

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 koncentráálásával és népgazdaságunk támogatásával ezt a hibát meg kell szüntetnünk. »Megvan a lehetőségünk arra, hála dolgozóink igyekezetének és szakembereink magas színvonalú tájékozottságának és képességein«, mondotta, »hogy jól kiválasztva a legdöntőbb kérdéseket számos területen biztosíthassuk 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 röhullámú 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% szenet 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 telítésig 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* (ferroxidure) mágnesekkel jobb eredmények érhetőek el. Emellett gyártásuk egyszerűbb és olcsóbb. A hazailag kifejlesztett típus megközelíti a külföldi eredményeket. Jellemző tulajdonságuk, hogy igen nehezen mágnesezhetőek 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 szolgáltatottak körülbelül 10 000 kezdeti permeabilitással. Hidrogénben való hőkezeléssel mintegy kétszeres permeabilitás érhető el, az így kezelt anyag azonban mechanikai behatásokra, különösen ütögetésre 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 titándioxid. 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 mm³ térfogatra eső kapacitás 12–14 pF. A 2. ötéves tervben megvalósítandó híradástechnikai kerámia gyár megindulása után további gyártmánytípusok kifejlesztése és gyártása várható.

Bedöts 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° és $+360^{\circ}$) 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, $30-35^{\circ}$ -on 6-8 óra alatt keményszik. Keményedését a levegő oxigénje gátolja, ezért csak pórusmentes anyagok ragasztására alkalmas. Szakító szilárdsága $100-150$ kg/cm². 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; $120-160^{\circ}$ -on 50 kg/cm² nyomás mellett 15-90 perc alatt köt. Alumínium esetén $300-350$ kg/cm² 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 $120-140$ kg/cm².

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, Vancsóne Szmracsányi 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 fémrétegelvények, melyek vacuum-elgőzölögtetéssel, 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 fémes elemek, 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 fémgőzöléssel, vagy más úton igen vékony rétegben nemes fémet, mint ezüst, arany, palládium stb. visznek fel. A bórkarbon és a fémréteg ellenállások meg fogják 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.

Czeglédy Károly a hazai *potenciometer* gyártás fejlődéséről számolt be. A híradástechnikában leggyakrabban használt potenciometerekben az ellenálláspálya rétegelvényből készül, melynek anyaga fenolgyantában szuszpendált félvezető anyagok (grafit, korom) és fémoxidok keveréke. Ezt öntéssel viszik fel a szigetelőanyagra. A jelleggörbe lineáris, vagy logaritmikus, 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 *fémpapír kondenzátorok* hazai kutatását és gyártását ismertette. A kondenzátorpapírra 10^{-5} mm nagyságrendű vastagságban, legegyszerűbben vákuumgőzöléssel, 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 fémgőzölés 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 zárlatos helyeket megszüntetik. A fémpapírkondenzátorok jellemző tulajdonsága a kis méret, mivel a dielektrikumot nem kell túlméretezni és így vékonyabb papírreteg 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 fémpapírkondenzátorok legkisebb mérete mikrofara-donként 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, elsősorban 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 áramkörü 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 C° 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 kezeletés, 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. Befejezésül 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 szoba-hőmérsékleten, 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 C° -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 maratják, 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 tömör ellenállások 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. Befejezésül 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 megnyilvánulni«.

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 $(m + l)!$ helyett $(m + 1)!$ irandó;
a 2. ábra (126. old.) felcserélendő a 6. ábrával (141. old.);

a 127. old. (28)-ba φ 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_l helyett c_1 és $r_v = 100$ helyett $r_v = 1000$ irandó.

Az aránydetektor

KOMARIK JÓZSEF

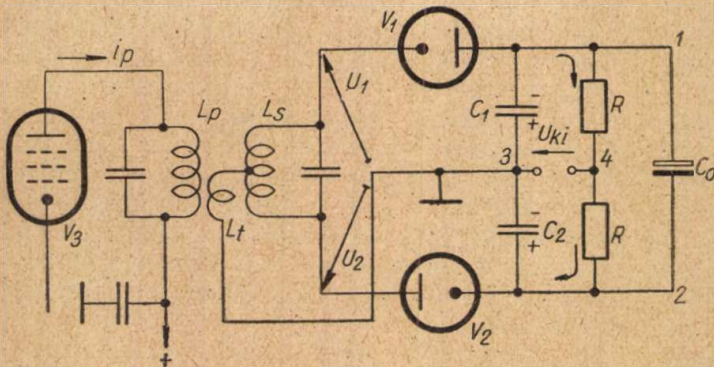
Műszaki Egyetem Vezetéknélküli Híradástechnikai Tanszék

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 csúcsegyenirányítónak 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 állt 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 mikrofarad), 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

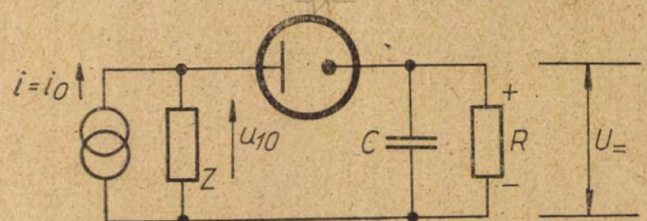
$$\frac{|U_1| + |U_2|}{|U_1| - |U_2|}$$

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 jelnivótól, 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

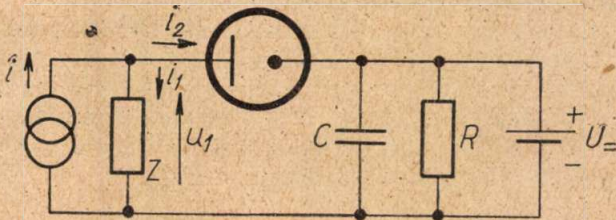


2. ábra.

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

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

U_{10} a Z impedancián és a diódán fellépő váltó-
feszültség amplitudója. Most kapcsoljunk R ellen-
állással párhuzamosan egy $U_{=}$ feszültségű tele-
pet (3. ábra). Ez a kapcsolás működésében semmi-



3. ábra.

féle változást nem okoz. Mivel a dióda jelen eset-
ben 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 csúc-
s egyenirányítás miatt, a diódán átfolyó áramimpul-
zusok 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.

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

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

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

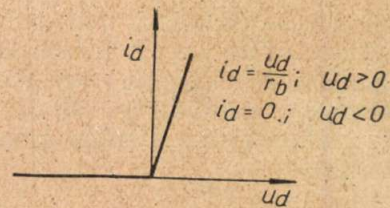
Ha a bemenő áramot növeljük ($i > i_0$), hasonló
folyamat játszódik le, de most i_2 rohamosan nő,
míg U_1 igen lassan növekszik. Alapvető különbség

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 érté-
ken tartsa, a diódaáramkört úgy kell méretezni,
hogy nagy terhelést jelentsen (R legyen kicsiny).
Ugyanis a bemenőszint csökkenése esetén a csök-
kenő diódaterhelés 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 számítások
lineáris dióda karakterisztikára végeztük el
(4. ábra). r_b a dióda belső ellenállása.

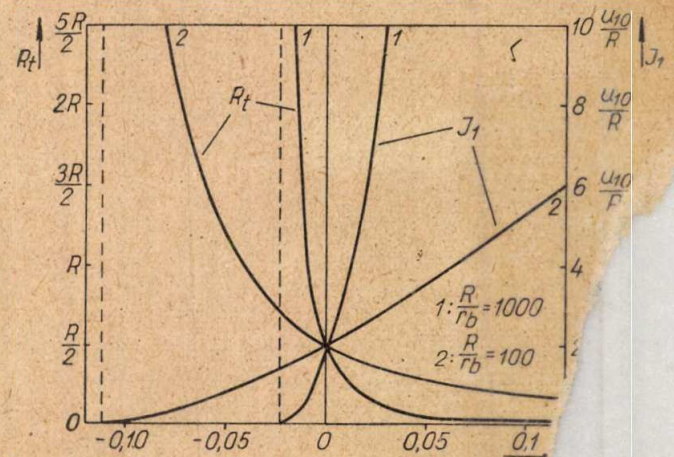


4. ábra.

