. R. Pierce:* Traveling Wave Tubes. D. Van Nostrand and Co., Inc. New York, 1950.
7. *Valkó I. P.—Gál J.:* Haladóhullámú csövek. Magyar Híradástechnika, No. 4. 1959.

Lapunk példányonként megvásárolható:

**V., Váci utca 10 és**

**V., Bajcsy-Zsilinszky út 76**

alatti Hírlapboltokban.

## Tartalmi összefoglalások

ETO 621.382.334:621.396.62

Dr. Ambrózy A.:

### Lineáris integrált szilárdtest áramkörök

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) 1. sz.

A félvezető alapú integrált szilárdtest áramkörök fejlődésének első éveiben kevés reményt fűztek a lineáris (alakhű átvitelt biztosító) áramköri alkalmazásokhoz. 1965-ben a helyzet megváltozott: kialakult néhány univerzálisan használható alapkapcsolás, amely a lineáris erősítőkben, oszcillátorokban, frekvenciaosztókban stb. használható. Ki kell emelni közülük a differenciálerősítőt, melyet integrált kivitelben jobb paraméterekkel lehet megvalósítani, mint a hagyományos elemekből. Nincs azonban még megoldva a hangolható (rezonáns) áramkörök kérdése. Emiatt a rendszertervezőnek figyelembe kell vennie a rendelkezésre álló lehetőségeket és új tervezési módszereket kell bevezetnie. Néhány példát ismertet a cikk az integrált rádióvevőkészülékek rendszertechnikájából.

ETO 535.339:621.375.826:621.382

Zombory L.:

### Félvezető laserek

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) 1. sz.

A cikk a laserek fejlődésének rövid áttekintése után a laserműködés feltételeit ismerteti. Az I. részben bemutatja a félvezető laserekre vonatkozó legegyszerűbb elvi meggondolásokat. A továbbiakban a II. részben tárgyalja a félvezető laserek gyakorlati megvalósításának problémáit; az anyag és technológia megválasztását. Ismerteti a példányokon észlelhető effektusokat. Foglalkozik a sugárzás jellemzőivel és ezeknek a külső hatásokra történő megváltozásával, valamint a hatásfokkal és teljesítménnyel. Végül összefoglalja a műszaki alkalmazás előnyeit és problémáit. Ismertet már megvalósított felhasználási lehetőségeket és rámutat a félvezető laserek gyakorlati alkalmazásának további lehetőségeire.

ETO 621.318.13.017.3 : 621.372.853.2

Dr. Poszler Lászlóné:

### Polikristályos ferritek mikrohullámú veszteségeinek alakulása a kristályszerkezet függvényében

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) 1. sz.

A polikristályos ferritek kristály- és szövetszerkezetének változásával nagymértékben változnak a mágneses tulajdonságok, s az anizotrópia viszonyok. A mágneses anizotrópia erők együttes mértékéül a Curie-hőfok előtti permeabilitás maximumának és a $H_c$ értéknek változását vették tekintetbe. Polikristályos ferritek szerkezeti homogenitásának növekedése (nem mágneses anyagok, mikrorepedések stb. mennyiségének csökkenése) arányában csökkentek a ferritszerkezetben ható mágneses anizotrópia-erők, amely a mikrohullámú veszteségek nagymértékű csökkenését vonta maga után.

## Обобщения

ДК 621.382.334:621.396.62

Д-р А. Амбрози:

### Линейные интегрированные цепи

HÍRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XVIII. (1967) № 1.

В первые годы развития интегрированных цепей твёрдого тела имелась малая надежда к применению в линейных цепях (для передачи точной формы сигнала). В 1965 г. положение изменилось: имеются некоторые основные цепи широкого применения, использованные в линейных усилителях, осцилляторах, делителях частоты и. т. д. Из этих обращается внимание на дифференциальный усилитель, который может быть осуществлен в интегрированном исполнении с лучшими параметрами, чем из классических элементов. Еще нерешён вопрос настроенных (резонансных) контуров. По этому конструктор системы должен принимать во внимание возможности предоставленные ему в распоряжение и вводить новые методы проектирования. Даны несколько примеров в области интегрированных радиоприемников.

ДК 535.339:621.375.826:621.382

Л. Зомбори:

### Полупроводниковые лазеры

HÍRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XVIII. (1967) № 1.

