

E 870

KAT

Országos Magyar  
Könyvtár  
Budapest

# Magyar HIRADÁSTECHNIKA

6

## Szerkesztőség:

Budapest VI.  
Rudas László u. 45.  
Telefon: 113—027

## Felelős szerkesztő:

Lévai Pál

## Szerkesztőbizottság:

Alkér Tibor  
dr. Barta István  
Boglár Gyula  
Bognár Géza  
dr. Dénes Péter  
Istvánffy Edvin  
Izsák Miklós  
Koczka László  
Kodolányi Gyula  
Komlós István  
dr. Orbán György  
Sárközy Géza  
Székely Mihály  
Szigeti György  
Szikszay Lajos  
Vágó Artúr  
Valkó Iván Péter  
Winter Ernő

Megjelenik kéthavonta  
Előfizetési ár egy évre 30.—  
Példányonként 6.— Ft.

Híradástechnikai konferencia .....	161
Helyreigazítás .....	165
<i>Komarik József</i> : Az aránydetektor .....	166
<i>Fodor György</i> : Nem-lineáris áramkörök stabilitása .....	179
<i>Csornai László és Katona Zoltán</i> : Katód-fűtőtest átvezetési karakterisztika	186
<i>Schmidt György</i> : Cserenkov-sugárzás hullámvezetőben és üregrezonátorban	188
A HTE vákuumtechnikai szakosztálya.....	B/3

Конференция по технике связи .....	161
Иожеф Комарик: Дробный детектор .....	166
Дьердь Фодор: Устойчивость нелинейных цепей.....	179
Ласло Чорнаи—Золтан Катона: Характеристика утечки нагревателя-катода .....	186
Дьердь Шмидт: Излучение Черенкова в волноводах и объемных резонаторах .....	188

<i>J. Komarik</i> : Der Verhältnissgleichrichter .....	166
<i>Gy. Fodor</i> : Die Stabilität nichtlinearer Stromkreise.....	179
<i>L. Csornai—Z. Katona</i> : Heizfaden-Kathode Überleitungskennlinie.....	186
<i>Gy. Schmidt</i> : Tscherenkoff—Strahlung in Wellenleitern und Hohlraum- resonatoren.....	188

<i>J. Komarik</i> : Le ratio-décteur.....	166
<i>Gy. Fodor</i> : La stabilité des circuits non-linéaires .....	179
<i>L. Csornai—Z. Katona</i> : La courbe de fuite filament-cathode .....	186
<i>Gy. Schmidt</i> : La radiation Tchérénkoff dans les guides d'onde et cavités résonantes .....	188

<i>J. Komarik</i> : The Ratio Detector .....	166
<i>Gy. Fodor</i> : Stability of Non-linear Circuits.....	179
<i>L. Csornai—Z. Katona</i> : Filament-Cathode Leak Characteristic .....	186
<i>Gy. Schmidt</i> : Cherenkov Radiation in Waveguides and Cavity Resonators	188



## Híradástechnikai konferencia

Egyesületünk a Magyar Tudományos Akadémia Műszaki Osztályával közösen rendezte meg az ezévi híradástechnikai konferenciát, mely október 20., 21., és 22-én tartotta tanácskozásait az anyagok és alkatrészek kutatásában és gyártásában elért hazai eredményekről. A rendkívüli érdeklődés, mely mind a kutatók, fejlesztők és tervezők, mind a gyártók részéről megnyilvánult, mutatja a kérdések aktualitását. A konferencia olyan időszakban ült össze, amikor pártunk és kormányzatunk a fő figyelmet a műszaki fejlesztés felé irányította. A konferencia tanácskozásai is bizonyítják, mennyire helyes volt ez a célkitűzés. Az a bőséges anyag, amit az előadások és a hozzászólások felöleltek, megérdemlik, hogy a konferenciáról a szokásosnál kissé részletesebben számoljunk be.

A konferenciát *Kolos Richárd* miniszterhelyettes előadása vezette be, aki rámutatott arra az aránytalanságra, hogy a múltban a híradástechnika sokkal nagyobb mértékben foglalkozott a rendszerek fejlesztésével, mint az alapanyagok és alkatrészek kutatásával. Tartalékaink felhasználásával, az erők koncentrálásával és népgazdaságunk támogatásával ezt a hibát meg kell szüntetnünk. »Megvan a lehetőségünk arra, hála dolgozóink igyekezetének és szakembereink magas színvonalú tájékozottságának és képességeinek«, mondotta, »hogy jól kiválasztva a legdöntőbb kérdéseket számos területen biztosíthatjuk a magyar híradástechnikai ipar számára az élenjáró helyet«. Befejezésül annak a reményének adott kifejezést, hogy a konferencia elő fogja segíteni a nyitott kérdések megoldását és megnyitója lesz hasonló formában tartandó további tanácskozásoknak a híradástechnikai tudomány és ipar egyéb fontos területein.

A konferencia tárgyalásai a lágy és kemény mágneses anyagok, a híradástechnikai kerámiák, a műanyag burkolatok és ragasztóanyagok, a termisztorok, a nyomtatott áramkörök, az ellenállások, potenciométerek és kondenzátorok kérdései körül csoportosultak. Az előadók a hazai eredményeken kívül a külföldi fejlődést is ismertették.

A *lágy mágneses anyagok* területén két nagyjelentőségű hazai eredménycsoportról számoltak be az előadók. *Dr. Dénes Péter* az általa kidolgozott elektrolitikus vasporok ipari tömeggyártásának eredményeit és technológiáját és a további kutatások helyzetét ismertette. A Híradástechnikai Anyagok Gyára 3-féle port gyárt. Az ezekből készített 30, 45, illetve 50 permeabilitású magok mágneses adatai elérik a hang- és vivőfrekvenciás

karbonilvas alapú magok mágneses tulajdonságait. Előrehaladt állapotban van a nikkeltartalmú porvasmagok fejlesztése is és 1956-ban valószínűleg megkezdődik a 70, 90 és 110 permeabilitású porvasmagok tömeggyártása, melyek minősége szintén el fogja érni, sőt némely tekintetben túl fogja haladni a hasonló permeabilitású külföldi gyártmányok minőségét. E többalkotós, ún. permalloy-típusú ferromágneses porok előállításánál döntő az összetétel állandósága, mely az új elektrolitikus eljárással nagyobb pontossággal biztosítható, mint kohászati úton. E porok szemcséit kerámia anyaggal kell szigetelni, hogy a mag sajtolásához szükséges nagy nyomás és a 600 C° hőmérsékleten végzendő hőkezelés a szigetelésben sérülést ne okozzon.

Befejezésül az előadó ismertette azokat az elgondolásait, melyek szerint további jelentős eredmények várhatók, ha a vaspor szigetelésére ferrit anyagot használunk, mivel ezáltal a permeabilitás lényegesen növelhető a veszteségek jelentékeny növekedése nélkül.

*Peres Tibor* és az előadásához hozzászóló *Székely Tamásné* és *Pataky Balázs* a TKI-ben és a VKI-ben folyó ferritkutatások eredményeit ismertették. Több típus kutatása befejezettnek tekinthető, de a nagyüzemi gyártást kísérleti gyártásnak kell megelőznie. Az előadó kitért a ferrit anyagok szerkezetének és a mérési eljárásoknak az ismertetésére is. *Szabó Nándor* érdekes alkalmazási tapasztalatokról számolt be, különösen impulzus-transzformátorokkal kapcsolatban, *Pál Lénárd* pedig a ferritek szerkezeti felépítése és tulajdonságai között fennálló összefüggéseket tárgyalta. Kifejtette, hogy a ferriteknél helyesebb a komplex permeabilitás mérése, mint a veszteségeknek a fémes ferromágneses anyagoknál alkalmazott szétválasztása.

*Pál Lénárd* a legrégebben ismert ferromágneses anyag, a magnetit permeabilitásának a frekvenciafüggéséről tartott előadást. E kutatások mind elméleti, mind gyakorlati szempontból nagyjelentőségűek, mert új adatokat szolgáltatottak a ferromágneses anyagok fizikájának a megismeréséhez és elősegítik a mikrohullámú technikában alkalmazott mágneses anyagok kutatását. A magnetit permeabilitása a frekvencia növekedésével csökken. A csökkenés 100 MHz felett már jelentékeny és 10 000 MHz körül az anyag teljesen elveszti ferromágneses jellegét.

Az új kemény mágneses anyagokról, a permanens mágnesek anyagairól *Istvánffy Edvin* tartott rendkívül érdekes beszámolót. A világháború idején

kifejlesztett Alnico 5 típusú mágnesek mágneses energiája kb. 15-szöröse a wolfram mágnes energiájának, de 25% kobaltot és 14% nikkelt tartalmaz. Az utolsó 10 évben a fejlődés egyrészt arra irányul, hogy a kedvező mágneses tulajdonságokat nemes anyagok nélkül, vagy ezek csökkentésével ériék el, másrészt arra, hogy függetlenül az összetevőktől a mágneses tulajdonságokat tovább fokozzák. A hazai kutatás is jelentős eredményeket ért el mindkét irányban. A kifejlesztett Fe-Al-C mágnesek csupán 8% alumíniumot és 1,5% szénert tartalmaznak és mágneses energiájuk kétszerese a wolfram mágnesének. Kifejlesztettek egy Alnico 5 típusú és azzal egyenértékű mágneket, de 4%-kal kevesebb kobalt és csupán 1%-kal több nikkeltartalommal. Kidolgozták a csupán tiszta vasat tartalmazó úgynevezett *Neél-mágnesek* előállítását is. Az eljárás lényege, hogy vasformiát hidrogénben való redukálásával, vagy higanyelektrodák segítségével elektrolízissel vasport állítanak elő, melynek szemcsemérete olyan kicsiny, hogy az egyes szemcsékben csak egyetlen domain keletkezik (az atomközi erővel párhuzamosított atomcsoportok, melyek telítéssig mágnesezettek). Ebből az igen finom szemcséjű porból a mágnes nagy nyomással sajtolással készül. A Neél mágnesek gyártására berendezkedni már nem érdemes, mert a külföldön időközben kifejlesztett *báriumferrit* (ferroxdure) mágnesekkel jobb eredmények érhetők el. Emellett gyártásuk egyszerűbb és olcsóbb. A hazailag kifejlesztett típus megközelíti a külföldi eredményeket. Jellemző tulajdonságuk, hogy igen nehezen mágnesezhetők le. Folyamatban vannak az anizotrop báriumferrit kutatások is.

A hozzászóló *Nagy Endre* kifejtette, hogy a báriumferrit nagy előnye, hogy hazai anyagokból gyártható. Ipari előállításuk előkészítése folyamatban van. A báriumferrit hátránya a viszonylag nagy hőfoktényező. Ezért műszermágneseket továbbra is Alni, vagy Alnico összetételben kell készíteni. A VKI-ben fejlesztés alatt áll Alni műszermágnesek előállítása porkohászati úton. Az eljárás előnye, hogy az anyagkihozatal 95% körül van, szemben az öntéssel elérhető 30–40%-kal. A lágyvas saru a mágnesanyaggal együtt sajtolható és zsugorítható és utólag megmunkálható. Nagy Endre befejezésül megemlítette, hogy a Neél mágnes kutatások kiindulási alapul szolgáltak a magnetofon szalagok gyártásához szükséges vasoxid kutatáshoz.

*Szilágyi Szilárd* az anizotrop Alnico 5 típusú mágnesek készítésében a mágnes térben végzett irányítás és a hőelvonással szabályozott kristályirányítás hatásaival foglalkozott hozzászólásaiban. A mágneses térben végzett irányítás hatását növeli, ha az anyagot mechanikus rezgésben tartjuk. *Makó Zoltán* a hangszóró mágnesekkel kapcsolatban kiemelte annak fontosságát, hogy azok hazai gyártása nem nemes anyagú összetevőkkel meginduljon.

*Gobbi István* a permalloy lemezanyagok hőkezelésében elért hazai eredményekről számolt be. A hőkezelési eljárások pontos kidolgozásával és a technológiai utasítások maradéktalan követelésével elérték, hogy a hazai gyártmányok is egyenletes

minőségű anyagot szolgáltatnak körülbelül 10 000 kezdeti permeabilitással. Hidrogénben való hőkezeléssel mintegy kétszeres permeabilitás érhető el, az így kezelt anyag azonban mechanikai behatásokra, különösen ütőgetésre és a rugalmassági határon túl végzett hajtogatásokra igen érzékeny. A vacuumban végzendő hőkezelésekre a vizsgálatok folyamatban vannak.

Az előadáshoz hozzászóló *Pap János* hangsúlyozta annak hátrányait, hogy a permalloy lemezanyagok gyártásának három fázisát három különböző vállalatnál végzik. *Peres Tibor* kiemelte a 0,1 mm vastag lemezek előállításának a fontosságát, ami a miniatürizálás egyik feltétele.

*Kocsis Albert* a Híradástechnikai kerámia anyagok fejlesztésében elért hazai eredményeket és az alkalmazott technológiai eljárásokat ismertette. Az anyagszerkezeti kutatások eredményeinek a felhasználásával, a nyersanyagok és a technológiai eljárások megválasztásával a kerámiák tulajdonságai tág határok között változtathatók. Szigetelés céljaira az olyan kerámiák alkalmasak, melyek dielektromos tényezője és veszteségi tényezője kicsi. Ezek alapanyaga a talkum, melyhez  $BaCO_3$ -t és plasztikus anyagot kevernek. Kedvezően folynak azonban a kutatások a talkum helyettesítésére hazai anyaggal. — Kondenzátorgyártáshoz olyan kerámiát alkalmaznak, melyek dielektromos állandója nagy, vesztesége és hőfoktényezője kicsiny. A dielektrikumnak használt kerámiák legfontosabb nyersanyaga a titán-dioxid. Mineralizátorok hozzáadásával az elektromos tulajdonságok tovább javíthatók. Az elizoliton kívül, mely a külföldi kalit, vagy frequenta minőségnek felel meg, folyik az üzemi gyártása a megadimnak (megfelel a Condensa F-nek), és további típusok fejlesztése nyert befejezést. A miniatürizálás szempontjából jelentős, hogy megadimból kidolgozták a 0,1 mm-nél kisebb falvastagságú csövek és a viszonylag nagyméretű 0,1–0,2 mm vastag lemezek előállítását. Ez utóbbiaknál az 1 mm<sup>3</sup> térfogatra eső kapacitás 12–14 pF. A 2. ötéves tervben megvalósítandó híradástechnikai kerámia gyár megindulása után további gyártmánytípusok kifejlesztése és gyártása várható.

*Bedőts Sándor* a seignette-elektromos kerámiákról tartott előadást, melyek legjellemzőbb tulajdonsága, hogy dielektromos tényezőjük rendkívül nagy és függ a hőmérséklettől, a feszültségtől és a frekvenciától. Gyakorlatilag legfontosabbak a titanát alapú kerámiák, különösen a több összetevőből állók. A különféle kombinációknál a dielektromos tényező nagyságrendje 100 és 1000 között változik. Ezek a kerámiák a kondenzátorgyártás méretcsökkentésének fontos eszközei olyan áramköri alkalmazásokban, ahol a kapacitás hőfokfüggősége és a nagy elektromos veszteség megengedhető. Az ultrarövid hullámú technikában előnyük a tökéletes indukciómentesség. Feszültségfüggő kapacitásuk révén felhasználhatók dielektromos erősítők készítésére és páratlan számú felharmonikusok keltésére. A seignette-elektromos kerámiáknak piezoelektromos tulajdonságaik is vannak, ezért pick-up, mikrofon, hangszóró, stb. készítéséhez is használhatók. A hazai kutatások eredményeképpen

várható, hogy a közeljövőben megindul a titanát alapú szubminiatűr kondenzátorok hazai gyártása.

Kocsis Albert és Bedöts Sándor előadásait dr. Dénes Péter, Molnár György és Szigeti György hozzászólásai egészítették ki.

Borsodi Lóránt azokat a műanyag burkoló és kiöntő anyagokat ismertette, melyekkel nedvességvédelem és miniatürizálás céljából az alkatrész burkolható, vagy a teljes áramkör kiönthető és ismertette a híradástechnikai iparban használható ragasztóanyagokat. A kondenzátorgyártásban külföldön PVC és polisztirol csövek alkalmazásával kísérleteztek, ezek azonban a légmentes lezárás nehézségei miatt nem váltak be. A hazai fejlesztésben papirkondenzátorok burkolásához sikeresen alkalmazták a rázsugorított styroflex fóliát gumi lezárással. Kísérletek folynak arra, hogy a műanyag burkolatot közvetlen fröccsöntési technológiával vigyék fel. Jó eredményeket értek el a sajtolással és fröccsöntéssel készült bakelit burkolatú csillámkondenzátorok fejlesztésében, amihez ki kellett dolgozni két megfelelő minőségű, tehát kis dielektromos veszteségű, nagy szigetelési ellenállású, kis nedvszívóképességű és jól megmunkálható présport és olyan sajtolási, illetve fröccsöntési technológiát, melynél a csillámlemezek nem repedeznek, vagy gyűrődnek. A közvetlen sajtolási eljárásnál, mely a kisebb méreteknél alkalmazható, gondosan ügyelni kell a teljes kibakelizálásra, mivel a kibakelizálatlan részek nedvességfelvétele nagyobb és elektromos tulajdonságai lényegesen rosszabbak. Ezért infravörös szárítást és utólagos hőkezelést is kell alkalmazni. A kidolgozott fröccsöntési technológia biztosítja az anyag belsejének kibakelizálódását is. E kondenzátorfajták hazai gyártása már folyamatban van.

A burkoló anyagok között a nedvességvédelem másik fontos eszközei a szilikon lakkok, melyek fajlagos ellenállása és átütési szilárdsága nagy, veszteségi szöge kicsiny, erősen hidrofobok, azaz víztaszító hatásuk van és kiváló tulajdonságaikat nagy hőfokhatárok között ( $-80^{\circ}\text{C}$  és  $+360^{\circ}\text{C}$ ) tartják. Hazai előállításuk kísérleti üzemi mértékben megoldottnak tekinthető.

Az előadó ezután a külföldön gyártott kiöntő műanyagokat ismertette. A kiöntés előnye, hogy az alkatrészek rázástól, ütéstől, nedvességtől védettek. Felerősítő elemekre nincs szükség, elmaradnak a külön forrasztó csúcsok is, az alkatrészek közvetlenül köthetők egymással össze. Külső csatlakozásra az alkatelemeknek a műanyagból kiálló kivezetései használhatók fel. E megoldások hátránya, hogy ma még költségesek és hogy a meghibásodott szerelvények nem javíthatók. A kiöntéshez használt műanyagok folyékony állapotból minden nyomás és nagyobb hőmérséklet alkalmazása nélkül alakulnak át szilárd anyagokká. Az alkalmazott anyagok poliészter gyanták, Araldit típusú etoxilin gyanták, izocianát, vagy poliuretán típusú gyanták, természetes vagy mesterséges gumi anyagok, végül a nagyfrekvenciás áramkörök kiöntésére alkalmas styrol manomer gyanták. Ezen anyagok hőtágulási együtthatója és zsugorodása szervesen töltőanyagok hozzáadásával befolyásolható.

Befejezésül az előadó a hazai gyártású ragasztóanyagokkal foglalkozik. A Műanyagipari Kutató Intézetben kidolgozott Polikon H jelű hidegragasztó poliészter típusú. Szobahőmérsékleten 24 óra alatt,  $30-35^{\circ}\text{C}$ -on 6-8 óra alatt keményedik. Keményedését a levegő oxigénje gátolja, ezért csak pórusmentes anyagok ragasztására alkalmas. Szakító szilárdsága  $100-150\text{ kg/cm}^2$ . A TKI-ben kidolgozott hidegragasztó főleg bakelit tárgyak ragasztására való egymáshoz, vagy fémekhez. 6-8 óra alatt keményedik, nyomás alkalmazásával a ragasztás szilárdsága növekszik. A TKI-ben két-féle melegen kötő ragasztóanyagot is dolgoztak ki. Az egyik bakelit gyanta és polivinil származék kombinációjából készül fémekhez;  $120-160^{\circ}\text{C}$ -on  $50\text{ kg/cm}^2$  nyomás mellett 15-90 perc alatt köt. Alumínium esetén  $300-350\text{ kg/cm}^2$  szakító szilárdság érhető el. A másik anyagot, amely műgumi alapú, BRX néven a Ruggyantaáru Gyár gyártja. Ez fémek és szigetelő anyagok ragasztására alkalmas és az elérhető szakító szilárdság alumínium esetén  $120-140\text{ kg/cm}^2$ .

A ragasztóanyagok bevezetése a híradástechnikai iparba indokolt, mivel alkalmazásukkal jelentős önköltségsökkentés érhető el, gyakran a minőség javítása mellett.

Az előadáshoz hozzászóló Jenei Iván, dr. Soós Dóra, Futaki Iván és Rohonczyne Tóth Angela az említett anyagokkal folytatott kísérleteik eredményeit ismertették, Vancsóné Szmracsanyi Ibolya pedig a Műanyagipari Kutatóintézetben folyó további kutatásokról számolt be. Előrehaladott állapotban van egy poliészter típusú kiöntő gyanta kutatása és befejeződött egy melegen keményedő Araldit gyanta kidolgozása.

Almássy György a TKI-ben kifejlesztett termisztor típusokat ismertette. Ezek félvezető oxidokból készített hőmérsékletfüggő ellenállások. Az Egyesült Izzóban közvetlen és közvetett fűtésű kivitelben készülnek. Utóbbi esetben az ellenállásokat fűtőspirális veszi körül. Alkalmazási területük mikróhullámú teljesítményméréshez, hőmérséklet mérésére és önműködő szabályozására, vezérlésekhez, folyadékszint jelzésére, feszültség szabályozókhoz, optikai mérésekhez, az infravörös fény indikálására, stb. igen sokoldalú és nem csak a híradástechnikában, hanem más iparágakban is igen célszerűen felhasználhatók.

Az előadáshoz hozzászóló dr. Csapó Ferenc, Révész, Gergely György, Fischer Tibor, Somló és Boglár Gyula főleg a termisztorok alkalmazásával kapcsolatos tapasztalataikról számoltak be, ezzel is igazolva, milyen rendkívül nagy az a terület, ahol azok kiváló eredménnyel használhatók.

Dr. Tardos Lászlóné a nyomtatott áramkörök előállítására a TKI-ben lefolyt kutatások eredményeit és a külföldön alkalmazott eljárásokat ismertette. Nyomtatott áramkörök alkalmazásával igen nagyfokú méretcsökkentés érhető el, önköltségük kicsi, a szerelvények gyártása automatizálható, kevés a hibalehetőség, egyszerű az ellenőrzés. A nyomtatási technológia főleg olyan áramkörök gyártására alkalmas, melyek elemei egy cserélhető egységbe jól összefoghatók, mint pl. erősítők, RC szűrőláncok, stb. Szigetelő tartólapként leg-

megfelelőbbnek a kerámia mutatkozik. A huzalozási rajz felvitelére legjobban az ezüst vált be. Az ellenállások felvitelére legalkalmasabbak a fémrétegellenállások, melyek vacuum-elgőzölgtetéssel, vagy más úton készíthetők. A kondenzátorokat általában kerámikus miniatűr kivitelben, rendszerint ráforrasztással erősítik fel, de lehetséges nyomtatási eljárást is alkalmazni nagy dielektromos állandójú zománc és ezüstrétegek felkenésével. Indukciós tekercsek felvitele hasonló a huzalozás készítéséhez. Nagyobb induktivitások előállítására egymás feletti spirális festéseket lehet készíteni, melyeket egymástól zománcszigetelés választ el. A kész áramkört nedvesség ellen védeni kell, amire legmegfelelőbbek a szilikon lakkok.

Az előadáshoz hozzászóló *Borsodi Lóránt* az alkalmazható műanyag alaplapokat és védőbevonatokat ismertette. *Jutasi István* felhívta a figyelmet a nyomtatott áramkörök fontosságára a tranzistorok alkalmazásával kapcsolatban. *Gál Egon* a mikrohullámú technikában alkalmazott szalagvonalak nyomtatásáról szólt. *Dr. Dénes Péter* kísérleti sorozatgyártás megindítását javasolta.

*Mitterholzer Béla* az újabb típusú ellenállásokról számolt be. A *tömörelenállások* tömeggyártására az előkészületek folynak, de még további kutatások szükségesek a feszültség- és frekvenciafüggések és a zörejszint javítására. Előnyök a kis méretek, nagy túlterhelhetőség és olcsóság. A *kolloid-szén ellenállásokat*, másnéven *lakk-réteg ellenállásokat* ma már csak  $10-10^7$  megohm értékekben használják, mivel a kisebb értékűek a fémréteg és a bórkarbon ellenállásokkal nem veszik fel a versenyt. A legelterjedtebbek a *kristály-szénréteg ellenállások*, melyeket a REMIX vállalat gondos kutató és fejlesztő munka után kb. 2 éve gyárt, a külföldi típusokkal egyező minőségben. Pontosságuk jelenleg 1 megohm nagyságig 1%-ot érhet el, de folynak a kutatások ennél nagyobb pontosság elérésére. Idegen fémek, főleg bór hozzáadásával ezen ellenállások tulajdonságai lényegesen javíthatók. Az ilyen *bórkarbid ellenállások* előállítására irányuló kutatómunka kedvező eredményekkel folyamatban van. A HIKI laboratóriumaiban foglalkoznak a rendkívül stabil *fémréteg ellenállások* kidolgozásával, melynek lényege, hogy a hordozó testre fémgőzléssel, vagy más úton igen vékony rétegben nemes fémet, mint ezüst, arany, palladium stb. visznek fel. A bórkarbon és a fémréteg ellenállások megfogják oldani a miniatürizálás feladatait is.

*Szövényi László, Neuhoj, Susky László és Peres Tibor* a HIKI-ben folyó kutatásokról szóló beszámolókkal, illetve az alkalmazási területekkel kapcsolatosan egészítették ki az előadást.