A számítások eredményét az 5. ábra mutatja.
A vízszintes tengelyen mért $\frac{\Delta U}{U_{10}}$ jelentése a követ-
kező: U_{10} az a váltófeszültség, amely i_0 bemenő-
áram esetén megjelenik a diódán (2. ábra), ΔU
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 feltüntettük egyrészt a dióda által képviselt terhelőellenállást (R_t), másrészt a diódán átfolyó alapharmonikus áramot (I_1). Ha $\Delta U = 0$, ami megfelel a normál diódakapcsolásnak (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:

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

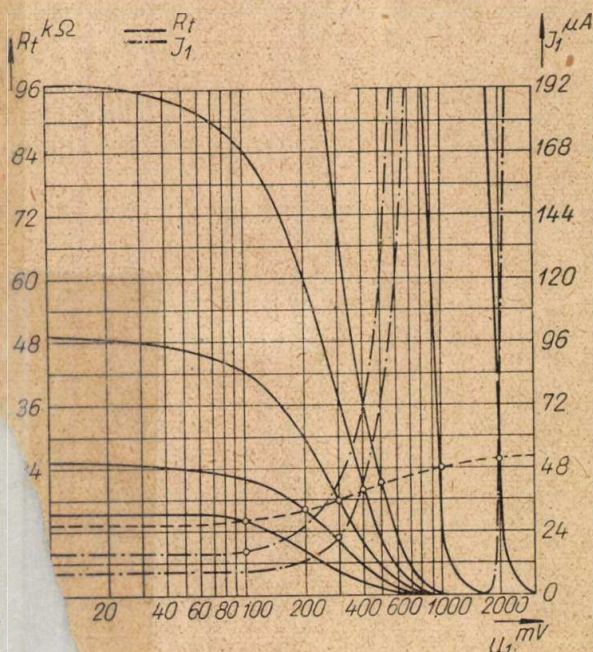
$$I_1 = \frac{2 U_{10}}{R} \left[\frac{\Delta U}{U_{10}} \left(\frac{R}{3 \pi r_b} \right)^{2/3} \frac{1}{2} + 1 \right]^{3/2}$$

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 k Ω . 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.

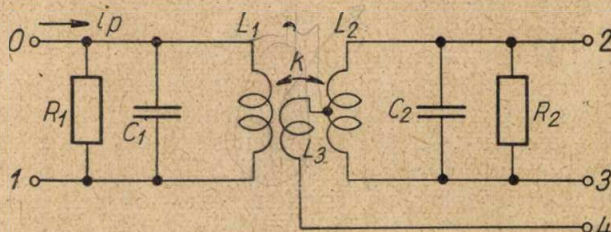
amely pontban az R -en mért egyenfeszültség teleppel rögzítve lett. Az előző diagramban ez a pont a $\Delta U = 0$ esetnek felel meg. A szaggatott vonallal kihúzott görbe R_t értékét adja abban az esetben, ha telepet nem alkalmazunk. A 6. ábra szerint, ha $U_1 > 1-3 \text{ V}$, a feszültség itt is praktikusán állandónak tekinthető, I_1 -től független. U_1 kisebb értékeinél azonban a viszonyok rohamosan romlanak. Ez teljes mértékben indokolja azt a tapasztalati tényt, hogy az aránydetektor határoló tulajdonságai kis jelnívónál (1-2 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 k Ω körüli érték, az aránydetektornál 5-15 k Ω -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:

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

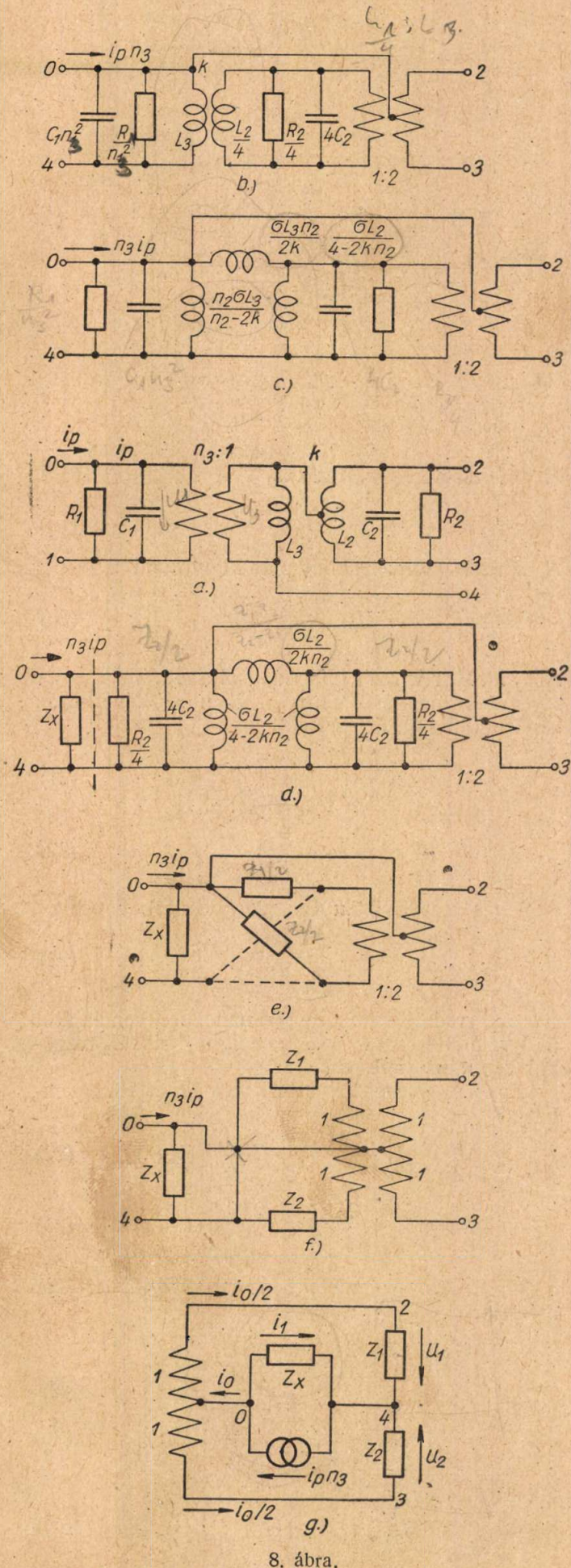
ahol:

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

Vezessük be a következő jelöléseket:

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

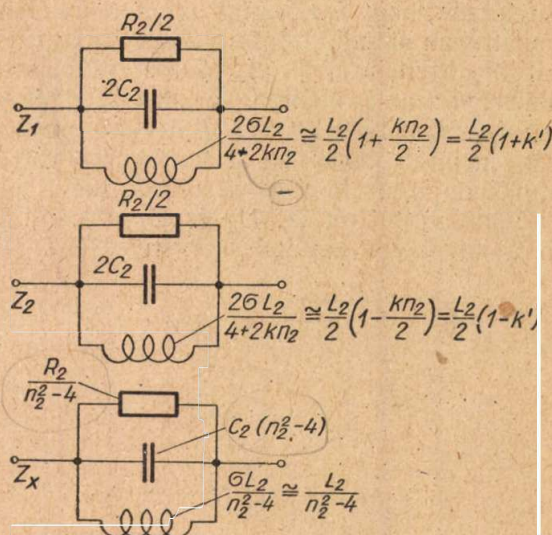
$$n_2^2 = \frac{L_2}{L_3} \quad (4)$$



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 π ekvivalenciával helyettesítjük (8/c ábra). Most a kapcsolásból kiemelünk egy rezgőkört úgy, hogy a megmaradó π -tag szimmetrikus legyen (8/d ábra). A kiemelt rezgőkört jelöljük Z_x -el. A szimmetrikus π tagnak pedig vegyük az X ekvivalenciát (8/e ábra). A két hídimpedancia — 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 ω_0 -án, Z_1 -é ω_0 alatt, Z_2 -é pedig ω_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:

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

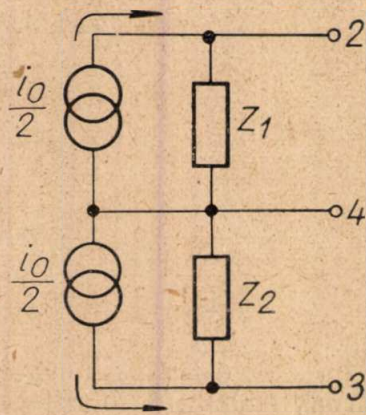
Ennek a kifejezésnek n_2 függvényében maximuma van, ha

$$n_2 = 2a \quad (kQ_0 = 1) \quad (12)$$

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 kapcsolat 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.