После краткого обозрения развития лазеров изложены условия работы лазеров. В части I показаны самые простые представления по полупроводниковым лазерам. В части II трактуются проблемы практического осуществления полупроводниковых лазеров: выбор материи и технологии. Показаны эффекты наблюдаемые на экспериментальных образцах, параметры излучения и их изменения вследствие внешних влияний, а также мощность и к. п. д. Наконец обобщены выгоды и проблемы технического применения. Показаны некоторые уже осуществленные и далнейшие возможности применения.

ДК 621.318.13.017.3 : 621.372.853.2

Д-р Л. Послерне:

### Потери поликристаллических ферритов в зависимости кристаллмзеской структуры

HÍRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XVIII. (1967)

Магнитные параметры и анизотропические свойства поликристалловых ферритов значительно изменяются в зависимости кристаллической структуры. Общей мерой магнитных анизотропических сил является максимум проницаемости перед температурой Кюры и изменение величины $H_c$. Анизотропические силы в структуре феррита уменьшались пропорционально с увеличением однородности ролликристаллической структуры (уменьшение числа немагнитных материалов, микроскопических щелей и т. д.); вледствие этого оуень значительно уменьшаются микроволновые потери.

ETO 621.373.42:621.385.63:621.375.2

Cza Ke-Kung:

**Haladóhullámú csöves oszcillátor**

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) 1. sz.

A haladóhullámú cső többszörös kihasználásának egyik módja: egyik frekvencián erősit és egyidejűleg egy másik frekvencián oszcillál. A szerző elöljáróban a többszörös kihasználású haladóhullámú csővel megvalósított oszcillátor jellemzőit tárgyalja, majd az oszcillációs feltételeket vizsgálja transzfer mátrixszal. Ennek eredményeként levezeti az oszcilláció amplitúdó, illetve fázisegyenletet. Közli a számítási és mérési eredményeket.

ДК 621.373.42:621.385.63:621.375.2

Цза Ке-Кунг:

**Осциллятор с ЛБВ**

HÍRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XVIII. (1967) № 1.

Одним методом многократного использования ЛБВ является: усиление на одной частоте, генерация колебаний на другой частоте. Излагаются параметры осциллятора многократного использования и испытываются условия генерации колебаний с помощью трансферной матрицы. Вследствие этого даны расчёт уравнений амплитуды и фазы, результаты расчётов и измерений.

## Zusammenfassungen

DK 621.382.334:621.396.62

Dr. A. Ambrózy:

**Lineare integrierte Festkörperschaltungen**

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) Nr 1.

In den ersten Jahren der Entwicklung der integrierten Festkörperschaltungen mit Halbleiter wurde wenig Hoffnung zur Anwendung der linearen Stromkreise gefügt. Im Jahre 1965 veränderte sich die Lage und es wurden einige universal verwendbare Grundschaltungen entwickelt, die in den linearen Verstärkern, Oszillatoren, Frequenzteiler u.s.w. anwendbar sind. Ausser den Grundschaltungen soll der Differentialverstärker betont werden, welcher in integrierter Ausführung, mit besseren Parametern durchgeführt werden kann, als mit traditionellen Elementen. Da die Frage der Resonanzstromkreise noch nicht gelöst ist, soll der Systemkonstrukteur die vorhandenen Möglichkeiten in Acht nehmen und neue Planungsmethoden einführen. Ferner werden einige Beispiele bezüglich der Systemtechnik der integrierten Radioempfangsgeräte erörtert.

DK 535.339:621.375.826:621.382

L. Zombory:

**Halbleiterlaser**

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) Nr 1.

Nach einem kurzen Überblick der Entwicklung der Laser werden die Umstände der Funktion der Laser erörtert. In dem I. Teil werden die einfachsten prinzipiellen Erwägungen bezüglich der Halbleiterlaser mitgeteilt. In dem II. Teil werden die Probleme der praktischen Verwirklichung der Halbleiterlaser und die Wahl der Materialien und Technologie erörtert. Es werden die auf den Versuchsexemplaren merkbare Effekte beschrieben. Es wird mit den Strahlungskennwerten, deren Änderung durch äussere Einwirkungen mit dem Wirkungsgrad und der Leistung beschäftigt, zuletzt werden die Vorteile und Probleme der technischen Anwendung zusammengefasst. Es werden ausgeführte Anwendungsbeispiele erörtert und auf die fernere praktische Anwendungsmöglichkeiten der Halbleiterlaser hingewiesen.