*Czegléd Károly* a hazai *potenciometer* gyártás fejlődéséről számolt be. A híradástechnikában leggyakrabban használt potenciometerekben az ellenálláspálya rétegellenállásból készül, melynek anyaga fenolgyantában szuszpendált félvezető anyagok (grafit, korom) és fénoxidok keveréke. Ezt öntéssel viszik fel a szigetelőanyagra. A jelleggörbe lineáris, vagy logaritmusos, mely utóbbi ténylegesen 2 vagy több lineáris részből áll. Különös gondot fordítanak a *zörejek* csökkentésére és mérésére. A mozgó-

zörejeknek nincs még egységes meghatározása és így kialakult vizsgálati módszere sincs. A kutatások során kifejlesztett új mérési eljárás segítségével megállapították, hogy a mozgózörej oka az átmeneti ellenállás *változása* az ellenálláspálya és a leszedő között. Megállapították, hogy zörej szempontjából a potenciometer kitűnőnek mondható, ha ez a változás nem több, mint a teljes ellenállás 3%-a. Ez a nemzetközi viszonylatban is fontos felfedezés nagy lépéssel viszi közelebb a zörejcsonkítás kérdését a megoldáshoz. — Lényegesen sikerült csökkenteni a méreteket is. Az új típusú 2 W-os potenciometer ugyanakkora, mint a régebbi 0,5 W-os volt. Befejezésül a jövő feladatokról szólt az előadó, köztük a tropizált kivitel fejlesztéséről.

Az előadáshoz hozzászóló *Gábor Dénes, Molnár János, dr. Magyar Endre, Varga Pál és Szőnyi József* gazdasági és export kérdésekkel, a zörejvizsgálatokkal és az alkalmazási területekkel foglalkoztak.

*Bráda Ferenc* a *jémpapír kondenzátorok* hazai kutatását és gyártását ismertette. A kondenzátorpapírra  $10^{-5}$  mm nagyságrendű vastagságban, legegyszerűbben vákuumgőzléssel, fémréteget visznek fel. E kondenzátorok leglényegesebb tulajdonsága a *regeneráló* képesség, mely abból áll, hogy az átütéskor keletkező energia hatására a vékony fémréteg úgy ég le, hogy az átütés helyén a papíron keletkező lyuk átmérője kisebb, mint a fémrétegben keletkező lyuké. E hatás eléréséhez olyan fémfegyverzetet kell használni, melynek kicsi a forráspontja és a fajhője és rossz a hővezetőképessége és a papír és a fémréteg vastagságát helyesen kell megválasztani. Megfelelő fém a cink és a kadmium. A papírban előforduló hibák hatásának a csökkentésére a papírra a fémgőzlés előtt vékony lakkréteget kell felvinni, mely a papírban maradt 1,5% víztartalmat a fémrétegtől elzárja. A kész kondenzátort úgy formálják, hogy először nagy áramerősséggel, majd a vizsgálati feszültségnek megfelelő feszültséggel a zárt helyeket megszüntetik. A jémpapírkondenzátorok jellemző tulajdonsága a kis méret, mivel a dielektrikumot nem kell túlméretezni és így vékonyabb papírréteg alkalmazható, mint a közönséges papírkondenzátoroknál, másrészt a fémfegyverzet vastagsága is jóval kisebb.

*Fazekas Endre* hozzászólásában megemlítette, hogy a kapacitástól függően van egy alsó feszültség-határ, aminél kisebb feszültség már nem létesít önjavító kisülést. Ezután az üzemi feszültség növelésének és a térfogat további csökkentésének a lehetőségeit tárgyalta. A szokásos kivitelű jémpapírkondenzátorok legkisebb mérete mikrofaronként kb.  $1,5 \text{ cm}^3$ , míg a Bell Laboratóriumban kidolgozott lakkréteg kondenzátoroknál ez az érték  $0,2 \text{ cm}^3/\mu\text{F}$ -ra csökkent. *Katona János* az *impregnáló* anyagok hatását ismertette kondenzátor élettartamára és méreteire. Külföldön, elsőnek a Szovjetunióban, lényeges méretcsökkentést sikerült az impregnáló anyag megválasztása útján elérni.

*Ludányi József* a külföldi *műanyagdielektrikumú* kondenzátorok ismertetése után a hazai gyárt-

mányú *styroflex kondenzátorok* tulajdonságairól és gyártásáról számolt be. A *styroflex kondenzátorok* egyes áramköri helyek kivételével, mint amilyenek az egész kényes rezgőkörök, etalonok, nagy üzemi hőmérsékleten dolgozó és nagyteljesítményű kondenzátorok, pótolják a sokkalta drágább csillám-kondenzátorokat, mivel stabilitásuk az idő és a hőmérséklet függvényében alig rosszabb ezeknél. Hátrányuk, hogy  $60\text{ C}^\circ$  üzemi hőmérséklet felett nem használhatók. Újabban a kivezető lemezeket az alumínium fólia fegyverzethez hegesztéssel rögzítik, ami a kifogástalan érintkezést kis feszültségeken is biztosítja. Igen fontos művelet a gondos hőkezelés, ami a *styroflexet* zsugorítja és a tekercsek végeit lezárja. Erre a célra olyan légcirkulációs kályhát fejlesztettek ki, melynek üzemi terében mindenütt állandó hőmérsékletet lehet tartani. Befejezősül a BHG-ben gyártott és fejlesztés alatt álló típusokat ismertette.

Az előadáshoz *Kőrösi Ferenc, Istvánffy Edvin, Mikes János* és *Borsodi Lóránt* szóltak hozzá, akik a műanyag fólia és a kivezetések érintkezése kérdéseit tárgyalták.

*Katona János* az *elektrolitikus kondenzátorok* hazai fejlesztéséről tartott előadást. Új formálási technológiát dolgoztak ki, mely a formálási időt az eddiginek kb.  $\frac{1}{4}$ -ére csökkenti és emellett a kondenzátor stabilitását és élettartamát is növeli. Az eljárás lényege, hogy a formálást nem szobahőmérsékleten, hanem olyan nagy hőmérsékleten végzik, amit a kondenzátor még károsodás nélkül elbír. Az eljárás további előnye, hogy kis feszültségű kondenzátoroknál a fólia előzetes oxidálása elhagyható.

Kidolgozták az *alumínium fólia gyártástechnológiáját*, miután megállapították a megengedett szennyezések mértékét és a legkedvezőbb kristályszerkezetet. A gyártás megindítása folyamatban van.

Kifejlesztették a *kis hőmérsékleten* ( $-40\text{ C}^\circ$ -ig) használható elektrolitikus kondenzátorokat is. Erre a célra az elektrolithoz megfelelő oldószert kell adagolni. Az ilyen kondenzátorok gyártása néhány hónapon belül megkezdődik.

A HIKI-ben folyó kutatások egyik legjelentősebb eredménye a *miniatűr* és *szubminiatűr* elektrolitikus kondenzátorok kidolgozása. A kül-

földön alkalmazott tantálanóda helyett, melyet importálnunk kellene, a katód fóliát is marattják, ami nagymértékű felületnövekedést eredményez. Az üzemi gyártás bevezetése folyamatban van.

Az előadást *Mitterholzer Béla, dr. Kőrösi Ferenc, Magdó István* és *dr. Dénes Péter* hozzászólásai egészítették ki, akik saját kísérleteikről és gyártási tapasztalataikról számoltak be. *Glósz Károly* a szövetkezeti gyártás eredményeit ismertette.

*Rátkay György* a TKI-ben kifejlesztett mérési eljárásokról számolt be, melyekkel az ellenállások és kondenzátorok egyes tulajdonságai vizsgálhatók. Részletesen ismertette a kidolgozott módszert a réteg- és tömörellenállások feszültségfüggőségét jellemző *feszültségi tényező* mérésére és a *dielektromos állandó hőmérsékleti együtthatójának* a mérésére.

Az előadást *Katona János, Deák Pál* és *Dallos András* hozzászólásai egészítették ki.

A konferencia ezután *határozati javaslatot* fogadott el, mely a felvetett kérdésekben a legsürgősebb teendőket kijelöli.

A konferencia befejező előadását *Ács Ernő* tartotta a *kutatási eredmények ipari bevezetéséről*. Előadásában összefoglalta a konferencia eredményeit, kifejtve, hogy a híradástechnika elsősorban az alkalmazott anyagok és alkatrészek tekintetében változik és alakul át a leggyorsabban. Rámutatott arra, hogy az ipari bevezetésben elért jó eredmények mellett gyakran a hanyagság, a bürokrácia és az egyéni hiúság akadályozzák a kutatási eredmények felhasználását és ezért gyakran a szükséges kisebb beruházások biztosítása is nehézségekbe ütközik. A kutatóintézetek és a gyárak kapcsolata öt éves múltra tekinthet vissza, de a kapcsolatokban még sok a javítani való. Befejezősül hangoztatta, hogy »ez a konferencia nagymértékben járult hozzá a kutatással és a gyári megvalósítással kapcsolatos nehézségek tisztázásához és a konferencia eredménye híradástechnikai iparunk gyorsabb fejlődésében fog nyilvánulni«.

A konferenciát *Bognár Géza* rekesztette be, köszönetet mondva az előadóknak, a hozzászólóknak és a konferencia rendezőinek, élükön *Balogh Pálnak*.

*Izsák Miklós*

#### Helyreigazítás

*Husztly Dénes*: A közvetlensugárzó dinamikus hangszóró elmélete és tervezése c. cikkben (1955. 4. és 5. sz.) a 125. oldalon (13) után  $J_1(2kr)$  nevezőjében  $(m+1)!$  helyett  $(m+1)!$  irandó;  
a 2. ábra (126. old.) felcserélendő a 6. ábrával (141. old.);

a 127. old. (28)-ba  $\varphi$  helyett  $q$  irandó;  
a 127. old. (35)-be  $Z_m$  helyett és 3 sorral alább  $Z_M$  helyett  $z_n$  irandó;  
a 140. old. számpéldájában  $c_1$  helyett  $c_1$  és  $r_v = 100$  helyett  $r_v = 1000$  irandó.

## Az aránydetektor

KOMARIK JÓZSEF

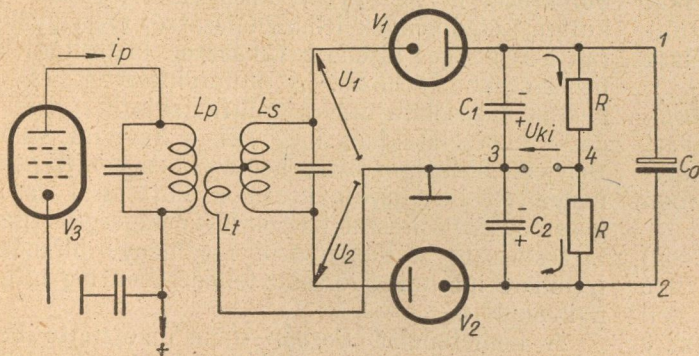
Műszaki Egyetem Vezetéknélküli Híradástechnikai Tanszék

Az aránydetektor a fázisdiszkriminátor olyan módosított kivitele, amely határoló tulajdonságokkal rendelkezik. Az utóbbi években a televíziós és frekvenciamodulációs vevőkészülékek majdnem kizárólag aránydetektort alkalmaztak demodulátorként.

### 1. Az aránydetektor működése

Bevezetőben vizsgáljuk meg röviden az aránydetektor működését, nevezetesen a határoló működést. Szokásos aránydetektor kapcsolást mutat az 1. ábra.

Ennél a tárgyalásnál a fázisdiszkriminátor működését ismertnek tételezzük fel [10]. Az 1. ábra szerint  $V_3$  cső anódkörében egy sávszűrő van, és ez szolgáltatja a diódák részére a váltófeszültséget. Mivel  $L_p$  és  $L_t$  között a csatolás igen szoros ( $k = 1$ ), a kapcsolás minőségileg egyenértékű azzal az esettel, ha magát a primer kört kapcsoljuk a szekunder tekercs középleágazásához.  $L_t$  alkalmazását az indokolja, hogy a diódák terhelését képviselő ellenállás, amely aránydetektornál jóval kisebb, mint fázisdiszkriminátornál, ne közvet-



1. ábra.

lenül kapcsolódjék a primer körre, hanem feltranszformálva. Ezáltal az érzékenység nagymértékben növelhető. A diódákra jutó váltófeszültségek minőségileg tehát ugyanazok, mint a fázisdiszkriminátornál. A diódák kapcsolása azonban már más, mégpedig az egyik dióda polaritása fordított. Az egyenáramú kör közös, vagyis a két diódán azonos egyenáram folyik az ábrán nyíllal jelölt úton. A  $V_1$  diódára jutó váltófeszültség  $U_1$ , a  $V_2$ -re jutó pedig  $U_2$ . Ha a diódákat ideális csúcs egyenirányítónak tekintjük, a diódák egyenárama csak akkor lehet azonos, ha az első dióda előfeszítése  $|U_1|$ , a másodiké pedig  $|U_2|$ . Amíg ez a helyzet nem áll be, a két dióda árama nem egyenlő, a különbségi áram tölti, illetve kisüti a  $C_1$  illetve  $C_2$  kondenzátort, míg csak az egyensúly be nem következik. Tehát végül a  $C_1$  kondenzátoron levő egyenfeszültség  $|U_1|$ , a  $C_2$ -n levő feszültség pedig  $|U_2|$ . Az 1 és 2 pontok között levő feszültség az ábra szerint  $|U_1| + |U_2|$ . Az

ábrából már egyszerűen felírható, hogy a 3 és 4 pontok közötti feszültség:

$$U_{ki} = \frac{|U_1| - |U_2|}{2}$$

Tehát a  $\frac{1}{2}$ -es szorzótól eltekintve azonos a fázisdiszkriminátor kimenő feszültségével. A  $C_0$  kondenzátor olyan nagy (néhány mikrofara), hogy rajta a feszültség állandónak tekinthető, tehát  $C_0$  egy teleppel helyettesíthető, melynek feszültsége  $|U_1| + |U_2|$ . Így az 1-2 pontok közötti  $|U_1| + |U_2|$  feszültséget ez a telep állandó értéken tartja. Az  $\frac{|U_1|}{|U_2|}$  hányados csak a frekvenciától függ, a bemenő jel ( $i_p$ ) nagyságától nem, hiszen  $|U_1|$  és  $|U_2|$  is  $i_p$ -vel arányos. Ebből az következik, hogy az

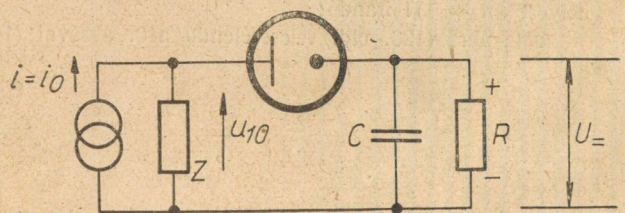
$$\frac{|U_1| + |U_2|}{|U_1| - |U_2|}$$

hányados is független  $i_p$  nagyságától.  $|U_1| + |U_2|$  feszültséget a telep segítségével konstans értéken tartjuk, tehát  $|U_1| - |U_2|$  is konstans,  $i_p$ -től nem függ. A kimenő feszültség arányos lévén  $|U_1| - |U_2|$ -vel, végeredményben független a bemenő jel nagyságától, csak a frekvenciától függ. A kapcsolás tehát határoló tulajdonságokkal rendelkezik.

A tényleges kapcsolásban nem telep, hanem kondenzátor van ( $C_0$ ). Ez a bemenő jel közepes értékének megfelelő szintre töltődik fel. A kapcsolás tehát a közepes szint körül való amplitúdóingadozásokat küszöböli ki. A  $C_0$  kondenzátor áramkörének időállandója akkora (néhány tized szekundum), hogy az állomásra hangolás és fading esetén fellépő szintváltozásokat a kondenzátor feszültsége követni tudja, az ennél jóval gyorsabb, tehát már hallható frekvenciájú szintváltozásokat azonban már nem.  $C_0$  feszültsége tehát erősítésszabályozásra is felhasználható.

### 2. Teleppel stabilizált dióda működése

Hogy az aránydetektor működését részletesebben tanulmányozhassuk, vizsgáljuk meg a szokásos soros dióda áramkört (2. ábra). Itt  $i_0$  a tápláló



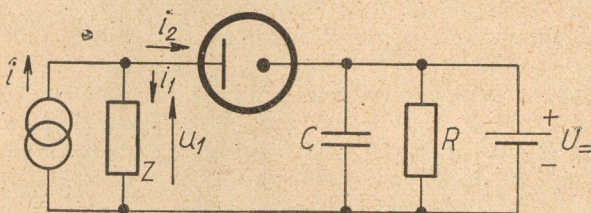
2. ábra.



áramgenerátor áramának amplitudója. Feltételezzük, hogy  $C$  a kérdéses frekvencián rövidzárnak tekinthető és a jelfeszültség olyan nagy, hogy a dióda terhelő hatását képviselő helyettesítő-ellenállás  $R/2$ -nek vehető (ideális csúcsegyenirányító), végül, hogy a  $Z$  impedancia a felharmonikusokra rövidzárt jelent. Így az  $R$  ellenálláson megjelenő egyenfeszültség jó közelítéssel:

$$U_{=} = |U_{10}| = \left| i_0 \left( \frac{Z \frac{R}{2}}{Z + \frac{R}{2}} \right) \right|$$

$U_{10}$  a  $Z$  impedancián és a diódán fellépő váltófeszültség amplitudója. Most kapcsoljunk  $R$  ellenállással párhuzamosan egy  $U_{=}$  feszültségű telepet (3. ábra). Ez a kapcsolás működésében semmi-



3. ábra.

féle változást nem okoz. Mivel a dióda jelen esetben csúcsegyenirányító,  $U_{10}$  egy igen kicsi értékkel nagyobb  $U_{=}$ -nél. Hogy mennyivel nagyobb, az a dióda belső ellenállás és  $R$  viszonyától függ. Ez általában igen kicsiny, és ekkor  $U_{10}$  és  $U_{=}$  közötti különbség is igen kicsiny.  $i_2$  a diódán átfolyó áram alapharmonikusának amplitudója.

Ha most az áramgenerátor áramát csökkentjük ( $i < i_0$ ),  $U_1$  feszültség is csökken. Ennek azonban már igen kismértékű csökkenése éppen a csúcsegyenirányítás miatt, a diódán átfolyó áramimpulzusok nagymértékű csökkenéséhez vezet. Ezzel együtt az alapharmonikus áram is rohamosan csökken. Tehát míg  $U_1$  praktikusán állandó marad,  $i_2$  rohamosan csökken, lehetővé téve  $i$  csökkenését. Ugyanis

$$i = i_1 + i_2$$

Ez mindaddig tart, míg  $i_2$  nullává válik. Ekkor a dióda terhelő hatása teljesen megszűnt.

$$i_{\min} = i_1 \cong \frac{U_1}{Z}$$

$i$  további csökkenésével most már  $U_1$  arányosan csökken. Tehát ha azt akarjuk, hogy a feszültség jó közelítéssel állandó maradjon, a megengedhető legnagyobb áramcsökkenés:

$$\frac{i_{\min}}{i_0} = \frac{i_1}{i_0} = \frac{\frac{Z R}{Z + R}}{Z} = \frac{R}{Z + R}$$

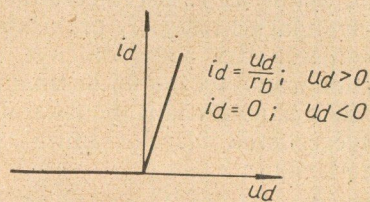
Ha a bemenő áramot növeljük ( $i > i_0$ ), hasonló folyamat játszódik le, de most  $i_2$  rohamosan nő, míg  $U_1$  igen lassan növekszik. Alapvető különbség

az előző esettel szemben, hogy itt  $i$  növelésének nincs határa. A bemenő jel amplitudómodulációja esetén azt a maximális modulációs fokot, ameddig  $U_1$  jó közelítéssel állandó marad, a lefelé való moduláció (minimális szint) határozza meg:

$$m_{\max} = \frac{i_0 - i_{\min}}{i_0} = 1 - \frac{i_{\min}}{i_0} = 1 - \frac{R}{Z + R} = \frac{Z}{Z + R} \quad (1)$$

Ha azt akarjuk, hogy a kapcsolás  $U_1$  értékét nagy bemenőszintcsökkenés esetén is állandó értéken tartsa, a diódaáramkört úgy kell méretezni, hogy nagy terhelést jelentsen ( $R$  legyen kicsiny). Ugyanis a bemenőszint csökkenése esetén a csökkenő diódatерhelés teszi lehetővé, hogy  $U_1$  állandó maradjon. Ugyanezt az eredményt olvashatjuk ki az 1. egyenletből is.

A teleppel stabilizált dióda körnek az itt leírt viselkedése számítással is követhető. A számításokat lineáris dióda karakterisztikára végeztük el (4. ábra).  $r_b$  a dióda belső ellenállása.

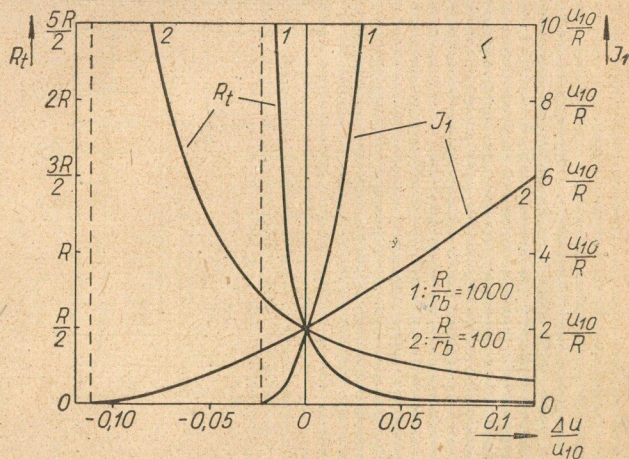


4. ábra.

A számítások eredményét az 5. ábra mutatja. A vízszintes tengelyen mért  $\frac{\Delta U}{U_{10}}$  jelentése a következő:  $U_{10}$  az a váltófeszültség, amely  $i_0$  bemenőáram esetén megjelenik a diódán (2. ábra),  $\Delta U$  pedig a diódán levő váltófeszültségnek  $U_{10}$ -tól való eltérése:

$$\Delta U = U_1 - U_{10}$$

A telep feszültsége pedig az  $R$  ellenálláson  $i_0$  bemenőáram esetén megjelenő feszültséggel azonos.



5. ábra.

Az ábrán feltüntetettük egyrészt a dióda által képviselt terhelőellenállást ( $R_t$ ), másrészt a diódán átfolyó alapharmonikus áramot ( $I_1$ ). Ha  $\Delta U = 0$ , ami megfelel a normál dióda kapcsolásnak (2. ábra), a jól ismert értékeket kapjuk:

$$R_t = \frac{R}{2}$$

$$I_1 = \frac{2 U_{10}}{R}$$

Az 5. ábrát a következő összefüggések segítségével rajzoltuk meg:

$$R_t = \frac{R}{2} \frac{1}{\left[ \frac{\Delta U}{U_{10}} \left( \frac{R}{3 \pi r_b} \right)^{2/3} \frac{1}{2} + 1 \right]^{3/2}}$$

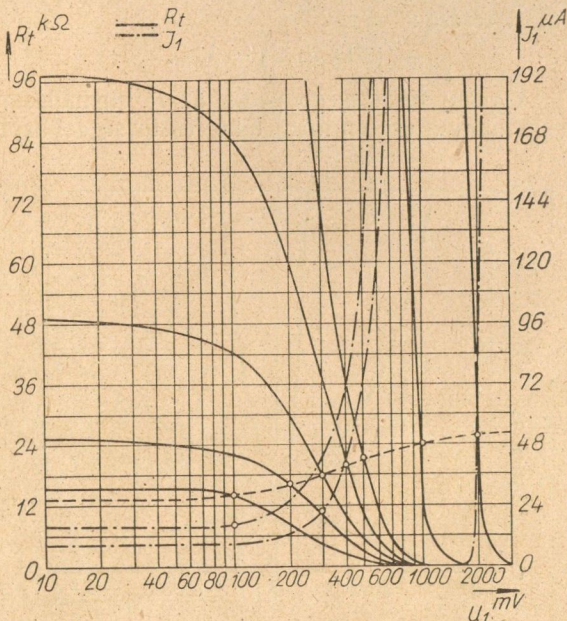
$$I_1 = \frac{2 U_{10}}{R} \left[ \frac{\Delta U}{U_{10}} \left( \frac{R}{3 \pi r_b} \right)^{2/3} \frac{1}{2} + 1 \right]^{3/2}$$

Az ábrából látható, hogy a diódán levő váltófeszültség igen kismértékű változása  $R_t$  és  $I_1$  rohamos változását okozza, feltéve, hogy  $R \gg r_b$ . Ha ez a feltétel fennáll, akkor az 1. egyenlet által megadott maximális modulációs fokig  $U_1$  praktikusán állandónak tekinthető. Ezt az eredményt az aránydetektor számításánál fel fogjuk használni. Ugyanezen számítások exponenciális dióda karakterisztika esetén is elvégezhetők [5]. A számításnál felhasznált karakterisztika:

$$i_d = i_{d0} e^{\frac{U_d}{U_T}} \quad i_{d0} = 0,4 \text{ mA}$$

$$U_T = 0,1 \text{ V}$$

$R$  ellenállás értéke  $50 \text{ k}\Omega$ . A számítás eredményét a 6. ábra mutatja. Itt is  $R_t$  és  $I_1$ -et ábrázoltuk a diódára jutó váltófeszültség ( $U_1$ ) függvényében. A görbéken levő körök azt a pontot jelölik,



6. ábra.