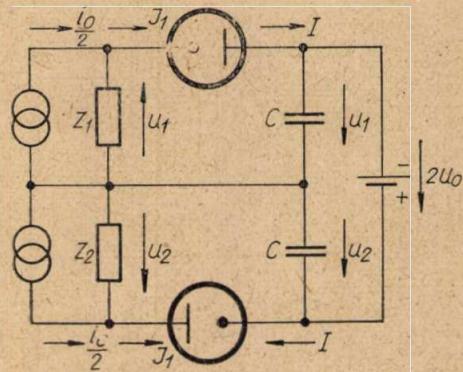
I_1 az alapharmonikus áramot jelenti. Ha a dióda ideális csúcseyenirányító:

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

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

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

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 (ω_0) való eltérés, ω_{01} és ω_{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:

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

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

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

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

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

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

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

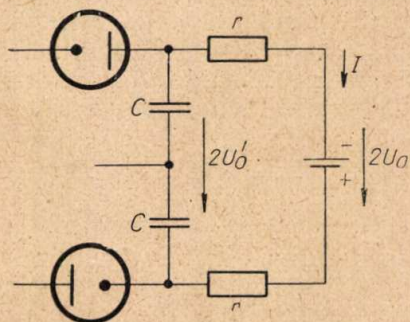
Ebből:

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

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 visszavezetéses 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:

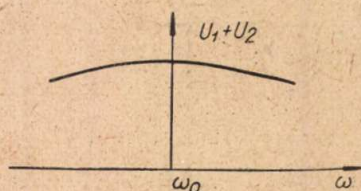
$$U_{ki} = -v \frac{U_0 + Ir}{\frac{1+a^2}{a^2} + \frac{IR_2}{a^2(U_0 + Ir)}} \quad (33)$$

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:

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

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 diódák 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 ω_0 frekvencián felvett értékét jelöljük I_0 -al. Ezt a 26. egyenletből kaphatjuk meg, ha a $v = 0$ és $U_{ki} = 0$ értékeket helyettesítjük be.

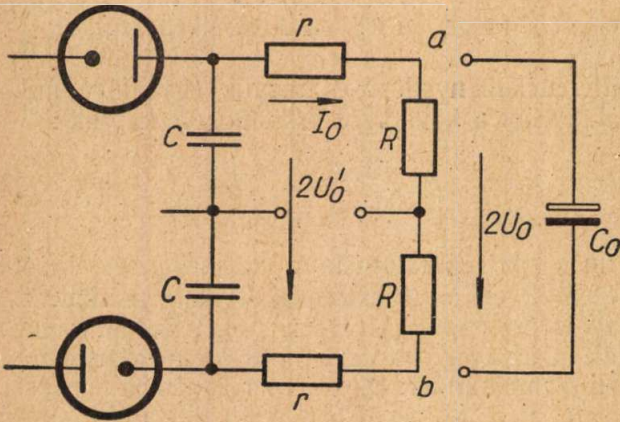
$$I_0 = \frac{\sqrt{\left(\frac{i_0}{2}\right)^2 - \left(U_0 \frac{2a}{R_2}\right)^2} - \frac{2U_0}{R_2}}{2} \quad (35)$$

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 amplitudócsökkenést 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:

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

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

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 karakteristika 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 karakterisztikatag 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:

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

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

$\frac{Q_0}{Q_t}$ -t a 43. egyenletből helyettesítjük.

Ekkor a kimenőfeszültségre kapjuk:

$$U_{ki} = - v \frac{i_0 R_2}{4} (1 - m_{\max}) \frac{a^2}{(1 + a^2)^{3/2}} \quad (57)$$

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 kapcsolás limitáló tulajdonságú, akkor i_0 amplitudóingadozása hatástalan. A viszcnok részletesebb vizsgálata azt mutatja, hogy a gyakorlatban szóbajöhető kapcsolási értékek mellett i_0 amplitudómodulációja igen kismértékű ($m = 5 - 10\%$). A maximálisan megengedhető amplitudómodulációs fok (m_{\max}) ennél az értéknél általában sokkal nagyobb, így ennek a kis amplitudómodulációnak a limitálása biztosan megtörténik, másrészt ez a többlet amplitudómoduláció nem okoz lényeges változást m_{\max} értékében. Ugyanis ha i_0 amplitudómodulációja nagyméretű lenne (m_{\max} közelében), a tényleges bemenőjel (i_p) amplitudómodulációjára már semmi, vagy igen kicsi lehetőség maradna. Érdekességképp megemlítjük, hogy $n_2 = 2$ esetben a bemenettel parallel 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:

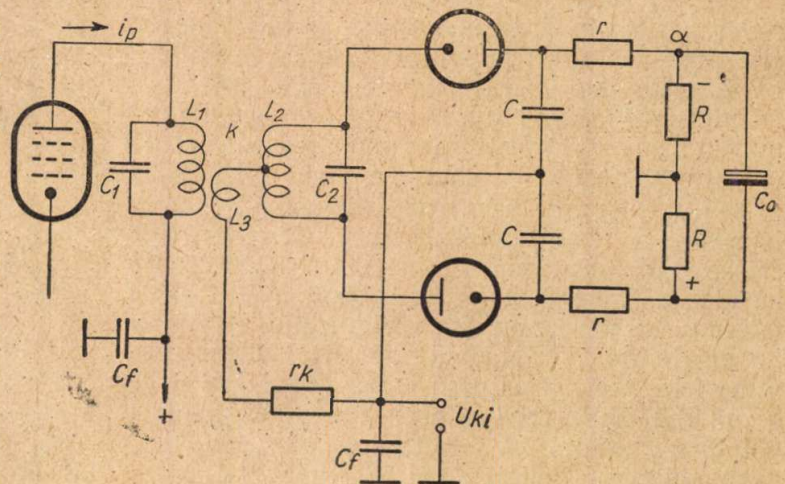
Rezonanciafrekvencia: ω_0

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

A szükséges limitálás mértéke: m_{\max}

A megengedhető legnagyobb nonlinearis torzítás: K_3

A tárgyalás elején feltételeztük, hogy C kondenzátorok rövidzárt képviselnek. Praktikusán 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 diódnál 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 dióda kapacitások, 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 dióda kapacitásoknál. Ilyen megfontolások alapján C_2 -t 40–50 pF értékűre 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 ω_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 szórókapacitásokkal 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:

$$a = k' Q_0$$

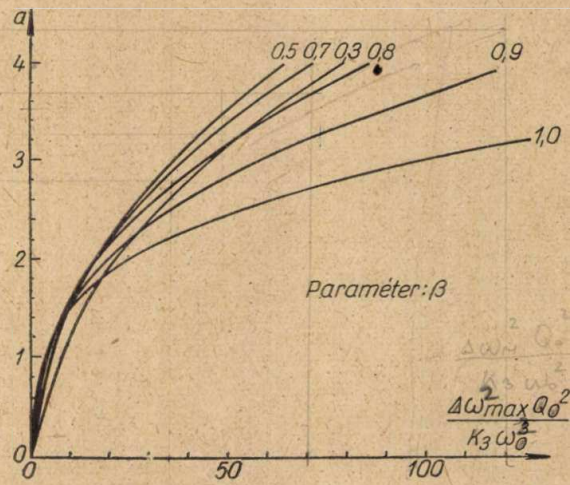
a -t az 56. egyenletből számítjuk:

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

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

Az egyenlet baloldalán álló összes mennyiség ismert. K_3 , ω_0 és $\Delta \omega_{\max}$ a kiindulási adatok, Q_0 -t pedig már meghatároztuk. a kiszámításához még β értékére is szükség lenne. β 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, β viszont R és r függvénye). Ha tehát a -t β -val kifejezzük, a 60. egyenlet nemcsak rendkívül bonyolult lesz, hanem a -ra nem is oldható meg. Szerencsére β értéke elég állandónak vehető, 0,7–0,9 között ingadozik. Ezért sokkal célszerűbb β értékét előre felvenni, ezzel a számítást végigvezetni, és ha az így kiszámított β az eredetileg felvettől különbözik, a megfelelő korrigálás után a számítást újra elvégezni. Tehát ha β értékét felvesszük a 60. egyenletből, a számítható. β felvételéhez megjegyezzük, ha a szükséges limitálás mértéke nagy ($m_{\max} > 50\%$), β -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 ábrázoltuk (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, β értékét ellenőrizhetjük. Ha az eltérés az eredetileg felvett értékhez képest nagyobb 5%-nál, akkor a számítást célszerű a módosított β -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_0 maximális. Szerencsére a bemenő áram — L_3 függvény a maximum környezetében igen lapos, L_3 növelésével i_0 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:

$$k = \frac{2a}{n_2 Q_0} \quad (66)$$

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:

$$U_{ki} = -\frac{2A\omega}{\omega_0} (1 - m_{\max}) n_1 i_p R_2 Q_0 \frac{a}{\sqrt{1+a^2}} \frac{n_2}{4a^2 + n_2^2} \quad (68)$$

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) Ω -val. Az 53. egyenlet felhasználásával:

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

A két csúcs ω_0 -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_0 feszültségét megváltoztatja. Ez végeredményben 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.