DK 621.318.13.017.3 : 621.372.853.2

Dr. Frau L. Poszler:

**Mikrowellenverluste der Polykristallferrite in der Funktion der Kristallstruktur**

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) Nr 1.

Mit der Veränderung der Kristallstruktur und Gefüge der Kristallferrite verändern sich in grossem Masse die magnetischen Eigenschaften und die anisotropischen Verhältnisse. Als gemeinsames Mass der magnetischen anisotropischen Kräfte wurden die Veränderung des Permeabilitätmaximums vor der Curietemperatur und die Veränderung des $H_c$ Wertes in Acht genommen. Proportional mit dem Wachstum der strukturellen Homogenität der Polykristallenferrite (die Verminderung der nicht-magnetischen Stoffe, Mikrospaltungen u. s. w.) verringerten sich die in der Ferritstruktur wirkenden magnetischen anisotropischen Kräfte. Dieser Phänomen zog eine bedeutende Verminderung der Mikrowellenverluste nach sich.

DK 621.373.42:621.385.63:621.375.2

Cza Ke-Kung:

**Wanderwellenröhren-Oszcillator**

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) Nr 1.

Eine Methode der Mehrfachausnützung des Wanderwellenröhren-Oszcillators ist, dass er gleichzeitig auf einer Frequenz verstärkert und auf einer anderen schwingt. Erst beschäftigt sich die Verfasserin mit den Kennwerten der Oszcillatoren, welche mit mehrfach ausgenützten Wanderwellenröhren ausgeführt wurden, ferner untersucht sie die Schwingungsbedingungen mit Transfermatrix. Als dessen Ergebnis leitet sie die Schwingungsamplituden-, bzw. Phasengleichungen ab. Sie informiert uns über den Berechnungs- und Messergebnissen.

## Summaries

UDC 621.382.334:621.396.62

Dr. A. Ambrózy:

**Linear Integrated Solid State Circuits**

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) N° 1.

In the first years of the development of integrated solid state circuits there was little hope for the future of their application for linear circuits. The situation changed in 1965, some universally utilizable basic circuits were developed, for the use in linear amplifiers, oscillators, frequency dividers, etc. The differential amplifier has to be emphasised, as it can be realized with favourable performance characteristics with the integrated technology, than with traditional elements. The problem of resonant circuits is not yet solved. The designer of the system has to take into consideration the possibilities available and has to introduce new designing methods. Some examples are presented concerning the system technique of the integrated radio receiver.

UDC 535.339:621.375.826:621.382

L. Zombory:

**Semiconductor Lasers**

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) N° 1.

After a short review of the development of lasers the conditions of the laser operation are presented. The Part I. describes the simplest principal considerations concerning the semiconductor lasers, the Part II. the problems of their practical realization, further the choice of material and technology. It presents the effects observed on experimental samples. Further it deals with the characteristics of the radiation and with their alteration in consequence of outher influences. It examines the efficiency and the power. Finally it summarizes the advantages and problems of the technical application. It presents realized application examples and refers to the further possibilities of the practical application of semiconductor lasers.

UDC 621·318.13.017.3 : 621.372.853.2

Dr. Mrs. Poszler:

**Microwave Losses of Polycrystalline Ferrites as a Function of the Crystal Structure**

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) N° 1.

The magnetic properties and the anisotropic conditions change considerably with the alteration of the crystal structure and texture of polycrystalline ferrites. For the complex measure of the magnetic anisotropic forces the alteration of the maximum permeability before Curie temperature and of value of $H_c$ are taken. In the proportion of the increase of the structural homogenity of polycrystalline ferrites (the decrease of nonmagnetic materials, micro-cracks, etc.) the magnetic anisotropic forces active in the ferrite structure are reduced leading to the considerable reduction of the microwave losses.

UDC 621.373.42:621.385.63:621.375.2

Cza Ke-Kung:

**Travelling Wave Tube Oscillator**

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) N° 1.

One method of the multiplex ultilization of the travelling wave tube is, that at the same time it amplifies on one frequency and oscillates on the other. First the characteristics of the oscillators realized with a travelling wave tube of multiplex utilization are discussed. The oscillating conditions are examined with transfer matrix. As a result the oscillation amplitude and phase equations are deduced.

## Resumés

CDU 621.382.334:621.396.62

Dr. A. Ambrózy:

**Circuits solides integrés linéaires**

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) N° 1.