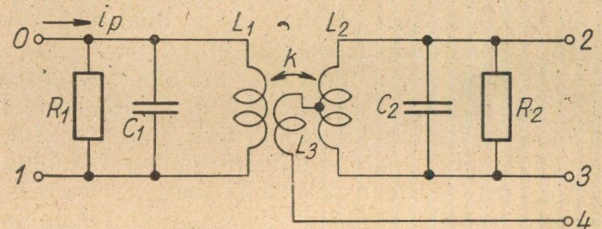
amely pontban az  $R$ -en mért egyenfeszültség teleppel rögzítve lett. Az előző diagramban ez a pont a  $\Delta U = 0$  esetnek felel meg. A szaggatott vonallal kihúzott görbe  $R_t$  értékét adja abban az esetben, ha telepet nem alkalmazunk. A 6. ábra szerint, ha  $U_1 > 1-3 \text{ V}$ , a feszültség itt is praktikusán állandónak tekinthető,  $I_1$ -től független.  $U_1$  kisebb értékeinél azonban a viszonyok rohamosan romlanak. Ez teljes mértékben indokolja azt a tapasztalati tény, hogy az aránydetektor határoló tulajdonságai kis jelnívónál ( $1-2 \text{ V}$  alatt) teljesen megszűnnek.

A teleppel stabilizált dióda működéséről elmondottak az aránydetektor határolásának magyarázatát egyszerűvé teszik. Ha a bemenő jelnívó növekszik, a diódák terhelő hatása is nő, ezzel lerontják a tekercsek  $Q$ -ját, a feszültségszintet így konstansul tartják. A bemenő jelszint csökkenése esetén pedig a csökkenő diódatérhelés teszi lehetővé, hogy a feszültség állandó maradjon.

Láttuk azt, hogy a kapcsolás által kiküszöbölhető amplitúdómoduláció foka  $R$  megválasztásától függ és  $R$  csökkentésével nő (1. egyenlet). Ez magyarázza azt, hogy míg fázisdiszkriminátornál  $R$   $50-100 \text{ k}\Omega$  körüli érték, az aránydetektornál  $5-15 \text{ k}\Omega$ -os  $R$  szokásos.

### 3. Az aránydetektor számítása

Az aránydetektor számítását az teszi rendkívül bonyolulttá, hogy a diódáknak önálló váltóáramú körük van, az egyenáramú kör azonban közös. A számításnál az 1. ábra kapcsolását vesszük alapul. Kirajzoljuk külön a sávszűrőt (7. ábra).



7. ábra.

A diódák terhelő hatását itt nem vesszük figyelembe, tehát  $R_1$  illetve  $R_2$  a tekercsek saját veszteségére jellemzők.  $L_1$  és  $L_3$  között a csatolás igen szoros:  $k_{13} \approx 1$ . Tételezzük fel, hogy a primer és szekunder kör (terheletlen) jósága azonos:

$$Q_0 = \frac{1}{D_0} = \omega_0 C_1 R_1 = \omega_0 C_2 R_2 \quad (2)$$

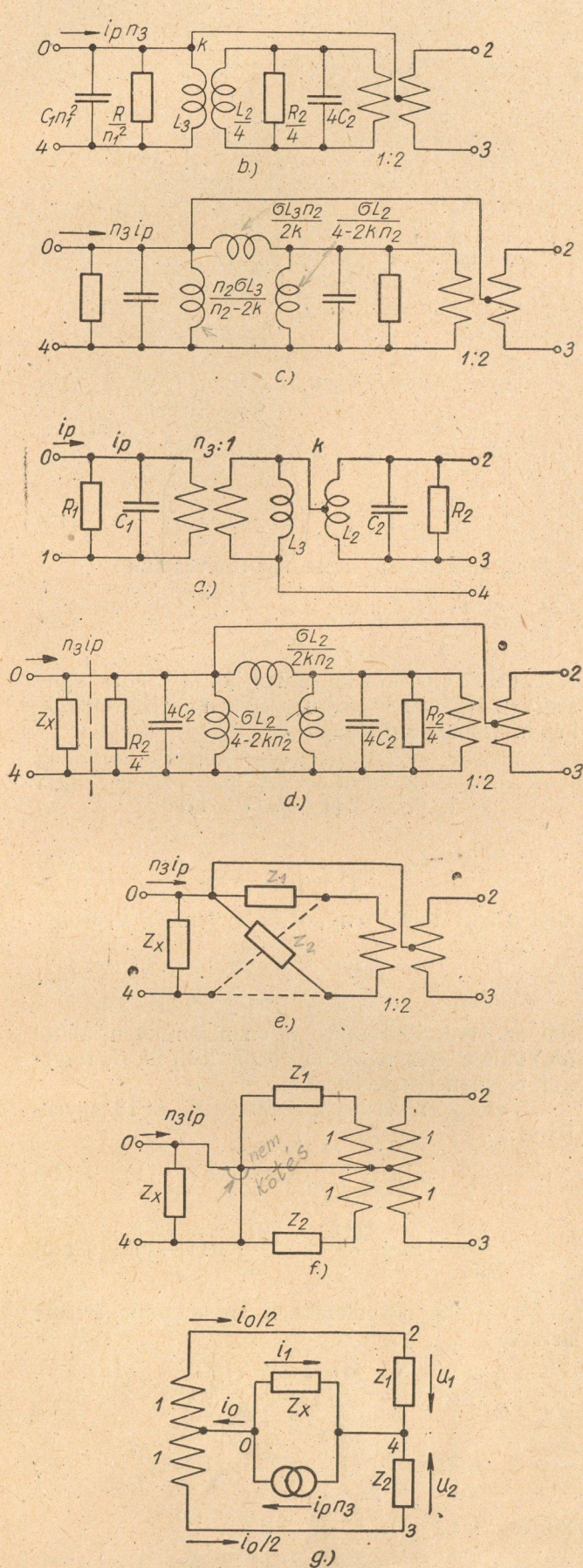
ahol:

$$L_1 C_1 = L_2 C_2 = \frac{1}{\omega_0^2}$$

Vezessük be a következő jelöléseket:

$$n_1^2 = \frac{L_1}{L_2} \quad (3)$$

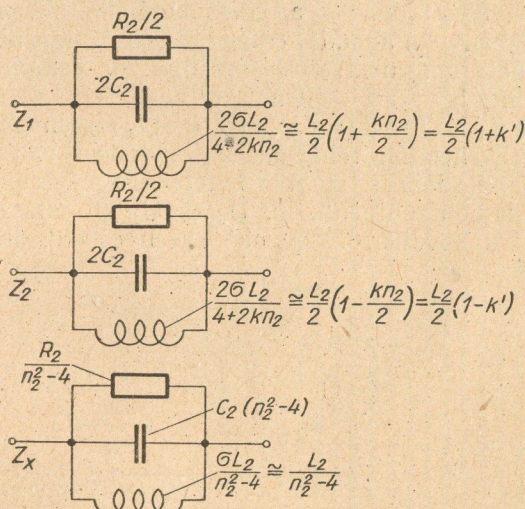
$$n_2^2 = \frac{L_2}{L_3} \quad (4)$$



8. ábra.

$$n_3^2 = \frac{L_1}{L_3} = n_1^2 n_2^2 \quad (5)$$

Most végezzük el a következő átalakításokat (8. ábra). Ha a 7. ábrán  $L_1$  és  $L_3$ -at egy ideális transzformátorral helyettesítjük, a 8/a ábrát kapjuk. Ennek az ábrának az  $L_3-L_2$  transzformátorából kiemelünk egy 1 : 2 áttételű ideális transzformátort (8/b ábra). A megmaradt transzformátort  $\pi$  ekvivalensével helyettesítjük (8/c ábra). Most a kapcsolásból kiemelünk egy rezgőkört úgy, hogy a megmaradó  $\pi$ -tag szimmetrikus legyen (8/d ábra). A kiemelt rezgőkört jelöljük  $Z_x$ -el. A szimmetrikus  $\pi$  tagnak pedig vegyük az  $X$  ekvivalensét (8/e ábra). A két hidimpedancia — az ábrán ezt nem rajzoltuk ki — egy-egy rezgőkör. Az  $X$  tagot egyik szokásos helyettesítő képével helyettesítjük (8/f ábra), és végül a kapcsolást átrajzoljuk (8/g ábra). A kapcsolásban tehát három rezgőkör szerepel, ezek kapcsolási paramétereit a 9. ábrán



9. ábra.

láthatjuk.  $Z_x$  rezonanciája  $\omega_0$ -án,  $Z_1$ -é  $\omega_0$  alatt,  $Z_2$ -é pedig  $\omega_0$  felett van. Itt figyelembe vettük azt, hogy  $k \ll 1$ -nél, és így  $\sigma = 1 - k^2 \approx 1$ . A 9. ábrán bevezettük a

$$k' = \frac{k n_2}{2} \quad (6)$$

jelölést. 8/g-t összevetve a 7. és az 1. ábrával, láthatjuk, hogy  $U_1$  és  $U_2$  éppen a diódákra jutó váltófeszültséget jelentik.

A 8/g ábra alapján felírható, hogy

$$i_0 = \frac{n_3 i_p}{1 + \frac{Z_1 + Z_2}{4Z_x}} \quad (7)$$

Ha  $\omega = \omega_0$ , a 9. ábra segítségével kiszámítható, hogy :

$$Z_x = \frac{R_2}{(n_2^2 - 4)} \quad (8)$$

$$Z_1 + Z_2 = \frac{R_2}{[1 + (k'Q_0)^2]} = \frac{R_2}{1 + a^2} \quad (9)$$

Ezen kívül bevezetjük a csatolási tényező

$$k'Q_0 = \frac{k'}{D_0} = a \quad (10)$$

jelölést. Ezekkel az értékekkel a 7. egyenlet így alakul:

$$i_0 = n_1 i_p \frac{4(1 + a^2)n_2}{4a^2 + n_2^2} \quad (11)$$

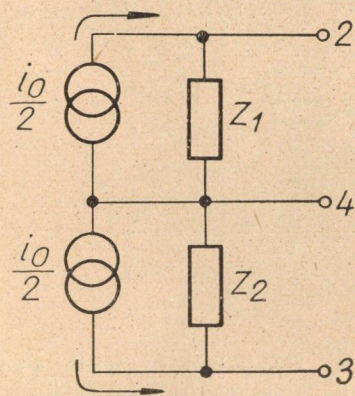
Ennek a kifejezésnek  $n_2$  függvényében maximuma van, ha

$$n_2 = 2a \quad (12)$$

Tehát  $i_0$  maximális értéke:

$$i_0 = i_p n_1 \frac{1 + a^2}{a} \quad (13)$$

Ezt az értéket rezonanciára számítottuk ( $\omega = \omega_0$ ). Feltételezzük, hogy  $i_0$  az egész használt frekvenciatartományban állandó, tehát a  $Z_1$  és  $Z_2$  impedanciákat áramgenerátorról tápláljuk. A valóságban ez nincs így; az  $i_p$  állandó, ez két részből tevődik össze:  $i_0$  és  $i_1$ -ből (8/g ábra);  $i_0$  és  $i_1$  viszonya függ a frekvenciától, tehát ha a frekvencia változik,  $i_0$  amplitúdója is. Hogy a feltételezés mégis jogos, azt később mutatjuk ki.  $U_1$  és  $U_2$  számításához tehát a következő kapcsolás érvényes (10. ábra).



10. ábra.

Most a megfelelő pontokra rákapcsoljuk a diódaköröket (11. ábra). Ezen ábra segítségével fogjuk a számítást végezni. A feszültség- és áramértékek-nél az álló szedésű betűk váltómennyiséget, mégpedig amplitúdót, a dőlt szedésű betűk egyenmennyiségeket jelentenek.

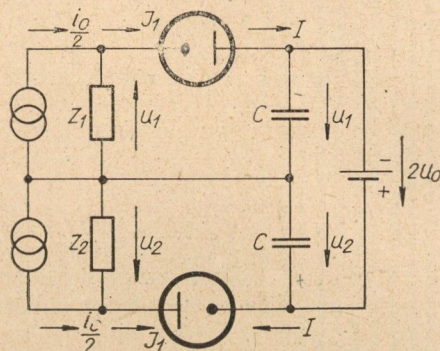
$I_1$  az alapharmonikus áramot jelenti. Ha a dióda ideális csúcseyenirányító:

$$I_1 = 2 I \quad (14)$$

$$U_1 = U_1 \quad (15)$$

$$U_2 = U_2 \quad (16)$$

Mivel a dióda ohmos terhelést jelent,  $U_1$  és  $I_1$  illetve  $U_2$  és  $I_1$  fázisban vannak. A 11. ábra kapcsolására a következő egyenleteket lehet felírni:



11. ábra.

$$\frac{i_0}{2} = I_1 + \frac{U_1}{Z_1} \quad (17)$$

$$\frac{i_0}{2} = I_1 + \frac{U_2}{Z_2} \quad (18)$$

$$U_1 + U_2 = 2 U_0 \quad (19)$$

A kimenőfeszültség, mint már kimutattuk:

$$U_{ki} = \frac{U_1 - U_2}{2} \quad (20)$$

A  $Z_1$  ill.  $Z_2$  rezgőkör impedanciája a 9. ábra segítségével rezonancia környezetében a következőképp írható fel (lásd függelék).

$$Z_1 = \frac{R_2}{2 [1 + ja(1 + v)]} \quad (21)$$

$$Z_2 = \frac{R_2}{2 [1 - ja(1 - v)]} \quad (22)$$

ahol  $a$  a csatolási tényező (9. egyenlet),  $v$  pedig:

$$v = \frac{2\Delta\omega}{\omega_{02} - \omega_{01}} \quad (23)$$

$\Delta\omega$  az eredeti sávszűrő rezonanciafrekvenciájától ( $\omega_0$ ) való eltérés,  $\omega_{01}$  és  $\omega_{02}$  pedig a  $Z_1$  ill.  $Z_2$  rezgőkör rezonanciafrekvenciája.

$Z_1$  és  $Z_2$  értékét helyettesítve a 17. és 18. egyenletbe:

$$\frac{i_0}{2} = \left( I_1 + \frac{2U_1}{R_2} \right) + j \frac{2U_1}{R_2} a(1 + v) \quad (24)$$

$$\frac{i_0}{2} = \left( I_1 + \frac{2U_2}{R_2} \right) - j \frac{2U_2}{R_2} a(1 - v) \quad (25)$$

a 24. és 25. egyenletekben az abszolút értékre áttérve:

$$\left| \frac{i_0}{2} \right|^2 = \left( I_1 + \frac{2U_1}{R_2} \right)^2 + \left[ \frac{2U_1}{R_2} a(1 + v) \right]^2 =$$

$$= \left( I_1 + \frac{2U_2}{R_2} \right)^2 + \left[ \frac{2U_2}{R_2} a(1 - v) \right]^2 \quad (26)$$

20. és 19. egyenletekből:

$$U_1 = U_1 = U_0 \left( 1 + \frac{U_{ki}}{U_0} \right) \quad (27)$$

$$U_2 = U_0 \left(1 - \frac{U_{ki}}{U_0}\right) \quad (28)$$

Ezeket 26.-ba helyettesítve és rendezve, a 14. egyenletet felhasználva:

$$\left(\frac{U_{ki}}{U_0} + \nu\right) \left(1 + \frac{U_{ki}}{U_0} \nu\right) + \frac{U_{ki}}{U_0} \left(\frac{1}{a^2} + \frac{IR_2}{a^2 U_0}\right) = 0 \quad (29)$$

Ez az aránydetektor-karakterisztika egyenlete. Vizsgáljuk most a karakterisztika lineáris szakaszát.

Ebben az esetben  $\nu \ll 1$  és  $\frac{U_{ki}}{U_0} \ll 1$  és a 29. egyenlet így alakul:

$$\left(\frac{U_{ki}}{U_0} + \nu\right) + \frac{U_{ki}}{U_0} \left(\frac{1}{a^2} + \frac{IR_2}{a^2 U_0}\right) = 0 \quad (30)$$

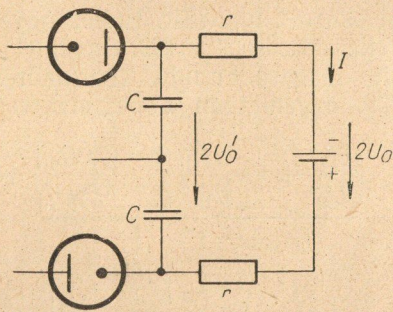
Ebből:

$$\frac{U_{ki}}{U_0} = \frac{-\nu}{\frac{1+a^2}{a^2} + \frac{IR_2}{a^2 U_0}} \quad (31)$$

Ez a gyakorlatban felhasznált karakterisztika szakasz egyenlete. Mint a 31. egyenlet mutatja,  $U_{ki}$  függ  $I$ -től, ezáltal a bemenőjel amplitudójától is, a határolás tehát nem jó. A bevezetőben elmondottak szerint ugyanis a bemenőszint növekedésekor  $I$  nő, így a 31. egyenlet szerint  $U_{ki}$  csökken és fordítva. Ezt a gyakorlatban jól ismert jelenséget túlhatárolásnak nevezik. A túlhatárolást nem a határolórendszer hozza létre, hiszen ez olyan visszavezetések szabályozó rendszer, amelyik elvileg nem hozhat létre túlszabályozást. A jelenség oka az, hogy szabályozás közben a körök jóságával együtt megváltozik a rendszer frekvencia-karakterisztikája, ez egyenértékű azzal, mintha a frekvencia változott volna meg. A túlhatárolás kiküszöbölése a következő módon lehetséges. A teplel sorbakapcsolunk egy ellenállást,  $r$ -et. Így azon ponton, ahol az előbb  $U_0$  feszültség volt, most:

$$U'_0 = U_0 + Ir \quad (32)$$

feszültség lesz. Így  $I$  változását  $U'_0$  változása



12. ábra.

ellensúlyozza. A kapcsolás a 12. ábra szerint alakul.  $U'_0$  értékét 31-be téve:

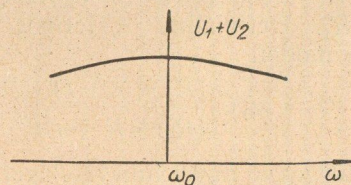
$$U_{ki} = -\nu \frac{U_0 + Ir}{\frac{1+a^2}{a^2} + \frac{IR_2}{a^2(U_0 + Ir)}} \quad (33)$$

Vizsgáljuk meg, hogy mi a feltétele annak, hogy  $U_{ki}$  független legyen  $I$ -től. Képezzük a  $\frac{\partial U_{ki}}{\partial I}$  differenciálhányadost és tegyük egyenlővé nullával. Ebből a következő összefüggést kapjuk:

$$= \frac{U_0 R_2 - (1+a^2)r}{r R_2 + (1+a^2)r} \quad (34)$$

Ennek az egyenletnek a kiértékelését később végezzük el. Most kiszámítjuk az  $I$  áramot. Ezt sávközépre ( $\omega = \omega_0$ ) végezzük el. Ezzel az értékkel azután az egész használatos frekvenciatartományban számolhatunk. Ugyanis  $I$  rezonancia környezetében csak kismértékben változik a frekvencia függvényében konstans bemenőszint esetén. Ezt a következő megfontolással lehet belátni: Egy fázis-diszkriminátornál a két dióda egyenfeszültségének összege ( $U_1 + U_2$ ) a frekvencia függvényében a 13. ábrán látható.  $U_1 + U_2$  rezonancia környezetében állandónak tekinthető, így a diódákön átfolyó egyenáram is. Ha most a teplel rákapcsoljuk, melynek feszültsége ( $U_1 + U_2$ ) $_{\omega=\omega_0}$  értékű, ez nem okoz változást, amíg  $U_1 + U_2$  nem változik, vagyis rezonancia környezetében.

Ebben a tartományban az egyenáram is változatlan marad, vagyis ha a rezonanciafrekvencia meg-



13. ábra.

felelően kis környezetében dolgozunk, az egyenáram állandónak tekinthető. (Természetesen csak állandó bemenőszint esetén.)  $I$ -nek ezt az  $\omega_0$  frekvencián felvett értékét jelöljük  $I_0$ -al. Ezt a 26. egyenletből kaphatjuk meg, ha a  $\nu = 0$  és  $U_{ki} = 0$  értékeket helyettesítjük be.

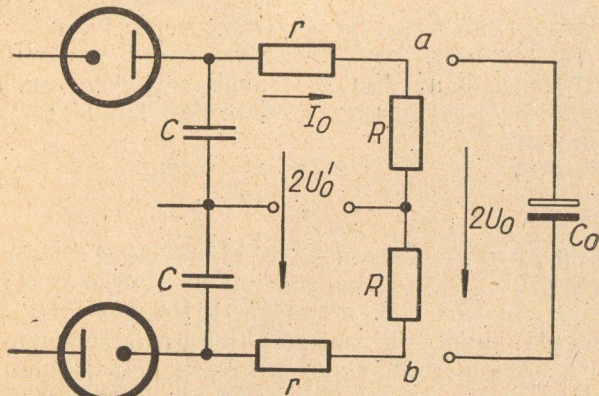
$$I_0 = \frac{\sqrt{\left(\frac{i_0}{2}\right)^2 - \left(U_0 \frac{2a}{R_2}\right)^2} - 2U_0}{2} \quad (35)$$

A bevezetésben elmondottak szerint, ha a bemenőáram csökken,  $I_0$  is csökken. A csökkenés megengedhető alsó határa, mint láttuk, az az eset, ha a dióda árama nullává válik. Ennél nagyobb amplitúdócsökkenést a kapcsolás nem tud kiegyenlíteni. Ezért (ha  $I_0 = 0$ ) a 35. egyenletből a minimális bemenő áram meghatározható:

$$i_{0 \min} = \frac{4 U_0}{R_2} \sqrt{1 + a^2} \quad (36)$$

A következő lépés  $U_0$  kiszámítása.  $U_0$ -t a sávközépen ( $\omega = \omega_0$ ) közepes bemenőszintnél folyó  $I_0$  áram határozza meg (14. ábra).

$I_0$  átfolyik az  $R$  ellenállásokon és az  $a-b$  pontok között létrehozza azt a feszültséget, amelyre a  $C_0$  kondenzátor feltöltődik.



14. ábra.

$$\begin{aligned} U'_0 &= I_0 (r + R) \\ U_0 &= I_0 R \end{aligned} \quad (37)$$

$I_0$  értékét 35.-ből behelyettesítve:

$$U'_0 = \frac{i_0 R_2}{4} \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{R_2}{R+r}\right)^2 + a^2}} \quad (38)$$

A terheletlen körjóság a 2. egyenlet szerint:  $Q_0 = \omega_0 C_2 R_2$ . Definiáljuk a terhelt körjóságot a következő módon:

$$Q_t = \omega_0 C_2 \left[ \frac{R_2 \cdot (R+r)}{R_2 + R+r} \right] \quad (39)$$

Ezen összefüggések figyelembevételével:

$$U'_0 = \frac{i_0 R_2}{4 \sqrt{\left(\frac{Q_0}{Q_t}\right)^2 + a^2}} \quad (40)$$

$U_0$  pedig:

$$U_0 = U'_0 \frac{R}{R+r} = \frac{i_0 R_2}{4 \sqrt{\left(\frac{Q_0}{Q_t}\right)^2 + a^2}} \frac{R}{R+r} \quad (41)$$

A kapcsolás határoló működése csökkenő bemenő áramnál  $i_{0 \min}$ -ig terjed, a maximálisan megengedhető amplitúdómoduláció tehát:

$$m_{\max} = \frac{i_0 - i_{0 \min}}{i_0} = 1 - \frac{i_{0 \min}}{i_0} \quad (42)$$

$i_{0 \min}$  értékét a 36. egyenletből helyettesítjük, és felhasználjuk az  $U'_0$ -re kapott 40. egyenletet:

$$m_{\max} = 1 - \frac{R}{R+r} \sqrt{\frac{1+a^2}{\left(\frac{Q_0}{Q_t}\right)^2 + a^2}} \quad (43)$$

Most már ki tudjuk értékelni a 34. egyenletet, ha  $U_0$  és  $I_0$  értékeit behelyettesítjük a 35., illetve a 37. egyenletekből. A következő összefüggést kapjuk:

$$\frac{R_2}{1+a^2} = r \frac{R+r}{R-r} \quad (44)$$

Az  $r$  ellenállást azért tettük az áramkörbe, hogy segítségével a túlhatárolást kikompenzáljuk. Ha  $r$  értéke a fenti egyenletet kielégíti a  $\frac{\partial U_{ki}}{\partial I}$  kifejezés

nulla. A kimenőfeszültség nem függ az egyenáram ingadozásától, tehát a bemenőszint ingadozásától sem. Ez azonban csak az  $I = I_0$  helyen áll fenn, a differenciálhányados értéke az  $I = I_0$  helyen nulla. A  $\frac{\partial U_{ki}}{\partial I}$  kifejezés részletesebb vizsgálata azonban kimutatja, hogy az egész használatos tartományban, tehát ott is, ahol  $I \neq I_0$ ,  $\frac{\partial U_{ki}}{\partial I}$  igen kis értékű, tehát  $U_{ki}$  függetlennek tekinthető a bemenő áram változásától.

A kompenzáláshoz szükséges  $r$  értéke 44. egyenletből explicite is kifejezhető, ha felhasználjuk a  $Q_0$  ill.  $Q_t$  definiáló egyenleteit (2., 39.).

$$r = \frac{R_2}{(1+a^2) + 2\left(\frac{Q_0}{Q_t} - 1\right)} \quad (45)$$

A felhasznált összefüggés a 2. és 39. egyenletek osztásából:

$$R+r = \frac{R_2}{\frac{Q_0}{Q_t} - 1} \quad (46)$$

Ezt a képletet azért írtuk fel külön, mert az aránydetektor méretezésénél szükségünk lesz rá.

Mivel  $r$  kompenzáló ellenállás értékét ismerjük, az  $I$  áramtól független kimenőfeszültség számítható. Így a kimenőfeszültség 33. egyenlete 44. felhasználásával lesz:

$$\frac{U_{ki}}{U_0} = -v \frac{a^2}{1+a^2} \left[ 1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2 \right] \approx -v \frac{a^2}{1+a^2} \quad (47)$$

A közelítést az teszi lehetővé, hogy  $r \ll R$ .