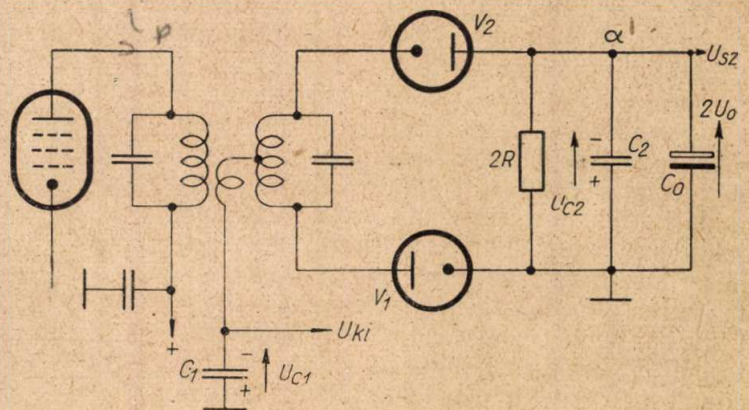
Kiszámítottuk, hogy a túlkompenzálás elkerülésére mekkora r ellenállást kell alkalmazni (62. egyenlet). Az áramkörbe betett ellenállás ennél jóval kisebb. A

dióda ugyanis dinamikus 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 szokott 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 kapcsolat 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

$$U_{c2} = |U_1| + |U_2| = 2 U_0$$

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 alapkapsolás 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 alapkapsolásé. Ezzel szemben ez a kapcsolás kevesebb elemből építhető fel.

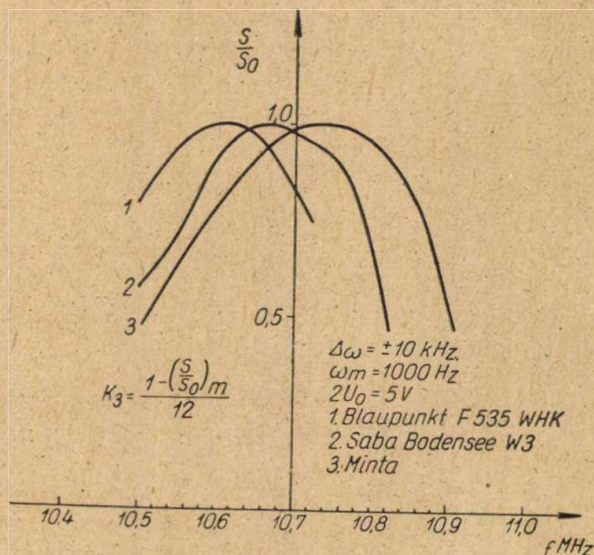
Az α pontról levehető az U_{sz} szabályozó feszültség, amely $2 U_0$ -al egyenlő. A 15. ábra α pontjáról csak U_0 nagyságú szabályozófeszültség vehető le.

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 fázisdiszkriminátoréhoz [10]. Ezért itt csak azokkal a szempontokkal foglalkozunk részletesebben, amelyek eltérést jelentenek a fázisdiszkriminátorhoz képest. A behangolást leggyorsabban és legszemléletesebben oszcilloszkópra rajzolt karakterisztika segítségével lehet elvégezni. Ennek az ábrának a segítségével a határoló tulajdonságok is ellenőrizhetők, szimultán amplitúdó és frekvenciamoduláció segítségével. Így állítható be a r kompenzálóellenállások optimális értéke is. A mérések közül a legfontosabbak a karakterisztika linearitásának és a határoló tulajdonságoknak a mérése. A karakterisztika linearitására a legjobb felvilágosítást a karakterisztika meredekségének a frekvencia függvényében való mérése adja. Szignálgenerátorból ω_0 frekvenciájú modulálatlan jelet adunk be. Sávközépen lemérjük a C_0 kondenzátoron levő $2 U_0$ feszültséget és egy ugyanakkora feszültségű telepet kapcsolunk

rá. 5–10 kHz-nagyságú löketet állítunk be a generátoron (a moduláló jel hangfrekvencia), és a vívőfrekvenciát változtatva mérjük a kimenő váltófeszültséget. Ez a karakterisztika meredekségével (s) arányos. Ha ezeket az értékeket a sávközépen mért értékhez (s_0) viszonyítjuk, kapjuk az s/s_0 diagrammot (18. ábra). Ebből a maximális kivezér-



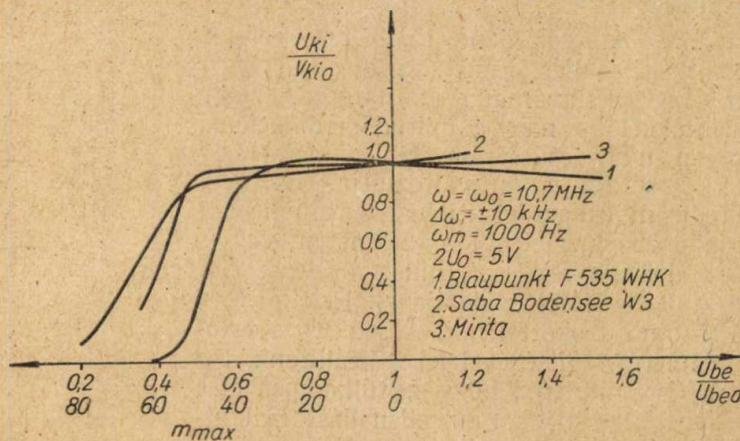
18. ábra.

léshez tartozó torzítás is jól meghatározható. A maximális kivezérléshez $(s/s_0)_m$ tartozik. Ebben az esetben a torzítás:

$$K_3 = \frac{1 - (s/s_0)_m}{12} \tag{71}$$

Ezt az egyenletet 50. egyenlet differenciálásával és 53. felhasználásával kaptuk. Az s/s_0 diagram igen jó felvilágosítást ad a karakterisztika aszimmetriáról is.

A határoló tulajdonságok mérésénél szintén $2 U_0$ nagyságú teleppel rögzítjük a C_0 -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_{ki0} , U_{be0}) az



19. ábra.

az érték, amelynél a $2 U_0$ 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:

$$\omega_0 = 10,7 \text{ MHz}$$

$$\Delta\omega_{\max} = 75 \text{ kHz}$$

$$K_3 = 1\%$$

$$m_{\max} = 50\%$$

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

$$C = C_f = 380 \text{ pF}$$

$$C_2 = 40 \text{ pF}$$

$$C_1 = 20 \text{ pF}$$

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 ω_0 segítségével:

$$L_1 = 12,2 \text{ } \mu\text{Hy}$$

$$L_2 = 5,5 \text{ } \mu\text{Hy}$$

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:

$$Q_0 = 85$$

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

$$a = 2,8$$

A 61. egyenlet szerint:

$$\frac{Q_0}{Q_1} = 3,48$$

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 β 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 ohm -ot tesz ki, 1000 ohm körüli értéket kell még beépíteni. A csúcstávolság 70. egyenlet szerint

