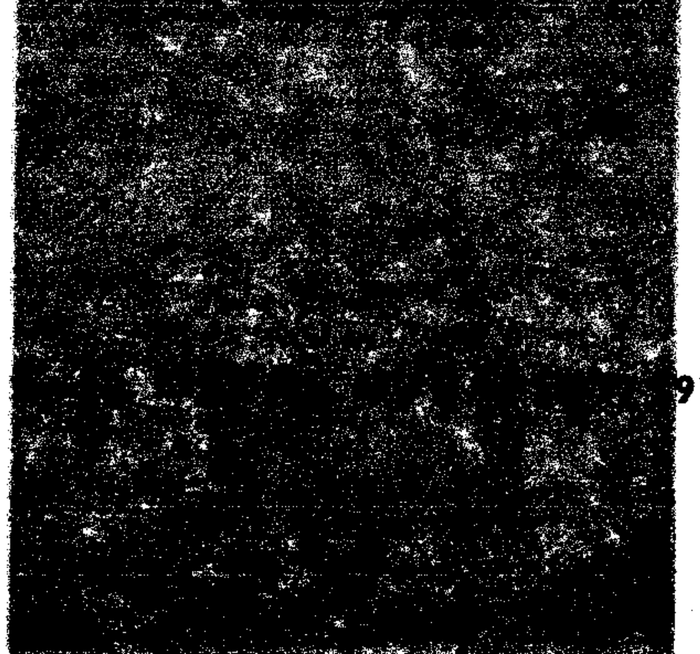
HÍRADÁSTECHNIKA

TUDOMÁNYOS HÍRADÁSTECHNIKAI EGYESÜLET

XXIII. ÉVFOLYAM, 1. SZÁM, 1972. JANUÁR



1

HÍRADÁSTECHNIKA

1972. január, XXIII. évfolyam 1. szám

A HÍRADÁSTECHNIKAI TUDOMÁNYOS EGYESÜLET LAPJA

TARTALOM

HENNYEY ZOLTÁN: A hullámparaméteres és üzemi paraméteres szűrőtervezés kapcsolata 1
A számítástechnikai központi fejlesztési kormányprogram 9
DR. JACHIMOVITS LÁSZLÓ: Együreges radiális szűrő méretezése és mérése, többüreges radiális szűrő optimális méretezése 10
IEC kiadványok 16
BALOGH ALBERT—DR. DUKÁTI FERENC: Élettartam- és megbízhatósági vizsgálatok exponenciális eloszláson alapuló szekvenciális mintavételi eljárásai és tervei 17
PŐDÖR BÁLINT: A diszlokációk hatása a germánium és szilicium elektromos tulajdonságaira 24
Tartalmi összefoglalások 31
Обобщения 32
Zusammenfassungen 32
Summaires ..... B/III
Résumés ..... B/III

Szerkesztőség: BOGLÁR GYULA főszerkesztő, SZÖLLŐSI GYÖRGYNÉ szerkesztőségi titkár, BALOGH PÁL, DR. SÁRKÖZI GÉZA kandidátus és MAY PÉTER tudományos szerkesztők, DR. FLESCH ISTVÁN, DR. RUPPENTHAL PÉTER szerkesztőségi munkatársak. — A szerkesztőség címe: Budapest II., Mártírok útja 85. I. em. 140. Telefon: 183-772 — A Híradástechnikai Tudományos Egyesület címe: Budapest V., Szabadság tér 17. Telefon 113-027

Szerkeszti a szerkesztő bizottság

INDEX: 25.375

HÍRADÁSTECHNIKA

Kiadja a Lapkiadó Vállalat Budapest VII., Lenin körút 9—11. Telefon 221-285. Felelős kiadó: SALA SÁNDOR igazgató. Terjeszti a Magyar Posta. Előfizethető bármely postahivatalnál, a kézbesítőknél, a Posta hírlapüzleteiben és a Posta Központi Hírlapirodánál (KHI, Budapest V., József nádor tér 1.) vagy közvetlenül postautalványon, valamint átutalással a KHI 215—96162 pénztárgalmi jelzőszámra. Előfizetési díj: félévre 36 Ft, egész évre 72 Ft. Egyes szám ára: 6 Ft. Megjelenik havonta. A folyóirat külföldre előfizethető. „KULTURA" P. O. B. 149 Budapest, 62.

71.6908 Egyetemi Nyomda, Budapest. Felelős vezető: JANKA GYULA igazgató

HÍRADÁS-
TECHNIKA

A HÍRADÁSTECHNIKAI TUDOMÁNYOS EGYESÜLET LAPJA

HENNYEY ZOLTÁN
Távközlési Kutató Intézet

A hullámparaméteres és üzemi paraméteres szűrőtervezés kapcsolata

ETO 621.372.54.001.2

A szűrőtervezés jólismert módszerei: a félszázados múltra visszatekintő hullámparaméteres szintézis és a nála kereken húsz évvel fiatalabb üzemi paraméteres. E két szintézis egymástól nagyon különböző alapokra épült. A hullámparaméteres szintézis elméleti alapja alig több, mint a hullámcsillapítás kaszkádkapcsolásra érvényes additív sajátsága. Ez az egyszerűség magyarázza, hogy a tervezői gyakorlatban még ma is fontos szerepe van. Ezzel szemben az üzemi paraméteres szintézis alapja az elképzelhető legszélesebb; az összes lehetőség áttekinthetőségét biztosító PR-feltételek (a pozitív elemekkel való megvalósíthatóság feltételei) vizsgálatával indul. Ennek a „rangbeli" különbségnek a következménye, hogy a hullámparaméteres módszer háttérbe szorult, és így — legalábbis véleményünk szerint — egy sor figyelemre méltó sajátsága rejtve maradt.

A jelen cikk első tagja egy olyan sorozatnak, mely a fenti kérdések tisztázását tűzi ki célul. Alapgondolata az, hogy a hullámparaméteres szintézis szokásos megfogalmazása eléggé felületes, és sokkal világosabb képet kapunk erről a módszerről, ha az üzemi paraméteres szintézis eszközeivel újraépítjük elméleti alapjait. Így jutunk arra a felismerésre, hogy a hullámparaméteres szintézis egyszerűen és tömören fogalmazva: csupán egy nevezetes speciális esete az üzemi paramétereseknek.

Az általános hullámparaméteres szintézis logikailag két úton közelíthető meg. Ugyanis valahol középen helyezkedik el a klasszikus hullámszintézis és a modern üzemi szintézis között, és mindkét „végpontból" út vezet hozzá. Az első utat Tarlacz László* cikksorozata választotta, a másodikat pedig a jelen cikkel induló.

E lap egyik előző** számában jelent meg a kétkapuk egységes leírásával foglalkozó tanulmány, mely lényegében ennek a sorozatnak az előkészítése volt. Elméleti megfontolásainkat következetesen az ott bevezetett univerzális paraméterekre fogjuk építeni.

1. Hullámparaméterek

A hullámparaméterek definíciója és a diagonálparaméterekkel (azaz a **Z** és **Y** mátrixok fődiagonálisában elhelyezkedő paraméterekkel) való kapcsolata jól ismert. A diagonálparaméterek, azaz a rövidzárási és üresjárási impedanciák az univerzális paraméterekkel az alábbi összefüggésben vannak:

$$Z_{1ü}=\frac{P}{G},\qquad Z_{2ü}=\frac{S}{G};$$

$$Z_{r1}=\frac{R}{S},\qquad Z_{2r}=\frac{R}{P}. \tag{1}$$

A hullámimpedanciák és diagonálviszony definíciójába ezeket a kifejezéseket behelyettesítve, az alábbi összefüggésekre jutunk (a $\hat{=}$ jel jelentése: per-definitionem egyenlő):

$$Z_{10}\hat{=}\sqrt{Z_{1ü}Z_{1r}}=\sqrt{\frac{PR}{SG}}$$

$$Z_{20}\hat{=}\sqrt{Z_{2ü}Z_{2r}}=\sqrt{\frac{SR}{PG}} \tag{2}$$

$$Q\hat{=}\sqrt{\frac{Z_{1r}}{Z_{1ü}}}=\sqrt{\frac{Z_{2r}}{Z_{2ü}}}=\sqrt{\frac{RG}{PS}} \tag{3}$$

Reaktáns kétkapu esetén a diagonál impedanciák természetesen PR (pozitív reális) reaktáns függvények, tehát a képzetes tengelyen ($p=j\omega$) tiszta képzetesek. A (2) alatti hullámparaméterek mindegyike két reaktáns függvény mértani közepe. Így értékkészletük a reaktáns függvényéhez képest gazdagodik: ezek az ún. Q-függvények (az elnevezés Cauertől származik) a tiszta képzetesen kívül valós értéket is felvehetnek. Ezeket a mértani közepeket az alábbi előjelkonvencióval tesszük egyértékűvé:

Beérkezett: 1971. VIII. 13.

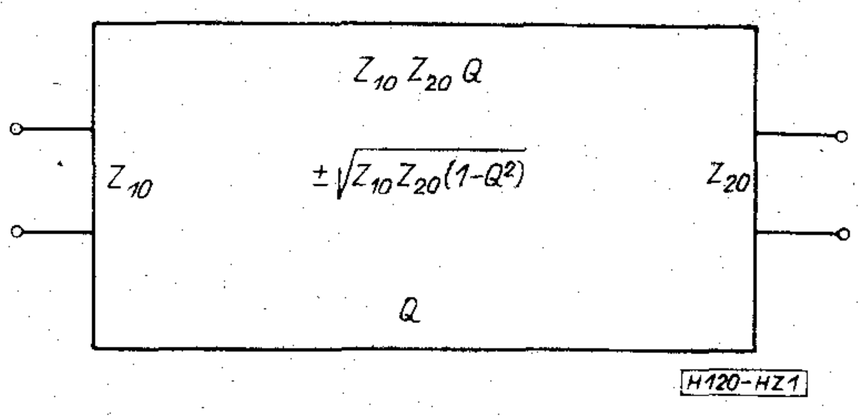
* *TARLACZ LÁSZLÓ:* A hullámparaméteres szűrőtervezésről. Híradástechnika, 1971. 1. szám.

TARLACZ LÁSZLÓ: Kötetlen hullámparaméteres alulátereszto. Híradástechnika, 1971. 2. szám.

** *HENNYEY ZOLTÁN:* Kétkapuk egységes leírása. Híradástechnika, 1971. 4. szám.

két képzetes szám mértani közepe pozitív, ill. negatív képzetes, ha mindkét tényező egyformán pozitív, ill. negatív képzetes volt; ha viszont a tényezők ellenkező előjelű képzetes számok, akkor mértani közepüket válasszuk pozitív valósnak.

A három hullámparaméter, Z_{10}, Z_{20} és Q — egy előjelhatározatlanságtól eltekintve — egyértelműen meghatározza a kétkaput. Ha ez igaz, akkor a kétkapu univerzális paramétereit ki kell tudnunk fejezni a hullámparaméterek segítségével. Valóban, a (2) és (3) egyenletek megoldásával könnyen kapjuk ezeket a kifejezéseket, melyek az 1. ábrán az univerzális paraméterek poziciójelölésével a kétkapu szimbólumában találhatók.



1. ábra. A kétkapu univerzális paraméterei hullámparaméterekkel kifejezve

Az univerzális paraméterek helyén itt szemiracionális törtfüggvények állnak, ami annyit jelent, hogy ezek a függvények nem racionálisok ugyan, de négyzetük már az. Ezekkel a formulákkal kapcsolatban egy további érdekesség az, hogy megfelelően választott $c(p)$ szemiracionális faktorral végigszorozva ezeket a kifejezéseket, olyan relatív prím polinomokat kell kapnunk, melyek a PR feltételeket kielégítik. Ilyen $c(p)$ faktor létezését a hullámparaméterek alább ismertetett PR feltételei biztosítják.

A (2) és (3) alatt definiált hullámparaméterek mindegyike Q-függvény, azaz két reaktáns függvény mértani közepe. Ez a (3)-mal definiált diagonálviszonyra azért áll, mert egy reaktáns függvény reciproka is PR reaktáns függvény. A Q-függvény, hasonlóan az R-függvényhez, jellegdiagrammal ábrázolható. A jellegdiagram a függvény zérusait és pólusait ábrázolja a fizikai frekvenciákon, azaz a p-sík pozitív képzetes tengelyén; valamint azt, hogy a Q-függvény valós és képzetes tartományai hogyan helyezkednek el. Mint a PR feltételeknél látni fogjuk, a Q-függvény képzetes tartományában úgy viselkedik, mint az R-függvény, csak egyszeres zérusai és pólusai lehetnek és ezek váltakozva kell következzenek (Foster-feltétel). Valós tartományában pedig csak definit pozitív lehet, azaz itt sem nulla sem végtelen értéket nem vehet fel. A valós és képzetes tartományokat 1/2-es multiplicitású (gyöktényezőjük négyzetgyök alatt szerepel) határ-zérusok, ill. határpólusok választják szét. Jegyezzük meg, hogy egy szingularitáshoz tartozó gyöktényező fokszáma mindig a multiplicitás kétszerese, mert a szingularitások konjugált komplex párokban lépnek fel.

A Q-függvény jellegdiagramja alapján egyértelműen írható fel gyöktényezős algebrai formában. Ehhez csak az alábbi formális szabályokat kell szem előtt tartanunk:

— az $\omega=0$-hoz tartozó gyöktényező p, fokszáma 1;

— az ω_i-hez tartozó gyöktényező $1+\pi_i p^2$, $(\pi_i=\omega_i^{-2})$ fokszáma 2;

— az $\omega=\infty$-hez tartozó gyöktényező a szimbolikus (1)-faktor (tehát algebrailag elhagyható faktor), melynek fokszáma 1-nek tekintendő.

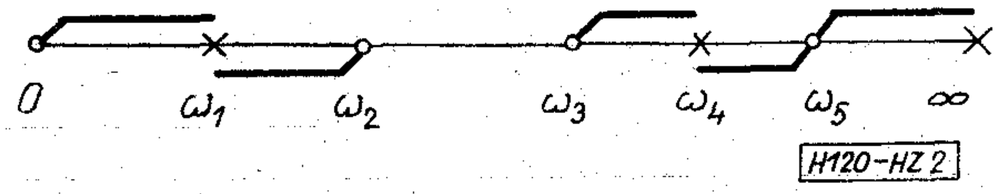
A Q-függvény algebrai kifejezését jellegdiagramja alapján úgy kapjuk, hogy a zérusaihoz tartozó gyöktényezőket a számlálóba, a pólusaihoz tartozókat pedig a nevezőbe írjuk. A határzérushoz és határpólushoz tartozó gyöktényezőket egyszerűen négyzetgyök alá kell írnunk, és 1-es fokszámmal kell számításba vennünk.

Írjuk fel például a 2. ábra szerinti jellegdiagrammal adott sávszűrő-hullámimpedanciát! A fenti szabályok szerint ennek a Q-függvénynek a formulájában a számláló a 0, ω_2, ω_3 és ω_5 frekvenciákhoz tartozó gyöktényezőket tartalmazza, a nevező pedig az ω_1, ω_4 és ∞ frekvenciákhoz tartozókat

$$Z_0=k\,\frac{p\cdot\sqrt{1+\pi_2p^2}\cdot\sqrt{1+\pi_3p^2}\cdot(1+\pi_5p^2)}{(1+\pi_1p^2)\cdot(1+\pi_4p^2)\cdot(1)} \qquad (4)$$

A számláló fokszáma $1+1+1+2=5$; a nevező fokszáma pedig a végtelenhez tartozó szimbolikus faktor fokszámát is számítva $2+2+1=5$. A számláló és nevező közös fokszámát a Q-függvény fokszámának tekintjük.

A hullámparaméterek PR-feltételei két csoportba oszthatók. Az első csoportba a már említett feltételek tartoznak, melyeket minden hullámimpedanciának



2. ábra

és diagonálviszonynak külön-külön ki kell elégíteniök. A második csoportba a korrelációs feltételek sorolhatók, melyeket a hullámparaméterek együttesének kell kielégíteni.