Most számítsuk ki a nem lineáris karakterisztika által okozott torzítást. Ehhez figyelembe kell venni a karakterisztika (29. egyenlet) eddig elhanyagolt magasabbrendű (harmadrendű) tagját. A 29. egyenletben a beszorzást elvégezve:

$$\begin{aligned} & \underbrace{\left(\frac{U_{ki}}{U'_0} + v\right) \frac{U_{ki}}{U'_0} \left(\frac{1}{a^2} + \frac{I R_2}{a^2 U'_0}\right)}_I + \\ & + \underbrace{\left(\frac{U_{ki}}{U'_0}\right)^2 v + \frac{U_{ki}}{U'_0} v^2}_II = 0 \end{aligned} \quad (48)$$

$U_0$  helyébe most mindenütt  $U'_0$ -t kell tenni, hiszen

$U'_0$  most a tényleges egyenfeszültség. 48. egyenlet I-el jelölt része a lineáris tag, amellyel eddig számoltunk. Ennek helyére a kompenzáló ellenállás megfelelő értékét figyelembe véve a 47. egyenlet szerint a következő kifejezést kell tenni:

$$\frac{U_{ki}}{U_0} + v \frac{a^2}{1 + a^2} \quad (49)$$

A II. részben pedig  $\frac{U_{ki}}{U_0}$  helyébe a lineáris tagot (47. egyenlet) tesszük. (Felhasználva az  $U_0$  és  $U'_0$  közötti 41. összefüggést). Így a II. rész a karakterisztika harmadfokú tagját adja. A teljes egyenlet:

$$\frac{U_{ki}}{U_0} = - \frac{a^2}{1 + a^2} \left[ v - \frac{a^2}{1 + a^2} \beta \left( 1 - \beta \frac{a^2}{1 + a^2} \right) v^3 \right] \quad (50)$$

Itt bevezettük a

$$\beta = \frac{R}{R + r} \quad (51)$$

jelölést. Ha a frekvencia szinuszosan változik:

$$v = v_0 \sin \omega t \quad (52)$$

az 50. egyenletből számítható a harmadfokú karakterisztikátag miatt fellépő torzítás:

$$K_3 = \frac{\beta}{4} \frac{a^2}{1 + a^2} \left( 1 - \beta \frac{a^2}{1 + a^2} \right) v_0^3 \quad (53)$$

Maximális kivezérlés esetén (23. egyenlet szerint):

$$v_0 = \frac{2 \Delta \omega_{\max}}{\omega_{02} - \omega_{01}} \quad (54)$$

Felhasználva a következő összefüggést (lásd függelék 86. egyenlet)

$$\omega_{02} - \omega_{01} = k' \omega_0 = \frac{a \omega_0}{Q_0} \quad (55)$$

53. egyenlet a következőképp módosítható:

$$\frac{K_3 \omega_0^3}{\Delta \omega_{\max}^2 Q_0^2} = \frac{\beta}{1 + a^2} \left( 1 - \beta \frac{a^2}{1 + a^2} \right) \quad (56)$$

Ez az összefüggés a méretezés egyik alapképlete.

Most már csak a kimenőfeszültség kiszámítása van hátra. A 47. egyenletből indulunk ki.  $U_0$ -t a 41. egyenletből, míg

$Q_0$ -t a 43. egyenletből helyettesítjük.

Ekkor a kimenőfeszültségre kapjuk:

$$U_{ki} = -v \frac{i_0 R_2}{4} (1 - m_{\max}) \frac{a^2}{(1 + a^2)^{3/2}} \quad (51)$$

Végül  $i_0$ -t  $i_p$ -vel fejezzük ki (11. egyenlet):

$$U_{ki} = -v n_1 i_p R_2 (1 - m_{\max}) \frac{a^2}{\sqrt{1 + a^2}} \cdot \frac{n_2}{4a^2 + n_2^2} \quad (58)$$

Az eddigiekben levezetett összefüggések segítségével az aránydetektor méretezhető. Mielőtt a méretezéssel foglalkozunk, egy a tárgyalás elején tett feltételezés jogosságát indokoljuk. Mikor  $i_0$  maximális értékét számítottuk, ezt a sávközépre végeztük el (7–13. egyenletek). Utána kimutattuk, hogy  $i_0$  amplitúdója a frekvencia függvényében változik. Ennek ellenére mi  $i_0$ -t konstansnak tekintettük. Ez azért lehetséges, mert ha a kapcsolat limitáló tulajdonságú, akkor  $i_0$  amplitúdóingadozása hatástalan. A viszonyok részletesebb vizsgálata azt mutatja, hogy a gyakorlatban szóba jöhető kapcsolási értékek mellett  $i_0$  amplitúdómodulációja igen kismértékű ( $m = 5 - 10\%$ ). A maximálisan megengedhető amplitúdómodulációs fok ( $m_{\max}$ ) ennél az értéknél általában sokkal nagyobb, így ennek a kis amplitúdómodulációnak a limitálása biztosan megtörténik, másrészt ez a többlet amplitúdómoduláció nem okoz lényeges változást  $m_{\max}$  értékében. Ugyanis ha  $i_0$  amplitúdómodulációja nagyméretű lenne ( $m_{\max}$  közelében), a tényleges bemenőjel ( $i_p$ ) amplitúdómodulációjára már semmi, vagy igen kicsi lehetőség maradna. Érdekességképp megemlítjük, hogy  $n_2 = 2$  esetben a bemenettel párhuzamos kapcsolódó  $Z_x$  impedancia végtelen lesz, így  $i_0$  valóban konstans.

#### 4. Az aránydetektor méretezése

Rajzoljunk fel egy teljes aránydetektor kapcsolást (15. ábra). Általában a következő adatok állnak rendelkezésre:

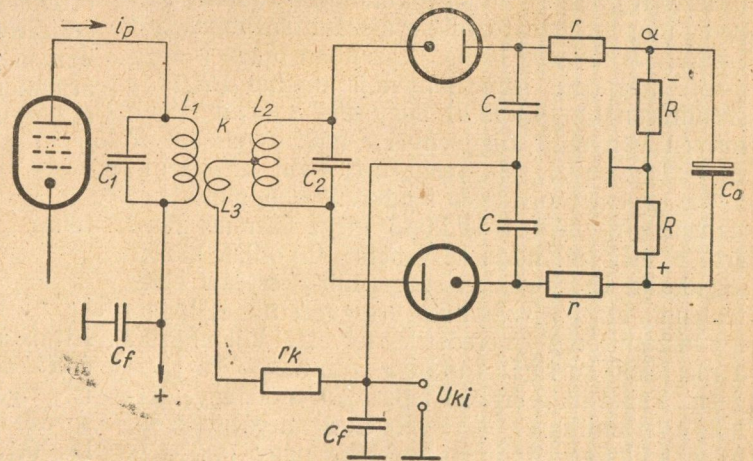
Rezonanciafrekvencia:  $\omega_0$

Maximális frekvencialöket:  $\Delta \omega_{\max}$

A szükséges limitálás mértéke:  $m_{\max}$

A megengedhető legnagyobb nemlineáris torzítás:  $K_3$

A tárgyalás elején feltételeztük, hogy  $C$  kondenzátorok rövidzárt képviselnek. Praktikusan ez annyit jelent, hogy  $C$  kondenzátor reaktanciája az adott frekvencián legalább egy nagyságrenddel kisebb legyen, mint a diódák belső ellenállása. Az utóbbi 6AL5, EABC80 típusú diódáknál kb. 600 ohmra tehető. Ha  $C$  kondenzátor reaktanciáját ennek tízszeresére választjuk, kapjuk az 5–10 MHz-en szokásos 200–500 pF értéket. A kimenő-



15. ábra.

feszültség 58. képletéből látható, hogy a kimenőfeszültség  $R_2$ -vel arányos, tehát  $R_2$  lehetőleg nagy legyen.  $R_2$  a 2. egyenlet szerint :

$$R_2 = \frac{Q_0}{\omega_0 C_2} \quad (59)$$

$Q_0$  a terheletlen primer, ill. szekunder kör jósági tényezője.  $R_2$  akkor lesz nagy, ha  $Q_0$  nagy, ill.  $C_2$  kicsi.  $Q_0$ -t olyan nagyra választjuk, amit még meg tudunk valósítani. Ez 5–10 MHz-en kb. 80–100 körüli érték.  $C_2$  legkisebb értékét az a tény szabja meg, hogy a párhuzamosan kapcsolódó diódkapacitások, amelyek egyrészt csövenként 10–20% eltérést mutatnak, másrészt a diódán átfolyó áramtól függően is változnak, ne okozzanak a szekunder körben elhangolást. Tehát  $C_2$  legyen jóval nagyobb a diódkapacitásoknál. Ilyen megfontolások alapján  $C_2$ -t 40–50 pF értékre választják. Az 58. egyenlet szerint a kimenőfeszültség arányos  $n_1$ -el is.  $n_1$  jelentése a 3. egyenlet szerint

$$n_1 = \sqrt{\frac{L_1}{L_2}}$$

$L_2$  már adott, hiszen  $\omega_0$  adott,  $C_2$ -t pedig az előző gondolatmenettel meghatároztuk. Nagy kimenőfeszültség érdekében  $L_1$  minél nagyobb legyen.  $L_1$  lehetséges legnagyobb értékét akkor kapjuk, ha a primer kör a cső és szórkapacitásokkal rezonál. A gyakorlatban vagy ezt a megoldást alkalmazzák vagy stabilitási okokból még 10–20 pF kapacitást kapcsolnak a primer körhöz. Tehát  $L_1$  általában nagyobb  $L_2$ -nél.

A következő lépés a csatolási tényező meghatározása: Mint a 10. egyenlettel megadtuk:

$$a = k' Q_0$$

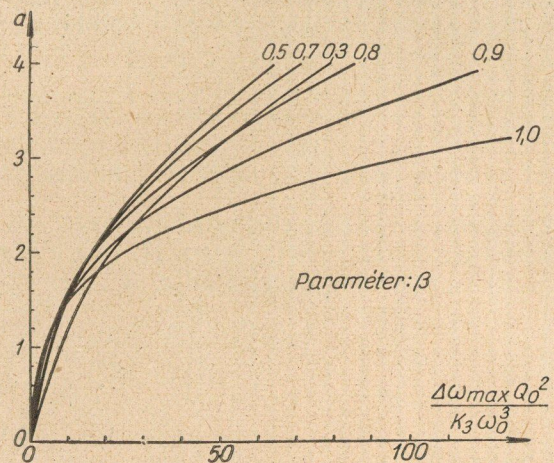
$a$ -t az 56. egyenletből számítjuk:

$$\frac{K_3 \omega_0^2}{\Delta \omega_{\max}^2 Q_0^2} = \beta \frac{a^2}{1+a^2} \left( 1 - \beta \frac{a^2}{1+a^2} \right) \quad (60)$$

$\beta$  az  $\frac{R}{R+r}$  hányados rövidítése (51. egyenlet).

Az egyenlet baloldalán álló összes mennyiség ismert.  $K_3$ ,  $\omega_0$  és  $\Delta \omega_{\max}$  a kiindulási adatok,  $Q_0$ -t pedig már meghatároztuk.  $a$  kiszámításához még  $\beta$  értékére is szükség lenne.  $\beta$  azonban maga is függ  $a$ -tól, mégpedig igen bonyolult módon ( $R$  és  $r$  számításánál fogjuk látni, hogy ezek a mennyiségek milyen bonyolult függvényei  $a$ -nak,  $\beta$  viszont  $R$  és  $r$  függvénye). Ha tehát  $a$ -t  $\beta$ -val kifejezzük, a 60. egyenlet nemcsak rendkívül bonyolult lesz, hanem  $a$ -ra nem is oldható meg. Szerencsére  $\beta$  értéke elég állandónak vehető, 0,7–0,9 között ingadozik. Ezért sokkal célszerűbb  $\beta$  értékét előre felvenni, ezzel a számítást végigvezetni, és ha az így kiszámított  $\beta$  az eredetileg felvettől különbözik, a megfelelő korrigálás után a számítást újra elvégezni. Tehát ha  $\beta$  értékét felvesszük a 60. egyenletből  $a$  számítható.  $\beta$  felvételéhez megjegyezzük, ha a szükséges limitálás mértéke nagy ( $m_{\max} > 50\%$ ),  $\beta$ -ra célszerű 0,7–0,8 értéket felvenni,

míg kisebb limitálásnál ( $m_{\max} < 50\%$ ) a magasabb 0,8–0,9 értéket.  $a$  számításának megkönnyítésére a 60. egyenletet diagramban ábráztuk (16. ábra).



16. ábra.

Ha  $a$ -t ismerjük a terheletlen, ill. terhelt  $Q$  viszonya a 43. egyenletből számítható:

$$\frac{Q_0}{Q_t} = \sqrt{\frac{(1+a^2)\beta^2}{(1-m_{\max})^2} - a^2} \quad (61)$$

Most már kiszámítható a kompenzáló ellenállás  $r$  a 45. egyenlet szerint:

$$r = \frac{R_2}{(1+a^2) + 2\left(\frac{Q_0}{Q_t} - 1\right)} \quad (62)$$

$R_2$  a terheletlen szekunder kör parallel veszteségi ellenállása  $Q_0$  és  $C_2$  felvételével már ismert.  $R$  számításához a 46. egyenletet használjuk fel:

$$R = \frac{R_2}{\frac{Q_0}{Q_t} - 1} - r \quad (63)$$

Mivel már  $r$  és  $R$  rendelkezésre áll,  $\beta$  értékét ellenőrizhetjük. Ha az eltérés az eredetileg felvett értékhez képest nagyobb 5%-nál, akkor a számítást célszerű a módosított  $\beta$ -val újra elvégezni. Hátra van még  $L_3$  meghatározása. Levezettük, hogy az áramkör bemenőárama ( $i_0$ ) akkor maximális, ha (12. egy.)

$$\sqrt{\frac{L_2}{L_3}} = n_2 = 2a \quad (64)$$

tehát

$$L_3 = \frac{L_2}{4a^2} \quad (65)$$

Általában  $L_3$ -ra a 65. egyenlet szerint igen kis érték adódik  $L_2$ -höz képest, tehát  $L_1$ -hez képest is. Ilyenkor, mivel  $L_1$  és  $L_3$  általában egy soros tekercsek, a kettő közötti szoros csatolás ( $k_{13} = 1$ ) nem valósítható meg. Ezért  $L_3$ -at gyakran nagyobbra választják a 65. egyenlet



szerinti értéknél.  $L_3$ -at addig növelik, amíg csak a  $k_{13} = 1$  meg nem közelíthető. Ezt mérésrel lehet ellenőrizni. Természetesen, ha a 65. egyenlet szerinti  $L_3$ -al a szoros csatolás megvalósítható, ezt célszerű alkalmazni.  $L_3$  nagyobb értéke esetén a bemenő áram kisebb lesz, hiszen a 65. egyenlet betartása esetén volt  $i_o$  maximális. Szerencsére a bemenő áram —  $L_3$  függvény a maximum környezetében igen lapos,  $L_3$  növelésével  $i_o$  alig csökken. A továbbiakban az egyenleteinket tetszőleges  $L_3$ -ra adjuk meg. Az egyenletekben az

$$n_2 = \sqrt{\frac{L_2}{L_3}}$$

szerepel. A csatolás a 6. és 10. egyenletek szerint :

$$k = \frac{2\alpha}{n_2 Q_o} \quad (66)$$

Végül a kimenőfeszültség az 58. egyenletből számítható :

$$U_{ki} = -v(1 - m_{\max}) n_1 i_p R_2 \frac{a^2}{\sqrt{1+a^2}} \frac{n_2}{4a_2 + n_2^2} \quad (67)$$

$v$ -t a 23. és 55. illetve 66. egyenletekkel kifejezve :

$$U_{ki} = -\frac{2A\omega}{\omega_o} (1 - m_{\max}) n_1 i_p R_2 Q_o \frac{a}{\sqrt{1+a^2}} \frac{n_2}{4a^2 + n_2^2} \quad (68)$$

$i_p$  a sávszűrőt tápláló pentóda anódárama :

$$i_p = S U_g \quad (69)$$

ahol  $S$  a cső meredeksége,

$U_g$  a cső vezérlőfeszültségének amplitúdója.

Gyakorlati szempontból lényeges a karakterisztikacsúcsok helyének, ill. távolságának a meghatározása. Ez jól mérhető, és így lehetővé teszi a csatolás beállítását, mivel ennek a mérése igen nehéz. A csúcsok helyét az 50. egyenletből szélsőértékszámítással lehet meghatározni. Jelöljük a két csúcs egymástól való távolságát (frekvencia különbségét)  $\Omega$ -val. Az 53. egyenlet felhasználásával :

$$\Omega = \frac{2A\omega_{\max}}{\sqrt{12} K_3} \quad (70)$$

A két csúcs  $\omega_o$ -hoz képest szimmetrikusan helyezkedik el.

A kapcsolásban (15. ábra) szerepel az  $r_k$  ellenállás. Ennek az a célja, hogy a dióda csúcsáramát korlátozza. Nagy szinteknél és nagy amplitúdómodulációnál olyan nagy csúcsáram léphet fel, hogy  $C_o$  feszültségét megváltoztatja. Ez végredményben azt jelenti, hogy az amplitúdómoduláció megjelenik a kimeneten, vagyis a limitálás rossz lesz. Ennek a jelenségnek a kiküszöbölését szolgálja  $r_k$ . Értéke 50–100 ohm szokott lenni. A szükséges értéket mérés segítségével lehet beállítani.

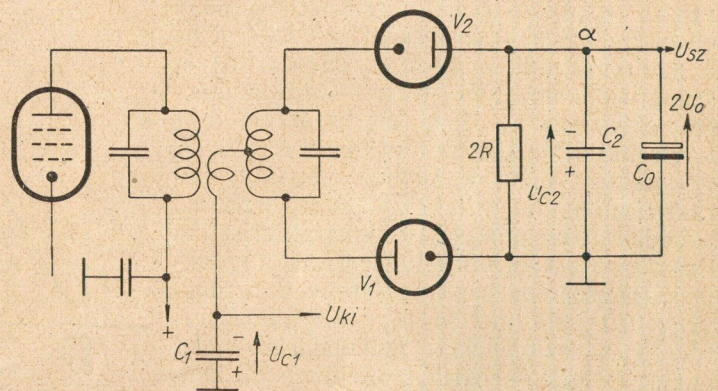
Kiszámítottuk, hogy a túlkompenzálás elkerülésére mekkora  $r$  ellenállást kell alkalmazni (62. egyenlet). Az áramkörbe betett ellenállás ennél jóval kisebb. A

dióda ugyanis dinamikusan kb. 600–1000 ohm nagyságú ellenállást képvisel. Ez az ellenállás a betett soros ellenállással együtt adja ki  $r$  értékét. A dióda dinamikus belsőellenállása azonban függ a diódán levő feszültség nagyságától. Éppen ezért a számítás itt csak hozzávetőleges értéket ad. A betett soros ellenállás pontos értékét legcélszerűbb gyakorlati úton beállítani, úgy hogy a kimeneten az amplitúdómodulációból származó komponens minimális legyen. Mivel a dióda belsőellenállás a szint függvénye, az egy bizonyos szinten beállított soros ellenállások egy másik szinten nem adnak optimális limitálást. A 15. ábrán a két külön  $r$  ellenállás helyett elvileg megfelelő lenne egy darab  $2r$  nagyságú ellenállás. A gyakorlatban legtöbbször mégis két külön ellenállást alkalmaznak, mert ha ezeket különböző nagyságúra veszik, a rendszerben levő aszimmetriák kiegyenlíthetők. Sok kivitelezett aránydetektorba egyáltalán nem tesznek be soros ellenállásokat. Ezek a kapcsolások úgy vannak méretezve, hogy a dióda dinamikus belsőellenállások adják a szükséges  $r$  értéket.

A 15. ábrán levő  $C_f$  kondenzátorok nagyfrekvenciás rövidzárt képeznek, értékük ugyanolyan szempontok szerint határozható meg, mint a  $C$  kondenzátoroké.  $C_f$  is néhány száz pF-zokott lenni.

Az aránydetektornak számos más kapcsolási változata lehetséges, amely működés szempontjából nem tér el a 15. ábra kapcsolásától. Egy változatot mutatunk be, amelyik a gyakorlatban a legelterjedtebb (17. ábra).

A hangfrekvenciás kimenőfeszültség a  $C_1$  kondenzátorról vehető le. Ez a kapcsolás a következőképp működik:  $C_1$  és  $C_2$  a rádiófrekvenciák részére rövidzárt jelentenek, tehát a diódákra jutó váltófeszültségek ugyanazok, mint az alapkapcsolásnál (1. ábra). Ha a diódák egyenárama azonos, ez az áram a  $2R$  ellenálláson folyik át, más úton egyenáram nem folyik. Mint láttuk, a két dióda egyenárama akkor lehet közös, ha az első dióda  $|U_1|$ , a második pedig  $|U_2|$  előfeszültséget kap. ( $U_1$  és  $U_2$  jelentése ugyanaz, mint a 1. fejezetben, tehát  $U_1$  az első,  $U_2$  pedig a második diódára jutó váltófeszültség.) Ha az előfeszültségek nem ekkorák, a két dióda egyenárama nem azonos, a különbségi áram addig tölti, vagy sűti ki a  $C_1$  és  $C_2$  kondenzátorokat, míg csak az egyen-



17. ábra.

súlyi helyzet be nem áll. Ekkor a  $V_2$  dióda előfeszültsége a 17. ábra szerint:

$$|U_2| = U_{c2} - U_{c1}$$

A  $V_1$  diódáé pedig:

$$|U_1| = U_{c2} + U_{c1}$$

tehát

$$U_{c2} = |U_1| + |U_2| = 2 U_o$$

Ezt a feszültséget stabilizáljuk a  $C_0$  kondenzátor segítségével. Ekkor az  $U_{c1}$ , a kapcsolás kimenőfeszültsége a következőképp írható:

$$U_{c1} = |U_1| = \frac{|U_1| - |U_2|}{2} + \frac{|U_1| + |U_2|}{2}$$

Ennek az összegnek a második tagja állandó, az első tag pedig ugyanaz, mint az alapkötés által szolgáltatott feszültség. Mivel a csatlakozás a további fokozatok felé kondenzátoron át történik, amelyek az állandó feszültséget nem viszi át, ennek a kapcsolásnak a kimenőfeszültsége ugyanaz, mint az alapkötésé. Ezzel szemben ez a kötés kevesebb elemiből építhető fel.

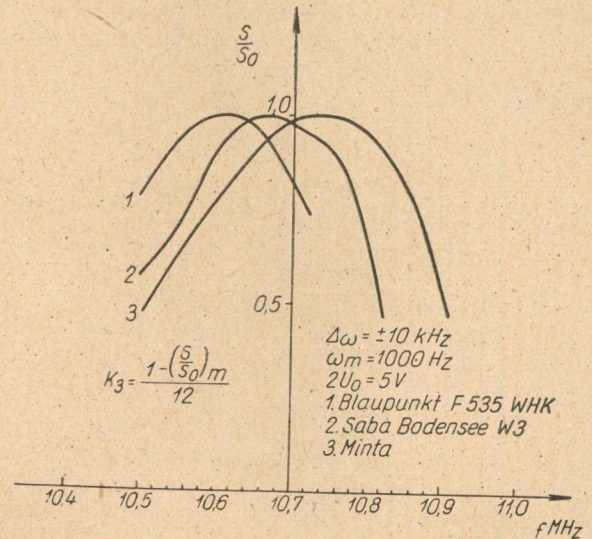
Az  $\alpha$  ponttól levehető az  $U_{sz}$  szabályozó feszültség, amely  $2 U_o$ -al egyenlő. A 15. ábra  $\alpha$  pontjáról csak  $U_o$  nagyságú szabályozófeszültség vehető le.

Aránydetektor céljaira kis belsőellenállású diódák szükségesek. Minél kisebb  $u_i$  egy dióda belsőellenállása, annál kisebb feszültségváltozás jár együtt a dióda áramának a változásával (5. ábra). Vagyis a feszültség annál jobban megközelíti a konstans feltételezést, amit az egész számolás folyamán alkalmaztunk. A jelenleg nálunk használatban levő diódák közül a 6AL5 és EABC80 típusúak a legjobbak. Lényeges követelmény a csővel szemben a két dióda szimmetriája. Germánium kristályokat is gyakran alkalmaznak aránydetektorban.