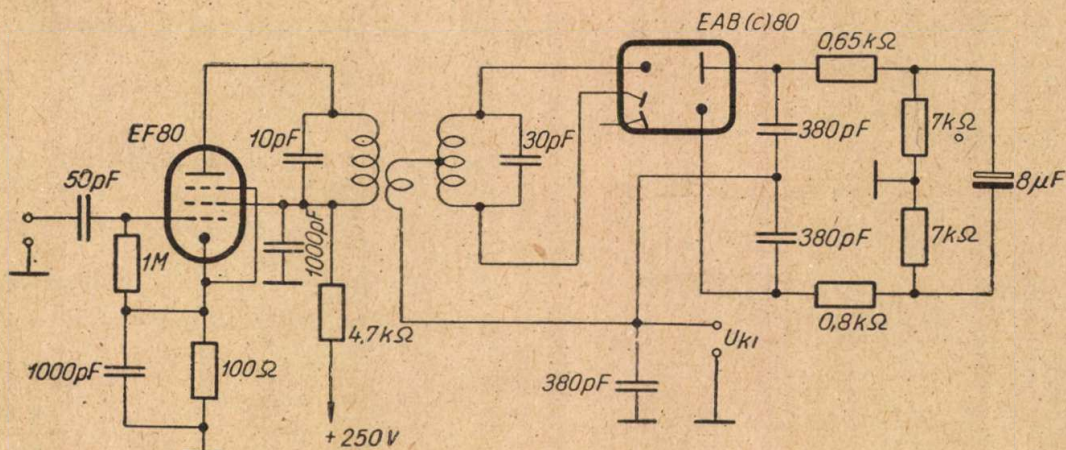
$$\Omega = 430 \text{ kHz}$$

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, $a = k' Q_0$ 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



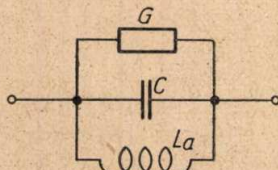
20. ábra.

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

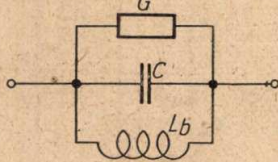
FÜGGELÉK

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:

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

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 elhangolás:

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

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

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

Felhasználva azt, hogy ha $k' \ll 1$

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

A 83. egyenletet a 82-be helyettesítve:

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

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

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:

$$\frac{Y_0}{G} = k' \omega_0 C_2 R_2 = k' Q_2 = a \quad (88)$$

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

FÖDÖR 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 feltüntetettük 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:

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

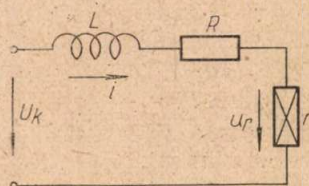
Vizsgáljuk először az A pontot, ahol a dinamikus ellenállás pozitív. Növekedjék meg az áramerősség valamilyen okból egy Δi_A értékkel. A karakterisztikából látható, hogy ekkor

$$U_k - RI < U_r$$

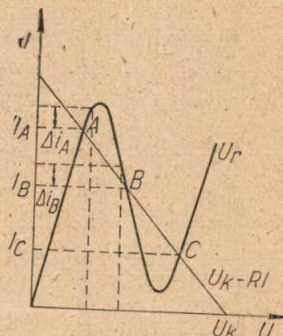
tehát az (1) egyenlet értelmében

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

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):

$$R + r_B > 0$$

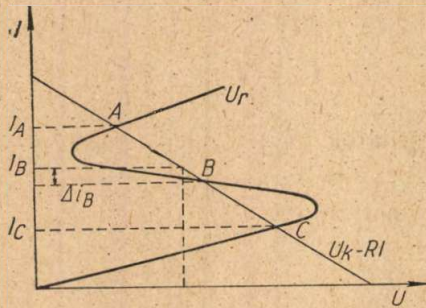
Az áramerősségnek Δi_B -vel való megnövekedése esetén a 2. ábrából leolvashatóan

$$U_k - R I < U_r$$

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 Δi_B értékkel. Ekkor:

$$U_k - R I > U_r$$

Igy tehát az (1) egyenlet értelmében

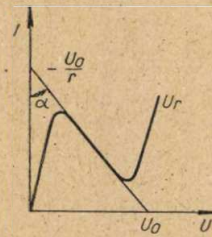
$$L \frac{di}{dt} > 0$$

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

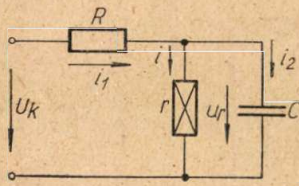
$$I_1 = \frac{U_k - U_0}{R + r}$$

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

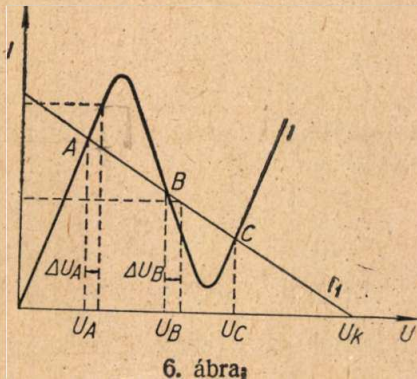
Az áramköri egyenlet most az alábbi lesz :

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

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 ΔU_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 ΔU_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 ΔU_B feszültségnövekedés hatására

$$i < i_1$$

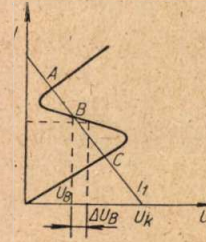
így tehát ez a pont stabilis lesz.

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 ellenzéző 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 :

$$R i_1 + U_0 + r i = U_k$$

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

A második egyenletből i_1 értékét kifejezzük és az elsőbe helyettesítjük :

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

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

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 :

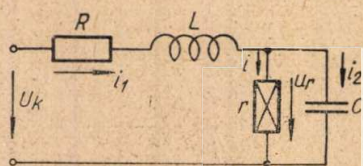
$$U_0 < U_k$$

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 vezetékek 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 dinamikusan 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 λ valós része negatív. Ennek láthatóan két feltétele van:

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

Figyelembe véve α és β 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, figyelembe véve 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:

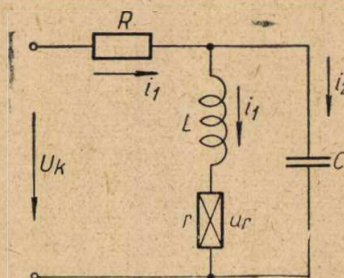
$$I_1 = \frac{U_k - U_0}{R + r}$$

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 feltételeként $-r > L/R C$ 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 vezetékek 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 λ 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:

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

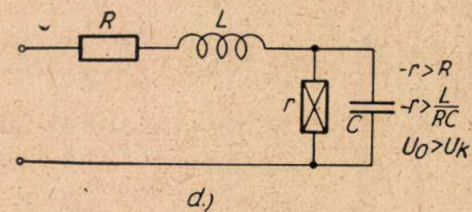
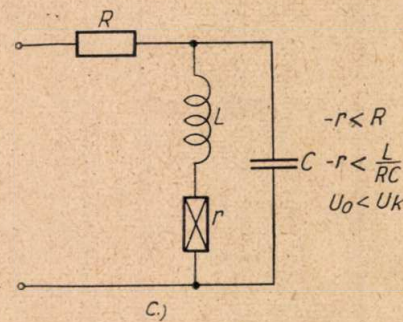
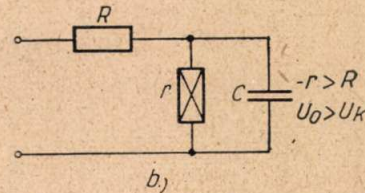
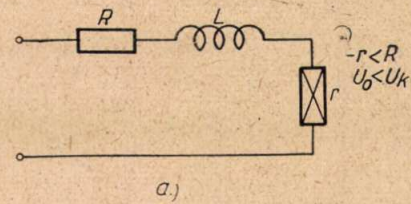
Figyelembe véve, hogy stabilitás esetén $R + r > 0$, ebből a stabilitás harmadik feltétele:

$$U_0 < U_k$$

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.

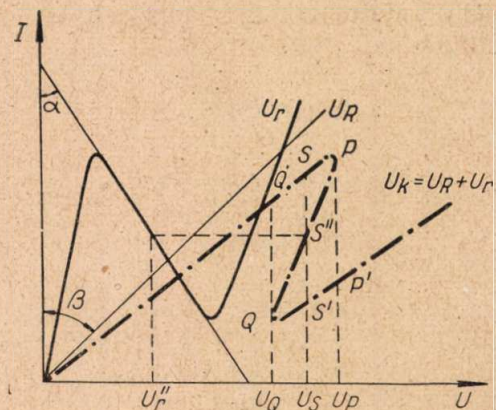
5. A karakterisztika alakja

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-



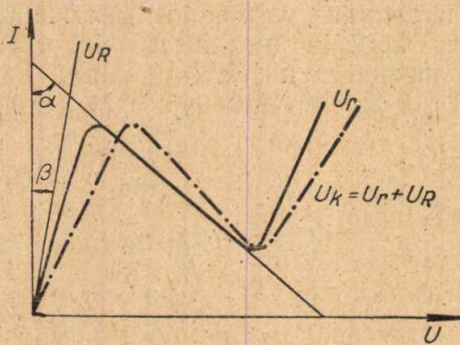
11. ábra.