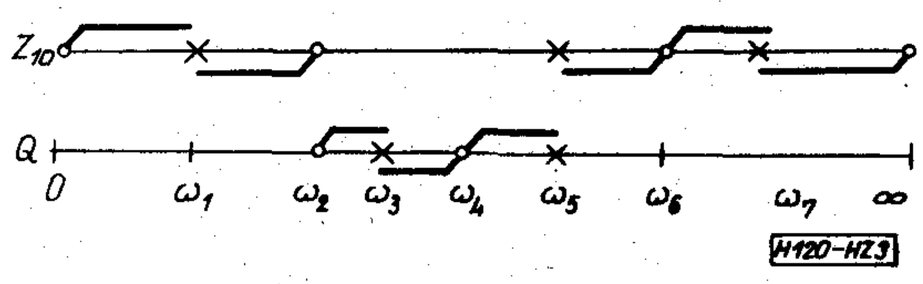
A PR-feltételek első csoportját még az alábbi megjegyzéssel kell kiegészítenünk. Megadtuk a „pozitív Q-függvény" feltételeit, melyeket minden PR hullámimpedancia kielégít, és ez — a hullámimpedanciát önmagában nézve — elegendő is. Nem így a diagonálviszonynál: nem minden pozitív Q-függvény lehet PR-diagonálviszony, csak az, mely még az alábbi kiegészítő feltételnek is eleget tesz; extrém frekvenciákon ($\omega=0$ és ∞) a diagonálviszony értéke csak véges lehet; ha itt képzetes tartomány fejeződik be, akkor a diagonálviszony csak zérus lehet, ha pedig valós tartomány, akkor értéke nem lehet nagyobb 1-nél.

A korrelációs feltételek megfogalmazásánál fontos szerepet játszanak a diagonálviszony 1-helyei, melyek a valós tartományt további szakaszokra bontják. A „szimmetrikus szakasz"-t a diagonálviszony 1-nél kisebb értéke jellemzi, az „antimetrikus szakaszon" pedig a diagonálviszony értéke 1-nél nagyobb.

A külön-külön PR hullámimpedanciák és diagonálviszony korrelációs feltételei az alábbi pontokba tömöríthetők:

1. a hullámimpedanciák legyenek hasonló Q-függvények, azaz valós tartományaik — és így a képzetesek is — essenek egybe;
2. a diagonálviszony és mindkét hullámimpedancia legyenek kiegészítő Q-függvények, azaz az egyik valós tartománya essék egybe a másik képzetes tartományával;
3. a hullámimpedanciák a diagonálviszony szimmetrikus szakaszán legyenek azonos jellegűek (induktív-induktív, vagy kapacitív-kapacitív), az antimetrikus szakaszon pedig legyenek ellenkező jellegűek (ahol az egyik induktív, ott a másik legyen kapacitív).

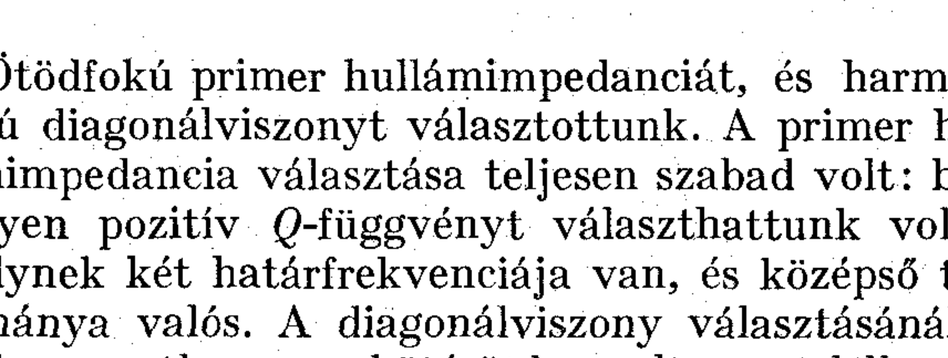
Végül a PR-feltételek egy érdekes, elméleti következményére szeretnénk rámutatni, melyre Cauer is utal idézett munkájában [1]. Ha egy reaktáns kétkapu primer hullámimpedanciáját és diagonálviszonyát a PR feltételeket kielégítően megválasztjuk, akkor a szekunder hullámimpedancia egyértelműen adódik. Ezt a tényt egy konkrét példán mutatjuk be. Válasszuk meg egy tervezendő sávszűrő primer hullámimpedanciáját és diagonálviszonyát a 3. ábrán látható jellegdiagrammok szerint:



3. ábra

Ötödfokú primer hullámimpedanciát, és harmadfokú diagonálviszonyt választottunk. A primer hullámimpedancia választása teljesen szabad volt: bármilyen pozitív Q-függvényt választhattunk volna, melynek két határfrekvenciája van, és középső tartománya valós. A diagonálviszony választásánál is csak egyetlen megkötésünk volt: rendelkezzék ugyanazokkal a határfrekvenciákkal, és középső tartománya legyen képzetes. Azt már önkényesen írtuk elő, hogy a diagonálviszony 1-helyei essenek egybe a primer hullámimpedancia szingularitásaival.

Szerkesszük meg ezután a szekunder hullámimpedancia jellegdiagramját! Könnyű belátni, hogy a PR-feltételek egyértelműen a 4. ábra szerinti jellegdiagramot követelik a szekunder hullámimpedanciától, mely harmadfokúnak adódik. Befejezésül még egy megjegyzés: a szűrő fokszáma a hullámparaméterek fokszámából az alábbi egyszerű összefüggéssel számítható:



4. ábra

$$\text{fokszám} = \text{fsz}\ (Z_{10}) + \text{fsz}\ (Z_{20}) + \text{fsz}\ (Q) - H, \quad (5)$$

ahol H a határfrekvenciák száma. Példákban tehát a sávszűrő fokszáma $5+3+3-2=9$, azaz megvalósításhoz minimálisan 9 reaktáns elemre van szükségünk.

3. A hullámszűrő fogalma

Egy reaktáns kétkaput hullámszűrőnek nevezünk, ha hullámparaméterei a PR-feltételeken kívül az alábbi „hullám-feltételnek" is eleget tesznek. A PR-feltételek megkövetelik, hogy valamennyi hullámparaméter ugyanannyi és ugyanott elhelyezkedő határfrekvenciával rendelkezzék. A határfrekvenciák tehát magára a kétkapura jellemzők.

Egy reaktáns kétkapura a „hullám-feltétel" egyszerűen azt írja elő, hogy a kétkapu határfrekvenciáinak száma legyen minimális. Tehát például egy aluláteresztő vagy felüláteresztő szűrőnek csak egyetlen határfrekvenciája legyen.

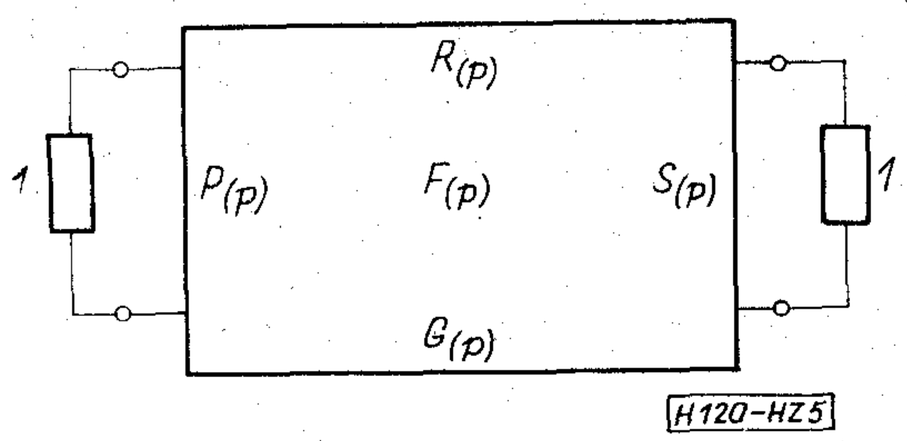
Könnyű belátni, hogy egy üzemi paraméteres aluláteresztőnek akárhány határfrekvenciája lehet. A határfrekvenciák számának 1-re való korlátozása első pillanatra igen súlyos megkötésnek tűnik. Hogy mégsem az, annak oka, hogy a szűrő praktikus áteresztő tartományába csak igen keskeny elméleti zárótartományok kerülhetnek bele, és így az üzemi paraméteres szűrőnél a párokban fellépő redundáns határfrekvenciák nagyon közel vannak egymáshoz. Ha ezeket a redundáns határfrekvenciákat a kétkapu paramétereinek kis változtatásával egybeejtjük, egy hullámfeltételeknek eleget tevő reaktáns kétkapura jutunk. Tehát: az üzemi paraméteres szűrőhöz nagyon közel — egy hullámszűrőnek kell lennie.

A szűrőtervezés feladata előírt üzemi csillapítással, vagy egyéb előírt üzemi tulajdonságokkal rendelkező kétkapu megkeresése. A mindkét oldalán ohmosan lezárt kétkapu üzemi viszonyait a záróellenállásokra vonatkoztatott szórásmátrix fejezi ki. Reaktáns esetben ez a szórásmátrix azzal a speciális sajátságával tűnik ki, hogy a mátrix két elemével egyértelműen meghatározhatóvá válik. Válasszuk e két meghatározó függvénynek a $\Gamma(p)$ átviteli, és a $\Phi(p)$ karakterisztikus függvényt, melyek az univerzális paraméterekkel egyszerű kapcsolatban vannak.

Jól tudjuk, hogy — amint az általában szokás is — az általánosság csorbítása nélkül szorítkozhatunk arra a speciális üzemi helyzetre, amikor a kétkapu mindkét oldalán egységnyi ohmos ellenállással van lezárva. Ebben az esetben (lásd 5. ábra) az üzemi paraméterek (vagyis a $\Gamma(p)$ és $\Phi(p)$ függvények) különlegesen egyszerű és áttekinthető alakot öltenek:

$$\Gamma(p) = \frac{P(p) + S(p) + R(p) + G(p)}{2F(p)}$$
$$\Phi(p) = \frac{P(p) - S(p) + R(p) - G(p)}{2F(p)} \quad (6)$$

A reaktáns kétkapuk elméletében ezeknek az üzemi paramétereknek igen nagy jelentőségük van. Egy-



5. ábra. Mindkét oldalán zárt kétkapu

értelműen meghatározzák a kétkapu szórásmátrixát, tehát magát a kétkaput is. Innen következik, hogy például a kétkapu univerzális paramétereit is fel kell tudnunk írni segítségükkel.

Írjuk fel a (6) egyenletek alapján az átviteli és karakterisztikus függvények páros és páratlan részeit. Tudnunk kell, hogy az itt szereplő reaktáns kétkapu polinomok tiszta páros vagy páratlan függvények, éspedig $P(p)$, $F(p)$ és $S(p)$ azonos párosságúak, $R(p)$ és $G(p)$ pedig ezekkel ellentétes párosságú. Így az üzemi paraméterek páros ill. páratlan részei:

$$Ps\Gamma(p) \triangleq \frac{1}{2}\,[\Gamma(p)+\Gamma(-p)]=\frac{P(p)+S(p)}{2F(p)};$$

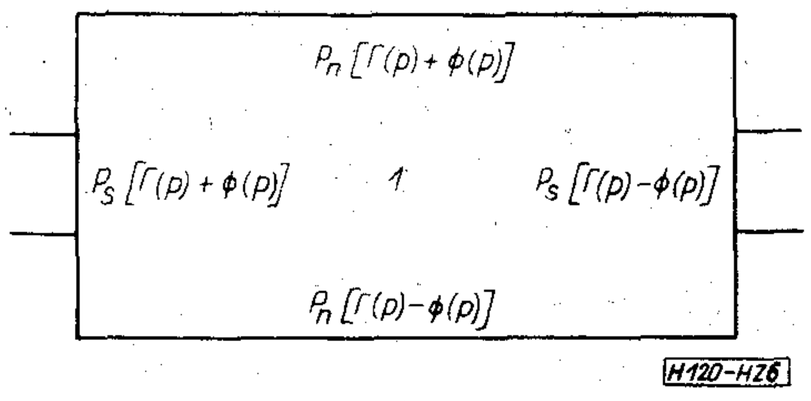
$$Pn\Gamma(p) \triangleq \frac{1}{2}\,]\Gamma(p)-\Gamma(-p)]=\frac{R(p)+G(p)}{2F(p)};$$

$$Ps\Phi(p)=\frac{P(p)-S(p)}{2F(p)}; \qquad (7)$$

$$Pn\Phi(p)=\frac{R(p)-G(p)}{2F(p)}$$

Ennek a négy egyenletnek a segítségével könnyű kifejezni az univerzális paramétereket. Ezeket a kifejezéseket a szokásos módon, a kétkapu szimbólumába jegyezve, a 6. ábrán adtuk meg. E kifejezések ismeretében a kétkapu bármelyik paraméter-mátrixa explicit módon felírható az üzemi paraméterek segítségével. Az üzemi paraméterek PR-feltételei a fentebb adott definíciós egyenleteik alapján könnyen találhatók: nevezőjük azonos tiszta páros, vagy, páratlan polinom; $\Gamma(p)$ számlálója Hurwitz polinom ezzel szemben $\Phi(p)$ számlálója majdnem teljesen kötetlen, csupán fokszámától kell megkövetelnünk, hogy legfeljebb 1-gyel legyen alacsonyabb, mint nevezőjének fokszáma. Végül az üzemi paramétereknek ki kell elégíteniök az alábbi kötést:

$$\Gamma(p)\cdot\Gamma(-p)=1+\Phi(p)\cdot\Phi(-p) \qquad (8)$$



6. ábra. A reaktáns kétkapu univerzális paraméterei üzemi paraméterekkel kifejezve

Az üzemi csillapítás kétféleképpen is kifejezhető az üzemi paraméterekkel:

$$a=\frac{1}{2}\ln[\Gamma(p)\cdot\Gamma(-p)]=\frac{1}{2}\ln[1+\Phi(p)\cdot\Phi(-p)] \qquad (9)$$

A szűrőtervezés feladata rendszerint előírt csillapítás-karakterisztikával rendelkező kétkapu keresése. A tervezést célszerű az üzemi csillapítást megszabó karakterisztikus függvény meghatározásával kezdeni. Azért célszerű a $\Phi(p)$ függvényt választani, mert ennek PR feltételei lényegesen enyhébbek, mint az átviteli függvényé; az üzemi csillapítással való kapcsolata pedig meglepően szemléletes: *a csillapításfüggvény és a karakterisztikus függvény pólusai és zérusai egyaránt egybeesnek.*

Olyan megengedett $\Phi(p)$ függvényt kell tehát keresnünk, melynek abszolút értéke az áteresztő tartományban elegendően kicsiny, a zárótartományban pedig elegendően nagy. Az ideális követelményeket algebrailag így fejezhetjük ki:

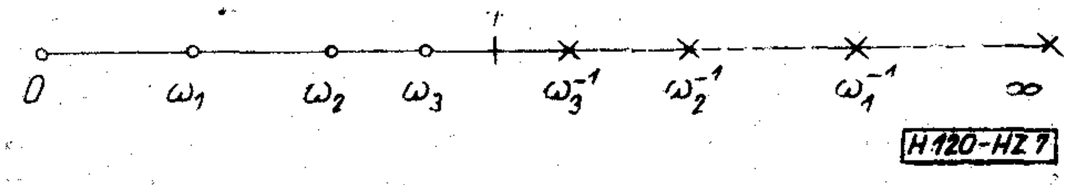
1. áteresztő tartományban: $\Phi(j\omega)\doteq 0$
2. zárótartományban: $\Phi(j\omega)\doteq\infty$

A $\Phi(p)$ racionális törtfüggvényt egyértelműen meghatározzák zérusai, pólusai és együtthatója. A fenti ideális követelmények természetesen teljesíthetetlenek, de könnyű belátni, hogy bármilyen jól megközelíthetők, ha az áteresztőrészben elegendő számú zérust, a zárórészben pedig elegendően sok pólust helyezünk el. Természetesen mindkét tartomány a képzetes tengelyen van.

Ha előírjuk, hogy egy polinom valamennyi zérusa a képzetes tengelyen legyen, akkor az csak tiszta páros vagy páratlan lehet. Az ideális követelmények a karakterisztikus függvény számlálóját és nevezőjét egyaránt tiszta páros vagy páratlan függvénynek írják elő. A nevező persze már a PR feltételek miatt ilyen volt: az ideális követelmények tehát csak a számlálóra nézve jelentenek újat. Az ideális karakterisztikus függvény — ez a fogalmazás a legtömörebb — azzal van jellemezve, *hogy reciproka is megengedett karakterisztikus függvény.*

A 6. ábrára vetett egyetlen pillantás meggyőz arról, hogy tiszta páros karakterisztikus függvényhez antimetrikus, tiszta páratlanhoz pedig szimmetrikus kétkapu tartozik. Ha a specifikációt kielégítő $\Phi(p)$ függvényt megtaláltuk, akkor az üzemi szintézis következő feladata az ehhez tartozó, és a (11) egyenletet kielégítő $\Gamma(p)$ függvény meghatározása. Ennek létezését a karakterisztikus függvény PR volta mindenesetre garantálja, meghatározása viszont eléggé fáradságos, hiszen magas fokszámú algebrai egyenletet kell megoldanunk. Ha mindkét üzemi paraméter megvan, akkor az ismertetett összefüggések alapján a kétkapu bármelyik paraméter csoportja meghatározható. A hátralevő feladat, a reaktáns kétkapu realizálása, már racionális algebrai feladat.