### 5. Hangolás, mérés. Példa

Az aránydetektor behangolása és mérése sokban hasonlít a fázisdiskriminátoréhoz [10]. Ezért itt csak azokkal a szempontokkal foglalkozunk részletesebben, amelyek eltérést jelentenek a fázisdiskriminátorhoz képest. A behangolást leggyorsabban és legszembéletesebben oszcilloszkópra rajzolt karakterisztika segítségével lehet elvégezni. Ennek az ábrának a segítségével a határoló tulajdonságok is ellenőrizhetők, szimultán amplitudó és frekvenciamoduláció segítségével. Így állítható be a  $r$  kompenzálóellenállások optimális értéke is. A mérések közül a legfontosabbak a karakterisztika lineáritásának és a határoló tulajdonságoknak a mérése. A karakterisztika lineáritására a legjobb felvilágosítást a karakterisztika meredekségének a frekvencia függvényében való mérése adja. Szignálgenerátorból  $\omega_o$  frekvenciájú modulálatlan jelet adunk be. Sávközépen lemérjük a  $C_0$  kondenzátoron levő  $2 U_o$  feszültséget és egy ugyanakkora feszültségű telepet kapcsolunk

rá. 5–10 kHz-nagyságú lökület állítunk be a generátoron (a moduláló jel hangfrekvencia), és a vivőfrekvenciát változtatva mérjük a kimenő váltófeszültséget. Ez a karakterisztika meredekségével ( $s$ ) arányos. Ha ezeket az értékeket a sávközépen mért értékhez ( $s_o$ ) viszonyítjuk, kapjuk az  $s/s_o$  diagrammot (18. ábra). Ebből a maximális kivezér-



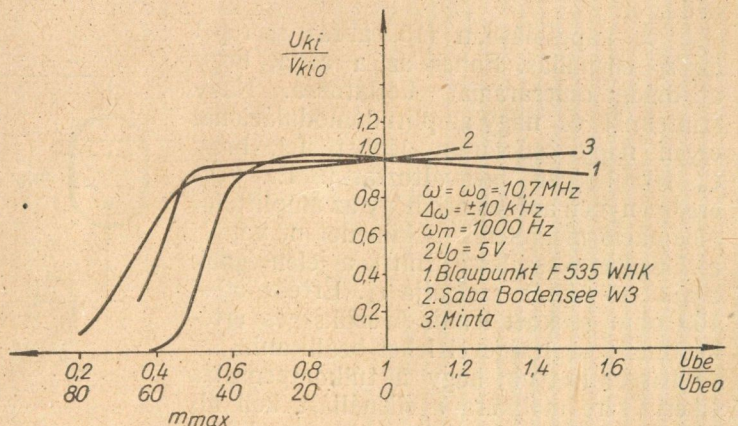
18. ábra.

léshez tartozó torzítás is jól meghatározható. A maximális kivezérléshez  $(s/s_o)_m$  tartozik. Ebben az esetben a torzítás:

$$K_3 = \frac{1 - (s/s_o)_m}{12} \quad (71)$$

Ezt az egyenletet 50. egyenlet differenciálásával és 53. felhasználásával kaptuk. Az  $s/s_o$  diagram igen jó felvilágosítást ad a karakterisztika aszimmetriáról is.

A határoló tulajdonságok mérésénél szintén  $2 U_o$  nagyságú teleppel rögzítjük a  $C_o$ -án levő feszültséget. A bemenő jelet kis, 5–10 kHz-es lökettel hangfrekvenciával moduláljuk. Ezután a bemenőfeszültséget változtatjuk és mérjük a kimenő hangfrekvenciás feszültséget (19. ábra). A diagramban mindkét feszültséget relatív értékben mértük fel, a vonatkozási szint ( $U_{kio}$ ,  $U_{beo}$ ) az



19. ábra.

az érték, amelynél a  $2 U_o$  feszültség teleppel rögzítve lett. Ezt a mérést a működési tartományon belül több frekvencián is szokták mérni.

Mindkét mérésnél lényeges, hogy a szignálgenerátor jelének betáplálása az aránydetektor előtti pentóda rácsára történjék. Ha ugyanis a betáplálás egy előbbi fokozatra történik, a közben levő sávszűrő, vagy más frekvenciafüggő elemek jelenléte a mérés eredményét megváltoztatja.

A számítások helyességének ellenőrzésére egy mintakapcsolást építettünk. A következő adatokból indultunk ki:

$$\begin{aligned}\omega_o &= 10,7 \text{ MHz} \\ \Delta\omega_{\max} &= 75 \text{ kHz} \\ K_3 &= 1\% \\ m_{\max} &= 50\%\end{aligned}$$

A 15. ábra jelöléseit alkalmazva a következő értékeket vettük fel:

$$\begin{aligned}C &= C_f = 380 \text{ pF} \\ C_2 &= 40 \text{ pF} \\ C_1 &= 20 \text{ pF}\end{aligned}$$

a  $C_1$  és  $C_2$  értékeket a szórt és csőkapacitásokat is magukban foglalják, így a beépített kapacitások kisebbek (20. ábra).  $C_1$  és  $C_2$  illetve  $\omega_o$  segítségével:

$$\begin{aligned}L_1 &= 12,2 \text{ } \mu\text{Hy} \\ L_2 &= 5,5 \text{ } \mu\text{Hy}\end{aligned}$$

$L_3$ -at  $0,6 \text{ } \mu\text{Hy}$ -re kellett venni, hogy az  $L_1$  és  $L_3$  közötti szoros csatolás megvalósítható legyen. Így

$$n_2 = \sqrt{\frac{L_2}{L_3}} = 3,015$$

és

$$n_1 = \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} = 1,5$$

A tekercsek jósága:

$$Q_o = 85$$

$\beta$ -t  $0,75$ -re vettük fel. A 16. ábrából

$$a = 2,8$$

A 61. egyenlet szerint:

$$\frac{Q_o}{Q_i} = 3,48$$

A kompenzálóellenállás 62-ből:

$$r = 2 \text{ k}\Omega$$

A terhelő ellenállást 63-ból számítottuk:

$$R = 7,2 \text{ k}\Omega$$

$R$  és  $r$  ismeretében  $\beta$  ellenőrizhető.  $\beta = 0,78$ , tehát a  $\beta = 0,75$ -ös felvétel elfogadható.  $r$ -re  $2 \text{ k}\Omega$ -ot kaptunk; mivel a dióda dinamikus belsőellenállása kb.  $1000 \text{ ohm}$ -ot tesz ki,  $1000 \text{ ohm}$  körüli értéket kell még beépíteni. A csúcstávolság 70. egyenlet szerint

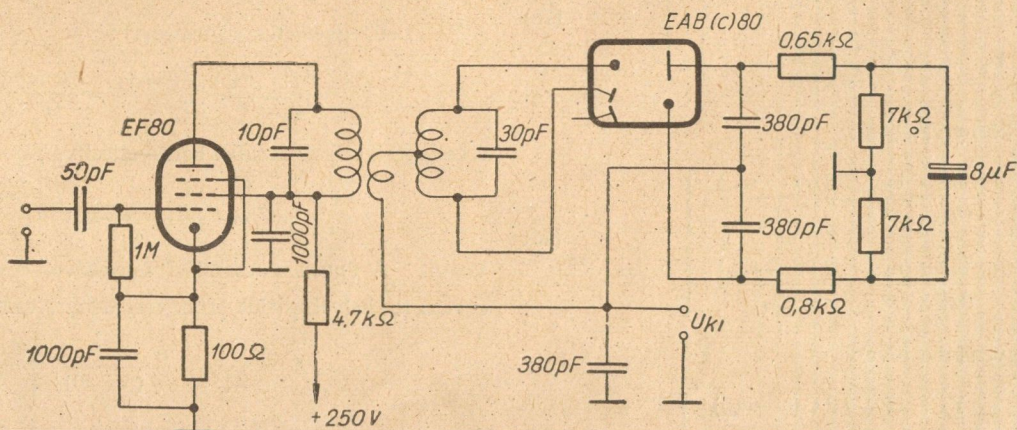
$$\Omega = 430 \text{ kHz}$$

A megépített kapcsolást a 20. ábra mutatja. A kompenzáló ellenállások értékét mérésrel állítottuk be. Ilyen értékeknél kaptunk optimális határolást. A határoló tulajdonságokat a fentebb megadott eljárással mértük (19. ábra, 3. görbe). A vízszintes tengelyen feltüntettük a maximálisan megengedhető modulációs százalékot is. Ezt egy kapcsoláshoz úgy kapjuk meg, hogy a görbe könyökét a vízszintes tengelyre vetítjük. Összehasonlításképp két gyári FM vevő aránydetektorán végeztük el ugyanezt a mérést (2. görbe).

Az 1. görbéhez tartozó kapcsolásnál  $R = 20 \text{ kohm}$ . A görbéből láthatóan  $m_{\max}$  kb.  $30\%$ . Kompenzáló ellenállás nincs, a görbe túlhatárolást mutat.

A 2. görbéhez  $R = 7,5 \text{ k}\Omega$  tartozik.  $m_{\max}$  kb.  $50\%$ . Kompenzáló ellenállás nincs. A görbe azért emelkedik  $U_{be}$  függvényében, mert a dióda dinamikus belsőellenállása nagyobb, mint a kompenzáláshoz szükséges ellenállás lenne. A csatolás túl szoros, ilyenkor  $r$ -re kis érték adódik. Ez a dióda belsőellenállás miatt nem valósítható meg (62. egyenlet,  $a = k' Q_o$  nagy).

A 3. görbe a mintakapcsoláshoz tartozik.  $m_{\max} = 50\%$ , tehát megfelel a számított értéknek. Az ábrából látható, hogy kompenzáló ellenállások segítségével igen jó határoló karakterisztika érhető el. Tökéletes határolást csak mérés segítségével beállított kompenzálóellenállásokkal lehet



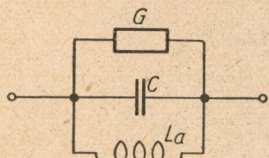
20. ábra.

elérni. (Cső belsőellenállás szórása, aszimmetriák miatt). Ezért jobb minőségű aránydetektorokba potenciométert tesznek  $r$  helyére és mérésel állítják be az optimális értéket. A 18. ábrán látható ugyanezen három aránydetektornak az  $s/s_0$  diagrammja. A nonlinearis torzítás mindhárom esetben  $\pm 75$  kHz kivezérlés esetén kisebb 1%-nál. A 2. görbén jól felismerhető egy kismértékű aszimmetria.

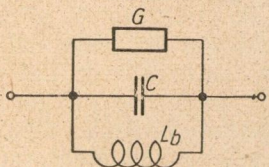
**FÜGGELÉK**

A 9. ábra szerint két olyan rezgőkör impedanciáját kell meghatározni, melyekben csak  $L$  értéke különböző. Ezért induljunk ki a 21. ábrából.

$$Z_1 = \frac{1}{Y_1}$$



$$Z_2 = \frac{1}{Y_2}$$



21. ábra.

$$\left. \begin{aligned} Y_1 &= G + j \left( \omega C - \frac{1}{\omega L_a} \right) \\ Y_2 &= G + j \left( \omega C - \frac{1}{\omega L_b} \right) \end{aligned} \right\} \quad (72)$$

Legyen:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{L_a C}} &= \omega_{01} \\ \frac{1}{\sqrt{L_b C}} &= \omega_{02} \end{aligned} \right\} \quad (73)$$

és

$$\omega_0 = \frac{\omega_{01} + \omega_{02}}{2} \quad (74)$$

Ekkor

$$\left. \begin{aligned} Y_1 &= G + j \sqrt{\frac{C}{L_a}} \left( \frac{\omega}{\omega_{01}} - \frac{\omega_{01}}{\omega} \right) \\ Y_2 &= G + j \sqrt{\frac{C}{L_b}} \left( \frac{\omega}{\omega_{02}} - \frac{\omega_{02}}{\omega} \right) \end{aligned} \right\} \quad (75)$$

Rezonancia környezetében:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\omega}{\omega_{01}} - \frac{\omega_{01}}{\omega} &\cong \frac{2(\omega - \omega_{01})}{\omega_{01}} \\ \frac{\omega}{\omega_{02}} - \frac{\omega_{02}}{\omega} &\cong \frac{2(\omega - \omega_{02})}{\omega_{02}} \end{aligned} \right\} \quad (76)$$

Ezt a 75. egyenletbe téve:

$$\left. \begin{aligned} Y_1 &= G + j 2 C (\omega - \omega_{01}) \\ Y_2 &= G + j 2 C (\omega - \omega_{02}) \end{aligned} \right\} \quad (77)$$

A 74. egyenlet felhasználásával:

$$\left. \begin{aligned} Y_1 &= G + j C [ 2 (\omega - \omega_0) + (\omega_{02} - \omega_{01}) ] \\ Y_2 &= G + j C [ 2 (\omega - \omega_0) - (\omega_{02} - \omega_{01}) ] \end{aligned} \right\} \quad (78)$$

Legyen:

$$C (\omega_{02} - \omega_{01}) = Y_0 \quad (79)$$

és a relatív elhangelés:

$$v = \frac{2 (\omega - \omega_0)}{\omega_{02} - \omega_{01}} = \frac{2 \Delta \omega}{\omega_{02} - \omega_{01}} \quad (80)$$

Ezen két egyenlet felhasználásával 78. lesz:

$$\left. \begin{aligned} Y_1 &= G \left[ 1 + j \frac{Y_0}{G} (1 + v) \right] \\ Y_2 &= G \left[ 1 - j \frac{Y_0}{G} (1 - v) \right] \end{aligned} \right\} \quad (81)$$

A 9. ábra  $Z_1$ , ill.  $Z_2$  rezgőkörére

$$\left. \begin{aligned} \omega_{01}^2 &= \frac{1}{2 C_2} \cdot \frac{2}{L_2 (1 + k')} = \frac{1}{C_2 L_2 (1 + k')} \\ \omega_{02}^2 &= \frac{1}{2 C_2} \cdot \frac{2}{L_2 (1 - k')} = \frac{1}{C_2 L_2 (1 - k')} \\ \omega_0 &= \frac{\omega_{01} + \omega_{02}}{2} = \frac{1}{2 \sqrt{C_2 L_2}} \left( \frac{1}{\sqrt{1 + k'}} + \frac{1}{\sqrt{1 - k'}} \right) \cong \\ &\cong \frac{1}{\sqrt{C_2 L_2}} \end{aligned} \right\} \quad (82)$$

Felhasználva azt, hogy ha  $k' \ll 1$

$$\frac{1}{\sqrt{1 \pm k'}} \cong 1 \mp \frac{k'}{2}$$

A 83. egyenletet a 82-be helyettesítve:

$$\left. \begin{aligned} \omega_{01}^2 &= \frac{\omega_0^2}{1 + k'} \\ \omega_{02}^2 &= \frac{\omega_0^2}{1 - k'} \end{aligned} \right\} \quad (84)$$

$$\omega_{02} - \omega_{01} = \omega_0 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - k'}} - \frac{1}{\sqrt{1 + k'}} \right) \cong \omega_0 k' \quad (85)$$

Ebből:

$$k' = \frac{\omega_{02} - \omega_{01}}{\omega_0} \quad (86)$$

A 79. és 86. egyenletek segítségével:

$$\frac{Y_0}{G} = \frac{c (\omega_{02} - \omega_{01})}{G} = \frac{C k' \omega_0}{G} \quad (87)$$

$C$  és  $G$  értékét a 9. ábrából behelyettesítve:

$$\frac{Y_0}{G} = k' \omega_0 C_2 R_2 = k' Q_0 = a \quad (88)$$

Vagyis  $\frac{Y_0}{G}$  éppen a csatolási tényezővel egyenlő. A 81. egyenletbe helyettesítjük ezt az eredményt, valamint  $G$ -t:

$$\left. \begin{aligned} Z_1 &= \frac{R_2}{2 [1 + j a (1 + v)]} \\ Z_2 &= \frac{R_2}{2 [1 - j a (1 - v)]} \end{aligned} \right\} \quad (89)$$

## IRODALOM

- [1] S. W. Seeley, J. Avins: The Ratio Detector. RCA Review, June 1947.  
 [2] H. Marko: Theorie und Praxis des Verhältnisdetektors. Frequenz, Jan. 1952.  
 [3] B. D. Loughlin: The Theory of Amplitude Modulation Rejection in the Ratio Detector. P. I. R. E. March 1950.  
 [4] H. Behling: Rechnerische Behandlung der Begrenzwirkung des Ratio Detectors. Frequenz, 1951. Mai.  
 [5] R. Möhring: Zur Begrenzwirkung des Ratio Detectors. Hochfrequenztechnik und Elektroakustik, Febr. 1955.

- [6] Raschkowitsch: Phasenwinkelmodulation. Leipzig. 1952. 109. old.  
 [7] Braun—Kolbe: Die Ultrakurzwellentechnik. Leipzig. 1952. 82. old.  
 [8] Murray: The Ratio Detector. Wireless World, 1955. May.  
 [9] F. Langford Smith: Radio Designer's Handbook. 1953. 1095. old.  
 [10] Komarik J.: Fázisdiszkriminátor. Magyar Híradástechnika, 1954. szept.-okt.  
 [11] Laszip Sándor: Frekvenciamodulációs vevőkészülékek elmélete. Felsőoktatási Jegyzetellátó. 1955.

## Nem-lineáris áramkörök stabilitása

FODOR GYÖRGY

Budapesti Műszaki Egyetem Elméleti Villamosságtan Tanszék

## 1. Általános elvek

Stabilitási problémák nem-lineáris elemeket tartalmazó áramkörökben csak az esetben lépnek fel, ha a nem-lineáris elemnek van negatív karakterisztikájú ága. Erre nézve az a jellemző, hogy az

$$r = \frac{dU}{dI}$$

úgynevezett *dinamikus ellenállás* negatív. Ilyenkor az áramkörnek rendszerint több lehetséges állapota, az áramkör karakterisztikájának több lehetséges *munkapontja* van. Ha az áramkörre ideálisan állandó feszültséget tudnánk kapcsolni, illetőleg ideálisan állandó áramot tudnánk az áramkörben fenntartani, akkor minden állapot lehetséges, tehát minden munkapont stabilis lenne. A feszültség és az áramerősség értékében azonban bizonyos ingadozások már csak azért is fellépnek, mert az áram diszkrét részecskék mozgását jelenti, melyek száma csak statisztikusan van megszabva, így statisztikus ingadozások biztosan lesznek. Valamely munkapont már most akkor *stabilis*, ha az áram vagy feszültség megváltozása esetén az áramkörben olyan folyamatok játszódnak le, amelyek ennek a változásnak ellenszegülni igyekeznek. Ekkor automatikusan visszaáll az előbbi állapot. Ha azonban az áramkör többi elemei a változást fenntartani igyekeznek, akkor nem áll vissza az alapállapot, hanem valamilyen más — stabilis — állapot fog beállni. Ez esetben a munkapont *labilis*.

Tekintve, hogy a stabilitás kérdése a változásokkal kapcsolatos, nyilvánvaló, hogy azt olyan — a változásokra reagáló — elemek is befolyásolni fogják, amelyek a stacionárius üzemben elhanyagolhatók vagy érdektelenek: az áramkör induktivitásai, illetve kapacitásai. Másképpen ezt úgy fogalmazhatjuk meg, hogy *egyedül az egyenáramú karakterisztikából a munkapont stabilitása nem dönthető el, hanem figyelembe kell venni az áramkör induktivitását, illetve kapacitását is.* [Irod. 1., 2., 3.]

## 2. Az induktivitás hatása

Vizsgáljuk először egy sorbakapcsolt induktivitás hatását (1. ábra). A 2. ábrán feltüntettük a nem-

lineáris elem  $U_r = U_r(I)$  karakterisztikáját. Berajzoltuk továbbá az ábrába a kapcsolófeszültségből és a lineáris ellenállásból számítható

$$U_r = U_k - RI$$

karakterisztikát. A karakterisztikából látható, hogy az adott esetben három lehetséges munkapont van. Az áramköri egyenlet:

$$RI + u_r + L \frac{di}{dt} = U_k$$

Átrendezve:

$$L \frac{di}{dt} = (U_k - RI) - U_r \quad (1)$$

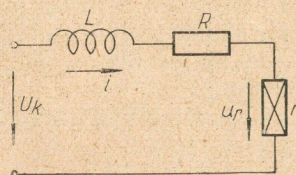
Vizsgáljuk először az *A* pontot, ahol a dinamikus ellenállás pozitív. Növekedjék meg az áramerősség valamilyen okból egy  $\Delta i_A$  értékkel. A karakterisztikából látható, hogy ekkor

$$U_k - RI < U_r$$

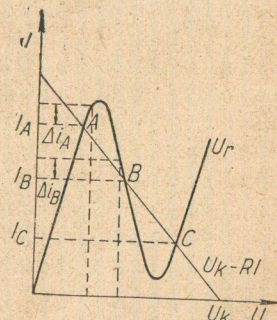
tehát az (1) egyenlet értelmében

$$L \frac{di}{dt} < 0$$

vagyis  $di < 0$ . Ez azt jelenti, hogy az áramerősség csökkenni, vagyis az eredeti állapotba visszatérni igyekszik. Ugyanez az okoskodás elvégezhető csökkenő áramra, tehát  $\Delta i_A < 0$  esetére is. Ebből megállapíthatjuk, hogy az *A* pont stabilis. Miután



1. ábra.



2. ábra.

minden pontban, ahol a dinamikus ellenállás pozitív, ugyanilyen a karakterisztika, általánosságban láthatjuk, hogy *mindazon pontok, melyekben a dinamikus ellenállás pozitív, stabilisak.*

Vizsgáljuk meg most a *B* pontot. Itt a dinamikus ellenállás negatív és abszolút értékben kisebb a lineáris ellenállásnál (l. még a 4. ábrát):

$$R + r_B > 0$$

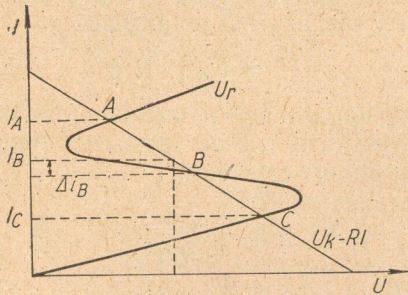
Az áramerősségnek  $\Delta i_B$ -vel való megnövekedése esetén a 2. ábrából leolvashatóan

$$U_k - RI < U_r$$

Ugyanaz az eset tehát, mint az *A* pontban, így *B* is stabilis munkapont.

A 2. ábrán látható karakterisztika esetén tehát mindhárom munkapont stabilis.

Vizsgáljuk most az 1. ábrán látható áramkört a nem-lineáris elemnek egy más típusú karakterisztikája esetén (3. ábra). Itt ismét három lehetséges



3. ábra.

állapot van. Az *A* és *C* pontokban a dinamikus ellenállás pozitív, azok tehát biztosan stabilisak lesznek.

Vizsgáljuk meg a *B* pontot. Itt a dinamikus ellenállás negatív, abszolút értéke nagyobb, mint a lineáris ellenállásé, tehát:

$$R + r_B < 0$$

Növekedjék meg az  $I_B$  áram egy  $\Delta i_B$  értékkel. Ekkor:

$$U_k - RI > U_r$$

Igy tehát az (1) egyenlet értelmében

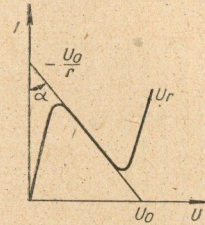
$$L \frac{di}{dt} > 0$$

vagyis  $di > 0$ . Az áramerősség tehát tovább növekszik. Ez a növekedés addig tart, míg az áramerősség  $I_A$  nem lesz, amikor stabilis állapot áll elő. Ha az  $I_B$  áramerősség kezdetben csökkenni kezdett, akkor az előbbi okoskodás alapján a *C* pontbeli állapot fog beállni. Azt természetesen nem tudjuk előre megmondani, hogy az áramkör melyik stabilis munkapontba »billen át«, de annyi biztos, hogy jelen esetben a *B* pont labilis lesz.

Összefoglalva, a következőket állapíthatjuk meg a sorbakapcsolt induktivitás esetére:

- ha  $r > 0$ , a munkapont stabilis,
- ha  $r < 0$ ,  $r + R > 0$ , a munkapont stabilis,
- ha  $r < 0$ ,  $r + R < 0$ , a munkapont labilis.

Habár ezt a kérdést ily módon a karakterisztikák alapján tisztázni tudjuk, a későbbiek kedvéért vizsgáljuk meg a kérdést analitikusan is [Irod. 3.]. A 4. ábrán újból felrajzoltuk a nem-lineáris elem



4. ábra.

karakterisztikáját. Mivel a stabilitás szempontjából csak az eső szakasz problematikus, az alábbiak felhasználhatók a 3. ábrán látható karakterisztika esetében is. A 4. ábra szerint a karakterisztika eső szakasza az alábbi lineáris karakterisztikával pótolható:

$$U_r = U_0 + r I \quad -r = \text{tg } \alpha \quad (2)$$

Az 1. ábrán látható áramkör differenciálegyenlete, mint már láttuk:

$$Ri + L \frac{di}{dt} + U_r = U_k$$

Helyettesítsük ebbe  $U_r$ -nek a (2) alatti kifejezését:

$$L \frac{di}{dt} + (R + r) i = U_k - U_0$$

A tranziens jelenség szempontjából csak a homogén egyenlet megoldása lényeges, melyet  $i_0$ -val jelölünk. Könnyen ellenőrizhetően

$$i_0 = A e^{-\frac{R+r}{L}t}$$

ahol  $A$  egy áramerősség-dimenziójú állandó. Ha  $R + r > 0$ , akkor az  $i_0$  zérushoz tart, tehát bármilyen változás idővel elenyészik. Ez egyértelmű azzal, hogy az inhomogén egyenlet megoldásából nyert

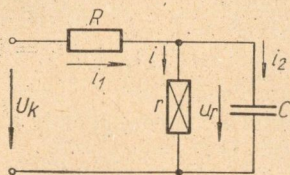
$$I_1 = \frac{U_k - U_0}{R + r}$$

állapot stabilis. Ez egyúttal azt is jelenti, hogy  $U_k < U_0$  kell hogy legyen. Ha viszont  $R + r < 0$ , akkor az exponenciális kifejezés végtelenhez tart, vagyis az állapot labilis. Ugyanezeket a tételeket kapjuk a stabilitás feltételére nézve, mint előbb. Ha a dinamikus ellenállás pozitív, akkor  $R + r > 0$ , így tehát az állapot stabilis.

### 3. A kapacitás hatása

Vizsgáljuk meg az 1. ábrán látható kapcsolást abban az esetben, ha a szórt induktivitás elhanyagolható, de a szórt kapacitások jelentősek. Ezeket egy, a nem-lineáris elemmel párhuzamosan kap-

csolt kondenzátorral vesszük figyelembe (5. ábra).