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. A kérdéses 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 kapcsolás 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 megbeszélt törvényszerűségek miatt a kapcsolás 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. Stablis állapot esetén is a negatív ellenállás jelenléte miatt az egész kör tranzitronos oszcillátor módjára gerjedni kezd. A gerjedés egyenáramú összetevője (időbeli átlaga) a karakterisztika eltorzulásához vezet, habár a lényegesen nem változtat (v. ö. 18. ábra).



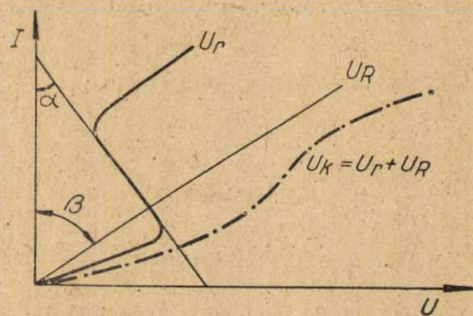
12. ábra.

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 tárgyalás-mód nem adhat számot.

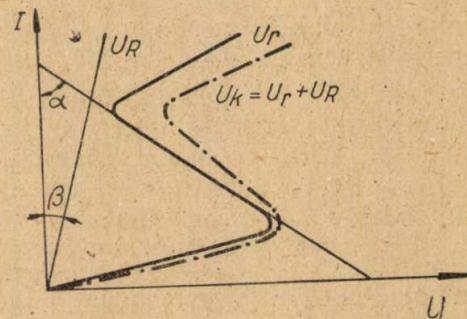
Ha áramkörünket áram-generátorral tápláljuk, akkor — a koordináta-tengelyek felcserélésével — felismerhetjük, hogy teljesen a 11. ábrának megfelelő viszonyokat kapjuk. Így tehát az ott elmondottak érvényesek lesznek, ha az »áramerősség« és »feszültség« szavakat kölcsönösen felcseréljük.

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 előzők után erről nincs sok mondanivaló. A 13. ábrán



13. ábra.

látható kapcsolásban 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.

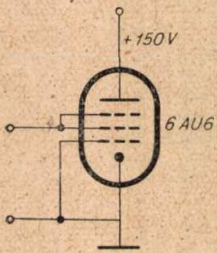
6. Gyakorlati vonatkozások

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 méréssel 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. Ilymódon az áramkör más adatait is (pl. időállandók) nagyobb biztonsággal tudjuk meghatározni, mint a szórt paraméterek egyszerű becsléséből nyert számítással.

7. Kísérleti vizsgálat

Mint láttuk, a stabilitást a szórt váltakozó-áramú elemek döntik el, amelyek nagyságát nehéz megállapítani. Ezt a nehézséget bizonyos fokig úgy hidalhatjuk át, hogy megfelelő helyekre nagyértékű induktivitást, illetve kapacitást kapcsolunk.



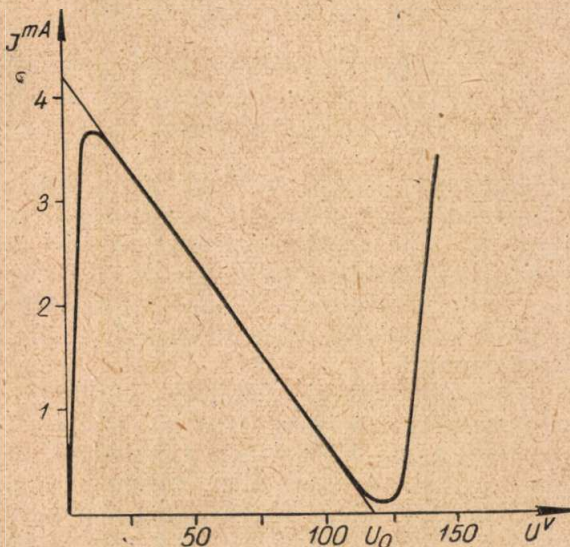
15. ábra.

Részletesen a 15. ábrán látható kapcsolást vizsgáltuk. A cső mint tetróda működik és a negatív szakaszt az anódból kilépő szekunder elektronok áramcsökkentő hatása biztosítja.

A karakterisztika a 16. ábrán látható. Különböző kapcsolásokban mérve a stabilitási határa az elméleti értékekkel jó egyezést kaptunk.

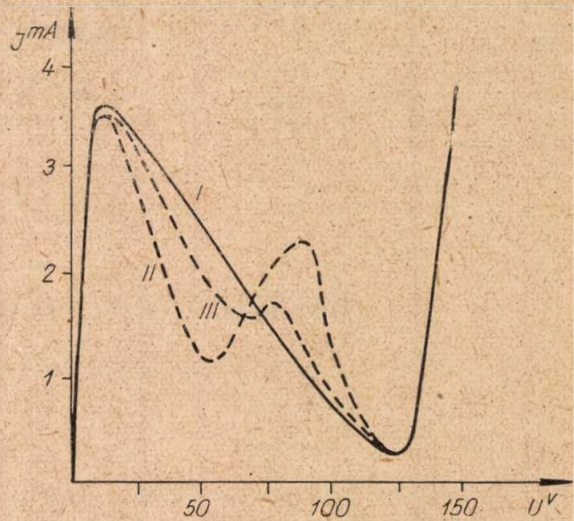
Teljes egyezés már csak azért sem várható, mert nem lehet minden szórt elemet bekapcsolt áramköri elemekkel helyettesíteni. A karakterisztikából látható, hogy $U_0 = 117$ V és az eső szakaszban $r = -31$ k Ω .

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



16. ábra.

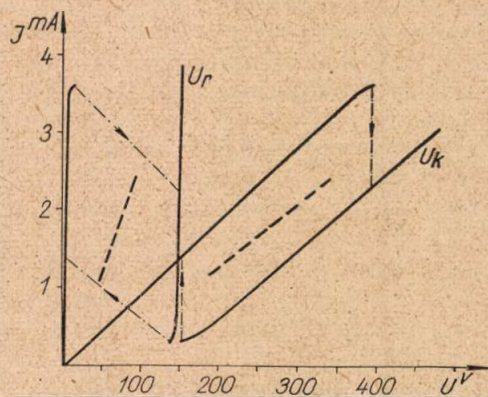
mH, $C = 25$ nF. Ekkor a 10/d ábra szerinti kapcsolás stabilis. Ekkor a mért görbe a számítással teljesen egybeesik (I. görbe). A 10/c szerinti kapcsolás viszont labilis. Ekkor a szaggatott vonallal kihúzott karakterisztika adódott (II. görbe).



17. ábra.

Ebben a tartományban oscillográffal nagyfrekvenciás gerjedés volt észlelhető ($f \approx 140$ kHz). Ennek amplitúdója a negatív dinamikus ellenállású 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 Ω 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 kapcsolásban 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 stabilitás feltételeire elméleti összefüggések adhatók, melyeket mérések igazolnak. Tisztázatlan maradt 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 csőgyáruk 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 μA 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 $I_{HK} = f(E_{HK})$ görbét. A karakterisztikát fel lehet venni vagy pontról pontra egyenáramú méréssel, vagy pedig valamilyen dinamikus karakterisztika rajzolóval, pl. katódsugár-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

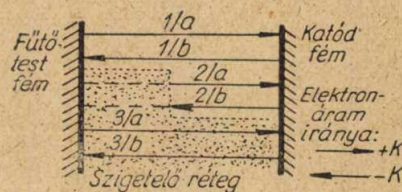
Nézzük meg a következőkben, hogy milyen részarámok hozzák létre a katód és a fűtőtest között mérhető eredő áramot (1. ábra).