Végül egy nagyon speciális, de mégis jellemző példán szeretnénk egy approximációs módszert bemutatni. Válasszuk a karakterisztikus függvény zérusait és pólusait a logaritmikus frekvencia skálán szimmetrikusan, a 7. ábra jellegdiagramja szerint! Ezzel a választással a konkréten 7-ed fokúnak válasz-



7. ábra

tott karakterisztikus függvény az alábbi igen egyszerű formában írható:

$$\Phi(p)=H\frac{p(\omega_1^2+p^2)(\omega_2^2+p^2)(\omega_3^2+p^2)}{(1)\,(1+\omega_1^2p^2)(1+\omega_2^2p^2)(1+\omega_3^2p^2)} \qquad (10)$$

A függvény paraméterei a H együtthatón kívül a zérusok. Ezeket a zérusokat kell úgy megválasztanunk, hogy a csillapításkarakterisztika az előírásoknak megfeleljen. A karakterisztikus függvény abszolút értéke (pontosabban ennek logaritmusa) így írható:

$$\ln|\Phi|=\ln H+\ln\omega+\ln\left|\frac{\omega_1^2-\omega^2}{1-\omega_1^2\omega^2}\right|+\ln\left|\frac{\omega_2^2-\omega^2}{1-\omega_2^2\omega^2}\right|+$$
$$+\ln\left|\frac{\omega_3^2-\omega^2}{1-\omega_3^2\omega^2}\right| \qquad (11)$$

Ebben a formában azt már elértük, hogy egy-egy zérus megváltoztatása a fenti — az üzemi csillapításra egyértelműen jellemző — kifejezésnek csak egyetlen tagját változtatja. Most még vezessük be a hullámparaméteres frekvenciatranszformációhoz nagyon hasonló transzformációt:

$$\gamma=\frac{1}{2}\ln\frac{\omega^2+1}{\omega^2-1},\quad\text{azaz}\quad\omega^2=\operatorname{cth}\gamma \qquad (12)$$

Így a (11)-ben szereplő, az ω_i zérushoz (és a vele együtt mozgó pólushoz) tartozó csillapításjárulék így fejezhető ki:

$$\ln\left|\frac{\omega_i^2-\omega^2}{1-\omega_i^2\omega^2}\right|=\ln\operatorname{cth}|\gamma-\gamma_i| \qquad (13)$$

Végül pedig az üzemi csillapítás alábbi hiperbolikus kifejezését kapjuk, mely már teljesen analóg a megfelelő hullámparaméteres összeg-előállítással, hiszen a csillapítás-járulékok csak a pólustól mért távolság függvényei:

$$a=\frac{1}{2}\ln\{1+\exp[2\ln H+\ln\operatorname{cth}\gamma+$$
$$+2\ln\operatorname{cth}|\gamma-\gamma_1|+\ldots]\} \qquad (14)$$

Megvan a karakterisztikus függvény. Az üzemi paraméteres szintézis következő lépése az ehhez tartozó átviteli függvény meghatározása. Mint tudjuk, ennek pólusai egybeesnek $\Phi(p)$ pólusaival, azaz nevezőjében ugyanaz a már ismertnek tekinthető $F(p)$ polinom áll. A számlálója a meghatározandó $H(p)$ Hurwitz polinom. A felvett karakterisztikus függvény számláló polinomját jelöljük $A(p)$-vel, azaz jelöljük:

$$\Phi(p)=\frac{A(p)}{F(p)};\qquad\Gamma(p)=\frac{H(p)}{F(p)} \qquad (15)$$

Ezeket a jelöléseket a (8) egyenletbe helyettesítve, az ismeretlen polinomra az alábbi egyenletet kapjuk:

$$H(p)\cdot H(-p)=F(p)\cdot F(-p)+A(p)\cdot A(-p) \qquad (16)$$

A jobb oldal zérusainak a meghatározásával, és a bal félsíkra eső zérusok összegyűjtésével elvileg könnyen megkapjuk a keresett $H(p)$ polinomot.

Az üzemi paraméteres szintézis lényeges mozzanatainak áttekintése után térjünk át a hullámparaméteresre.

5. Hullámszintézis

Az alapfeladat természetesen ugyanaz: ki kell választanunk egy megfelelő karakterisztikus függvényt, *közben betartva a hullám-feltételeket.* A hullámfeltételek teljesülését a karakterisztikus függvényen közvetlenül nem láthatjuk, a hullámparamétereken viszont igen. Tehát nem közvetlenül a karakterisztikus függvényt keressük, hanem a megfelelő hullámparamétereket, amelyek kielégítő karakterisztikus függvényt adnak.

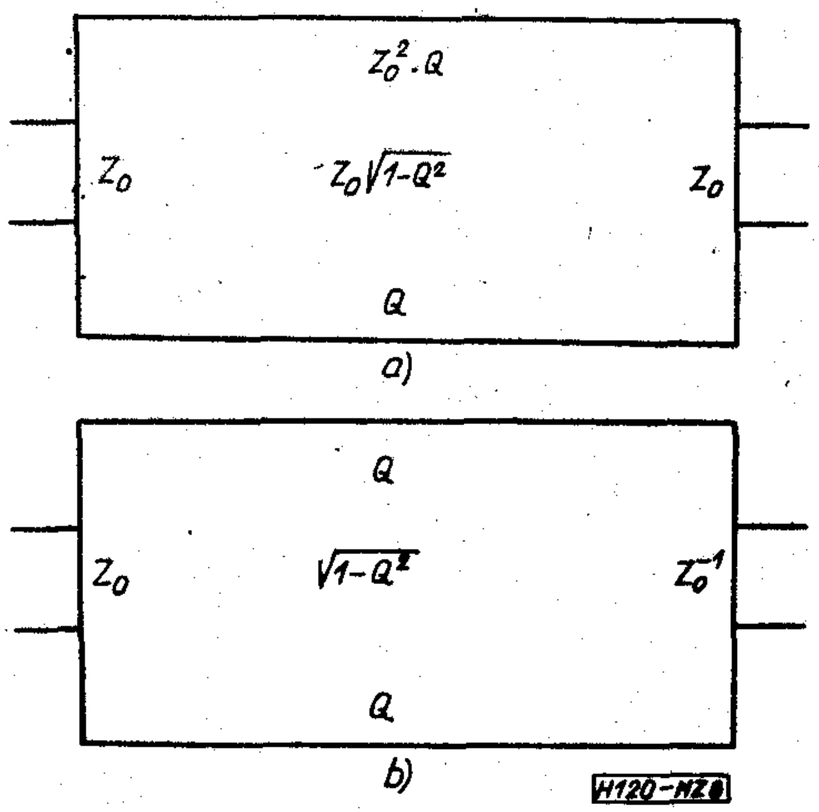
Azt találtuk, hogy az ideális követelmények szimmetrikus vagy antimetrikus kétkaput írnak elő. Ez hullámparaméterekben kifejezve azt jelenti, hogy a szekunder hullámimpedancia a primerrel, vagy annak reciprokával egyenlő. Ezzel egy alapvető felismeréshez jutottunk: minden ideális szűrő két hullámparaméterrel írható le: a $Z_{10}(p)$ primer hullámimpedanciával és a $Q(p)$ diagonálviszonnyal. E két speciális esetben a kétkapu univerzális paramétereinek 1. ábrán adott hullámparaméteres kifejezései a 8. ábrán látható módon egyszerűsödnek.

E két esetben az üzemi paraméterek a (10) egyenlet szerint a következőképpen fejezhetők ki hullámparaméterekkel:

$$\left.\begin{aligned}\Gamma_{\text{szimm}}&=\frac{1}{\sqrt{1-Q^2}}+\frac{Z_0^2+1}{2Z_0}\,\frac{Q}{\sqrt{1-Q^2}}\\ \Phi_{\text{szimm}}&=\frac{Z_0^2-1}{2Z_0}\,\frac{Q}{\sqrt{1-Q^2}}\\ \Gamma_{\text{anti}}&=\frac{Q}{\sqrt{1-Q^2}}+\frac{Z_0^2+1}{2Z_0}\,\frac{1}{\sqrt{1-Q^2}}\\ \Phi_{\text{anti}}&=\frac{Z_0^2-1}{2Z_0}\,\frac{1}{\sqrt{1-Q^2}}\end{aligned}\right\} \qquad (17)$$

Még ezekben a speciális esetekben is alaposan nehezül az approximációs feladat, hiszen az egyetlen $\Phi(p)$ függvény helyett két függvényt kell szimultán approximálni. Ezzel a negatívummal szemben azonban máris van egy pozitívum: a kiválasztott $Z_0(p)$ és $Q(p)$ függvények nemcsak a karakterisztikus függvényt határozzák meg, hanem az átvitelit is, *tehát a (16) egyenlettel megadott magasfokú algebrai egyenlet megoldásának szükségessége elmarad.*

Az általános hullámparaméteres szűrőtervezésnek a klasszikushoz vajmi kevés köze van; ezt a fentiekből világosan láthatjuk. Ez az elnevezés mégis indokoltnak tekinthető, mert ez egész más irányból elindulva — speciális esetként — a klasszikus hullámszintézist



8. ábra. Ideális szűrő univerzális paraméterei hullámparaméterekkel kifejezve. *a)* szimmetrikus eset, *b)* antimetrikus eset

is magába foglalja. Egyébként azonban az általános hullámszintézis nem más, mint a hullámfeltételekkel megterhelt üzemi szintézis, és így eljárásaiban is lényegében követheti azt.

Vizsgáljuk meg közelebbről, hogy a hullámfeltételek milyen korlátozást jelentenek a karakterisztikus függvény megválasztásában.

A karakterisztikus függvény, mint ezt a (17) képletekből látjuk, mindkét ideális esetben két tényezőre esik szét, melyek egyike csak a hullámimpedanciától, a másik pedig csak a diagonálviszonytól függ. Vegyük szemügyre ezeket a tényezőket. Az első csak Z_0-tól függ és mindkét esetben ugyanaz:

$$\Phi_z(p)=\frac{1}{2}\,(Z_0-Z_0^{-1}) \qquad (18)$$

Innen látható, hogy Z_0 1-helyei (illesztési pontok) karakterisztikus zérusokat jelentenek, szingularitásai (zérusai és pólusai) pedig karakterisztikus pólusokat. A Q-tól függő tényező a szimmetrikus illetve antimetrikus esetben:

$$\Phi_Q=\frac{Q}{\sqrt{1-Q^2}} \quad \text{ill.} \quad \Phi_Q=\frac{1}{\sqrt{1-Q^2}} \qquad (19)$$

Innen pedig azt látjuk, hogy a diagonálviszony 1-helyei karakterisztikus pólusokat jelentenek; a karakterisztikus zérusokat pedig szimmetrikus esetben a diagonálviszony zérusai, antimetrikus esetben pólusai jelölik ki.

1. táblázat

	Φ-pólus = Q 1-hely + Z_0 zérus + Z_0 pólus
Szimm. eset	Φ – zérus = Q zérus + Z_0 1-hely
Antim. eset	Φ – zérus = Q pólus + Z_0 1-hely

A hullámszintézis a karakterisztikus zérusok és pólusok elhelyezését a hullámparaméterek szingularitásainak és 1-helyeinek megfelelő választásával éri el. Viszont a hullámparaméterek szingularitásai és 1-helyei nem választhatók függetlenül. Ebben rejlik a hullámszintézis korlátozása. Egy n-edfokú hullámparaméternek éppen n darab 1-helye van, és ezeknek az 1-helyeknek a megadása egyértelműen rögzíti a szingularitásokat is. Ha például a Q-1-helyek megfelelő elhelyezésével a karakterisztikus pólusokat (csillapításpólusokat) állítjuk be, akkor a Q-zérusok (illetve a Q-pólusok) „hívatlanul" karakterisztikus zérusokat (azaz csillapítás-zérusokat) hoznak. Ugyanez a helyzet a hullámimpedanciával kapcsolatban is: ha ennek 1-helyeivel karakterisztikus zérusokat helyezünk el, akkor adódó szingularitásai hívatlan karakterisztikus pólusokat jelentenek.

A hullámszintézis korlátozása összefoglalva így fogalmazható: a tervezendő karakterisztikus függvény zérusainak és pólusainak csak körülbelül fele vehető fel szabadon: a másik fele már adódik — ez a hullámfeltételek betartásának ára.

6. A szimultán approximáció módszere

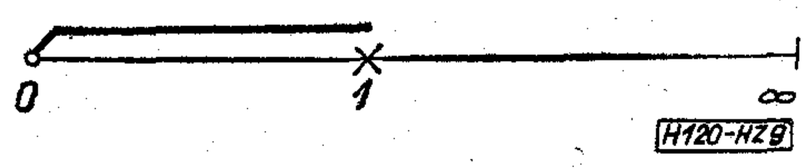
Az előző pontban leírt korlátozások ismeretében kézenfekvően kínálkozik a következő approximációs módszer. Szorítkozzunk a továbbiakban alulátersztő és felülátersztő szűrőkre. Kiindulásul vegyük fel a Z és Q 1-helyeit, ezzel első közelítésben elhelyezve a karakterisztikus zérusokat és pólusokat: pontosabban azoknak csak körülbelül a felét. Ezek után megnézzük, hogy hova esnek a „hívatlan" szingularitások. Ezeket is figyelembe véve, most az először elhelyezett 1-helyeket úgy rendezzük át, hogy a régi hívatlanokkal együtt gazdaságos póluszérus elrendezést adjanak. A következő lépésben kiszámítjuk a „hívatlanok" új helyét, és így tovább.

A szimultán approximáció módszerénél a hullámparamétereket célszerű 1-helyekkel megadni. A diagonálviszony 1-helyekkel való leírása a klasszikus hullámszintézisből is jólismert; nem más, mint a $Q(p)$ függvény modulusokkal (csillapítás-pólusokkal) való megadása. Hasonlóképpen modulusokkal fogjuk leírni a $Z_0(p)$ hullámimpedanciát is.

A Q-függvények 1-helyekkel való leírásának kérdése önmagában is érdekes algebrai probléma, melyről érdemes pár szót szólni. A megoldás azon a tételen alapszik, hogy a legáltalánosabb egy-határfrekvenciás (tehát alulátersztő, vagy felülátersztő) Q-függvény a hozzá hasonló — tehát azonos határfrekvenciájú — elsőfokú Q-függvénnyel racionálisan kifejezhető.

Szorítkozzunk a továbbiakban alulátersztőre; az elmondottak értelemszerűen a felülátersztőre is érvényesek. A PR-feltételeknek eleget tevő legegyszerűbb alulátersztő diagonálviszony jellegdiagramját a 9. ábra mutatja.

Ha még kikötjük, hogy ennek a függvénynek az 1-helye a végtelenben legyen, akkor egyértelműen



9. ábra

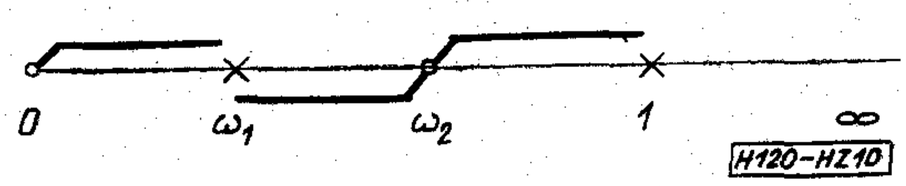
egyetlen primitív diagonálviszonyra jutunk. Jelöljük ezt φ-vel:

$$\varphi=\frac{p}{\sqrt{1+p^2}} \tag{20}$$

és tekintsük transzformált frekvenciának, mellyel az eredeti így fejezhető ki:

$$p^2=\frac{\varphi^2}{1-\varphi^2} \quad \text{illetve} \quad \omega=\frac{\varphi}{\sqrt{\varphi^2-1}} \tag{21}$$

A fenti tétel általános igazolása helyett elegendő, ha konkréten egy harmadfokú diagonálviszonyt vizsgálunk, melyet a 10. ábra szerinti jellegdiagram ad meg.



10. ábra

Ezt a diagonálviszonyt p függvényében az alábbi képlettel adjuk meg:

$$Q(p)=\frac{p(1+\pi_2 p^2)}{(1+\pi_1 p^2)\sqrt{1+p^2}}; \quad \text{hol} \quad \pi_i=\omega_i^{-2} \tag{22}$$

Ha (21) segítségével p-t transzformált frekvenciára cseréljük fel, akkor — kis számolás után — az alábbi eredményre jutunk:

$$Q(\varphi)=\frac{\varphi\cdot(1+[\pi_2-1]\varphi^2)}{(1+[\pi_1-1]\varphi^2)\ (1)} \tag{23}$$

Valóban: a p-ben nem racionális $Q(p)$ függvény φ-ben racionálissá vált. Persze könnyű belátni, hogy ez általános esetben is igaz.