Au commencement du développement des circuits solides integrés à base des sémiconducteurs il y avait peu d'espoir des utilisations linéaires (assurant une transmission fidèle de la forme). En 1965 la situation est changée: quelques circuits fondamentaux ont été développé pour utilisation dans amplificateurs linéaires, oscillateurs, diviseurs de fréquence etc. On doit souligner l'amplificateur différentiel qui peut être réalisé en construction integrée avec paramètres plus favorables, comme avec des élements traditionels. Le problème des circuits accordés (résonants) n'est pas encore résolu. À cette cause le projeteur des systèmes doit prendre en considération les possibilités disponibles et introduire nouvelles méthodes de projet. Quelques exemples sont donnés pris du domaine des récepteurs de radio integrés.

CDU 535.339:621.375.826:621.382

L. Zombory:

**Lasers à sémiconducteurs**

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) N° 1.

Après une revue brève du dévéloppment des lasers les conditions de fonction des lasers sont exposées. Dans la Partie I les considérations les plus simples concernant les lasers sont présentées. Dans la Partie II les problèmes de la réalisation pratique, la sélection de la matière et technologie des lasers à sémiconducteurs sont traités.
Les effets observés sur les échantillons experimentaux sont exposés. Les paramètres du rayonnement et leurs changes à cause des influences extérieures, le rendement et la puissance sont descrits. Enfin un résumé des avantages et problèmes de l'utilisation technique, quelques exemples de réalisation et les possibilités potentielles de l'utilisation sont donnés.

CDU 621.318.13.017.3 : 621.372.853.2

Mme Dr. L. Poszler:

**Pertes en micro-ondes des ferrite polycristallines en fonction de la structure cristalline**

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) N° 1.

Les propriétés magnétiques et les conditions d'anisotropie changent considérablement en modifiant la structure cristalline et la texture des ferrites polycristallines. On a pris pour mesure conjuguée des forces magnétiques anisotropiques la modification du maximum de la perméabilité au-dessous la température Curie et la valeur de $H_c$. Proportionellement à l'augmentation de la homogénité structurale des ferrites polycristallines (en diminuant des matières non-magnétiques, des micro-criqûres etc.) décroissent les forces magnétiques anisotropiques dans la structure des ferrites entrainant la diminuation considérable des pertes en micro-ondes.

CDU 621.373.42:621.385.63:621.375.2

Cza Ke-Kung:

**Un oscillateur à lampe à ondes progressives**

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XVIII. (1967) N° 1.

L'une des méthodes d'utilisation multiple des lampes à ondes progressives est l'arrangement, dans lequel la lampe fonctionne comme amplificateur sur une fréquence et comme oscillateur sur une autre fréquence. Les paramètres d'un oscillateur fonctionnant avec une lampe à ondes progressives en service multiple et les conditions d'oscillation à l'aide de matrice transfer sont exposés. Les équations d'amplitude et de phase et les résultats calculés et mesurés sont donnés.

PUBLI SERVICE PARIS

**PARIS**
porte de Versailles
**1967**
**ÁPRILIS**
**5-től 10-ig**

A világ minden tájáról jönnek látogatók, hogy részt vegyenek az év két nagy világtalálkozóján, az

# ELEKTRONIKUS ALKATRÉSZEK

NEMZETKÖZI KIÁLLÍTÁSÁN ÉS AZ

# ELEKTROAKUSZTIKA

NEMZETKÖZI KIÁLLÍTÁSÁN

Az Elektronikus Alkatrész Kiállítás, amelyet 1934-ben alapítottak, és 1958-ban lett nemzetközi jellegű, 900 konstruktőrt fog össze, akiknek fele külföldi. Ugyanabban az időben a szomszédos csarnokban az Elektroakusztikai Kiállítás nyitja meg kapuit valamennyi ország mérnökei és technikusai előtt

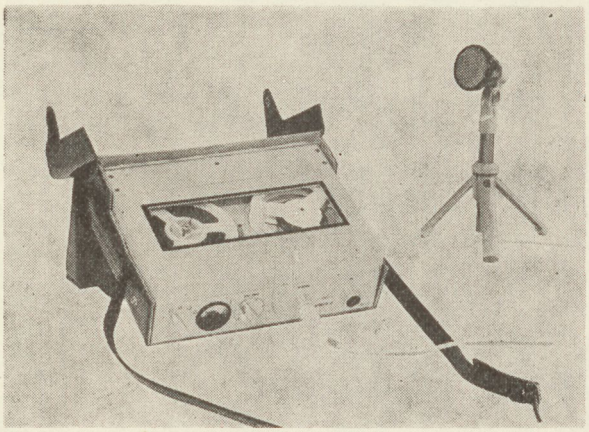
Nemzetközi Kollokvium az Elektronikáról és a Világűrről

Párizs, 1967. április 10–15, előzetes jelentkezésre

A kollokvium célja annak tanulmányozása, hogy a világűrben való alkalmazás által megszabott feladatok hatására hogyan alkalmazkodik, ill. újul meg az elektronika.