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 osnovi elektrotechniki.
2. *Krug*: Osznivi 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 létrejöhessen, a következő két feltételnek kell egyszerre teljesülnie:

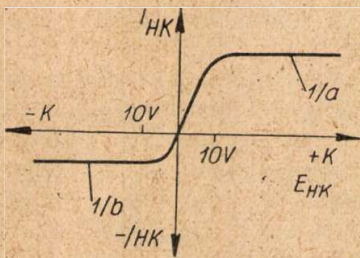
a) a fűtőtesten legyenek szigetelő réteggel nem fedett felületek és

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 télerősségnél 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} -karakterisztika meredeksége szabja meg, mert nagyobb meredekség esetén lesz nagyobb annak a váltóáramnak az amplitúdója, amelyet a váltóáramú fűtőfeszültség hajt át a szigetelő rétegen. Érthető tehát, hogy az I_{HK} okozta bűgásért elsősorban a közvetlen emisszió felelős.



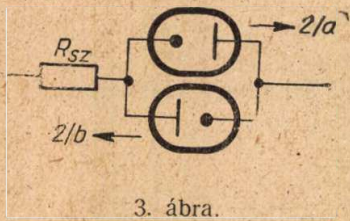
2. ábra.

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 létrejöheszen, 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.

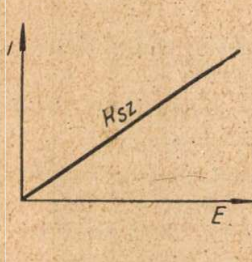
A közvetett emisszió létrejöttének feltételeiből következik, hogy ellene a szigetelő réteg ellenállásának növelésével, kis kilépési munkájú felületi szennyező réteg kialakulásának megakadályozásával, illetve a már kialakult réteg megszüntetésével (pl. megfelelő kezelés) lehet védekezni.

A közvetett emissziót a 3. ábra szerint egy ellenállás és két ellenkező áteresztő irányú dióda soros kapcsolásként lehet értelmezni. $+E_{HK}$ esetén a $2/a$, $-E_{HK}$ esetén a $2/b$ dióda vezet.

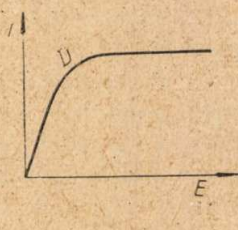


3. ábra.

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.



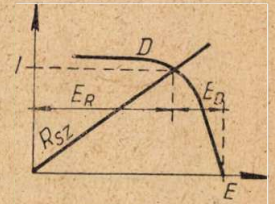
5. ábra.

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

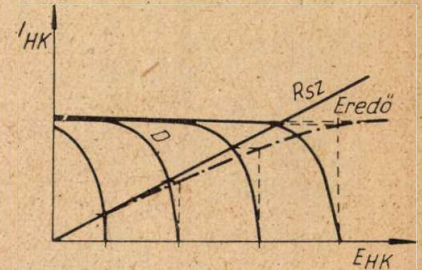
Megállapíthatjuk, hogy az így kapott eredő görbe kezdeti hajlásszöge a szigetelő réteg vezetőképességére, a telítési tartománya pedig az illető emitáló felületre jellemző. Ez egyébként abból a tényből is belátható, hogy egy áramkör jellegét sorosan kapcsolt elemek esetén a nagyobb ellenállású elem szabja 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 határan keletkezett egyenirányító rétegnek van záróiránya.

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.



6. ábra.

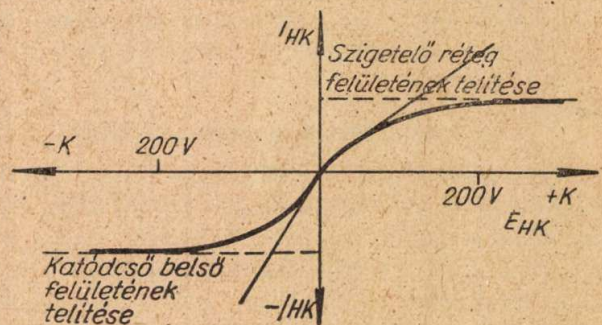


7. ábra.

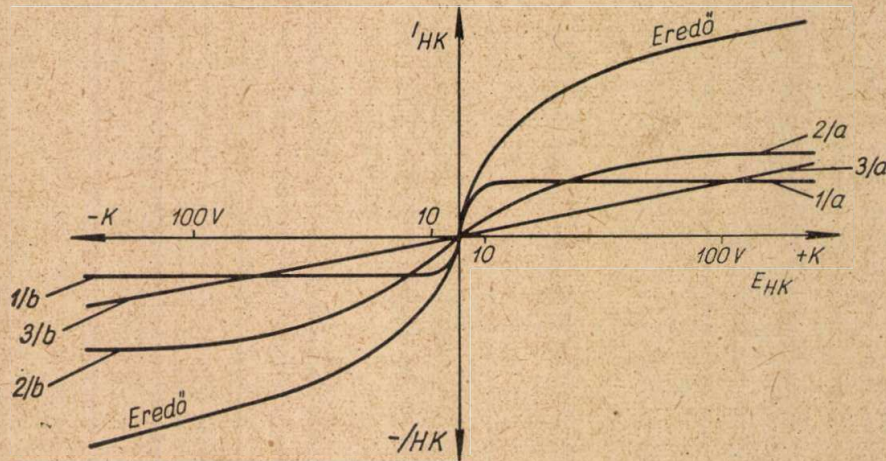
IV. Általános I_{HK} -karakterisztika

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 értékéből 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

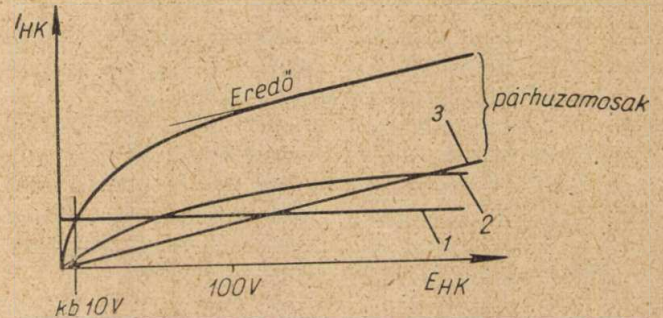
Az I_{HK} -karakterisztika ilyen magyarázata a következő elhanyagolásokat tartalmazza:

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} -feszültségek-nél meglévő meredekség szokásos csóadatok és 200 V körüli E_{HK} mellett $10^{-3} \mu A/V/\mu A$ nagyságrendű, ami pl. 1 μA 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 üregezonátorban

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 üregezonátorban fellépő Cserenkov-sugárzást, s ezzel az üregezonátoroknak 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 γ -sugárzás hatására világítanak, ez a sugárzás azonban a fluoreszcenciától eltérő jellegűt mutat. A későbbi behatóbb vizsgálatok azt mutatták, hogy a sugárzás nem a γ -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 θ 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 üregrezonátor berezgését is hasonló effektus okozza.

Az elektromágneses tér általános felbontása*

Vákuumban a Maxwell-egyenletek a következő alakúak:

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

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

$$\text{div } \mathbf{E} = 4\pi q \quad (1c)$$

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

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.

I.

II.

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

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

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

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

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

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

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

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

nik, ahol a pillanatnyi teret éppen a pillanatnyi töltéeloszlás 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 leszámaztathatjuk \mathbf{A} vektorpotenciálból:

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

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

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

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 λ -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}_{λ} -k ortogonalitása is.