5. ábra:

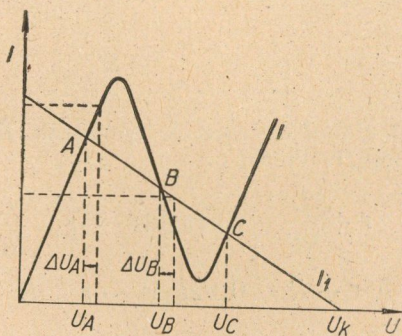
Az áramköri egyenlet most az alábbi lesz:

$$i_1 = i + C \frac{du_r}{dt}$$

Átrendezve:

$$C \frac{du_r}{dt} = i_1 - i \tag{3}$$

A karakterisztikát, amely azonos a 2. ábrán láthatóval, a 6. ábrán újból felrajzoltuk.



6. ábra:

Vizsgáljuk először az A munkapontot. Növekednek meg  $U_A$  valamilyen  $\Delta u_A$ -val, akkor a 6. ábrából láthatóan

$$i < i_1$$

tehát a (3) egyenlet értelmében

$$C \frac{du_r}{dt} < 0$$

vagyis  $du_r < 0$ , miáltal az alapállapot visszaáll. Pozitív dinamikus ellenállás esetén tehát a munkapont ez esetben is stabilis.

Vizsgáljuk meg a B pontot. Esetünkben  $r_B + R > 0$ . Valamilyen  $\Delta u_B$  feszültségnövekedés hatására

$$i_1 > i$$

tehát a (3) egyenlet értelmében:

$$C \frac{du_r}{dt} > 0$$

vagyis a B pont labilis.

Ha olyan esetet vizsgálunk, amikor  $r_B + R < 0$ , (7. ábra), akkor egy  $\Delta u_B$  feszültségnövekedés hatására

$$i < i_1$$

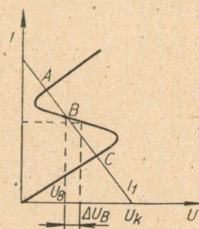
így tehát ez a pont stabilis lesz.

Összefoglalva, a következőket állapíthatjuk meg a párhuzamosan kapcsolt kapacitás esetére:

- ha  $r > 0$ , a munkapont stabilis,
- ha  $r < 0$  és  $r + R > 0$ , a munkapont labilis,
- ha  $r < 0$ , és  $r + R < 0$ , a munkapont stabilis.

Negatív dinamikus ellenállás esetében tehát éppen ellenkező szabályokat kaptunk a párhuzamosan kapcsolt kapacitásra, mint a sorbakapcsolt induktivitás esetében.

Vizsgáljuk meg ezt a feladatot is analitikusan [Irod. 3.]. Az 5. ábrán látható áramkörre az alábbi



7. ábra.

egyenletek írhatók fel a (2) alatt megadott lineáris közelítéssel:

$$R i_1 + U_0 + ri = U_k$$

$$i_1 - i = C \frac{d}{dt} (U_0 + ri)$$

A második egyenletből  $i_1$  értékét kifejezzük és az elsőbe helyettesítjük:

$$i_1 = i + rC \frac{di}{dt}$$

$$RrC \frac{di}{dt} + (R + r)i = U_k - U_0$$

A homogén egyenlet megoldása:

$$i_0 = A e^{-\frac{R+r}{RrC}t} = A e^{-\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{r}\right)\frac{1}{C}t}$$

Ez akkor ad nullához tartó (tehát stabilis) megoldást, ha  $\frac{1}{R} + \frac{1}{r} > 0$ . Ha  $r$  értéke negatív, ez a feltétel így is írható:  $R + r < 0$ , az előzőkkel teljes egyetértésben.

Az inhomogén egyenlet partikuláris megoldása:

$$I_1 = \frac{U_0 - U_k}{-(R + r)}$$

A fentieket figyelembevéve a stabilitás további feltétele:

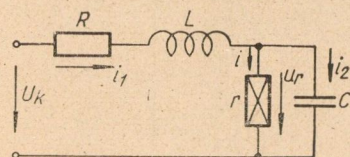
$$U_0 < U_k$$

ami ismét fordítottja az induktivitás figyelembevételével nyert eredménynek.

#### 4. Induktivitás és kapacitás együttes hatása

Az eddig elmondottakból következik, hogy azonos egyenáramú karakterisztika esetén a munkapont attól függően labilis vagy stabilis, hogy az áramkörben induktivitás vagy kapacitás van. Ilyen elem beiktatása esetén egyértelműen eldönthető a munkapont stabilis vagy labilis jellege. A legtöbb esetben azonban az induktivitás és a kapacitás a szórt tértől származik, mindkettő értéke kicsi és eleve nem tudjuk eldönteni, hogy melyik hatása döntő. A következőkben ezért (az irodalomban tárgyaltakon túlmenően) megvizsgáljuk, hogy induktivitás és kapacitás együttes jelenlétében melyek a stabilitás feltételei.

Vizsgáljuk először a 8. ábrán látható helyet-



8. ábra.

tesítő kapcsolást. Ezt abból a feltételből rajzoltuk meg, hogy a nem-lineáris ellenállás saját induktivitása jelentéktelen, viszont szórt kapacitását és a vezetőkek induktivitását figyelembe kell venni.

Ezt a kapcsolást a karakterisztikák alapján nehézkes lenne tárgyalni, ezért csak az analitikus vizsgálatot végezzük el. Az áramkör egyenletei a nem-lineáris ellenállás negatív dinamikus ellenállási szakaszában a (2) alatti lineáris közelítéssel az alábbiak:

$$R i_1 + L \frac{di_1}{dt} + U_0 + r i = U_k$$

$$i_1 - i = C \frac{d}{dt} (U_0 + r i)$$

A második egyenletből  $i_1$ -et kifejezve és az első egyenletbe helyettesítve:

$$i_1 = i + r C \frac{di}{dt}$$

$$R i + R r C \frac{di}{dt} + L \frac{di}{dt} + L r C \frac{d^2 i}{dt^2} + U_0 + r i = U_k$$

Rendezve:

$$L r C \frac{d^2 i}{dt^2} + (L + R r C) \frac{di}{dt} + (R + r) i = U_k - U_0$$

Vezessük be az alábbi jelöléseket:

$$\frac{L + R r C}{L r C} = \frac{R}{L} + \frac{1}{r C} = 2\alpha$$

$$\frac{R + r}{L r C} = \frac{1}{L C} + \frac{R}{L r C} = \beta$$

Ezekkel a homogén differenciálegyenlet így alakul:

$$\frac{d^2 i_0}{dt^2} + 2\alpha \frac{di_0}{dt} + \beta i_0 = 0$$

Ennek a karakterisztikus egyenlete  $e^{\lambda t}$  alakú megoldás feltételezésével:

$$\lambda^2 + 2\alpha\lambda + \beta = 0$$

A karakterisztikus egyenlet megoldásai:

$$\lambda_{1,2} = -\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - \beta}$$

A tranziens áramtag akkor tart zérushoz, ha  $\lambda$  valós része negatív. Ennek láthatóan két feltétele van:

$$\alpha > 0 \quad \beta > 0$$

Figyelembe véve  $\alpha$  és  $\beta$  értékeit, a stabilitás feltételei:

$$\frac{R}{L} + \frac{1}{r C} > 0$$

$$\frac{1}{L C} + \frac{R}{L r C} > 0$$

Ebből az alábbi egyenletek nyerhetők, figyelembevéve  $r$  negatív voltát:

$$r + \frac{L}{R C} < 0 \quad \text{vagyis} \quad -r > \frac{L}{R C}$$

$$r + R < 0 \quad \text{vagyis} \quad -r > R$$

Az inhomogén differenciálegyenlet partikuláris megoldása:

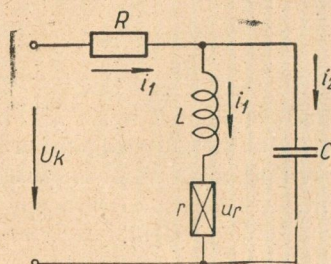
$$I_1 = \frac{U_k - U_0}{R + r}$$

Összevetve az előző feltételekkel, a stabilitás harmadik felvétele:

$$U_0 > U_k$$

Lényegileg tehát ugyanazon feltételeket kaptuk, mint a tiszta kapacitás esetében, csak a stabilitás további feltételként  $-r > L/R C$  adódik. Ha  $L \rightarrow 0$ , akkor ez utóbbi természetesen automatikusan teljesül.

Vizsgáljuk most azt az esetet, amikor a nem-lineáris elem saját induktivitása jelentős és a vezetőkek szórt induktivitását e mellett elhanyagolhatjuk. Ez a helyettesítő kapcsolásban úgy jut kifejezésre, hogy a szórt kapacitást reprezentáló kondenzátort az induktivitással is párhuzamosan kapcsoljuk (9. ábra). Ekkor az áramköri egyenletek



9. ábra.



— a (2) alatti lineáris közelítéssel — az alábbiak lesznek:

$$R i_1 + L \frac{di}{dt} + U_0 + r i = U_k$$

$$i_1 - i = C \frac{d}{dt} \left( L \frac{di}{dt} + U_0 + r i \right)$$

A második egyenletből  $i_1$ -et kifejezzük és az elsőbe behelyettesítjük:

$$i_1 = i + L C \frac{d^2 i}{dt^2} + r C \frac{di}{dt}$$

$$R L C \frac{d^2 i}{dt^2} + (L + R r C) \frac{di}{dt} + (R + r) i = U_k - U_0$$

Vezessük be az alábbi jelöléseket:

$$\frac{L + R r C}{R L C} = \frac{1}{R C} + \frac{r}{L} = 2 \alpha$$

$$\frac{R + r}{R L C} = \frac{1}{L C} + \frac{r}{R L C} = \beta$$

Ezekkel a homogén differenciálegyenlet karakterisztikus egyenlete az alábbi lesz:

$$\lambda^2 + 2 \alpha \lambda + \beta = 0$$

Ennek megoldásai:

$$\lambda_{1,2} = -\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - \beta}$$

A stabilitás feltétele most is az, hogy  $\lambda$  valós része negatív legyen. Ez akkor teljesül, ha

$$\alpha > 0, \text{ tehát } \frac{1}{R C} + \frac{r}{L} > 0; \quad -r < \frac{L}{R C}$$

$$\beta > 0, \text{ tehát } \frac{1}{L C} + \frac{r}{R L C} > 0; \quad -r < R$$

Az inhomogén egyenlet partikuláris megoldása:

$$I_1 = \frac{U_k - U_0}{R + r}$$

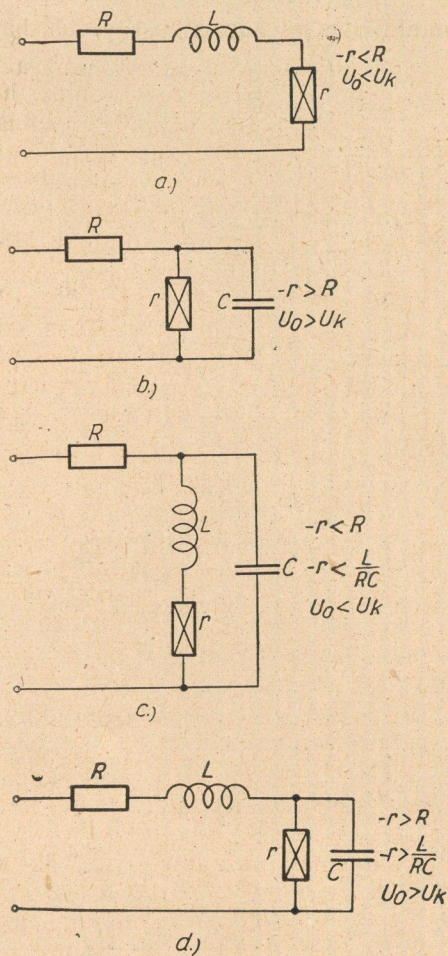
Figyelembe véve, hogy stabilitás esetén  $R + r > 0$ , ebből a stabilitás harmadik feltétele:

$$U_0 < U_k$$

Éppen ellenkező feltételeket kaptunk tehát, mint az előző esetben. A stabilitás feltételei lényegileg azonosak azzal, amit egyszerű soros induktivitás esetében láttunk, csak az  $r$ -re nézve még egy megkötést kaptunk.

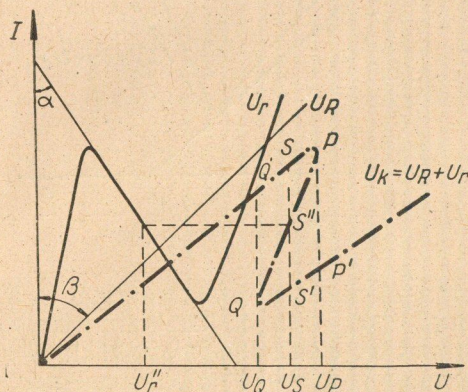
### 5. A karakterisztika alakja

Eddigi eredményeinket a 10. ábrában foglaltuk össze. Ebben az egyes kapcsolási vázlatok mellett szereplő egyenlőtlenségek a stabilitás feltételeit jelentik a negatív karakterisztikájú munkapontban. Ha e feltételek bármelyike nem teljesül, a munkapont labilis lesz.



10. ábra.

Az elmondottak kísérleti vizsgálata előtt állapítsuk meg, hogyan lehet eldönteni a kérdéses munkapont stabilis, vagy labilis voltát. Mint láttuk, lényegileg kétfajta nem-lineáris karakterisztikával kell foglalkoznunk (2. és 3. ábra). Foglalkozunk először az elsővel, melyet a 11. ábrán rajzol-



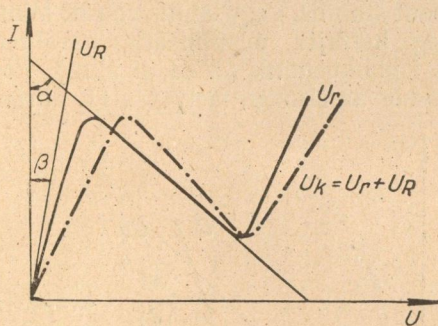
11. ábra.

tunk fel. Az ábrába berajzoltuk a lineáris ellenállás  $U_R = R I$  karakterisztikáját is, még pedig  $R > -r$  esetére, amikor tehát  $\beta > \alpha$ . Bármelyik kapcsolásban a két ellenállás (egyenáramú szem-

pontból) sorba van kapcsolva, tehát mindkettőn ugyanaz az áram folyik keresztül.

Az eredő karakterisztikát úgy kapjuk, hogy adott áramerősségnél a két feszültséget összeadjuk. Ez a karakterisztika a 11. ábrán eredményvonallal van berajzolva. Az abszcissza tengelyen felvett bármely  $U_k$  kapcsolófeszültséghez meg tudjuk határozni az áramerősséget és viszont. Akérdéses stabilitású munkapont az eredő karakterisztikának a  $P-Q$  szakaszán helyezkedik el. Ha a kapcsolófeszültséget 0-tól növeljük, akkor az áramerősséget a karakterisztika  $O-P$  szakasza határozza meg. A feszültséget  $U_P$  fölé növelve, az áramerősség hirtelen átugrik a  $P'$  ponttal jellemzett értékre és innen a karakterisztika alsó ága szerint tovább nő. Hasonló jelenség játszódik le a  $Q$  pontban a feszültség csökkentése esetén. Ily módon tehát a kritikus szakasz nem vizsgálható. Ha azonban a feszültség növelése során az  $S$  pontban megállunk és a nem-lineáris elemre egy külső feszültségforrásból  $U_r''$  feszültségimpulzust adunk (l. a 11. ábrát), akkor a kapcsolat bebillen az  $S''$ -vel jellemzett pontba. Ha ez a pont stabil, akkor az  $U_Q, U_P$  kapcsolófeszültség-tartományban a karakterisztika  $P-Q$  szakasza határozza meg az áramerősség értékét. Ha azonban az  $S''$  pont labilis, akkor a korábban megbeszélte törvényszerűségek miatt a kapcsolat átbillen az  $U_S$  kapcsolófeszültséghez tartozó valamilyen más munkapontba, az  $S'$  vagy az  $S''$  munkapontba. Ezzel a  $P-Q$  szakaszra eső munkapontok stabilitása eldönthető.

Valójában azonban a helyzet nem ennyire egyszerű. Stabilis állapot esetén is a negatív ellenállás jelenléte miatt az egész kör tranzitronos oszcillátor módjára gerjedni kezd. A gerjedés egyen-áramú összetevője (időbeli átlaga) a karakterisztika eltorzulásához vezet, habár a lényegesen nem változtat (v. ö. 18. ábra).



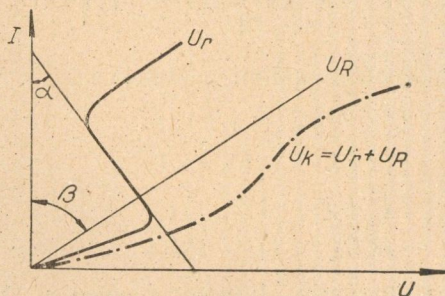
12. ábra.

Vizsgáljuk most a karakterisztikát az  $R < -r$  esetben ( $\beta < \alpha$ ). Az eredő karakterisztika szerkesztése azonos az előbb elmondottakkal. A kritikus pontok most is a  $P-Q$  szakaszba esnek. Ha az áramkört feszültség-generátorral tápláljuk és a munkapont stabilis, akkor minden kapcsolófeszültség-értékhez egyértelműen egy áramerősség-érték tartozik és a negatív karakterisztikájú ághoz tartozó munkapont minden további nélkül beállítható. Ha azonban ez a munkapont labilis, akkor — mivel az adott kapcsolófeszültséghez csak egyfajta áramerősség tartozik — gerjedési jelenségek vár-

hatók, amelyekről az ilyen primitív tárgyalásmód nem adhat számot.

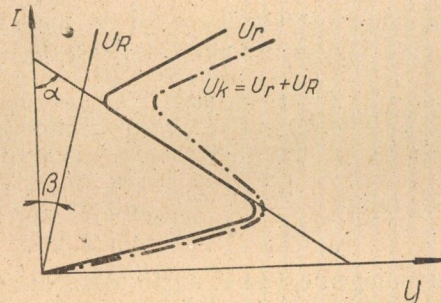
Ha áramkörünket áram-generátorral tápláljuk, akkor — a koordináta-tengelyek felcserélésével — felismerhetjük, hogy teljesen a 11. ábrának megfelelő viszonyokat kapjuk. Így tehát az ott elmondottak érvényesek lesznek, ha az »áramerősség« és »feszültség« szavakat kölcsönösen felcseréljük.

Vizsgáljuk most meg a másik típusba tartozó nem-lineáris ellenállást. Ennek karakterisztikája látható a 13. ábrán  $R > -r$  ( $\beta > \alpha$ ) esetben és  $R < -r$  ( $\beta < \alpha$ ) esetben a 14. ábrán. Az előzőek után erről nincs sok mondanivaló. A 13. ábrán



13. ábra.

látható kapcsolatban a kritikus munkapont labilitása esetén feszültség- vagy áramgenerátorral való táplálás során egyaránt gerjedés várható. A 14.



14. ábra.

ábrán feltüntetett karakterisztikával kapcsolatban pedig ugyanazt mondhatjuk, mint amit a 11. ábra karakterisztikájával kapcsolatban elmondunk.

Ezzel mindegyik esetben el tudjuk dönteni, hogy a kérdéses munkapont stabilis vagy labilis és így elméleti fejtegetéseinket kísérletileg ellenőrizhetjük.

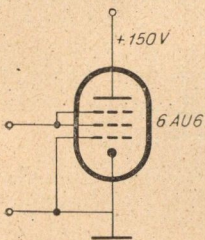
## 6. Gyakorlati vonatkozások

Elméleti megfontolások alapján tehát el lehet dönteni egy nem-lineáris karakterisztika munkapontjainak stabilis vagy labilis jellegét. Láttuk, hogy az egyenáramú karakterisztika mellett a stabilitás kérdését döntő módon befolyásolják az áramkör váltakozóáramú elemei. Ha ezek a szórt tértől származnak és így számításuk vagy megmérésük nehéz, akkor eredményeinket közvetlenül felhasználni alig lehet. Megállapíthat

juk azonban azt, hogy attól függően, hogy a kritikus pontot stabilissá vagy labilissá akarjuk tenni, melyik szórt paramétert kell a lehetőség szerint minimumra csökkenteni. Egy megépített kapcsolásban egy induktivitás vagy kapacitás megfelelő beiktatásával mindig megfordíthatjuk a munkapont stabilitási viszonyát. A harmadik feladatkör, amire jelen fejtegetéseink eredménye alkalmazható, egy megépített kapcsolat helyettesítő vázlatának megkonstruálása. Ha ugyanis mérésrel eldöntöttük a kritikus munkapont stabilis vagy labilis voltát, akkor az elmondottak értelmében megkonstruálhatjuk a szórt elemek helyettesítő vázlatát, sőt ezek nagyságrendjét is meg tudjuk becsülni. Ily módon az áramkör más adatait is (pl. időállandók) nagyobb biztonsággal tudjuk meghatározni, mint a szórt paraméterek egyszerű becsüléséből nyert számítással.

### 7. Kísérleti vizsgálat

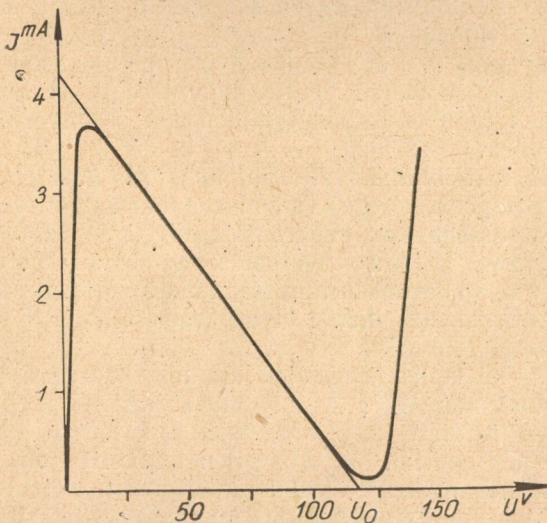
Mint láttuk, a stabilitást a szórt váltakozó-áramú elemek döntik el, amelyeket nagyságát nehéz megállapítani. Ezt a nehézséget bizonyos fokig úgy hidalhatjuk át, hogy megfelelő helyekre nagyértékű induktivitást, illetve kapacitást kapcsolunk. Részletesen a 15. ábrán látható kapcsolást vizsgáltuk. A cső mint tetróda működik és a negatív szakaszt az anódból kilépő szekunder elektronok áramcsökkentő hatása biztosítja.



15. ábra.

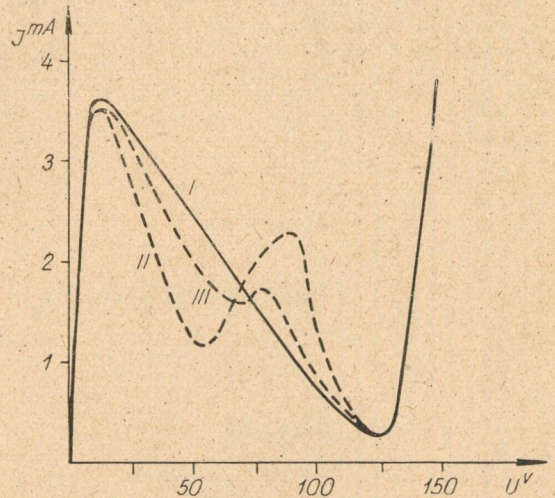
A karakterisztika a 16. ábrán látható. Különböző kapcsolásokban mérve a stabilitási határra az elméleti értékekkel jó egyezést kaptunk. Teljes egyezés már csak azért sem várható, mert nem lehet minden szórt elemet bekapcsolt áramköri elemekkel helyettesíteni. A karakterisztikából látható, hogy  $U_0 = 117$  V és az eső szakaszban  $r = -31$  k $\Omega$ .

A 17. ábrán látható a karakterisztika  $R = 1$  k $\Omega$  esetén. A váltakozó áramú elemek értéke  $L = 8,6$



16. ábra.

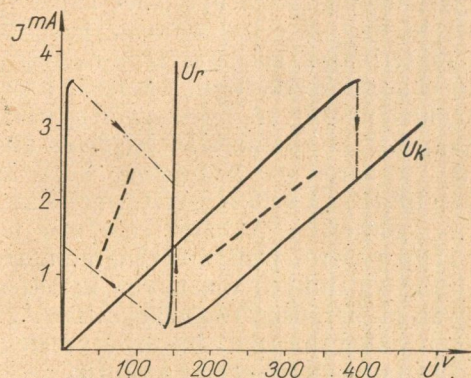
mH,  $C = 25$  nF. Ekkor a 10/d ábra szerinti kapcsolat stabilis. Ekkor a mért görbe a számítással teljesen egybeesik (I. görbe). A 10/c szerinti kapcsolat viszont labilis. Ekkor a szaggatott vonallal kihúzott karakterisztika adódott (II. görbe).



17. ábra.

Ebben a tartományban oscillográffal nagyfrekvenciás gerjedés volt észlelhető ( $f \approx 140$  kHz). Ennek amplitúdója a negatív dinamikus ellenállás szakasz két szélén rohamosan nő, majd közel állandó értékű lesz (kb. 50 V csúcsérték). Ha  $L = 8,6$  mH és  $C = 0,1$  nF értékekkel a 10/d ábra szerinti kapcsolást hozzuk létre, az ismét labilis lesz. Ekkor a III. jelű görbéhez jutunk. Most is fellép nagyfrekvenciás gerjedés kb. azonos frekvenciával, de kisebb amplitúdóval.

A 18. ábrán látható karakterisztika  $R = 100$  k $\Omega$  esetén lett felvéve. Most a 10/d ábra szerinti



18. ábra.

kapcsolás labilis. Ekkor a karakterisztika a folytonos vonal szerinti. A kritikus pontban az eredményvonallal jelölt irányban átbillenések következtek be. A 10/c ábra szerinti kapcsolatban a kapcsolat bebillenthető a szaggatott vonallal kihúzott karakterisztika-szakaszra. Ezen — várakozásunknak megfelelően — nagyfrekvenciás gerjedés észlelhető.