S.D.S.A. - RELATIONS EXTÉRIEURES
16, RUE DE PRESLES - 75 - PARIS 15e - FRANCE

## R-5



Az R-5 magnetofon stúdiók részére, riportfelvételek készítésére alkalmas, teljes csíkos készülék. Funkcióit riportercélok határozzák meg.

Főfunkciói: FELVÉTEL (törléssel, dinamika kompresszorral vagy nélkül) — LEJÁTSZÁS.

Szalagsebesség: 9,53 cm/mp ±2%.

Frekvenciatartomány: 60 Hz—10 kHz.

Behallgatás: fejhallgatóval vagy saját hangszóróval.

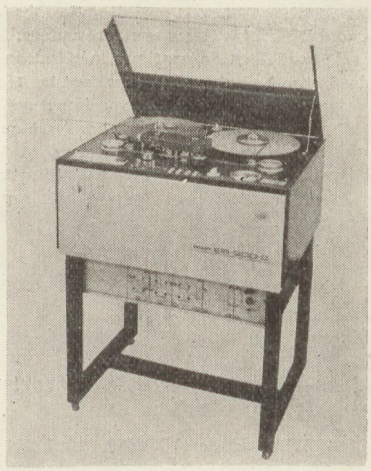
A készülék áramellátását 6 db 1,5 V-os Góliát rúdelem biztosítja. A készülékben levő erősítők 6 V-os stabilizált tápfeszültséggel működnek (beépített stabilizátorról), amely még abban az esetben is biztosítja a 6 V ±0,2 V-os telepfeszültséget, ha a telepegység feszültsége 7 V-ra esik vissza.

A készülék üzemeltetése, funkcióinak kiválasztása egyetlen forgatógomb működtetésével történik, az egyes állásokat egyezményes jelek jelzik.

A magnetofon üzemkész súlya telepekkel, hordtáskával és szalaggal 3,2 kg. A készülékhez használható szalagorsó max. 100 mm átmérőjű, normál közepű. A készülék —10 C° és +40 C° hőmérséklet határok között működik üzembiztosan.

Külön rendelésre pilotfejes kivitelben is készül. Filmkamerákhoz csatlakoztatva filmmel szinkron futófelvétel készíthető.

## STM-200



Az STM-200 stúdiómagnetofon tranzisztorizált készülék, stúdiószintű hangfelvételek szalagos rögzítésére és lejátszására alkalmas.

Ebben a készülékben a legmodernebb és a teljesen új technikai megoldások egész sorát találjuk, minek folytán a készülék elektromos és mechanikus paraméterei az üzembiztonságot tekintve az elérhető legjobbakat nyújtja.

Minden erősítője teljesen tranzisztorizált.

A blokkrendszert — mely eddig az elektromos egységek beépítésénél nagyon jól bevált — a mechanikus egységekre is ki terjesztették. Mono- és stereokivitelben kerül gyártásra, automatikus szalagkiemeléssel. Teljes távvezérelhetőség. Automatikus szalagfeszítés-szabályozás. Folyamatos gyorstekercselés-szabályozás.

Szalagsebesség: 38,1 cm/mp és 19,05 cm/mp ±0,3%.

Lejátszási frekvenciamenet: 38,1 cm 30—16 000 Hz,
19,05 cm 40—14 000 Hz.

Teljesítményfelvétel: 160 W.

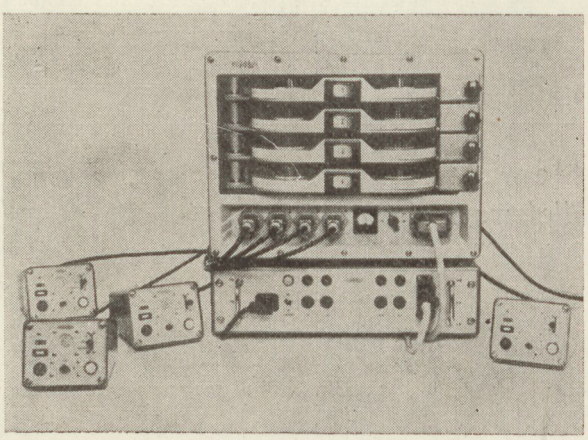
A készülék súlya futóművel, erősítővel 73 kg.