Algebrai problémánk áttekintését nagyon megkönnyíti az 1-tartó „és-művelet'' bevezetése. Definíciója két tagra:

$$Q_1 * Q_2 \mathrel{\widehat{=}} \frac{Q_1+Q_2}{1+Q_1Q_2} \tag{24}$$

Tulajdonsága, hogy a művelet eredménye 1 bármelyik tagjának 1-helyénél: innen az „1-tartó'' jelző. Általános definíciója a tagok elemi szimmetrikus formáinak segítségével:

$$Q_1 * Q_2 * \ldots * Q_n \mathrel{\widehat{=}} \frac{Q^{(1)}+Q^{(3)}+\ldots}{1+Q^{(2)}+Q^{(4)}+\ldots} \tag{25}$$

ahol

$$Q^{(1)}=Q_1+Q_2+\ldots+Q_n,$$
$$Q^{(2)}=Q_1Q_2+Q_1Q_3+\ldots+Q_2Q_3+\ldots$$

és így tovább.

Nagyon tömör és áttekinthető az és-művelet implicit definíciója:

$$Q_e=Q_1 * Q_2 * \ldots * Q_n, \quad \text{ha}$$
$$\frac{1-Q_e}{1+Q_e}=\frac{1-Q_1}{1+Q_1}\cdot\frac{1-Q_2}{1+Q_2}\cdot\ldots\cdot\frac{1-Q_n}{1+Q_n} \tag{26}$$

Közvetlenül látjuk, hogy az „és-összeg'' 1, ha a tagok egyike 1; ha pedig a tagok egyike -1, akkor az és-összeg is -1. Az is világossá válik, hogy egyidejűleg egy $+1$ és egy -1 értékű tag esetén a művelet nem végezhető el.

A legáltalánosabb elsőfokú aluláteresztő diagonálviszony a fentebb választott primitívtől csak abban különbözik, hogy 1-helye nem a végtelenben van. Algebrailag írjuk az általános elsőfokú diagonálviszonyt az alábbi formába:

$$Q=m\varphi=\frac{mp}{\sqrt{1+p^2}} \tag{27}$$

és az itt szereplő együtthatót nevezzük *modulusnak*. Ez valóban a függvény 1-helyére utal, ugyanis az 1-hely φ-ben $\varphi=1/m$.

Legyenek a (25) egyenletben szereplő tagok elsőfokú diagonálviszonyok az $m_1, m_2, \ldots m_n$ modulusokkal jellemezve. Ezek és-összege éppen az általános n-edfokú diagonálviszonyt adja:

$$Q(\varphi)=m_1\varphi * m_2\varphi * \ldots * m_n\varphi=\frac{m^{(1)}\varphi+m^{(3)}\varphi^3+\ldots}{1+m^{(2)}\varphi^2+m^{(4)}\varphi^4+\ldots} \tag{28}$$

Ezt a kifejezést, könnyű számolással, az alábbi alternatív formába írhatjuk:

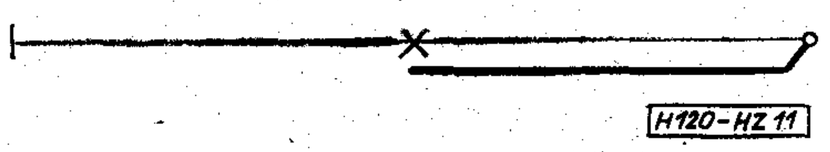
$$Q(\varphi)=\frac{P_nM(\varphi)}{P_SM(\varphi)}=\frac{M(\varphi)-M(-\varphi)}{M(\varphi)+M(-\varphi)} \tag{29}$$

hol

$$M(\varphi)=(1+m_1\varphi)(1+m_2\varphi)\ldots(1+m_n\varphi) \tag{30}$$

A modulusokkal adott diagonálviszony numerikus számolására a fenti formula látszik a legalkalmasabbnak.

Analóg módon járunk el a hullámimpedanciák 1-helyekkel, illetve modulusokkal való leírásánál. A primitív hullámimpedanciát (azaz a legegyszerűbb elsőfokú hullámimpedanciát) válasszuk analóg módon a 11. ábra szerinti jellegdiagram szerint:



11. ábra

Az analóg módon választott transzformált frekvencia és megfordítása tehát:

$$\psi=\frac{1}{\sqrt{1+p^2}}; \quad p^2=\frac{1-\psi^2}{\psi^2}, \quad \omega=\frac{\sqrt{\psi^2-1}}{\psi} \tag{31}$$

A részletes számítások megismétlése nélkül elegendő csupán az analóg eredményeket közölni. A $k_1, k_2, \ldots k_m$ modulusokkal jellemzett aluláteresztő hullámimpedancia ψ függvényében racionálisan a következő formulákkal írható le:

$$Z_0(\psi)=\frac{K(\psi)-K(-\psi)}{K(\psi)+K(-\psi)}=\frac{P_nK(\psi)}{P_SK(\psi)} \tag{32}$$

hol:

$$K(\psi)=(1+k_1\psi)(1+k_2\psi)\ldots(1+k_m\psi).$$

Térjünk vissza a modulusaival adott szűrő csillapításának vizsgálatára. A szűrő hullámparaméterei a

(32) formulákkal vannak adva. Tegyük fel, hogy $Q(\varphi)$ párosfokú, azaz a szűrő szimmetrikus. Ebben az esetben a karakterisztikus függvény Φ_Q tényezője a (19) formula szerint, behelyettesítve a (29) alatti kifejezését, az alábbi formát ölti:

$$\Phi_Q=\frac{Q(\varphi)}{\sqrt{1-Q^2(\varphi)}}=\frac{1}{2}\left[\sqrt{\frac{M(\varphi)}{M(-\varphi)}}-\sqrt{\frac{M(-\varphi)}{M(\varphi)}}\right] \quad (33)$$

Páratlanfokú $Q(\varphi)$ esetén az eredmény csak egy előjelben tér el:

$$\Phi_Q=\frac{1}{\sqrt{1-Q^2(\varphi)}}=\frac{1}{2}\left[\sqrt{\frac{M(p)}{M(-p)}}+\sqrt{\frac{M(-\varphi)}{M(\varphi)}}\right] \quad (34)$$

Analóg módon számolhatjuk a hullámimpedancia szimmetrikus és antimetrikus esetben közös hozzájárulását:

$$\Phi_z=\frac{1}{2}\left(\frac{1}{z_0}-z_0\right)-\frac{2K(\psi)K(-\psi)}{K^2(\psi)-K^2(-\psi)}$$

azaz (35)

$$\Phi_z^{-1}=\frac{1}{2}\left[\frac{K(\psi)}{K(-\psi)}-\frac{K(-\psi)}{K(\psi)}\right]$$

A (33) és (35) formulák hasonlósága meglepő, és rávilágít arra, hogy az annyira különböző jelentésű hullámparaméterek a karakterisztikus függvény felépítésében mennyire rokon szerepet játszanak. Talán közelebb kerülünk ennek megértéséhez, ha meggondoljuk, hogy a karakterisztikus függvény és reciproka analóg szerepet játszanak: míg a karakterisztikus függvény az üzemi csillapításra jellemző:

$$a_{\text{üz}}=\frac{1}{2}\ln\left(1+|\Phi|^2\right)$$

addig annak reciproka a reflexió csillapítást adja:

$$a_{\text{refl}}=\frac{1}{2}\ln\left(1+|\Phi|^{-2}\right)$$

Összefoglalás

Az üzemi és hullámparaméteres tervezés összefüggéseit vizsgáló cikksorozat első része, e két módszer számára egy közös elméleti alapot keres, és ezt az univerzális paraméterek, valamint a szórásmátrixból származó üzemi paraméterek segítségével világítja meg. A cikkben röviden vázolt approximációs módszer is annak bemutatására szerepel, hogy a kétféle módszer, annak ellenére, hogy az általános vélemény szerint távol esnek egymástól, mennyire egységesen, a kapcsolatokra élesen rávilágító módon kezelhető.

IRODALOM

[1] *Cauer, W.:* Theorie der linearen Wechselstromschaltungen. Akademische Verlag, Berlin, 1954.

[2] *Darlington, S.:* Synthesis of reactance 4-poles. J. Math. Phys. 1939.

[3] *Belevitch, V.:* Recent Developments in Filter Theory. IRE Trans. on Circuit Theory, 1958.

[4] *Fetzer, V.:* Vergleich von Filtern nach der Wellenparametertheorie mit den Filtern der Betriebsparametertheorie. Archiv der Elektrische Übertragung, 1956.

SZEMLE

Összeállította: BALOGH PÁL

Több, mint 19 hónapig tartó halogatás után az ICL lehetőséget kapott arra, hogy 40 millió DM-es nagyságrendű szovjet computer megrendelésnek eleget tegyen. A vonatkozó szovjet megrendelés két 1906 A és három 1903 A típusú computer szállítására vonatkozik, melyek a szerpuhovi atomkutató intézetben kerülnek üzembe helyezésre. Az engedélyezés az amerikai hatóságok tilalma miatt késett, amelyek a NATO embargó-rendelkezésekre való hivatkozással nem járultak hozzá, hogy a Szovjetunióba stratégiai jelentőségűnek nyilvánított berendezést szállítsanak. Az engedélyezés késleltetése éles kritikát váltott ki az exportban érdekelt angol üzleti körök — mindenekelőtt természetesen az — ICL részéről. — Heath angol miniszterelnök amerikai látogatása során a téma ugyancsak napirendre került, s Nixon elnök azt az ígéretet tette, hogy a problémát diplomáciai síkon részletesen meg fogják vitatni, s hat hónappal később az amerikai külügyminisztérium illetékes képviselője közölte az amerikai kormány beleegyezését. — Az ICL időközben ütemterv szerint készült a megrendelés teljesítésére. A két 1906 A típusú berendezést az ICL West-Gorton-i üzemében gyártják, ezek közül az egyik már előrehaladott gyártási és tesztelési fázisban van. Azokat a helyiségeket, ahol a computerek üzemelni fognak, Szerpuhovban illetékes angol cég szakemberei már elkészítették. *(Die Computerzeitschrift, 1971. július 14.)*

Másfél éves előkészítő munka után az amerikai Intercontinental Computer Exchange (ICX) cég megkötötte azt az üzletet, miszerint még 1971 második felében a Szovjetuniónak egy, IBM System/360-as berendezést szállít. Ez egyúttal azt jelenti, hogy első ízben sikerült a számítástechnikai szektorban fennálló amerikai embargót áttörni. A szóban forgó IBM System 360/40-es típus használt berendezés, amit azonban a kiszállítás előtt úgy átvizsgáltak, hogy az műszaki szempontból teljesen újnak számít. A központi egységen kívül minden egyéb olyan berendezést is leszállít az ICX cég, amely egy komplett számítóközpont működéséhez szükséges. Az ICX Európában viszonylag ismeretlen cég, jóllehet a cég által szállított computer berendezések üzemelnek a darmstadti számítóközpontban (IBM 7110), a svéd légierőnél (IBM 7074) is. *(Die Computer Zeitschrift, 1971. július 14.)*

*

A magnetofonkereslet fejlődési trendjét, valamint a jelenleg forgalomban levő készülékek, szolgáltatásait elemezve, nyugatnémet szakemberek arra a következtetésre jutottak, hogy a jövőben elsősorban a minőségi igények fokozott kielégítésére kell törekedni és nem célszerű. mint eddig, az előregedési idővel számolni. *(Funktechnik, 1971. 14. sz.)*

A számítástechnikai központi fejlesztési kormányprogram

Sajtótájékoztatón ismertette *Asztalos Lajos* kohó- és gépipari miniszterhelyettes a számítástechnikai központi fejlesztési kormányprogramból a gépiparra háruló feladatokat. Ebből idézzük az alábbiakat.

A Minisztertanács határozatot hozott, mely a műszer- és híradástechnikai alágazatra vonatkozóan azt a feladatot jelöli ki, hogy az eddig kialakult és a tervezett új fejlesztő és gyártó bázisokon kell létrehozni a számítástechnikai ipari szakágazatot. Ez azt jelenti, hogy az 1970. évi számítástechnikai gyártási volument 1975-re több, mint tízszeresére kell növelni.

A számítástechnikai eszközök gyártása olyan új technológiákat igényel, melyek jelentős hatással vannak más iparágakra is. Az integrált áramkörök, a harmadik generációs technológia — alkalmazásával új lehetőségek adódnak a műszer, híradástechnikai és automatikai berendezések fejlesztésében és gyártásában is. Általában azonos típusokra vetitve az árak csökkenése mellett a berendezések megbízhatóságának növekedésével és a méretek csökkenésével számolhatunk. Így nagyobb teret kaphatnak a komplex mérőrendszerek, adatgyűjtőrendszerek, adattovábbító-rendszerek és adatfeldolgozó rendszerek. Előtérbe kerül a műszaki rendszerek tervezésének problémája. Ez a tervező, fejlesztő munkában új gondolkodásmódot, a résztudományok komplexebb alkalmazását, munkájuk nagyfokú koordinálását követeli meg.

Új követelményeket támaszt a számítástechnikai ipari ágazat a finommechanikai gyártástechnológiai fejlesztésében is, mert meg kell valósítani a számítógépekhez szükséges periferiák gyártását. Különösen a megbízhatóság elérése fontos feladat.

Az alkatrészipar fejlesztése feltétele a számítástechnikai ipari ágazat fejlesztésének, illetve erős kölcsönhatásban van vele. Ma a harmadik generációs elemek még csak egy-egy logikai funkciót reprezentálnak. Belátható időn belül az alkatrészgyártás már funkcionált egységek integrált áramköri egységeinek gyártását kell, hogy biztosítsa. Ily módon a rendszertechnikai tervezés és az alkartészgyártás közötti határ elmosódik és szükségszerűen egy magasabb szintű műszaki-gazdasági integrációban valósulhat meg a gyártás.

A szocialista országok többsége közösen elhatározta, hogy egy Egységes Számítógép Rendszer (ESZR) kidolgozását kezdi meg. E rendszer legjellemzőbb vonása, hogy az igen nagy teljesítményű számítógépektől a kis számítógépekig olyan műszaki és technológiai paramétereket valósítanak meg, melyek lehetővé teszik ezen gépeket hierarchikus rendszerben egymással összekapcsolva üzemeltetni. Magyarország ebben a munkában a kis számítógépek, egyes periferikus berndezések, továbbá adatátviteli egységek gyártását végzi.

A számítástechnikai eszközök gyártásának megvalósítása egy korábbi időszakban kialakult kutató-fejlesztő gárda létrejötte alapján vált lehetségessé. A műszaki és technológiai színvonal biztosítása érdekében több francia licenc vásárlása történt, így a gyártás alapját képező kis számítógépet is licenc alapján gyártják.

A hazailag gyártott számítógépek alkalmazási programokkal történő ellátását egy fejlesztési program és a mindenkori felhasználói igény alapján kidolgozásra kerülő programcsomagokkal biztosítják, amelyek létrehozásában nagyon sokan résztvesznek.

A kormány a Számítástechnikai Központi Fejlesztési programban (SZKFP) 3,5 milliárd Ft-ot irányzott elő gyártmány- és gyártásfejlesztésre, valamint a szükséges forgóalapokra, további 7 milliárd Ft-ot számítógép beszerzésre és az alkalmazástechnika továbbfejlesztésére.

A számítógép alkalmazásának egyik legtöbbet igérő területe a vállalati irányítási feladatok területén történő felhasználás, így a KGM-hez tartozó vállalatok irányítási rendszerét számítógépek alkalmazásával is fejlesztik.

A Kohó- és Gépipari Minisztérium a IV. ötéves tervben a közúti jármű program mellett most a Számítástechnikai Központi Fejlesztési Program reá háruló feladatainak beindításával új, jelentős lépést tesz a nemzetközi munkamegosztáson alapuló fejlesztés és gyártásszakosodás területén.