## 8. ÖSSZEFOGLALÁS

Összefoglalva megállapíthatjuk, hogy az egyenáramú negatív karakterisztikájú áramköri elemek stabilitását az áramkör szórt váltakozóáramú elemei döntően befolyásolják. A stabilitási feltételeire elméleti összefüggések adhatók, melyeket mérések igazolnak. Tiszázatlan irradat azonban a gerjedés lefolyásának kérdése és így a karakterisztika számítása a gerjedés figyelembevételével. Ez azonban lényegesen bonyolultabb feladat. A gerjedési jelenségek általában átbillenések során lépnek fel, amikor a negatív karakterisztikájú elem jellege is szerepet kap, de a helyettesítő áramkört ki is kell egészíteni egyéb, a szórt tértől származó elemekkel, melyeknek a stabil üzem szempontjából nincs jelentőségük.

\*

## Katód-fűtőtest átvezetési karakterisztika

CSORNAI LÁSZLÓ és KATONA ZOLTÁN

## I. Bevezetés

Az indirekt fűtésű vevőcsöveken a csőgyárok általában mérik a katód és a fűtőtest közötti átvezetést (a német Heizfaden—Kathode után:  $I_{HK}$ ) felfűtött állapotban. A mérés szokásos módszere az, hogy a cső katódja és fűtőtestje közé egyenfeszültséget kapcsolnak és mérik a szigetelő rétegen átfolyó áramot. A feszültség nagysága 50—300 V, az átvezetési áram értéke 1—100  $\mu$ A szokott lenni.

Ezzel a méréssel ki akarják szelektálni az elégtelen fűtőtest szigetelésű csöveket. Az elégtelen szigetelés két hibafajta szempontjából lehet fontos:

1.  $I_{HK}$ -tól függő bűgás és
2. a katód és fűtőtest közötti átütés.

A csőbűgás és az átütés tüzetesebb vizsgálata alapján könnyen belátható, hogy a fenti mérési módszerrel kapott  $I_{HK}$ -érték egyik hibára sem jellemző egyértelműen.

Egyértelműbb eredményt lehet kapni az ún.  $I_{HK}$ -karakterisztika vizsgálatával. Ezen felül az  $I_{HK}$ -karakterisztika alkalmas arra is, hogy belőle az  $I_{HK}$  okaira következtetni lehessen. Ezért érdemes tanulmányozni az  $I_{HK}$ -karakterisztikát.

Az  $I_{HK}$ -karakterisztika alatt értjük az átvezetési áramnak a katód és a fűtőtest közé kapcsolt feszültségtől ( $E_{HK}$ ) való függését, vagyis az  $I_{HK} = f(E_{HK})$  görbéjét. A karakterisztikát fel lehet venni vagy pontról pontra egyenáramú méréssel, vagy pedig valamilyen dinamikus karakterisztika rajzolóval, pl. katódsugar-oscillográffal. Az utóbbi különösen akkor hasznos, ha az átvezetés értéke a mérés tartama alatt gyorsan változik.

Megállapodunk abban, hogy pozitív  $I_{HK}$ -ról beszélünk akkor, ha a katód és a fűtőtest közé kapcsolt feszültség pozitív sarka van a katódra kötve, negatív sarka pedig a fűtőtestre ( $+E_{HK}$ ).

Ellenkező polaritás esetén negatív  $I_{HK}$ -ról van szó.

II. Az  $I_{HK}$  főbb komponensei

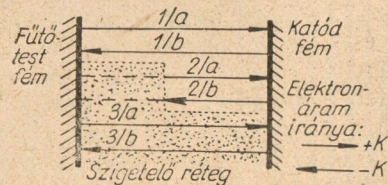
Nézzük meg a következőkben, hogy milyen részárámok hozzák létre a katód és a fűtőtest között mérhető eredő áramot (1. ábra).

Köszönettel tartozom *Simonyi Károly* professzornak értékes és iránymutató elvi tanácsaiért és *Temes Gábor* kartársamnak, aki főleg az elektronikus vonatkozású problémáknál nyújtott jelentős segítséget.

## IRODALOM

1. *Kalantarov—Nejman*: Teoreticeszkije oszнови elektrotechniki.
2. *Krug*: Osznovi elektrotechniki.
3. *Wagner*: Einführung in die Lehre von Schwingungen.
4. *Herold*: Negative Resistance and Devices for Obtaining It. Proc IRE 23. 1935. 1201. old. — Itt bő irodalomjegyzék található.
5. Proceedings of the Symposium on Nonlinear Circuit Analysis (New York, 1953.)

1. a közvetlen elektron-emissziós áramok,
2. a szigetelő réteg felületéről kiinduló, illetve a réteg felületére érkező és a szigetelő rétegen át-



1. ábra.

- folyó elektron-emissziós áramok, vagy röviden közvetett emissziós áramok és
3. a réteg átvezetése.

III. Az  $I_{HK}$ -komponensek karakterisztikái és azok magyarázata. A komponensek összefüggése a Bevezetés 1. és 2. pontjában említett hibákkal.

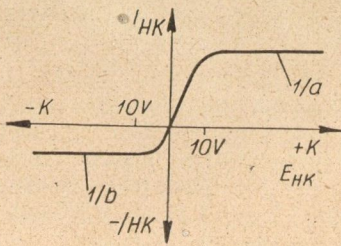
1. A közvetlen emissziós áramok. Ahhoz, hogy közvetlen emisszió létrejöheszen, a következő két feltételnek kell egyszerre teljesülnie:

- a) a fűtőtesten legyenek szigetelő réteggel nem fedett felületek és
- b) vagy a fűtőtest fedetlen részén, vagy a katódcső belső felületén, esetleg mindkettőn az alapfémnél jobb emissziós tulajdonságú szennyezések legyenek.

A fentiekből következik, hogy pl. a szigetelő réteg repedezettsége, valamint a báriumgetternek a katódcsőbe való bepárolgása növeli a közvetlen emissziót. Ezért a közvetlen emissziót csökkenteni lehet olyan bevonási eljárással, amely a repedezettséget csökkenti, illetve olyan kezeléssel, amely az emissziót elrontja.

A közvetlen emissziós áramok karakterisztikájának menetét a 2. ábra mutatja. Az 1/a esetben a fűtőtest, az 1/b esetben a katódcső belső felülete emittál. A közvetlen emisszió okozta áram néhány száz V/cm térerősségnél már telítésben van, ami szokásos katódméreteket mellett 10 V körüli  $E_{HK}$ -nak felel meg.

Az említett három komponens közül a közvetlen emissziós áramok karakterisztikája indul a legmeredekebben. Az  $I_{HK}$  okozta bűgást pedig az  $I_{HK}$ -



2. ábra.

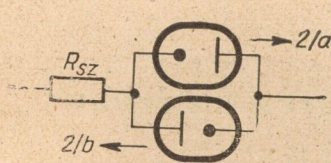
2. A közvetett elektron-emissziós áramok. Az általában használt fűtőtesteknél a szigetelő réteg csak néhány ponton érintkezik a katódcsővel. A réteg felületének túlnyomó részén a katód-fűtőtest áramkört az  $I_{HK}$  egy másik komponense, a közvetett emissziós áramok zárják. Hogy közvetett emisszió létrejöhessen, a következő két feltételnek kell egyszerre teljesülnie:

a) a szigetelő rétegnek legyen bizonyos vezetőképessége és

b) vagy a szigetelő rétegen, vagy a katódcső belső felületén, esetleg mind a kettőn jó emissziós tulajdonságú szennyezések legyenek.

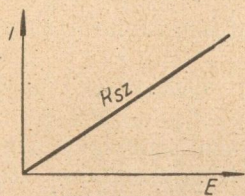
A közvetett emisszió létrejöttének feltételeiből következik, hogy ellene a szigetelő réteg ellenállásának növelésével, kis kilépési munkájú felületi szennyező réteg kialakulásának megakadályozásával, illetve a már kialakult réteg megszüntetésével (pl. megfelelő kezelés) lehet védekezni.

A közvetett emissziót a 3. ábra szerint egy ellenállás és két ellenkező áteresztő irányú dióda soros

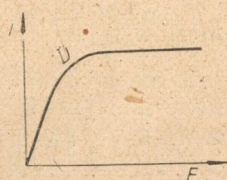


3. ábra.

kapcsolásaként lehet értelmezni.  $+E_{HK}$  esetén a 2/a,  $-E_{HK}$  esetén a 2/b dióda vezet. Külön a szigetelő réteg  $R_{sz}$  ellenállásának karakterisztikája egyenes (4. ábra), a diódáé telítési jellegű (5. ábra). Az eredő áramot a (megfelelő) dióda és az  $R_{sz}$  ellenállás együttesen szabja meg, ezért az eredő áramot úgy szerkeszthetjük meg, hogy a két elem karakterisztikáját egymással szembe rajzoljuk, és a metszéspont ordinátája a keresett áramot adja (6. ábra). A metszéspont egyúttal megadja a diódára, illetve az ellenállásra eső részfeszültségeket is.

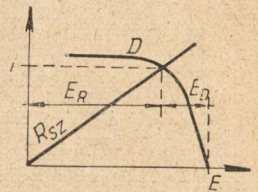


4. ábra.



5. ábra.

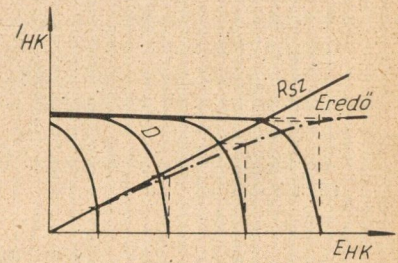
A növekvő  $E_{HK}$  függvényében az  $I_{HK}$  görbékét úgy kapjuk meg, hogy sorra megszerkesztjük a két görbe metszéspontját, miközben a dióda jelleg-görbékét mindig a növekvő  $E_{HK}$ -nak megfelelő pontból indítjuk. Az így kapott áramértéket mindig átvetítjük a megfelelő  $E_{HK}$  abszcisszára (7. ábra).



6. ábra.

Megállapíthatjuk, hogy az így kapott eredő görbe kezdeti hajlásszöge a szigetelő réteg vezetőképességére, a telítési tartománya pedig az illető emittáló felületre jellemző. Ez egyébként abból a tényből is belátható, hogy egy áramkör jellegét sorosan kapcsolt elemek esetén a nagyobb ellenállású elem szabja meg. A közvetett emissziós áramok teljes karakterisztikája a 8. ábrán látható.

Általában a pozitív katód esetén a kezdeti hajlásszög kisebb, tehát ebben az esetben vagy a szigetelő réteg vezetőképessége kisebb, vagy a fém-szigetelőréteg határán keletkezett egyenirányító rétegnek van záróiránya.



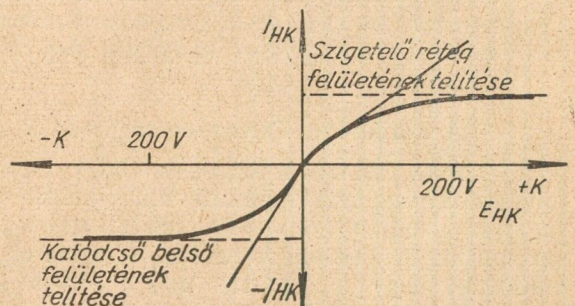
7. ábra.

3. A szigetelő réteg átvezetése. A katódcső belsejével érintkező, aránylag kis felületen a szigetelő réteg átvezet. Ez ellen a szigetelő réteg ellenállásának növelésével lehet védekezni. Ez az  $I_{HK}$  komponens a katód fűtőtest átütés szempontjából lehet fontos. A szigetelő réteg átütése az érintkezési helyen valószínű. A karakterisztika általában egyenes, esetleg nagyobb feszültségeknél a meredekség nő, ami arra mutat, hogy az átütés ilyen értékű feszültségek közelében következik be.

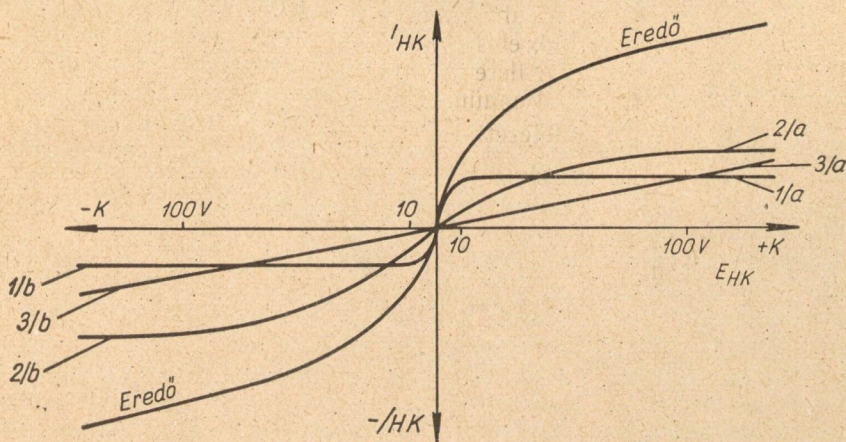
#### IV. Általános $I_{HK}$ -karakterisztika

A gyakorlatban az eddig felsorolt tényezők együtt jelentkeznek. Az általános karakterisztikát a komponensek összegezésével nyerjük, amint az a 9. ábrán látható.

Egy meglévő karakterisztikából az összetevőkre közelítő eljárással a következőképpen lehet következtetni (10. ábra).



8. ábra.



9. ábra.

a) a 3. pontban leírt tényezőt, tehát a szigetelő réteg átvezetését nagy  $E_{HK}$ -nál (150–200 V) mérhető meredekségből lehet megállapítani.

b) Az 1. pontban leírt közvetlen emissziós áramot a görbének kb. 10 V-nál elért értékből lehet meghatározni.

c) a 2. pontban leírt közvetett emissziós áramot úgy állapíthatjuk meg, ha az előzőleg már meghatározott két tényező értékét pontról-pontra összegezzük, és az összeget levonjuk a teljes karakterisztikából.

### V. Elhanyagolások

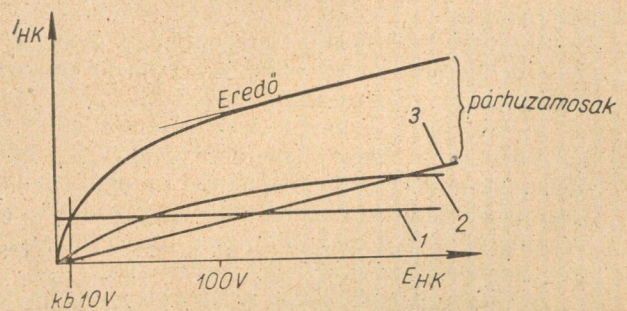
Az  $I_{HK}$ -karakterisztika ilyen magyarázata a következő elhanyagolásokat tartalmazza:

1. Nemcsak elektron-emisszió van; szennyezett felületek ion-emisszióra is képesek.
2. Az emissziós áramok nem jutnak teljes tel-

tésbe a Schottky-jelenség miatt, azért az eredő karakterisztikának nagy  $E_{HK}$ -nál meglévő meredekségében ez a hatás is szerepet játszik.

Az ion-emisszió miatti elhanyagolás nem lényeges, mert az elektron-emisszió mellett az ion-emisszió kisebb jelentőségű. A Schottky-effektus miatti nagy  $E_{HK}$ -feszültségeknél meglévő meredekség szokásos csőadatok és 200 V körüli  $E_{HK}$  mellett  $10^{-3} \mu\text{A}/\text{V}/\mu\text{A}$  nagyságrendű, ami pl.  $1 \mu\text{A}$  telítési érték mellett kb.  $10^9$  Ohm szigetelési ellenállásnak felel meg.

Gyakrabban a nagy  $E_{HK}$ -nál meglévő meredekségből számítható szigetelési ellenállás kisebb, mint  $10^9$  Ohm, így ilyen esetben a Schottky-hatás elhanyagolható. Amikor a szigetelési ellenállás  $10^9$  Ohm, vagy annál nagyobbak adódik, akkor ez a Schottky-hatásnak is tulajdonítható.



10. ábra.

## Cserenkov-sugárzás hullámvezetőben és üregrezonátorban

SCHMIDT GYÖRGY  
Központi Fizikai Kutató Intézet

Az elmúlt években több cikk foglalkozott a hullámvezetőkben fellépő Cserenkov-sugárzással, illetve ennek esetleges mikrohullámos alkalmazásaival [1], [2], [3].

Ezen közlemények elsősorban dielektrikummal töltött hullámvezetőkkel foglalkoznak. Jelen cikk keretében a dielektrikum nélküli esetre kívánunk szorítkozni, tovább elemezve [3] cikk periodikus hullámvezetőre adott megoldását, továbbá megvizsgáljuk az üregrezonátorban fellépő Cserenkov-sugárzást, s ezzel az üregrezonátoroknak áthaladó elektronok hatására létrejövő berezgési folyamatát új szempontból világítjuk meg és kvantitatív eredményekre is jutunk a leadott energiát illetően.

### A közönséges Cserenkov-sugárzás

Cserenkov 1934-ben felfedezte, hogy bizonyos folyadékok  $\gamma$ -sugárzás hatására világítanak, ez a sugárzás azonban a fluoreszcenciától eltérő jelleget mutat. A későbbi behatóbb vizsgálatok azt mutatták, hogy a sugárzás nem a  $\gamma$ -kvantumok hatására következik be, hanem azt a sugarak által kiváltott gyors elektronok okozzák [10].

Frank és Tamm hamarosan rámutattak a jelenség okára [11].

A Maxwell-elméletből következik, hogy egy töltés, amelynek sebessége meghaladja a fénysebességet az illető közegben, szükségképpen sugároz. A töltés mintegy »lehagyja« saját terét. A jelenség egészen hasonló az ultraszónikus sebességgel mozgó lövedék által a levegőben keltett

Mach-féle hullámhoz, vagy a mozgó hajó által a vízben keltett hullámokhoz. A sugárzás kúpos iránykarakterisztikája rendkívül jellegzetes (lásd 5. ábra, vagy (32) képlet). Ugyanaz az iránykarakterisztikája az előbbi két példában említett levegő, ill. vízhullámnak is.

Cserenkov és mások mérései az elméletet teljes mértékben igazolták. A fénykúp  $\theta$  szögére, a sugárzás spektrális eloszlására stb. vonatkozó mérések a mérési hibákon belül megegyeztek, a Frank—Tamm elmélete alapján várható eredményekkel.

A következőkben kimutatjuk, hogy a Cserenkov által felfedezett jelenségcsoportba tartozó jelenségek máshol is fellépnek és pl. a haladó hullámú cső és üregezonátor berezgését is hasonló effektus okozza.

### Az elektromágneses tér általános felbontása\*

Vákuumban a Maxwell-egyenletek a következő alakúak:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{i} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1a)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (1b)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi \rho \quad (1c)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0 \quad (1d)$$

Az elektromágneses teret felbontjuk egy longitudinális (rotációmentes) és egy transzverzális (divergenciamentes) részre. Így  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2$  és  $\mathbf{i} = \mathbf{i}_1 + \mathbf{i}_2$ , ahol az 1 index a divergenciamentes, a 2-es pedig a rotációmentes részt jelöli.  $\mathbf{H}$  felbontására természetesen (1d) miatt nincs szükség. A Maxwell-egyenletek így két egyenletrendszerre esnek szét.

$$\text{I.} \quad \operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi \mathbf{i}_1}{c} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}_1}{\partial t} \quad \text{II.} \quad 0 = \frac{4\pi \mathbf{i}_2}{c} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}_2}{\partial t}$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E}_1 = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad \operatorname{div} \mathbf{E}_2 = 4\pi \rho$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E}_1 = 0 \quad \operatorname{rot} \mathbf{E}_2 = 0$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0$$

A II. egyenletcsoportot könnyű megoldani: rot  $\mathbf{E}_2 = 0$ -ból következik, hogy  $\mathbf{E}_2$  leszármaztatható  $\varphi$  skalárpotenciálból:  $\mathbf{E}_2 = -\operatorname{grad} \varphi$ . Ebből:

$$\Delta \varphi = -4\pi \rho.$$

Ez az elektrosztatikából jól ismert Poisson-egyenlet, azzal a különbséggel, hogy itt  $\rho$  függ az időtől is. A hozzátartozó tér kiszámításához azonban nincs szükség retardációra. A rotációmentes tér kiszámítása tehát egyszerűen a Coulomb-törvénnyel törté-

nik, ahol a pillanatnyi teret éppen a pillanatnyi töltéseloszlás határozza meg. A II. csoport első két egyenlete különben a kontinuitás törvényét fejezi ki.

Bennünket azonban kizárólag az I. csoport által kifejezett transzverzális *sugárzási* tér érdekel.  $\mathbf{H}$ -t leszármaztathatjuk  $\mathbf{A}$  vektorpotenciálból:

$$\mathbf{H}_1 = \operatorname{rot} \mathbf{A} \quad (2a)$$

$\mathbf{A}$  divergenciájával még szabadon rendelkezünk: Kikötjük, hogy legyen  $\operatorname{div} \mathbf{A} = 0$ .

Így

$$\mathbf{E}_1 = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (2b)$$

A vektorpotenciál így kielégíti a

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi \mathbf{i}_1}{c} \quad (3)$$

hullámegyenletet, ahol  $\mathbf{i}_1$  az áramsűrűség transzverzális része. Árammentes esetben a homogén differenciálegyenlet:

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = 0 \quad (4)$$

Keressük a megoldást

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\lambda} q_{\lambda}(t) \mathbf{A}_{\lambda}(\mathbf{r}) \quad (5)$$

alakban. Akkor

$$\sum_{\lambda} \left[ q_{\lambda}(t) \Delta \mathbf{A}_{\lambda} - \frac{1}{c^2} \ddot{q}_{\lambda}(t) \right] = 0 \quad (6)$$

Legyenek a  $q_{\lambda}(t)$ -k ilyen alakúak:

$$q_{\lambda}(t) = a_{\lambda} \sin \omega_{\lambda} t + b_{\lambda} \cos \omega_{\lambda} t \quad (7)$$

akkor a (6) egyenlet (7) figyelembevételével:

$$\sum_{\lambda} \left[ \ddot{q}_{\lambda}(t) \Delta \mathbf{A}_{\lambda} + \frac{\omega_{\lambda}^2}{c^2} q_{\lambda}(t) \mathbf{A}_{\lambda} \right] = 0 \quad (8)$$

vagyis

$$\sum_{\lambda} q_{\lambda}(t) \left( \Delta \mathbf{A}_{\lambda} + \frac{\omega_{\lambda}^2}{c^2} \mathbf{A}_{\lambda} \right) = 0 \quad (9)$$

Az egyes  $q_{\lambda}(t)$ -k ortogonalitása miatt minden  $\lambda$ -ra külön igaz, hogy

$$q_{\lambda}(t) \left( \Delta \mathbf{A}_{\lambda} + \frac{\omega_{\lambda}^2}{c^2} \mathbf{A}_{\lambda} \right) = 0 \quad (10)$$

Ez minden időpontra csak úgy lehet igaz, ha:

$$\Delta \mathbf{A}_{\lambda} + \frac{\omega_{\lambda}^2}{c^2} \mathbf{A}_{\lambda} = 0 \quad (11)$$

Tulajdonképpen nem tettünk mást, minthogy  $\mathbf{A}$ -t felbontottuk normál módusok szuperpozíciójaként. Könnyen kimutatható, a szokásos módon, az  $\mathbf{A}_{\lambda}$ -k ortogonalitása is.

Az előzőkben hallgatólagosan feltettük, hogy degeneráció nem lép fel, vagyis minden  $\omega_{\lambda}$ -hoz csak egy  $\mathbf{A}_{\lambda}(\mathbf{r})$  függvény és így egy lehetséges

\* Ez a fejezet a továbbiak számára szükséges apparátus rövid összefoglalása. Részletesebben megtalálható pl. [4] vagy [5]-ben.

rezgési módus tartozik. A gyakorlatban használt mikrohullámú rezgőrendszerek általában nagyfokú degenerációval rendelkeznek, tehát egy  $\omega_\lambda$  körfrekvenciájú rezgés különböző módusokban léphet fel. Ez azonban nem okoz bajt, mert az azonos  $\omega_\lambda$ -hoz, de különböző módusokhoz tartozó  $\mathbf{A}_\lambda$ -k is az előbbi módon egymásra is ortogonálisak. [6]. Így minden módus külön kezelhető.

Normálási feltételként a legcélszerűbb azt kikötni, hogy  $\int_V \mathbf{A}_\lambda^2 d\tau = 4\pi c^2$ , ahol  $V$  a vizsgált üreg, hullámvezető, stb. térfogata. Tehát:

$$\int_V \mathbf{A}_\lambda \mathbf{A}_\nu d\tau = 4\pi c^2 \delta_{\lambda\nu} \quad (12)$$

$\delta_{\lambda\nu}$  a Kronecker-féle szimbólum,  $\delta_{\lambda\nu} = \begin{cases} 1 & \text{ha } \lambda = \nu \\ 0 & \text{ha } \lambda \neq \nu \end{cases}$

Térjünk most vissza az általános esethez. A

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi \mathbf{i}_1}{c} \quad (13)$$

egyenlet megoldását keressük ismét a következő alakban:

$$\mathbf{A} = \sum q_\lambda(t) \mathbf{A}_\lambda(\mathbf{r}) \quad (14)$$

és legyenek az  $\mathbf{A}_\lambda(\mathbf{r})$ -ek az előbbi üres térre vonatkozó megoldások. (Ez megtehető, mert kimutatható róluk, hogy teljes rendszert alkotnak olyan értelemben, hogy tetszőleges divergenciamentes és a határfeltételeknek megfelelő térfüggvény előállítható lineárkombinációjukkal.) Természetesen az időtől függő  $q_\lambda(t)$  együtthatók most ismeretlenek. Így

$$\sum_\lambda \left[ q_\lambda(t) \Delta \mathbf{A}_\lambda - \frac{1}{c^2} \ddot{q}_\lambda(t) \mathbf{A}_\lambda \right] = -\frac{4\pi \mathbf{i}_1}{c} \quad (15)$$

(11)-ből  $\Delta \mathbf{A}_\lambda$  értékét behelyettesítve:

$$\sum_\lambda \left[ \frac{\omega_\lambda^2}{c^2} q_\lambda(t) + \frac{1}{c^2} \ddot{q}_\lambda(t) \right] \mathbf{A}_\lambda = \frac{4\pi \mathbf{i}_1}{c} \quad (16)$$

Az egész egyenletet  $\mathbf{A}_\mu$ -vel szorozva és integrálva, (12)-t figyelembe véve:

$$\ddot{q}_\mu + \omega_\mu^2 q_\mu = \frac{1}{c} \int_V \mathbf{i}_1 \mathbf{A}_\mu d\tau \quad (17)$$

A térfogati integrál elvégzése után a jobboldalon maradt tag csak az idő függvénye lesz:

$$\ddot{q}_\mu + \omega_\mu^2 q_\mu = f_\mu(t) \quad (18)$$

ahol

$$f_\mu(t) = \frac{1}{c} \int_V \mathbf{i}_1 \mathbf{A}_\mu d\tau \quad (19)$$

az oszcillátorra ható »kényszerítő erő« szerepét betöltő tag. A teret így kényszerített lineáris oszcillátorok összegére bontottuk. Minden  $\mu$ -nek megfelel a rezonátor egy módusa, amelynek amplitúdója az időben  $q_\mu(t)$  szerint változik.