Méretek: 870×565×420 mm.

Állvánnyal: 870×565×920 mm.

Külön rendelésre stereokivitelben is készítjük.

## M-5



Az M-5 négycsatornás magnetofon lehetővé teszi, hogy a négy csatornán egy időben történjen a kívánt hangfrekvenciás jel — főleg beszéd — rögzítése.

Négy kezelőegységhez nyolc vevő csatlakoztatható és átkapcsolással egyszerre négy vevő jele rögzíthető. A kezelőegységek egyúttal mikrofonerősítők, beépített mikrofonnal.

Ha a felvétel mikrofonról történik, a kezelőegységhez csatlakozó vevők lekapcsolódnak.

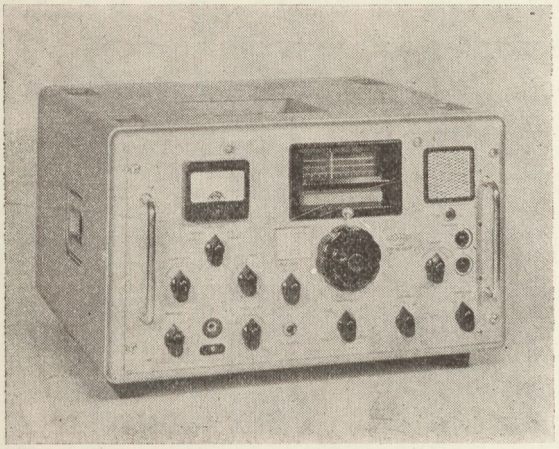
Mechanikai kivitele lehetővé teszi a szállíthatóságot és gépkocsiba való beépítését.

A készülékhez max. 130 mm átmérőjű orsók használhatók.

Szalagsebessége: 9,5 cm/mp ±3%.

A készülék teljesítményfelvétele: a hálózatból kb. 160 VA.

## ML-400/F



Az ML-400/F típ. kommunikációs rövidhullámú vevőkészülék nagy érzékenységű, stabil, szelektív vevő.
Továbbfejlesztett változata az ML-400 típ. rövidhullámú kommunikációs vevőkészüléknek. 6 fix kristályhangolású és átkapcsolható folyamatos hangolásra 1,85—25 MHz-ig.

A kvarcvezérlésű állásban tetszőlegesen választhatunk a 6 db beépített kristályoszcillátor frekvenciája között.
Az egyes kvarckristályok könnyen cserélhetők a készülék kidobozolása nélkül is.

Felhasználható megfigyelőállomások, meteorológiai intézetek, távirati irodák részére, komplex összeállításokban rádióközpontok, diversity vevőberendezések vevőjeként.

## UAE-63A

Az UAE-63A típ. antennaelosztó erősítő a legcélszerűbben a több vevőkészülékekkel rendelkező munkahelyeken, pl. vevőállomásokon vagy vevőközpontokban használható. Alkalmazásával antennák létesítési költsége, valamint helyszükséglete takarítható meg.

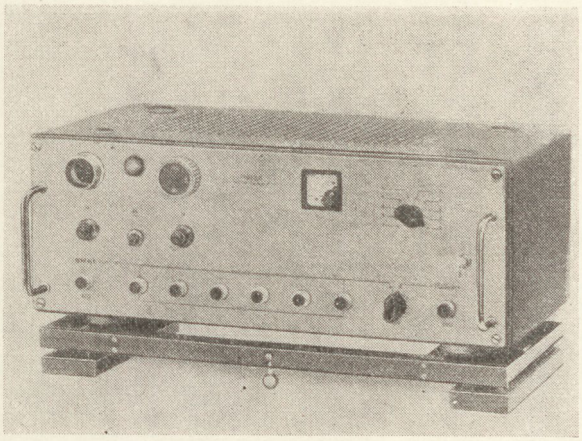
Kétféle üzemmódban működtethető:

1. *Antennaelosztó erősítő* üzemmódban lehetővé teszi több vevő egyidejű üzemeltetését egy antennáról a 20 . . . 100 MHz-es frekvenciatartományban.