DR. JACHIMOVITS LÁSZLÓ
BME Mikrohullámú Híradástechnikai Tanszék

Együreges radiális szűrő méretezése és mérése, többüreges radiális szűrő optimális méretezése

ETO 621.372.54.001.2 : 621.372.834 : 621.372.852

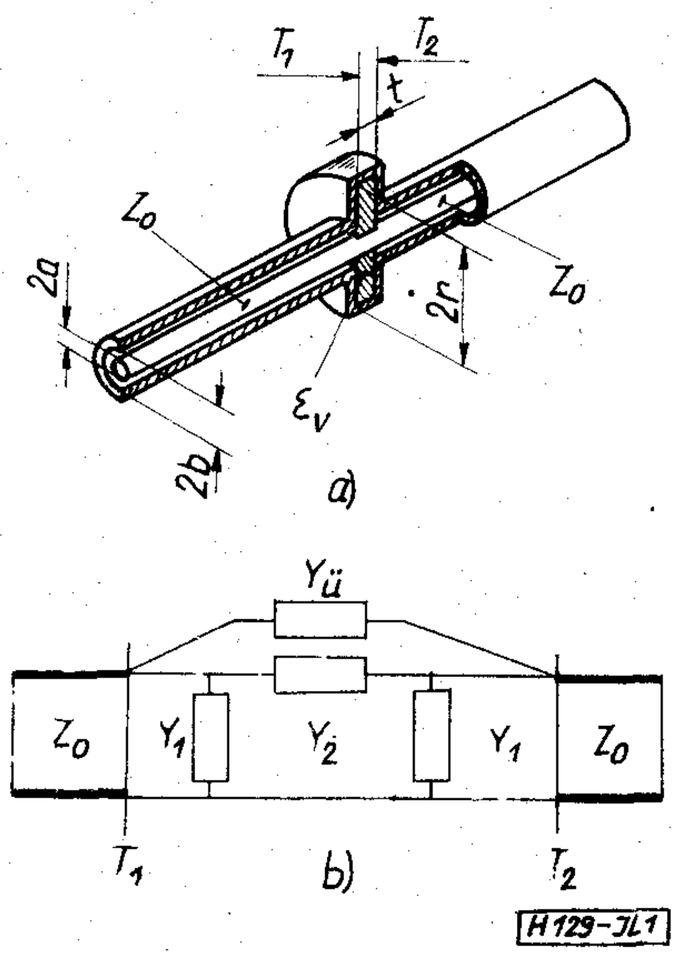
Szerkezeti felépítése és átviteli tulajdonsága alapján röviden radiális szűrőnek nevezzük a koaxiális tápvonalakban végződő radiális tápvonalas üregrezonátort. A radiális szűrők alkalmazása elsősorban a nagyobb mikrohullámú frekvenciatartományban előnyös. Kedvező tulajdonsága az egyszerű szerkezeti felépítés, továbbá hogy viszonylag kis méretek mellett nagy csillapítást ($A_s \geq 50$ dB) biztosít. Ezért az utóbbi időben egyre elterjedtebben alkalmazzák pl. a parametrikus erősítők jelfrekvenciás körében pump (illetve pump+vak) szűrőnek.

Az együreges radiális szűrő analízisével és méretezésével az elmúlt évtizedben számos szerző foglalkozott. Eredményeik rövid összefoglalása után az együreges radiális szűrő mérésével és a többüreges radiális szűrők optimális méretezésével foglalkozunk.

Együreges radiális szűrő méretezése

Az együreges radiális szűrő szerkezeti felépítése és ekvivalens négypólusa az 1. ábrán látható. A méretek megfelelő megválasztása esetén, előírt f_0 sávközépi frekvencián $\mathrm{Im}\,(Y_2 + Y_{ü}) = 0$, s a vizsgált szerkezet csillapítása (ideális esetben) végtelen. A szűrő méretezésénél elsődleges feladat, adott $2b/2a$, t és ε_r paraméterek esetén, f_0 frekvencián rezonáló üreg $2r$ átmérőjének meghatározása.

Beérkezett 1971 IX. 29.



1. ábra. Z_0 hullámellenállású koaxiális tápvonalakban végződő radiális tápvonalas üregrezonátor. *a)* Szerkezeti felépítése, *b)* ekvivalens négypólus. Y_1 és Y_2 a mezőtorzulások hatásával ekvivalens admittanciák, $Y_{ü}$ a végén rövidrezárt radiális tápvonal bemeneti admittanciája

A veszteségek és a mezőtorzulások hatásának elhanyagolása esetén a kérdésre az $Y_{ü} = 0$ feltételi egyenlet megoldásaként adódó

$$\boxed{\frac{J_1(\beta b)}{N_1(\beta b)} = \frac{J_0(\beta r)}{N_0(\beta r)}} \qquad (1)$$

ún. Schelkunoff-formula [1, 2] ad választ, ahol

β a radiális tápvonal fázistényezője,
J_i ($i = 0; 1$) az i-ed rendű Bessel-függvény,
N_i az i-ed rendű Neuman-függvény.

Az (1) transzcendens egyenlet megoldásaként pl. $2r = 22$ mm esetén $f_{01}(\varepsilon_{r1} = 2{,}1) = 8{,}495$ GHz, illetve f_{02} ($\varepsilon_{r2} = 2{,}54$) $= 7{,}709$ GHz. A mért sávközépi frekvenciák, ha $2b/2a = 7/3$ és $t = 2$ mm; 8,53 GHz, illetve 7,68 GHz.

Gunston [3] és de Loach [4] speciális esetekben érvényes empirikus formulákat közölnek. Gunston empirikus formulája:

$$\boxed{2r\ [\mathrm{mm}] = 4{,}572 \left[1 + \frac{46{,}51}{f_0\ [\mathrm{GHz}]}\right]} \qquad (2)$$

érvényes: $2b/2a = 7/3$, $t = 3{,}175$ mm és $\varepsilon_r = 1$ esetén a 12 GHz $\leq f_0 \leq$ 18 GHz frekvenciatartományban. De Loach empirikus formulája:

$$\boxed{2r = (a+b) + \lambda_0/2} \qquad (3)$$

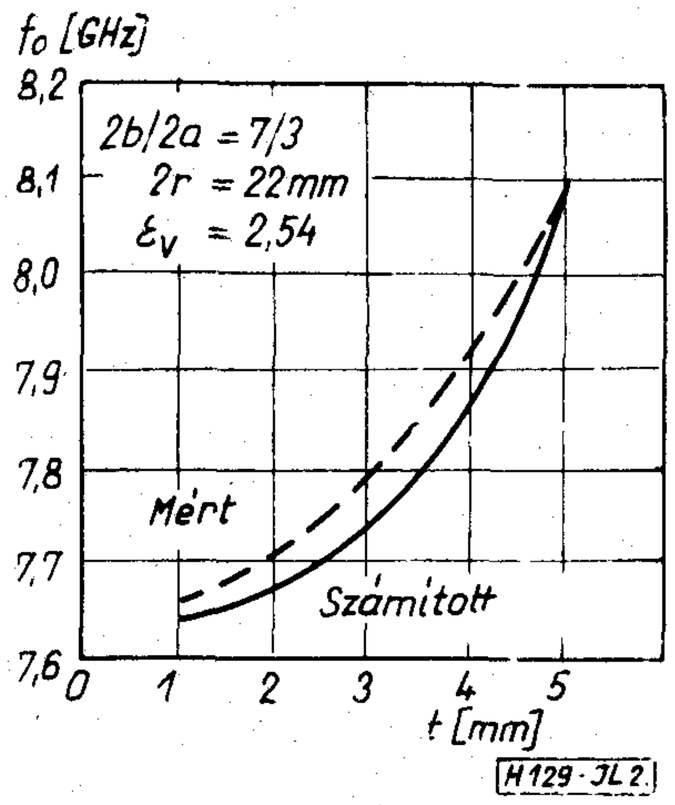
érvényes; $b/a = 4{,}68$, $t = 0{,}1\lambda_0$ és $\varepsilon_r = 2{,}1$ (teflon) esetén, ahol λ_0 a szabad térben mért hullámhossz.

Az elektromágneses térelmélet és a hálózatelmélet [5] módszereinek együttes alkalmazásával Westphalen [6] és Varon [7] adták meg a feladat általánosan érvényes megoldását. Rendkívül összetett és bonyolult formuláikból kvantitatív értékek csak számítógép alkalmazásával nyerhetők. Publikált számítási eredményeik azonban lehetővé teszik a radiális szűrő gyors méretezését a következő esetekben:

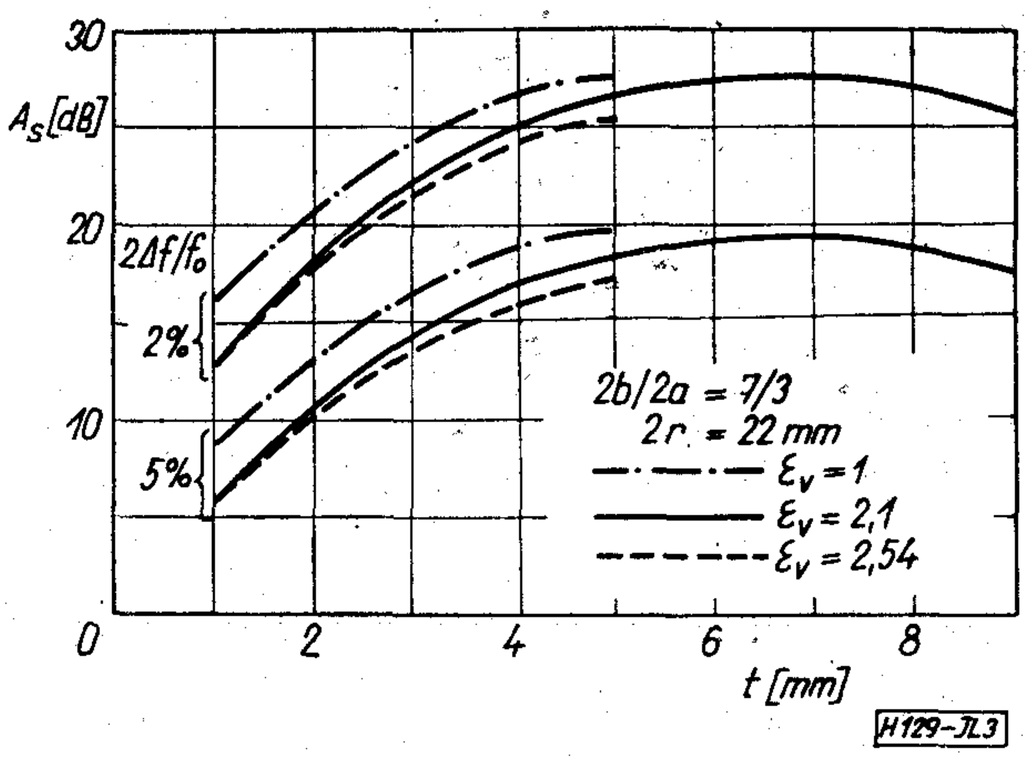
$Z_0 = 20$; 50; 100 ohm és $\varepsilon_r = 1$; 2,1 [6], illetve
$Z_0 = 50$; 92,6 ohm és $\varepsilon_r = 1$; 2,32; 5,0 [7].

A radiális szűrő karakterisztikus tulajdonsága még az f_0 sávközépi frekvencia és a $2\Delta f/f_0$ relatív sávszélesség (vagy adott $2\Delta f/f_0$-hoz tartozó A_s) változása az üreg t vastagságának függvényében. t növelésével a mezőtorzulás hatása egyre nagyobb, s így az $f_0(t)$ karakterisztika is egyre meredekebben változik (2. ábra, [8]). A 3. ábra [8] alapján meg-

állapítható, hogy a sávszélesség t függvényében maximális értéket vesz fel. Így a $2\Delta f(t)$ karakterisztika ismeretében a radiális üreg optimális t_0 vastagsága meghatározható.



2. ábra. Együreges radiális szűrő f_0 sávközépi frekvenciájának változása a radiális vonal t vastagságának függvényében



3. ábra. Együreges radiális szűrő adott relatív sávszélességéhez tartozó A_s csillapításváltozása a radiális vonal t vastagságának függvényében

Együreges radiális szűrő mérése

Adott műszaki előírásokat kielégítő radiális szűrő geometriai méretei számítással pontosan nem határozhatók meg. A méretek pontos meghatározásához méréseket kell végezni.

Első lépésben célszerűen a szűrő $A(f)$ csillapításkarakterisztikáját mérjük különböző $2r$, t és ε_r paraméterekkel. A mérési adatokból származtathatók az $f_0(2r)$, $f_0(t)$ és $2\Delta f(t)/f_0$ karakterisztikák különböző t, ε_r, illetve $2r$ és ε_r paraméterek esetén. Az adott karakterisztikákból $2r$ és t_0 értéke meghatározható.

A radiális szűrők disszipációs csillapítása a reflexiós csillapítás mellett elhanyagolható; a szerkezet nagyon jó közelítéssel reaktánsnak vehető. Ezért a többüreges radiális szűrők méretezéséhez elégséges az $A(f)$ csillapításon kívül az együreges radiális szűrő $S_{11}=|S_{11}|\exp(j\varphi_{11})$ saját feszültségi reflexiótényezőjének ismerete:

$$S_{11}=\frac{Z_1-Z_0}{Z_1+Z_0}, \tag{4}$$

ahol Z_1 a radiális szűrő bemeneti impedanciája a kimeneti kapu illesztett lezárása esetén.

S_{11} ismeretében meghatározható a szerkezet $S_{12}=|S_{12}|\exp(j\varphi_{12})$ átviteli tényezője [5]. Figyelembe véve, hogy a vizsgált reaktáns szerkezet szimmetrikus, írható, hogy:

$$|S_{12}|=\sqrt{1-|S_{11}|^2} \tag{5}$$

$$\varphi_{12}=\pm\frac{\pi}{2}+\varphi_{11}. \tag{6}$$

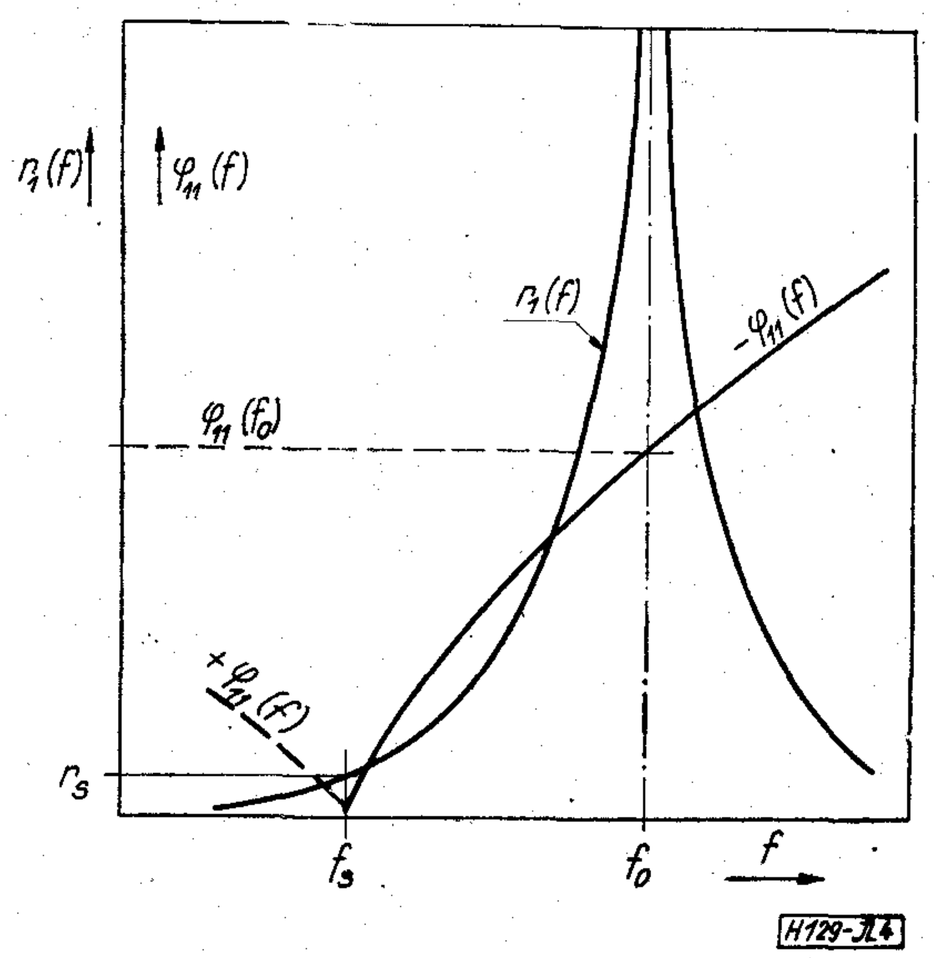
Állóhullámarány-mérő és a negyedhullámú technika alkalmazásával az r_1 bemeneti feszültségi állóhullámarány és S_{11} fázisszöge φ_{11} viszonylag nagy pontossággal mérhető, r_1 ismeretében pedig $|S_{11}|$ számítható:

$$|S_{11}|=\frac{r_1-1}{r_1+1}. \tag{7}$$

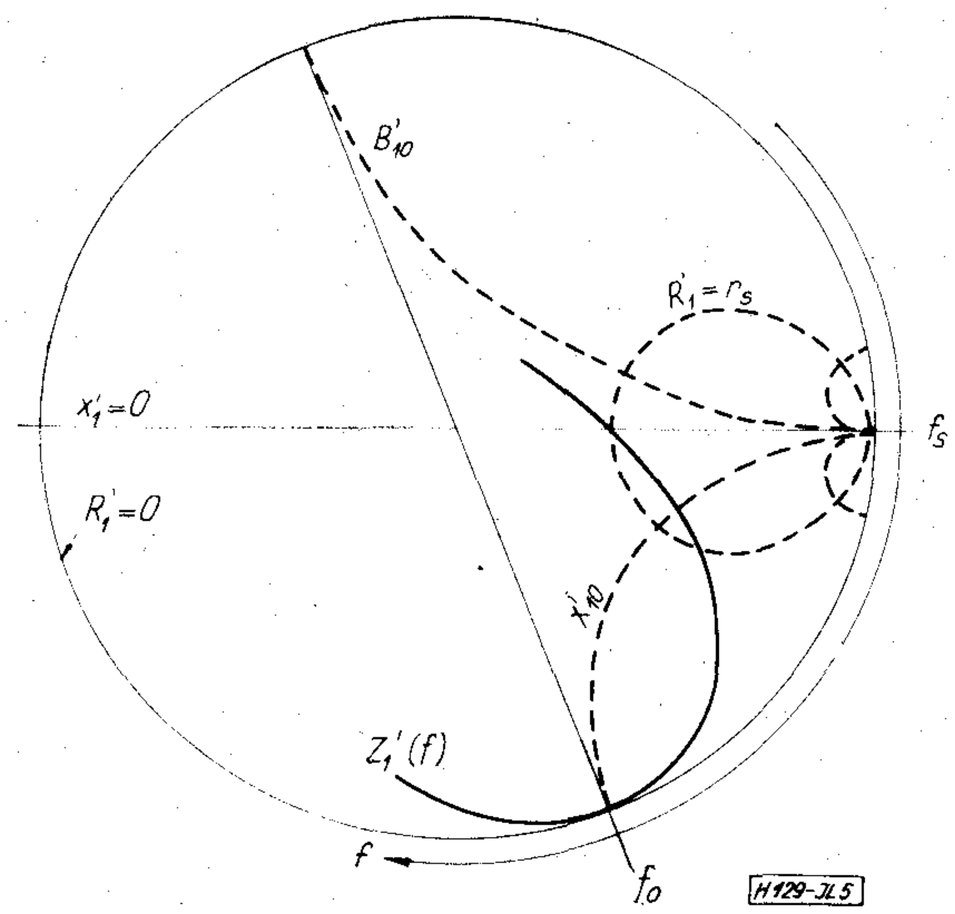
A mérési eredmények alapján ábrázolhatók az $r_1(f)$ és $\varphi_{11}(f)$ karakterisztikák, amelyek jellegzetes menetét a 4. ábrán tüntettük fel. Az $r_1(f)$ görbe szimmetriatengelye az f skálán metszi a szűrő f_0 sávközépi frekvenciáját és a $\varphi_{11}(f)$ görbén $\varphi_{11}(f_0)$ értékét. Az ábrából kiolvasható még a $\varphi_{11}=0$ esethez tartozó f_s frekvencia és az $r_1(f_s)=r_s$ bemeneti állóhullámarány értéke is.

$r_1(f)$ és $\varphi_{11}(f)$ ismeretében, poláris impedancia diagramon ábrázolható a Z_1 bemeneti impedancia $Z_1'=Z_1/Z_0$ normált értéke (5. ábra), és meghatározható az ekvivalens négypólus Y_1 kapocspári paraméterének értéke is. Figyelembe véve, hogy a vizsgált szerkezet reaktáns írható, hogy

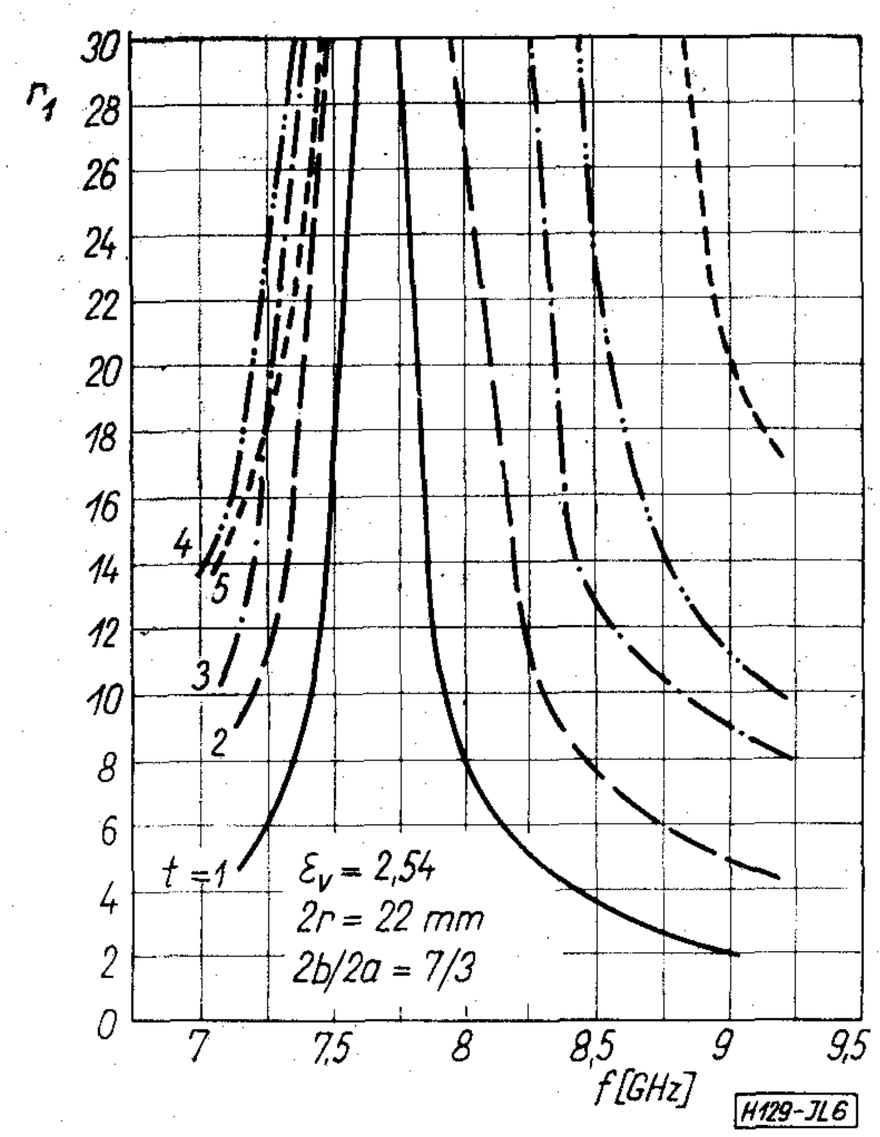
$$Y_1=jB \qquad \text{és} \qquad \frac{1}{Y_2+Y_{ü}}=jX. \tag{8}$$



4. ábra. Együreges radiális szűrő r_1 bemeneti állóhullámarányának és φ_{11} saját feszültségi reflexiótényező fázisszögének jellegzetes változása a frekvencia függvényében



5. ábra. Illesztetten lezárt együreges radiális szűrő bemeneti impedanciájának jellegzetes változása a frekvencia függvényében



6. ábra. Együreges radiális szűrő mért r_1 saját bemeneti állóhullámaránya

A fenti jelölésekkel:

$$Z_1 = R_1 + jX_1 = \frac{Z_0(1-BX)+jX}{(1-BX)+jZ_0B(2-BX)}. \qquad (9)$$

$\varphi_{11}=0$ esetén $Z_1'=R_{1s}'=r_s \cdot A$ (9) egyenlet alapján ez $BX=1$ esetén áll fenn, s ebben az esetben

$$Z_1'(f_s)=\frac{1}{Z_0^2B^2}=r_s, \qquad (10)$$

$f=f_0$ esetén $X=\infty$ és

$$Z_1'(f_0)=jX_{10}'=-j\frac{1}{Z_0B}. \qquad (11)$$

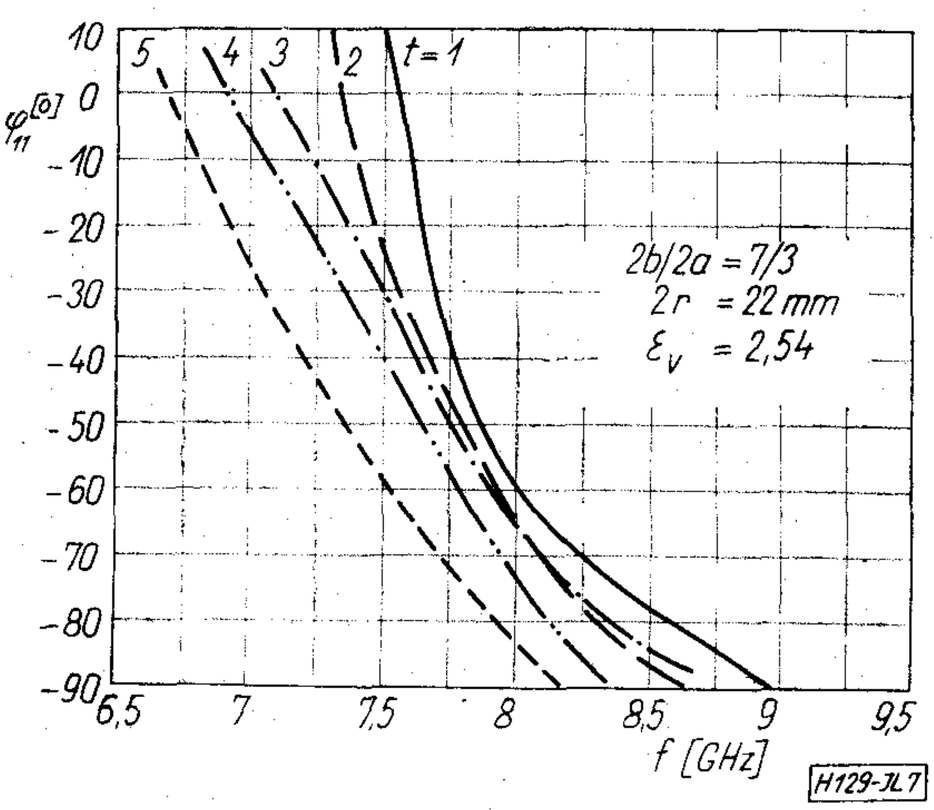
Mivel $X_{10}'<0$, B szuszceptancia kapacitív jellegű. A C ugráskapacitás értéke a fentiek alapján két úton is meghatározható. $B=2\pi fC$ helyettesítéssel a (10) egyenletből:

$$C=\frac{1}{2\pi f_s Z_0\sqrt{r_s}}, \qquad (12)$$

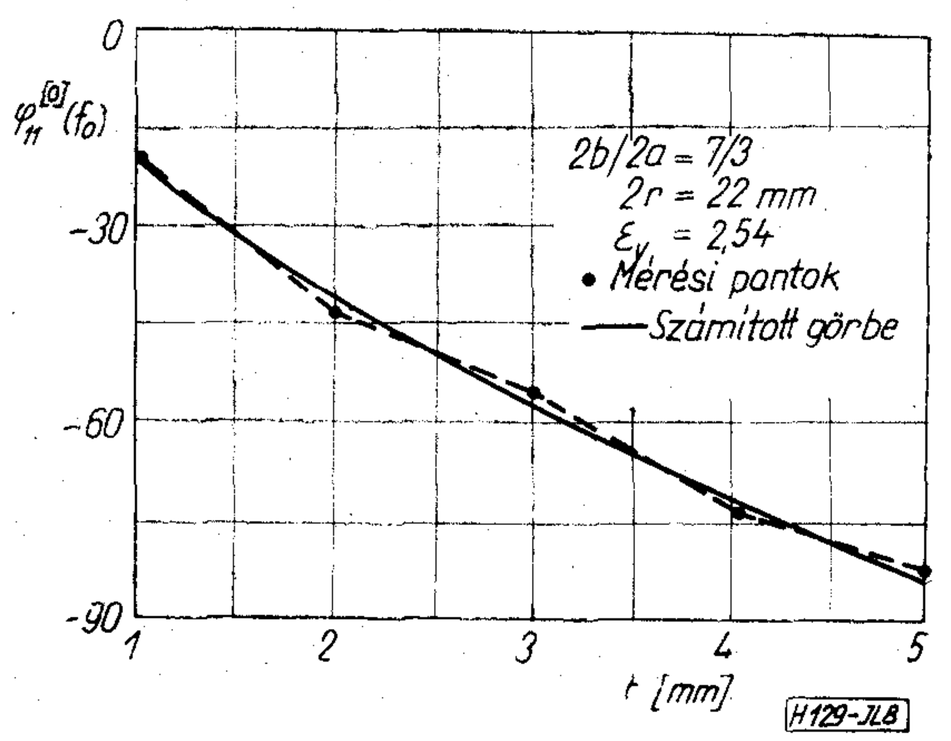
a (11) egyenlet megoldásaként pedig:

$$C=-\frac{1}{2\pi f_0 X_{10}' Z_0} \qquad (13)$$

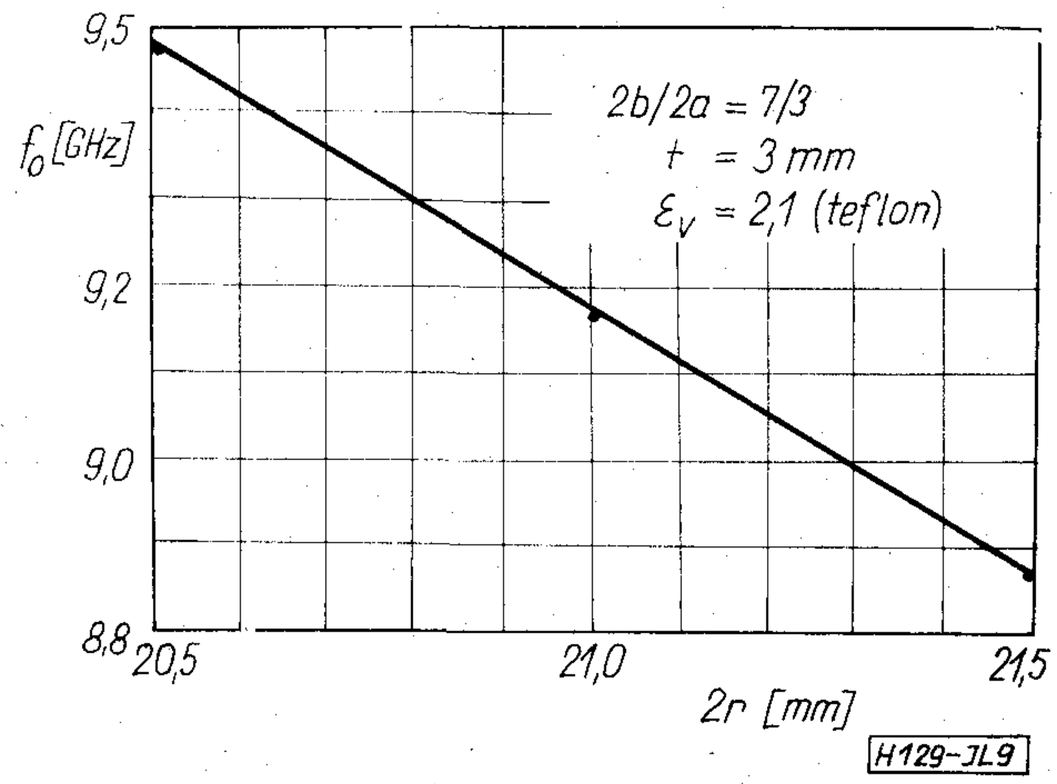
Radiális szűrő $r_1(f)$, illetve $\varphi_{11}(f)$ mért [10] karakterisztikáját a 6., illetve a 7. ábrán tüntettük fel. A számított [8] és a mérésekből adódó $\varphi_{11}(f_0)=\varphi_{110}$ fázisszög értéke a 8. ábrán látható. Megállapítható, hogy φ_{110} számított és mért értéke gyakorlatilag megegyező, míg f_0 számított és mért értéke (l. 2. ábra) között az eltérés jelentős. Ezért az f_0 sávközépi frekvenciát spektrumanalizátorral is megmértük. Az eredmények a mérés pontosságát igazolják.