Hasonlóképpen a tér energiája is felírható, mint az egyes módusokhoz tartozó oszcillátorok energiájának összege:

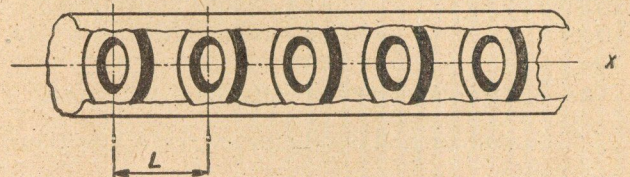
$$U = \frac{1}{2} \sum (q_\mu^2 + \omega_\mu^2 q_\mu^2) \quad (20)$$

Könnyen kimutatható, hogy  $f_\mu(t)$  kifejezésében  $\mathbf{i}_1$  helyett  $\mathbf{i}$  vagyis a teljes áramsűrűség is írható (figyelembe véve a  $\text{div} \mathbf{A} = 0$  feltételt). Így

$$f_\mu(t) = \frac{1}{c} \int_V \mathbf{i} \mathbf{A}_\mu d\tau \quad (21)$$

**Cserenkov-sugárzás periodikus hullámvezetőkben**

Ahiezer, Ljubarszki és Fainberg [3]-ban megvizsgálták a Cserenkov-sugárzást egy periódikusan



1. ábra.

diafragmákkal ellátott végtelen hullámvezetőben. Haladjon egy  $v$  sebességű elektron az  $x$ -tengely irányában. Az áramsűrűség:

$$\mathbf{i} = \rho \mathbf{v} = e \delta(x - vt) \delta(y) \delta(z) \mathbf{v} \quad (22)$$

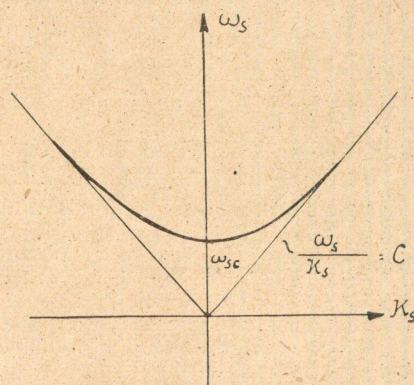
(ahol  $\delta$  a Dirac függvény). Ennek megfelelően:

$$\begin{aligned} f_\mu(t) &= \frac{1}{c} \int_V \mathbf{i} \mathbf{A}_\mu d\tau = \\ &= \frac{1}{c} ev \int_V \delta(x - vt) \delta(y) \delta(z) A_{\mu x} d\tau = \\ &= \frac{1}{c} ev A_{\mu x}(vt, 0, 0) \end{aligned} \quad (23)$$

Itt  $A_{\mu x}$  az  $\mathbf{A}_\mu$   $x$ -komponensét jelenti. A diafragma nélküli esetben:

$$A_{\mu x}(x, 0, 0) = \sum_s a_s e^{j\kappa_{\mu s} x} \quad (24)$$

ahol a  $\kappa_{\mu s}$ -ek a terjedési együtthatók, az  $s$ -re való szummázás pedig azt jelenti, hogy egy  $\omega_\mu$  körfrekvenciájú rezgés különböző  $s$  módusokon jöhet létre, pontosabban mindazokon, amelyeknél az  $\omega_{sc}$  határfrekvencia kisebb, mint  $\omega_\mu$ . Az  $s$ -re való szummázás csak ezekre a módusokra terjed ki. Mint ismeretes, egyetlen  $s$  módusnál a körfrekvencia és a vezetési együtthatók között a 2. ábra szerinti



2. ábra.



összefüggés áll fenn. A hullámok fázissebessége egy meghatározott frekvencián:

$$v_f = \frac{\omega}{\kappa} \geq c \quad (25)$$

Ez mindig csak  $\omega_s \rightarrow \infty$  esetben közelíti meg a fénysebességet, különben mindig nagyobb annál. Látjuk, hogy egy határfrekvenciától felfelé minden frekvencia lehetséges, így az  $\omega_k$ -k folytonos sokaságba, a (14) és (20) szummák pedig Fourier integrálokba mennek át. Ez azonban megállapításainkat lényegükben nem érinti.

Szorítkozzunk most egyetlen  $s$  rezgési mód vizsgálatára, pl. úgy, hogy  $\omega_\mu$ -t olyan kicsinek választjuk, hogy az adott hullámvezetőben csak egyetlen  $s$ -re van kielégítve az  $\omega_{sc} < \omega_\mu$  követelmény. Így (24) egyenletünk

$$A_{\mu x}(x, 0, 0) = ae^{j\kappa_\mu x} \quad (26)$$

alakra egyszerűsödik.

Ha most a rajzolt módon diafragmákkal látjuk el a hullámvezetőt, akkor ez a térjellemzőkben  $L$  periódusú perturbációk formájában fog megnyilvánulni, amint azt a 3. és 4. ábra mutatja. Az  $A_{\mu x}(x, 0, 0)$  most már nem lesz tisztán  $\kappa$  periódusú függvénye a helynek, hanem fellép egy moduláló tag is, amely a diafragmák hatását fejezi ki. A fenti ábrákból látható, hogy a diafragmák nélküli hullámvezető esetében kialakult tér az időben változatlanul  $v_f$  fázissebességgel terjedhet. A diafragmákkal ellátott hullámvezetőnél azonban ez nem lehetséges, hiszen a diafragmák rögzítettek és így a továbbhaladó térnek állandóan az ezek által meghatározott határfeltételekhez kell alkalmazkodnia. A hullám így nem tológhat el változatlan alakban, hanem a diafragmák miatt deformációkat szenved. Ez abban nyilvánul meg, hogy a tér Fourier felbontásában minden komponens más-más sebességgel halad.

A diafragmákkal ellátott hullámvezető esetében tehát a modulált térfüggvény a következő alakú:

$$\begin{aligned} A_{\mu x}(x, 0, 0) &= ae^{j\kappa_\mu x} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} B_\mu^{(k)} e^{j\frac{2\pi}{L} kx} = \\ &= \sum_{k=-\infty}^{+\infty} C_\mu^{(k)} e^{j\left(\kappa_\mu + \frac{2\pi}{L} k\right) x} \end{aligned} \quad (27)$$

Az itt fellépő  $B_\mu^{(k)}$  ill.  $C_\mu^{(k)}$  Fourier-együtthatók értékei konkrét esetben a hullámvezető és a diafragmák alakjától függenek.

A felbontásból látható, hogy az egyes Fourier komponensekben a terjedési együttható szerepét

most  $\kappa_\mu + \frac{2\pi}{L} k$  veszi át (mindegyik komponens

körfrekvenciája ugyanis ugyanaz az  $\omega_\mu$ ). A megfelelő komponens fázissebessége:

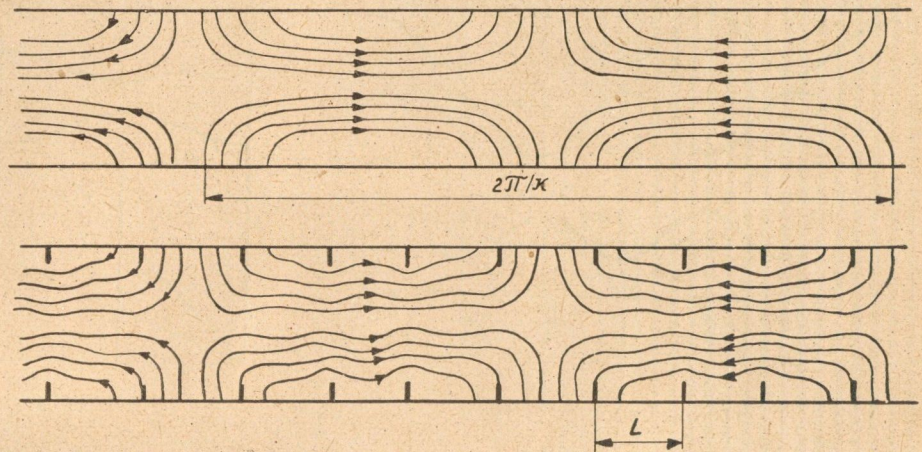
$$v_f = \frac{\omega_\mu}{\kappa_\mu + \frac{2\pi}{L} k} \quad (28)$$

tehát elég nagy  $k$ -nál kisebb is lehet a vákuumbeli fénysebességnél.

A megfelelő ( $\mu$ -ik) oszcillátor rezgését leíró differenciálegyenlet tehát (18), (23) és (27) felhasználásával:

$$q_\mu + \omega_\mu^2 q_\mu = \frac{1}{c} ev \sum_k C_\mu^{(k)} e^{j\left(\kappa_\mu + \frac{2\pi}{L} k\right) vt} \quad (29)$$

Az egyes Fourier-komponensek közül annak lesz a legnagyobb hatása, amely a kérdéses osz-



3-4. ábra.

cillátorral éppen rezonanciában van, vagyis amelynél:

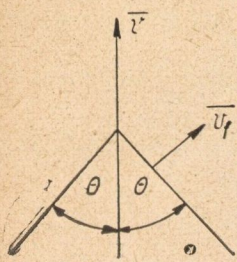
$$\left(\kappa_\mu + \frac{2\pi}{L} k\right) v = \omega_\mu \quad (30)$$

(28) figyelembevételével:

$$\left(\kappa_\mu + \frac{2\pi}{L} k\right) v = \left(\kappa_\mu + \frac{2\pi}{L} k\right) v_f \quad (31)$$

tehát a  $v$  sebességgel áthaladó elektron azt a Fourier-komponenst fogja berezgetni, amelynek fázissebessége éppen  $v_f = v$ . Ez egészen hasonló a dielektrikumban fellépő Cserenkov-effektus esetéhez, ahol a térnek szintén csak azok a hullámjai fognak berezgetni, amelyek fázissebessége megegyezik az elektron sebességének a hullámterjedés irányára való vetületével [3]. Az ábra jelöléseivel:

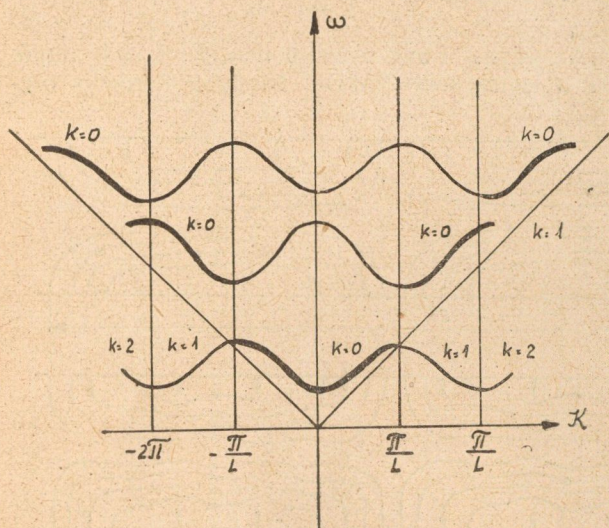
$$\sin \theta = \frac{v_f}{v} \quad (32)$$



5. ábra.

Periodikus hullámvezetőben a körfrekvenciának a vezetési együtthatótól való függése a 6. ábra szerint alakul. Ha a diafragmák hatása kicsi, akkor a legnagyobb súllyal a  $k = 0$ -nak megfelelő tag fog a Fourier-felbontásban szerepelni, ennek felelnek meg a vastagon kihúzott vonaldarabok. Szerepelni fognak azonban a felbontásban a nagyobb  $k$ -k is a megfelelő  $C_{\mu}^{(1)}, C_{\mu}^{(2)}$  stb. együtthatóknak

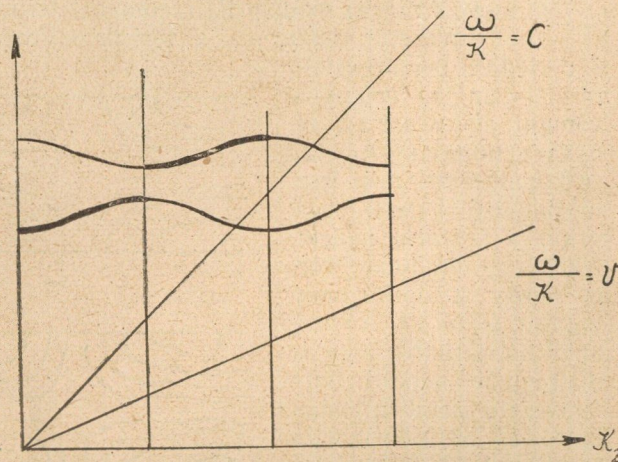
megfelelő súllyal, ezeket is bejelöltük a diagrammba. Ha azt akarjuk megvizsgálni, hogy az illető rezgésforma milyen frekvenciával fog berezegni és mely  $C_{\mu}^{(k)}$  együtthatókat kell figyelembe venni, akkor az eljárás a következő: Az ábra minden pontjának



6. ábra.

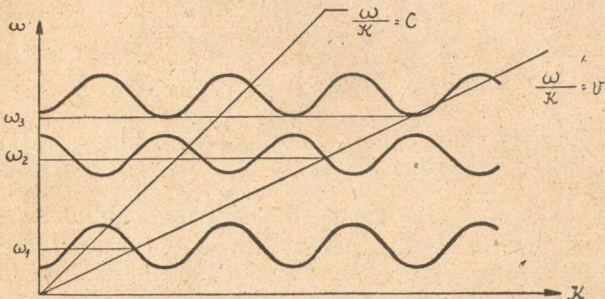
Ez több pontban metszi az  $\omega = \omega(x)$  görbéket, az ezeknek a pontoknak megfelelő  $\omega_1, \omega_2$  stb. frekvenciák fognak berezegni. Látjuk azonban, hogy amíg a diafragmák csak kis perturbációt okoznak, addig csak az első pont fog nagy súllyal szerepelni, mert a távolabbi metszéspontok már nagy  $k$ -hoz tartoznak, amelynek megfelelő  $C_{\mu}^{(k)}$  súlyfaktorok kicsinyek.

Ne tévesszük azonban szem elől, hogy ez csak egy meghatározott rezgési mód volt (pl. az  $s = 1$ -nek megfelelő). Minden rezgési módusnak van hasonló diagrammja. Ismeretes azonban, a hullámvezetők elméletéből, hogy a további módusok mindig nagyobb  $\omega_c$  határfrekvenciával bírnak. Felrajzolva a következő módusnak megfelelő diagrammot, láthatjuk, hogy a metszéspontok most nagyobb  $k$ -khoz tartoznak és így a keletkező sugárzás a kisebb  $C^{(k)}$ -k miatt kisebb lesz. (8. ábra)



8. ábra.

megfelel egy fázissebesség, amely éppen az illető pontot az origóval összekötő egyenes iránytangense. Ha az elektron sebessége  $v$ , akkor berajzolhatjuk az ábrába az ennek megfelelő egyenest. (7. ábra)



7. ábra.

Mint hogy a haladó hullámú csöveket úgy készítik, hogy az üzemi állapotban áthaladó elektronokkal együttfutó hullámhoz tartozó  $C_{\mu}^{(k)}$  domináljon, itt az első belőtt elektronok nagy berezgést okoznak [7]. Így megállapíthatjuk, hogy tulajdonképpen a haladó hullámú cső berezgését is az itt vázolt Cserenkov-szerű effektus okozza.

Összefoglalva megállapítható, hogy a periodikus hullámvezetőben haladó töltés Cserenkov-sugárzása vonalas spektrummal bír, ahol minden módusban a vonalaknak egy végtelen sorozata lép fel. Kis zavarásnál azonban ezen vonalak közül csak néhány lesz jelentős, és pedig éppen azok, amelyek a legkisebb frekvenciákkal bírnak, tehát a mikro-hullámú tartományba esnek.

(Folytatása következik)

MAGYAR HÍRADÁSTECHNIKA

Felelős szerkesztő: Lévai Pál — Kiadja a Műszaki Könyvkiadó V., Bajcsy Zsilinszky út 22. Telefon 113-450.

Felelős kiadó: Solt Sándor. — Megjelent 1000 példányban

Előfizetés: a Posta Központi Hirlapiroda Vállalatnál, Budapest V., József nádor tér. Távb.: 180-850. Előfizetési díj 30,- Ft (egész évre) egyes szám ára 6,- Ft. Csekkzámlaszám: 61.254.

Akadémiai Nyomda, Gerlőczy u. 2. 37885. — Felelős vezető: ifj. Puskás Ferenc

## A Híradástechnikai Tudományos Egyesület vákuumtechnikai szakosztálya

megalakult és november 18-án tartotta első klubestjét, a modern rádióvevő- és adócsövek kérdései címen hirdetett vitaestet.

*Székely Mihály*, az Egyesült Izzó fejlesztési főtechnológusa a modern rádióvevőcső fejlődés várható irányait elemezte és mint a fejlődés legfontosabb útját, a rádiócsövek megbízhatóságának fokozását jelölte meg. Összehasonlította a komerciális rádiócsövek karakterisztika-adatszórás viszonyait a külföldön eddig publikált megbízható rádiócső-tírésekkel és kimutatta, hogy a hazai gyártmányok átvételei tűrései nem lazábbak, mint a külföldi megbízható csövek publikált adatszórásai.

*Garai László*, a Magyar Adócsőgyár főmérnöke, a rádió adócső fejlődését mutatta be. Megjelölte a fejlődés okait és ismertette a Magyar Adócsőgyár és a HIKI fejlesztési eredményei során kialakult új adócsősorozatot. Az élvezetes előadást az ismertetett típusok és azok technológiai érdekességeinek bemutatásával fejezte be.

A hozzászólások élénk érdeklődésre mutattak és nyilvánvalóvá tették annak szükségességét, hogy a vákuumtechnikai ipar dolgozói a hivatalos érintkezéseken kívül klubesték keretében, kötetlen formában is meg tudják beszélni műszaki problémáikat. Kívánatos, hogy a vákuumtechnikai szakosztály klubestéin a vákuumtechnikai iparág gyártmányait felhasználó gyárak híradástechnikusai is

részvegyenek. Így a cső-alkalmazási kérdéseket közvetlenül beszélhetik meg, ami a konstrukciós munkájukat nagy mértékben meg fogja könnyíteni. A híradástechnikai ipar egyéb szakmái szakmájainak távollétével magyarázható, hogy a rádiócső toleranciák utóbbi időben sok vitára alkalmat adó kérdéseihez az érdekeltek érdemben ezen az ülésen nem szóltak hozzá.

Az előadások után a szakosztály vezetősége ismertette a megjelentekkel a vákuumtechnikai tagozat munkatervét, amelyet a hozzászólók több értékes ponttal egészítettek ki.

\*

A szakosztály feladata közérdekű vákuumtechnikai kérdések megvitatása a szakosztályi ülések és vitaestek keretében, javaslatok tétele felsőbb hatóságok felé a vákuumtechnika fejlődése érdekében, a műszaki tapasztalatok kicserélése, a vákuumtechnika egyes üzemei között, az újabb hazai és külföldi vákuumtechnikai gyártmányok és eszközök ismertetése, valamint javaslattétel vákuumtechnikai szakkönyvek fordítására és kiadására.

A szakosztály ezúton is kéri az érdeklődőket, hogy a szakosztályba való belépéssel és a szakosztályi üléseken való közreműködéssel támogassák munkáját.

*Magyar László*, titká

### Pályázati eredmény

»A műszaki irodalom, mint az újítások forrása«  
c. pályázatra beérkezett pályamunkák közül az alábbiak részesültek jutalomban:

#### Pénzjutalom:

- I. díj: 1.000 Ft. *Berecz István*, Rákosi Művek Acélmű.
- II. díj: 700 Ft. *Busztin János*, Kender-, Juta- és Textilipar.
- III. díj: 500 Ft. *Zentai Dezső*, Rákosi Művek Pénzügyi oszt.
- IV. díj: 300 Ft. *György Győző*, Ruggya-Árurgyár.
- V. díj: 200 Ft. *Kövári Vilmos*, Rákosi Művek Motor-kerékpárgyár.

#### Könyvjutalom:

*Káplán György*, Vörös Csillag Traktorgyár;  
*Holzer Pál*, Textilipari Minőségellenőrző Intézet;

*Ludwig László*, December 4. Drótművek, Miskolc;  
*Ramaszéder Károly*, Hazai Fésűsfonó- és Szövőgyár;  
*Magyar László*, Csepel Autógyár;  
*Kléber Pál*, Csepel Autógyár;  
*Korompay Viktor*, Tatabányai Szénbányászati Tröszt;  
*Taufenecker Vilmos*, Vörös Csillag Traktorgyár;  
*Koschatzky László*, *Környei Ferenc*, Dorog, XII-es akna;  
*Wiedner László*, Tánicsics Bőrgyár;  
*Grósz Emil*, *Tari László*, Győri Fonóda;  
*Vastagh Géza*, Közlekedési Építő Vállalat;  
*Tass László*, Földalatti Vasút Vállalat;  
*Simon Miklós*, *Csermendi László*, Közlekedés- és Postaügyi Minisztérium IX. Főoszt.;  
*Kollár Lajos*, Erőgépjavitó Vállalat;  
*Delé Szilveszter*, Magyar Selyemipar Vállalat;  
*Lugosi Vilmos*, Beloiannisz Híradástechnikai Gyár;  
*Hajdu Pál*, nyugdíjas (okl. gépészmérnök).

# MEGJELENT

J. E. PUMPER:

## **Kristálydiódák és tranzisztorok**

(A Rádiótechnika könyvei 3.)

A rövid időn belül közkeveltségre szert tett rádiótechnikai könyvsorozat most megjelent 3. kötete a rádióamatőrök gyakorlati munkája közben ma már ritkán előforduló kristálydetektoros vevőkészülékekkel foglalkozik. Ezzel szemben ott, ahol még nincs váltakozóáramú hálózat, továbbá a hordozható készülékekben, amikor is különleges áramforrásokat kell használni, az elektroncsövek alkalmazása hátrányos és a kirstálydiódáknak, valamint triódáknak (tranzisztoroknak) jelentős szerepük van. Ezekkel a — bizonyos körülmények között igen fontos — készülék-alkatrészekkel foglalkozik a könyv, amelynek egyes fejezetei a kristálydiódák általános tulajdonságait, a félvezetők tulajdonságait, a félvezető érintkezőrétegében lejátszódó folyamatokat, a szilícium- és germániumdiódák készítését, a kristálydiódák zaját, valamint alkalmazásait, a kristálydiódákat (tranzisztorokat), a tranzisztorok jellemzőit és alapkapcsolásait, végül ezek alkalmazását ismertetik.

148 l.

91 ábra

Ára füzve 15.— Ft

A. A. BRODSZKIJ:

## **Rádióamatőr mérőkészülékek**

(A Rádiótechnika könyvei 5.)

A sorozat legújabb kiadványa a 8-ik szovjet össz-szövetségi amatőr rádiókiállításon díjat nyert különböző rádióamatőr mérőkészülékek leírását és kapcsolását ismerteti. Az egyes fejezetek az avométereket, az ellenállást, az induktivitást és kapacitást mérő hidakat, a csőmérőket, valamint az egyszerű telepes táplálású univerzális vevőkészülék-vizsgálókat tárgyalják. A szerző végül hasznos tanácsokat ad a mérőkészülékeket szerkesztők részére.

49 l.

19 ábra

Ára füzve 4.— Ft

K. A. SULGIN:

## **Rövidhullámú amatőr vevőkészülék**

(A Rádiótechnika könyvei 6.)

A szerző a rövidhullámú vevőkészülékek egyes részeinek sajátosságait ismerteti és gyakorlati tanácsokat ad a kapcsolások összeállítására, az alkatrészek megválasztására, továbbá az egyszerűbb és a bonyolultabb korszerű rövidhullámú vevők szerkezeti felépítésére és beállítására. Gyakorlati kapcsolási rajzokat is közöl és megadja számos olyan készülék leírását, amelyet a rádióamatőrök önállóan is elkészíthetnek. A kiadvány képzett rádióamatőrök részére és mind az egyszerűbb, mind a bonyolultabb rövidhullámú, továbbá a több hullámsávban működő vevők rövidhullámú részeinek tervezése, elkészítése és beállítása során segédkönyvként használható.

132 l.

141 ábra.

Ára füzve 10.— Ft

★

Fenti könyvek beszerezhetők, illetve megrendelhetők az

ÁLLAMI KÖNYVTERJESZTŐ VÁLLALAT KÖNYVESBOLTJAIBAN

Szakkönyvesbolt: Műszaki könyvesbolt, Budapest, VII., Lenin körút 7.