   Alkalmazása: 6 db vevőkészülék csatlakoztatása egy elosztó erősítőre.
   Több elosztó erősítő kaszkád kapcsolása.

2. *Antennaerősítő* üzemmódban a vevőkészüléktől nagyobb távolságra felállított antenna és a vevő közötti kábel csillapítását kompenzálja ki.

   Alkalmazása: antennakábel csillapításának kiegyenlítése.
   Szélessávú erősítő mérési célokra.



# MECHANIKAI LABORATÓRIUM BUDAPEST

# MAGYAR KÁBEL MŰVEK

IGAZGATÓSÁG ÉS KÖZPONTI GYÁR

Budapest, XI., Budafoki út 60 • Telefon: 466-770, 266-670

ZOMÁNCHUZALGYÁR
Budapest, XI., Hunyadi J. út 1.
Telefon: 268-930

SZEGEDI KÁBELGYÁR
Szeged, Huszár út 1.

## GYÁRTMÁNYOK:

Erősáramú szigetelt vezetékek
Jelző, mérő, működtető kábelek
Erősáramú kábelek 1—35 kV-ig
Alumínium és acél-alumínium szabadvezetékek
Tekercselő huzalok
Switch-kábelek
Gumitömlő-kábelek
Híradástechnikai vezetékek
Távkábelek
Távbeszélő kábelek
Hajókábelek
Szigetelt zománchuzalok
Mikroszeparátor lemezek
Zárt-acélkötelek
Hullámosított lemezek
Kábeldobok

# TRANSZFORMÁTOR KTSZ

Budapest, VII., Nefelejts utca 39. Telefon: 428-969, 228-401

**Nagyfeszültségű készülékek:**
anyagvizsgáló röntgenberendezések,
elektrosztatikai készülékek

**Feszültség gyorsszabályozók:**
váltakozó áramú stabilizátorok,
generátor gyorsszabályozók

**Feszültségszabályozók:**
kézi, motoros és automatikus működésű mozgótekercses vagy toroidrendszerű szabályozó berendezések

**Transzformátorok:**
egy- és háromfázisú sorozat, különleges transzformátorok valamint híradástechnikai transzformátorok

# HÍRADÁSTECHNIKAI ANYAGOK GYÁRA

**VÁC, ZRÍNYI UTCA 17**

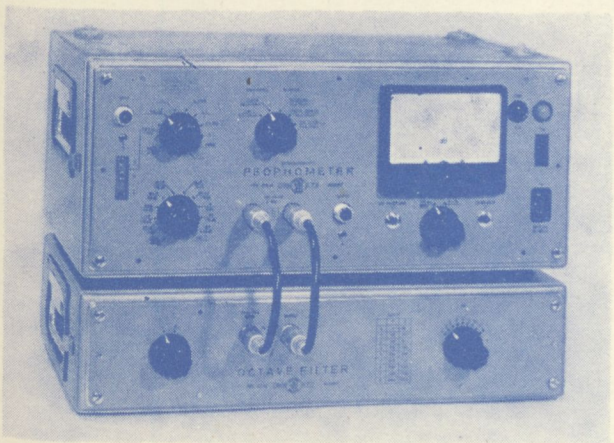
*Ferrit lágymágneses alkatrészek: fazékmagok, árnyékoló serlegek, E-magok, U-magok, eltérő gyűrűk, antenna rudak, menetes magok, ferrit rudak.*

*Transzformátor alkatrészek, lemezmaglapok, köpeny transzformátorokhoz és fojtótekererсsekhez: tekercselt vágott vasmagok, csévetestek, hálózati-, valamint hangfrekvenciás transzformátorok és fojtótekercsek.*

*Fényсsőfojtók.*

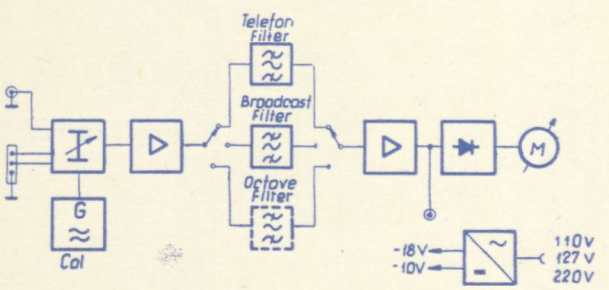
*Nyomtatott áramköri huzalozású lemezek.*

*Töltött és töltet nélküli forrasztóónok.*




## Tranzisztoros
# PSOPHOMETER

Zajfeszültségek mérésére és analízisére szolgáló műszer, mely kielégíti a CCITT legújabb ajánlásait (1960. Róma). Ennek megfelelően kiválóan alkalmas műsortovábbító és telefonberendezések vizsgálatára.