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

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

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

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

$\delta_{\lambda\nu}$ 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

$$\Delta A - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = -\frac{4\pi i_1}{c} \quad (13)$$

egyenlet megoldását keressük ismét a következő alakban:

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

és legyenek az $A_\lambda(\mathbf{r})$ -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

$$\sum_\lambda \left[q_\lambda(t) \Delta A_\lambda - \frac{1}{c^2} \ddot{q}_\lambda(t) A_\lambda \right] = -\frac{4\pi i_1}{c} \quad (15)$$

(11)-ből ΔA_λ értékét behelyettesítve:

$$\sum_\lambda \left[\frac{\omega_\lambda^2}{c^2} q_\lambda(t) + \frac{1}{c^2} \ddot{q}_\lambda(t) \right] A_\lambda = \frac{4\pi i_1}{c} \quad (16)$$

Az egész egyenletet A_μ -vel szorozva és integrálva, (12)-t figyelembe véve:

$$\ddot{q}_\mu + \omega_\mu^2 q_\mu = \frac{1}{c} \int_V i_1 A_\mu d\tau \quad (17)$$

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

$$f_\mu(t) = \frac{1}{c} \int_V i_1 A_\mu d\tau \quad (19)$$

az oszcillátorra ható »kényszerítő erő« szerepét betöltő tag. A teret így kényszerített lineáris oszcillátorok összegére bontottuk. Minden μ -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:

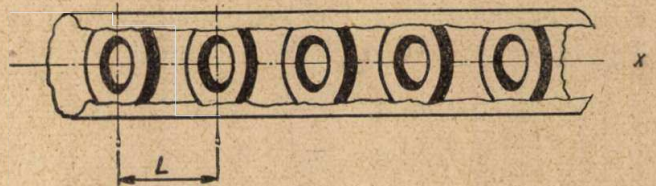
$$U = \frac{1}{2} \sum (q_\mu^2 + \omega_\mu^2 q_\mu^2) \quad (20)$$

Könnyen kimutatható, hogy $f_\mu(t)$ kifejezésében i_1 helyett i vagyis a teljes áramsűrűség is írható (figyelembe véve a $\text{div} A = 0$ feltételt). Így

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

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:

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

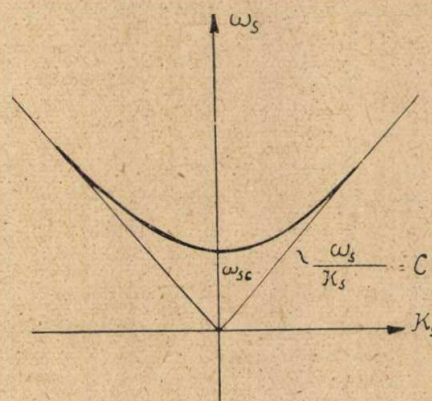
(ahol δ a Dirac függvény). Ennek megfelelően:

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

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

$$A_{\mu x}(x, 0, 0) = \sum_s a_s e^{i\kappa_s x} \quad (24)$$

ahol a $\kappa_{\mu s}$ -ek a terjedési együtthatók, az s -re való szummázás pedig azt jelenti, hogy egy ω_μ körfrekvenciájú rezgés különböző s módusokon jöhet létre, pontosabban mindazokon, amelyeknél az ω_{sc} határfrekvencia kisebb, mint ω_μ . 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 ω_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 ω_μ -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 térjellemezőkben 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 κ 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 tolódhat 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:

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

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 ω_μ). A megfelelő komponens fázissebessége:

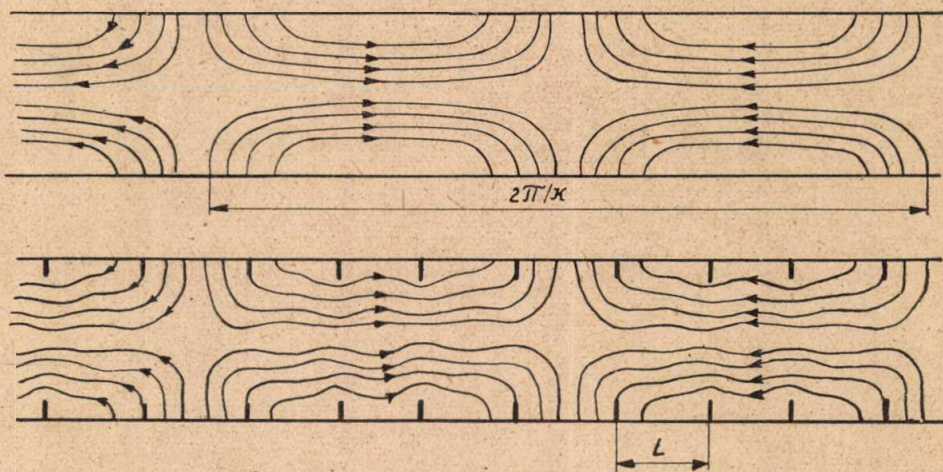
$$v_f = \frac{\omega_\mu}{\kappa + \frac{2\pi}{L} k} \quad (28)$$

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

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

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

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



3-4. ábra.

cillátorral éppen rezonanciában van, vagyis amelynél:

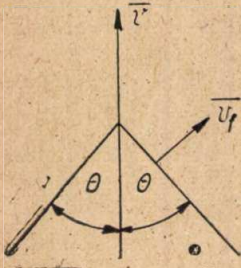
$$\left(\kappa_\mu + \frac{2\pi}{L} k\right)v = \omega_\mu \quad (30)$$

(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 hullámait fognak berezgetni, amelyek fázissebessége meg egyezik az elektron sebességének a hullámterjedés irányára való vetületével [3]. Az ábra jelöléseivel:

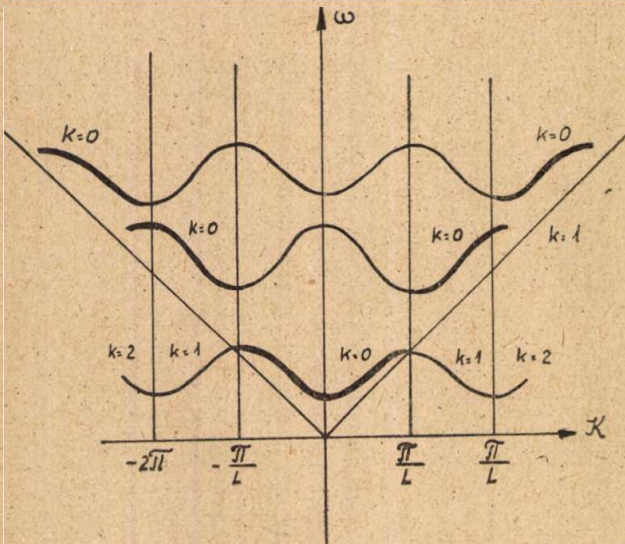
$$\sin \theta = \frac{v_f}{v} \quad (32)$$



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

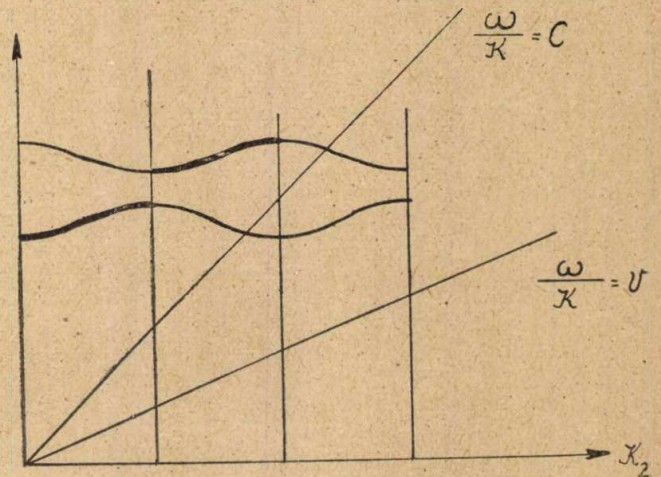
megfelelő súllyal, ezeket is bejelöltük a diagrammba. Ha azt akarjuk megvizsgálni, hogy az illető rezgésforma milyen frekvenciával fog berezegni és mely $C_{\mu}^{(k)}$ együtthatókat kell figyelembe venni, akkor az eljárás a következő: Az ábra minden pontjának



6. ábra.

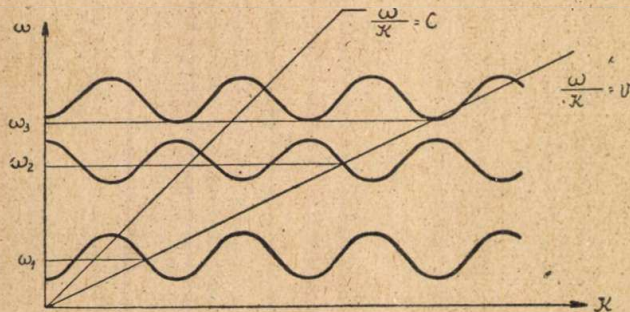
Ez több pontban metszi az $\omega = \omega(\kappa)$ görbét, az ezeknek a pontoknak megfelelő ω_1, ω_2 stb. frekvenciák fognak berezegni. Látjuk azonban, hogy amíg a diafragmák csak kis perturbációt okoznak, addig csak az első pont fog nagy súllyal szerepelni, mert a távolabbi metszéspontok már nagy k -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 ω_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.

Minthogy 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 vonaloknak 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. Csekkszám/faszám: 61.254.

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