7. ábra. Együreges radiális szűrő mért φ_{11} saját feszültségi reflexiótényezőjének fázisszöge



8. ábra. Együreges radiális szűrő saját feszültségi reflexiótényező fázisszögének változása az üreg vastagságának függvényében, f_0 sávközépi frekvencián



9. ábra. Együreges radiális szűrő f_0 sávközépi frekvenciájának változása az üreg $2r$ átmérőjének függvényében

A 9. ábrán megfigyelhető, hogy az $f_0(2r)$ karakterisztika viszonylag nagy Δf intervallumban is lineárisnak vehető. Ezért az előírt f_0-hoz tartozó $2r$ értékének meghatározásához elégséges két-három közel eső méretű radiális szűrő sávközépi frekvenciájának mérése.

Többüreges radiális szűrők méretezése

Az alábbiakban olyan többüreges radiális szűrők méretezésével foglalkozunk, amelyeknél előírásokat csak a zárósávra vonatkozó (f_0; $2\Delta f$; A_s) értékekre teszünk. Ebben az esetben a szerkezet felépíthető azonos $S_{12}(f)$ átviteli tényezőjű radiális tápvonalas üregrezonátorokkal és az üregeket elválasztó tápvonalak l hossza megegyező lesz.

Feltételezzük, hogy az alkalmazott radiális üregek f_0 sávközépi frekvenciája, $A_1(f)$ csillapításkarakterisztikája:

$$A_1 = 10 \lg \frac{1}{1-|S_{11}|^2}, \tag{14}$$

és az S_{11} saját feszültségi reflexiótényező $\varphi_{11}(f)$ fázisszöge ismert. Így az alapvető feladatot a maximális sávszélességhez tartozó optimális $l=l_0$ érték meghatározása jelenti. A következőkben meghatározzuk l_0 értékét, majd a többüreges radiális szűrő $A_{n0}(f)$ csillapításkarakterisztikáját $n=2$, 3 és 4 esetén.

Kétüreges radiális szűrő

A 10. ábrán feltüntetett kétüreges radiális szűrő csillapítása:

$$A_2 = 10 \lg \frac{1}{1-|\Gamma_2|^2}, \tag{15}$$

ahol $\Gamma_2 = |\Gamma_2| \exp(j\varphi_2)$ a vizsgált szerkezet saját feszültségi reflexiótényezője.

A kimenő kapu illesztett lezárása esetén a 2. üreg bemenetén S_{11}, az 1. üreg kimenetén

$$\Gamma_{2t} = S_{11} e^{-j2\Phi} = |\Gamma_{2t}| e^{j\varphi_{2t}} \tag{16}$$

a feszültségi reflexiótényező. A kétüreges radiális szűrő saját feszültségi reflexiótényezője:

$$\Gamma_2 = S_{11} + \frac{S_{12}^2 \Gamma_{2t}}{1 - S_{11}\Gamma_{2t}}. \tag{17}$$

Az (5), (6) és (16) egyenletek figyelembevételével és az

$$\boxed{\alpha = 2(\varphi_{11} - \Phi)} \tag{18}$$

jelölés bevezetésével írható, hogy

$$\boxed{\Gamma_2 = S_{11}\left[1 - \frac{1-|S_{11}|^2}{1-|S_{11}|^2 e^{j\alpha}} e^{j\alpha}\right].} \tag{19}$$

A (19) egyenletből $[1-|S_{11}|^2 \exp(j\alpha)] \neq 0$ esetén.

$$\boxed{|\Gamma_2|^2 = |S_{11}|^2 \frac{2(1-\cos\alpha)}{1+|S_{11}|^4 - 2|S_{11}|^2 \cos\alpha}.} \tag{20}$$

A (20) egyenletből kiindulva a két üreget elválasztó vonalszakasz elektromos hosszának $\varnothing_0$ optimális értéke meghatározható. A $\partial|\Gamma_2(\alpha)|^2/\partial\alpha = 0$ feltételi egyenlet megoldásaként $|\Gamma_2(\alpha)|^2$ és ezzel együtt $A_2(\alpha)$ szélső értéket ott vesz fel, ahol

$$\boxed{\sin\alpha_0[1-|S_{11}|^2] = 0.} \tag{21}$$

Mivel f_0 sávközépi frekvencián $|S_{11}| = 1$, *α értékétől függetlenül* $|\Gamma_2| = 1$ és $A_2 = \infty$. A $\sin\alpha_0 = 0$ feltételi egyenlet megoldásaként adódó $\alpha_{01} = 0$, $\pm 2\pi$, $\pm 4\pi$, ... helyeken $A_2 = 0$, míg az $\alpha_{02} = \pm\pi$, $\pm 3\pi$, ... helyeken $|\Gamma_2(\alpha)|$ és $A_2(\alpha)$ maximális szélső értéket vesz fel. $\alpha = \alpha_{02}$ esetén:

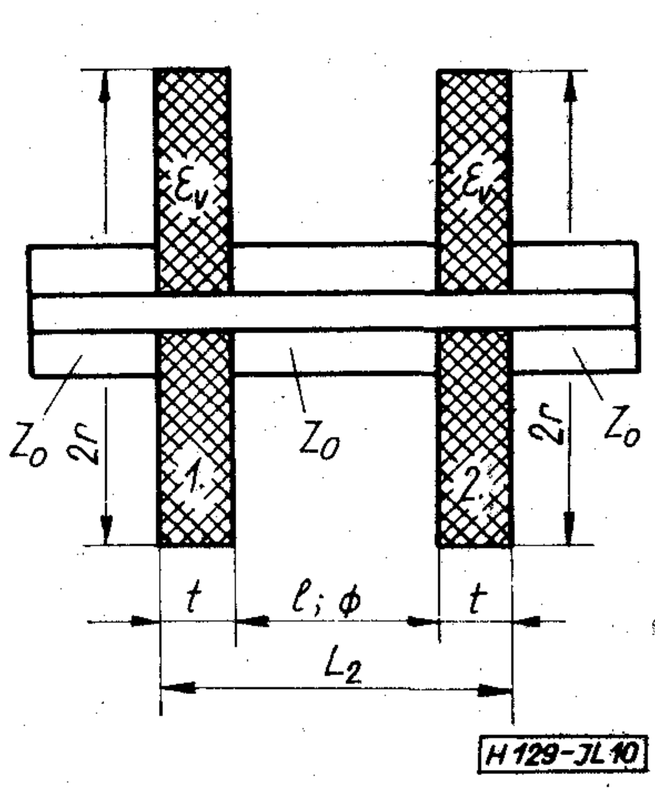
$$|\Gamma_2(\alpha_{02})| = 2\frac{|S_{11}|}{1+|S_{11}|^2}, \tag{22}$$

amiből

$$1 - |\Gamma_2(\alpha_{02})|^2 = \frac{[1-|S_{11}|^2]^2}{[1+|S_{11}|^2]^2}, \tag{23}$$

és így

$$\boxed{A_2(\alpha_{02}) = 2A_1 + 10 \lg [1+|S_{11}|^2]^2.} \tag{24}$$



10. ábra. Kétüreges radiális szűrő szerkezeti felépítése

Vizsgálva Φ és φ_{11} változását a frekvencia függvényében, megállapítható, hogy a szűrő zárótartományában *Φ optimális értéket legfeljebb egyszer vesz fel.* Kimutatható még, hogy *a szűrő sávszélessége maximális,* ha $\Phi(\alpha_{02})=\Phi(f_0)=\Phi_0$ [8]. Ezért az üregeket elválasztó vonalszakasz elektromos hosszának minimális optimális értéke $-\pi/2<\varphi_{11}(f_0)<0$ esetén:

$$\boxed{\Phi_{0\min}=\varphi_{11}(f_0)+\pi/2,} \tag{25}$$

míg $-\pi<\varphi_{11}(f_0)<-\pi/2$ esetén:

$$\boxed{\Phi_{0\min}=\varphi_{11}(f_0)+3\pi/2.} \tag{26}$$

Megjegyeztük, hogy ha $\Phi_0=\Phi_{0\min}$ esetén a két üreg között a magasabb módusokon keresztül fellépő csatolás hatása már nem hanyagolható el, akkor **a** megoldás Φ_0-ra:

$$\boxed{\Phi_0=\Phi_{0\min}+\pi.} \tag{27}$$

Az $A_{20}(f)$ csillapításkarakterisztika meghatározásához célszerűen bevezetjük az $\alpha(f)=\alpha_{02}+\Delta\alpha$ jelölést, ahol

$$\boxed{\Delta\alpha=2[\varphi_{11}(f)-\varphi_{11}(f_0)]-2[\Phi(f)-\Phi_0].} \tag{28}$$

Kiindulva a (20) egyenletből, így $A_{20}(f)$-re a következő kifejezés írható fel:

$$\boxed{A_{20}=2A_1+10\ \lg\ [1+2|S_{11}|^2\cos\Delta\alpha+|S_{11}|^4].} \tag{29}$$

Ezzel az $l=l_0$ optimális méretű, kétüreges radiális szűrő csillapításkarakterisztikája adott, és ábrázolásával az összetartozó A_s, $2\Delta f$ műszaki paraméterek értéke meghatározható. Pontosabb számításokhoz $|S_{11}|$ értékét a (7) egyenlet helyett a (14) egyenletből származtatjuk.

Befejezésül megjegyezzük még, hogy az $A_1\geq 15$ dB tartományban $|S_{11}|\cong 1$ és $\cos\Delta\alpha\cong 1$ közelítéssel élhetünk. Így az

$$\boxed{A_{20}(A_1\geq 15\ \text{dB})\cong 2A_1+6\ \text{dB}} \tag{30}$$

összefüggés alapján is számolhatunk

Háromüreges radiális szűrő

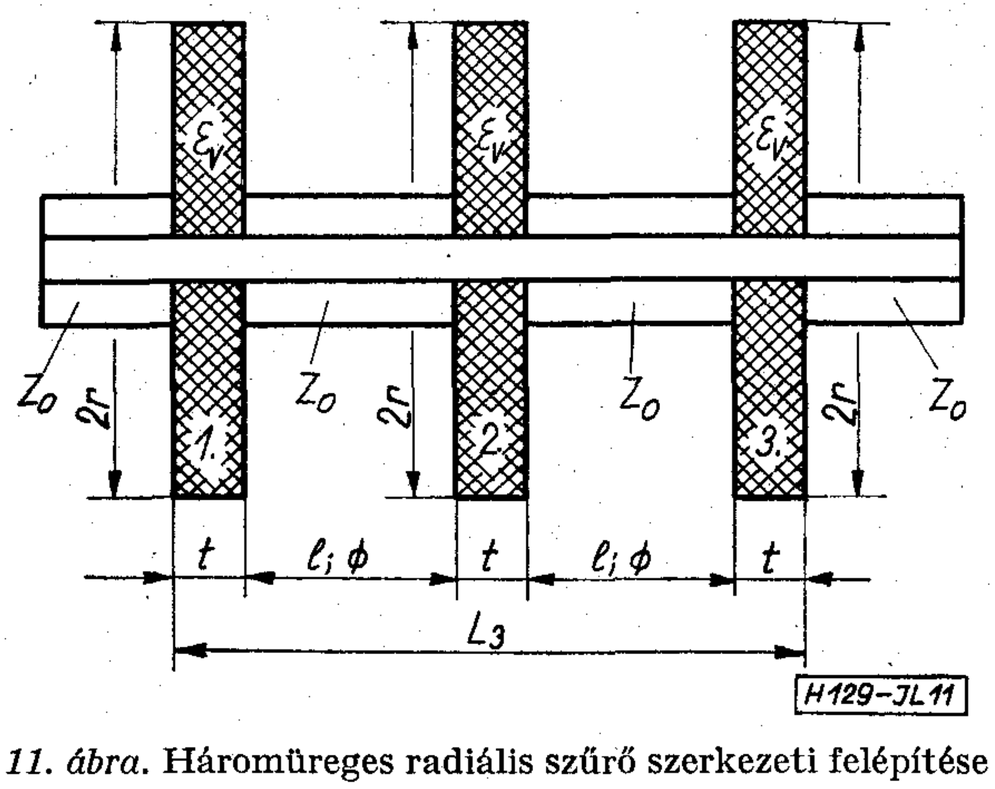
A 11. ábrán feltüntetett háromüreges radiális szűrő Γ_3 saját feszültségi reflexiótényezője:

$$\Gamma_3=S_{11}+\frac{S_{12}^2\Gamma_{3t}}{1-S_{11}\Gamma_{3t}}, \tag{31}$$

ahol

$$\boxed{\Gamma_{3t}=\Gamma_2 e^{-j2\Phi}=|\Gamma_{3t}|e^{j\varphi_{3t}}.} \tag{32}$$

Keresve a választ az üregeket elválasztó vonalszakaszok optimális hosszára, most is az $\alpha_0=\alpha_{02}=\pm\pi$, $\pm 3\pi$, ... megoldásra jutunk. Ennek egyszerű fizikai magyarázata az előző pont alapján az, hogy amikor $|I_2(\alpha)|$ maximális, akkor $\varphi_{2t}=\varphi_{11}(f_0)-\Phi_0=\varphi_{2t0}$. Mivel $\varphi_2(\alpha_{02})=\varphi_{20}=\varphi_{11}(f_0)$, $\varphi_{3t}(\alpha_{02})\equiv\varphi_{2t0}$. Következésképpen $\alpha=\alpha_{02}$ esetén $|\Gamma_3(\alpha)|$ is maximális szélső értéket vesz fel.



11. ábra. Háromüreges radiális szűrő szerkezeti felépítése

Az elmondottak alapján tehát a radiális üregeket elválasztó vonalszakaszok optimális hossza *független az üregek számától,* mindenkor az $\alpha_0=\alpha_{02}$ egyenlettel meghatározott mennyiség.

A háromüreges radiális szűrő $A_{20}(f)$ csillapításkarakterisztikájának meghatározásához átmenetileg bevezetjük az

$$x=\frac{1+e^{j\Delta\alpha}}{1+|S_{11}|^2e^{j\Delta\alpha}}=|x|e^{j\varphi_x} \tag{33}$$

jelölést. Az (5), (6), (18), (19) és (33) egyenletek alapján írható, hogy

$$\Gamma_3=S_{11}\frac{1+|x|e^{j\Delta\alpha'}}{1+|x||S_{11}|^2e^{j\Delta\alpha'}}, \tag{34}$$

ahol $\Delta\alpha'=\Delta\alpha+\varphi_x$. Mivel $|\varphi_x|\ll|\Delta\alpha|$, a továbbiakban célszerűen $\Delta\alpha'\cong\Delta\alpha$ közelítéssel élünk. A (33) egyenlet megoldásaként:

$$|x|=2D^{-1}\cos\frac{\Delta\alpha}{2}, \tag{35}$$

ahol

$$\boxed{D=\sqrt{1+2|S_{11}|^2\cos\Delta\alpha+|S_{11}|^4}.} \tag{36}$$

$|x|$-nek a (35) egyenlettel adott kifejezését a (34)-be helyettesítve, majd képezve a $|\Gamma_3|^2$ és az $[1-|\Gamma_3|^2]$ mennnyiségeket, a háromüreges radiális szűrő $A_{30}(f)$ csillapításkarakterisztikájára a következő megoldás adódik:

$$\boxed{\begin{aligned}A_{30}=3A_1+10\ \lg\ [&D^2+4D|S_{11}|^2\cos\Delta\alpha\cdot\\&\cdot\cos\frac{\Delta\alpha}{2}+4|S_{11}|^4\cos^2\frac{\Delta\alpha}{2}.\end{aligned}} \tag{37}$$

Számottevő hibát nem követünk el, viszont a számítás lényegesen leegyszerűsödik, ha a (37) egyenletben $\cos\Delta\alpha\cong 1$ közelítéssel élünk. Ebben az esetben ugyanis írható, hogy

$$\boxed{A_{30}\cong 3A_1+10\ \lg\left[D+2|S_{11}|^2\cos\frac{\Delta\alpha}{2}\right]^2.} \tag{38}$$

$A_1 \geqq 15$ dB esetén az $|S_{11}| \cong 1$, $\cos \Delta\alpha \cong 1$ és $\cos \Delta\alpha/2 \cong 1$ közelítésekkel írható, hogy

$$A_{30}(A_1 \geqq 15\ \text{dB}) \cong 3A_1 + 12\ \text{dB}. \qquad (39)$$

Négyüreges radiális szűrő

A négyüreges radiális szűrő $A_{40}(f)$ csillapításkarakterisztikájának meghatározásához átmenetileg célszerű bevezetni az alábbi jelölést:

$$y = \frac{1 + xe^{j\Delta\alpha}}{1 + |S_{11}|^2 xe^{j\Delta\alpha}} = |y| e^{j\varphi_y} \qquad (40)$$