**MŰSZAKI ADATOK:**

| | |
|---|---|
| Frekvencia tartomány: | 15 Hz — 20 kHz |
| Lineáris torzítás: | ± 0.5 dB |
| Mérési tartomány | 100 $\mu$V — 10 V |
| 11 fokozatban: | — 80 db-től 20 dB |
| Legkisebb leolvasható feszültség: | 20 $\mu$V |

**BEMENŐ IMPEDENCIÁK:**

| | |
|---|---|
| Szimmetrikus: | 600 Ohm ± 2 % |
| | > 10 kOhm |
| Aszimmetrikus: | ≧ 100 kOhm |
| Fogyasztás: | 5 VA |

**Gyártja: ELEKTRONIKA**

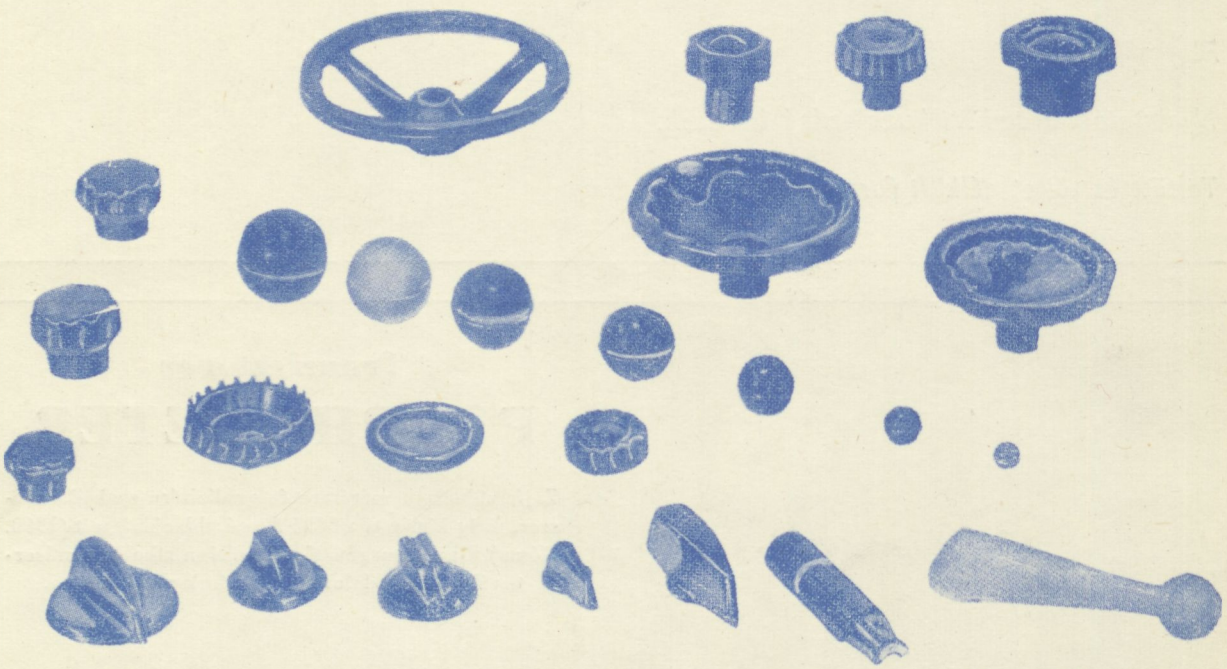
Budapest, VII., Klauzál u. 30.
Telefon: telefonkönyv 31 oldal

# Villamosszigetelő és Műanyaggyár

BUDAPEST, XI., FEHÉRVÁRI ÚT 120.

## *Műanyag kezelőelemek*

forgató és kapcsológombok, kézikerekek, fogantyúk stb.
korszerű, formaterervezett kivitelben, hőre lágyuló
és hőre nem lágyuló műanyagból.



**híradástechnikai,**
**műszeripari**
**és szerszámgépipari**
**felhasználásra**

*Gyártja és készletezi:*

**Villamosszigetelő és Műanyaggyár**
Budapest, XI., Fehérvári út 120.
Telefon: 266-880
Táviratcím: ELEKTRISOL