Ezzel a vizsgált szerkezet Γ_4 saját feszültségi reflexiótényezője $l = l_0$ esetén a következő formában írható fel:

$$\Gamma_4 = S_{11} \frac{1 + |y| e^{j\Delta\alpha''}}{1 + |S_{11}|^2 |y| e^{j\Delta\alpha''}}, \qquad (41)$$

ahol $\Delta\alpha'' = \Delta\alpha + \varphi_y$. Mivel $|\varphi_y| \ll |\Delta\alpha|$, a továbbiakban célszerűen a $\Delta\alpha'' \cong \Delta\alpha$ közelítéssel számolunk. Kiindulva a (41) egyenlettel adott összefüggésből, $A_{40}(f)$-re a következő kifejezés vezethető le:

$$A_{40}(f) = 4A_1 + 10 \lg E^2, \qquad (42)$$

ahol

$$E^2 = F^2 + 2FH|S_{11}|^2 \cos \Delta\alpha + H^2|S_{11}|^4$$

$$F^2 = D^2 + 4D \cos \frac{\Delta\alpha}{2} \cos \Delta\alpha + 4 \cos^2 \frac{\Delta\alpha}{2} \qquad (43)$$

$$H^2 = D^2 + 4D|S_{11}|^2 \cos \frac{\Delta\alpha}{2} \cos \Delta\alpha + 4|S_{11}|^4 \cos^2 \frac{\Delta\alpha}{2}.$$

Az előző pontokban alkalmazott közelítések alapján most

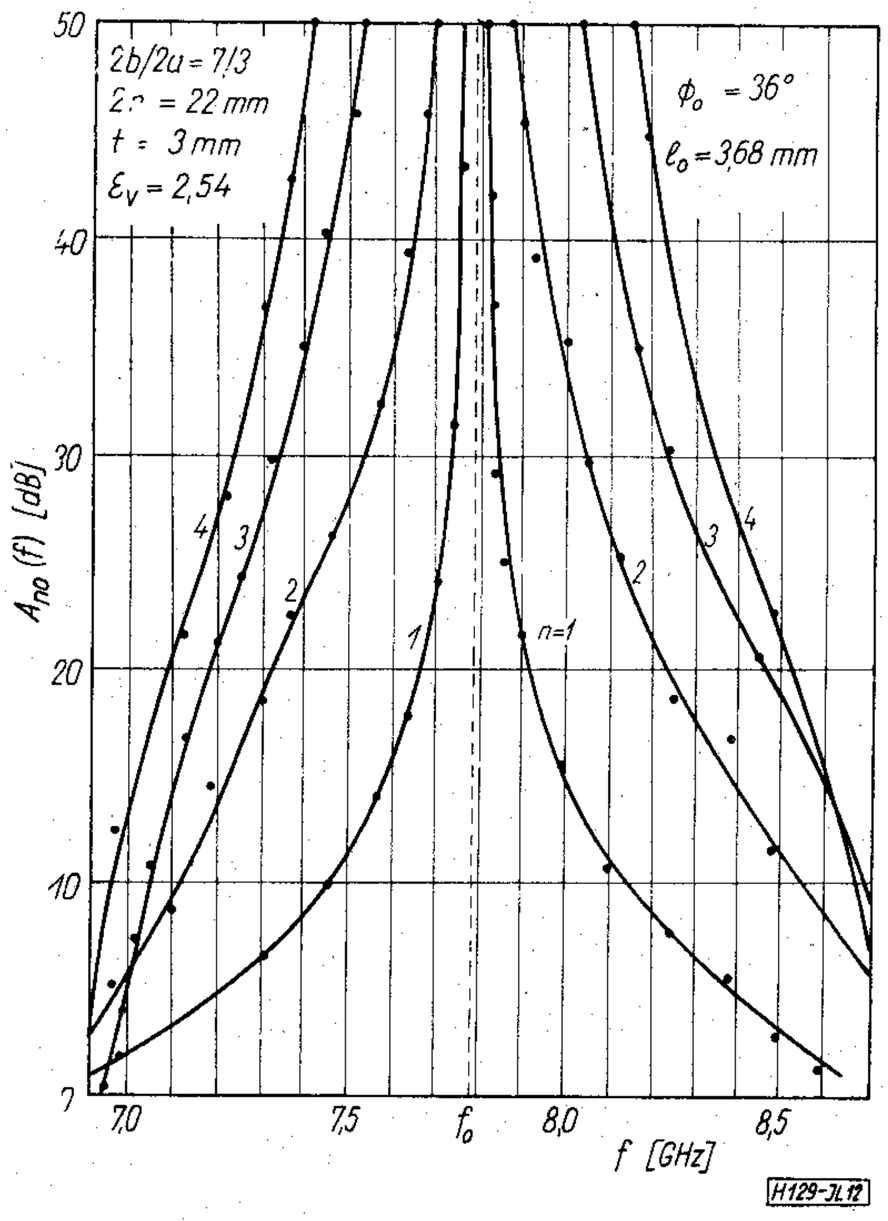
$$A_{40}(A_1 \geqq 15\ \text{dB}) \cong 4A_1 + 18\ \text{dB} \qquad (44)$$

összefüggésre jutunk.

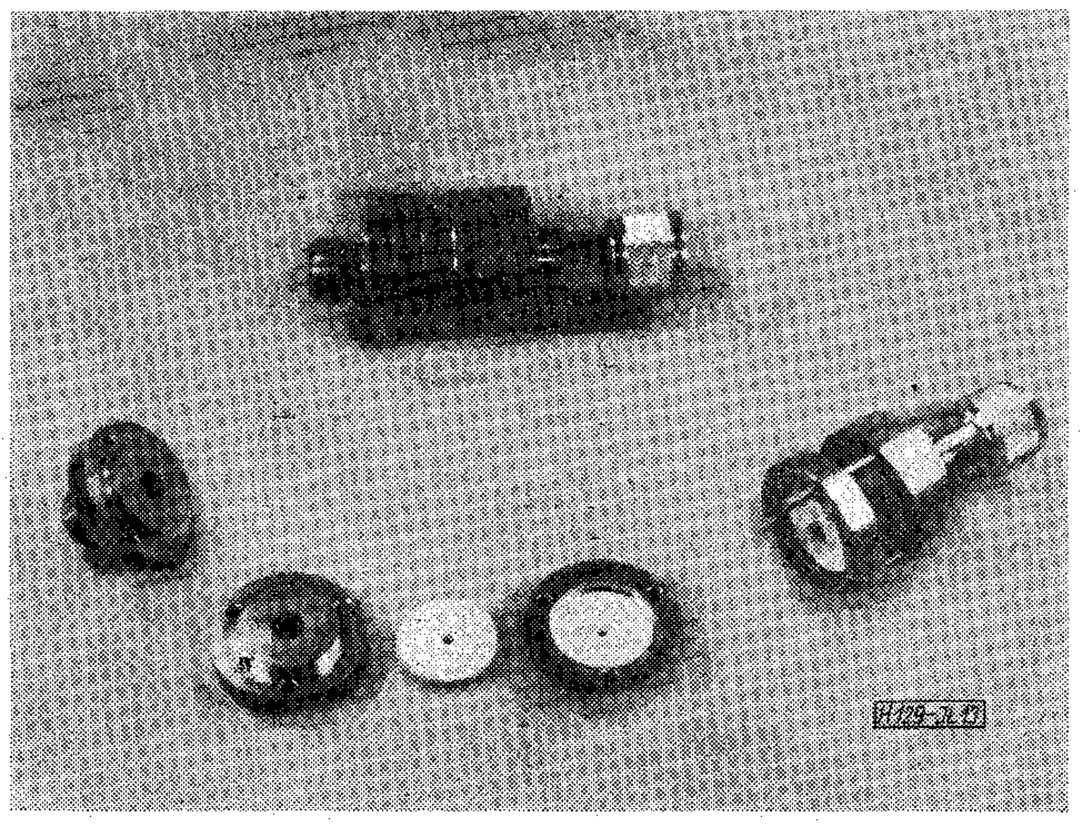
Példa

$2b/2a = 7/3$, $2r = 22$ mm, $t = 3$ mm és $\varepsilon_r = 2{,}54$ (polisztirol) esetén a 2. ábra alapján $f_0 = 7{,}78$ GHz ($\lambda_0 = 38{,}6$ mm) és a 8. ábrából $\varphi_{11}(f_0) = -54°$. A (25) egyenletből $\Phi_{0\min} = 36°$. Tehát az üregeket elválasztó vonalszakaszok minimális optimális hossza; $l_0 = 0{,}1\lambda_0 = 3{,}86$ mm. A szűrők teljes hossza: $L_2 = 9{,}86$ mm, $L_3 = 16{,}72$ mm és $L_4 = 23{,}58$ mm.

A tervezett szűrők spektrumanalizátorral mért $A_{n0}(f)$ csillapításkarakterisztikáját a 12. ábrán tüntettük fel. A mérési eredmények alapján megállapítható, hogy $A_{n0}(f)$ értékére adott (30), (39), és (44) formulák valóban nagyon jó közelítéssel érvényesek. Megfigyelhető, hogy az üregek számának növelésével a sávszélesség kezdetben jelentős mértékben nő, míg később kevésbé változik. A 13. ábrán tüntettük fel a vizsgált szűrőt. Adott konstrukciós megoldás esetén az üregek száma egyszerű módon növelhető vagy csökkenthető.



12. ábra. Többüreges radiális szűrők mért $A_{no}(f)$ csillapításkarakterisztikája optimális l_0 méret esetén



13. ábra. Többüreges radiális szűrő

Többüreges radiális szűrők optimális méretezése

A többüreges radiális szűrő optimálisan méretezett, ha a műszaki előírásokat kielégítő realizáció L_n teljes hossza minimális.

Az előző pontok alapján $l = l_0$ és $t = t_0$ esetén a műszaki előírások minimális $n = n_0$ számú üreggel elégíthetők ki. Ez a megoldás egyben az optimális megoldást is adja, ha $l_0 < \lambda_0/4$, ellenkező esetben a megoldás nem optimális.

Az előző példában szereplő üregek esetében, $t = t_0$ környezetében $\varphi_{11}(f_0) \cong -\pi/2$, s ezért $l_0(t = t_0) > \lambda_0/2$. Megfigyelhető azonban (l. 3. és 8. ábra), hogy a $t < t_0$ tartományban található egy olyan t_x méret, amelynél az üregek optimális távolsága a maximális $l_0 > \lambda_0/2$ értékről ugrásszerűen csökkenthető a minimális $l_0 < \lambda_0/4$ értékre. $t = t_x$ megválasztása esetén az

üregek számát növelni kell, $n > n_0$, de mivel az üregeket elválasztó vonalszakaszok hossza jelentős mértékben csökken, várható, hogy L_n kisebb lesz, mint $L_{n0} \cdot L_n < L_{n0}$ esetén az optimális megoldáshoz $t = t_x$ vezet.

t_x értékére konkrét válasz nem adható, meghatározása kompromisszumos feladat. Értékét ugyanis alulról l_0 és n növekedése korlátozza, míg felülről az üregek között a magasabb módusokon keresztül fellépő csatolás hatásának növekedése. Az előző példában adott $t = 3$ mm jó közelítéssel az optimális megoldáshoz tartozó t_x-nek tekinthető.

IRODALOM

[1] *Schelkunoff, S. A.:* Electromagnetic Waves. D. van Nostrand Co. Inc. New York, 1943.

[2] *Lindell, I. V.:* Slope Parameter and Q of Radial Resonators. IEEE Trans. on MTT, Vol. MTT-14, 1966. Febr. pp. 97—98.

[3] *Gunston, M. A. R.:* An Empirical Formula for the Design of Radial Line-Filters. IEEE Trans. on MTT, Vol. MTT-12, 1964. Sept. pp. 571—572.

[4] *de Loach, B. C.:* Radial-Line Coaxial Filters in the Microwave Region. IEEE Trans. on MTT. Vol. MTT-11. 1963. Jan. pp. 50—55.

[5] *Dr. Csurgay Á.—Markó Sz.:* Mikrohullámú passzív hálózatok. Mérnöktovábbképző Intézet, 1965.

[6] *von Heinz Westphalen:* Koaxialleitungs Filter mit radialen Leitungen. I, II. Archiv der Elektrischen Übertrangung (A. E. Ü.) 1965. Dec. pp. 637—646, 1967. Jan. pp. 52—60.

[7] *Varon, D.:* Radial Line Band Rejection Filters in Coaxial Waveguides. IEEE Trans. on MTT, Vol. MTT-15, 1967. Dec. pp. 680—687.

[8] *Scsaurszki P.:* Radiális szűrő analízise és méretezése. Diplomaterv, 1970. BME Mikrohullámú Híradástechnikai Tanszék

[9] *Dr. Jachimovits L.:* Az állóhullámarányмérő saját reflexióinak hatása a feszültségi reflexiótényező mérésére. Híradástechnika, XXII. évf. 4. sz. 115—120 old.

[10] *Prónay G.:* Radiális szűrő mérése. Diplomaterv, 1970. BME Mikrohullámú Híradástechnikai Tanszék.

IEC KIADVÁNYOK

3C (Central Office) 17. Ventillátorok rajzjelei.

22E (Central Office) 4. Stabilizált tápegységek egyenáramú kimenettel. 1. rész: Fogalmak és meghatározások.

29 (Central Office) 96. Az IEC 90 Publikációjának reviziója: Nagyothalló készülékek polarizált dugóinak méretei.

29 (Central Office) 97. Az IEC 118 Publikáció módosítása: Nagyothalló készülékek hangfrekvenciás jellemzőinek mérési módszerei.

29B (Central Office) 30. Hangfrekvenciás berendezések. 8. rész: Automatikus erősítés szabályozók.

40 (Central Office) 261. Fogalmak és meghatározások potenciométerek vizsgálataihoz.

46A (Central Office) 69. Rádiófrekvenciás koaxiális kábelcsatlakozók 96 IEC 50—3.

46B (Central Office) 52. Hullámvezető karimák. 7. rész: Négyszögletes csőtápvonalak karimáira vonatkozó előírás.

46D (Central Office) 2. Merev preciziós koaxiális tápvonalak és precíziós csatlakozóik. 2. rész: 50 ohm-os, 7 mm-es merev, hermaphrodita preciziós koaxiális csatlakozó.

46D (Central Office) 3. Merev preciziós koaxiális tápvonalak és preciziós csatlakozóik. 2. rész: 50 ohm, 14 mm-es merev preciziós koaxiális tápvonal és hozzácsatlakozó hermaphrodita preciziós koaxiális csatlakozó.

46D (Central Office) 4. Merev precíziós koaxiális tápvonalak és preciziós csatlakozóik. 2. rész: 50 ohm, 21 mm-es merev precíziós koaxiális tápvonal és hozzátartozó hermaphrodita koaxiális csatlakozó.

46D (Central Office) 5. Merev precíziós koaxiális tápvonalak és precíziós csatlakozóik. 1. rész: Általános követelmények és mérési módszerek.

47 (CO) 366. Kalkulációs módszer az időben változó terhelhetőségre.

47 (Central Office) 367. A záróirányú és maradék feszültségek aránya.

47 (Central Office) 377. Egyenirányító diódáknál és thirisztoroknál alkalmazott egységesített hatos sodratú kivezetőhuzalok hossza és forrcsúcsai.

47 (Central Office) 379. Félvezető eszközök méretei.

47 (Central Office) 380. Irányelvek egyenirányító diódák és thirisztorok alkalmazására.

47 (Central Office) 381. Félvezető eszközök méretei.

47 (Central Office) 382. Egyes tokokon levő kiemelkedő h méretek felülvizsgálata.

47 (Central Office) 383. Szabályok a kivezetők helyzetének és méreteinek rajzjeleihez.

47 (Central Office) 384. Általános szabályok integrált áramkörök vázlatrajzainak az előkészítésére.

47 (Central Office) 391. Teljesítmény félvezető eszközök méretei.

BALOGH ALBERT
Híradástechnikai Ipari Kutató Intézet

DR. DUKÁTI FERENC
Magyar Szabványügyi Hivatal

Élettartam- és megbízhatósági vizsgálatok exponenciális eloszláson alapuló szekvenciális mintavételi eljárásai és tervei

ETO 620.113:620.169.1

A megbízhatósági vizsgálatok tervezésénél igen fontos követelmény, hogy adott megbízhatósági szint ellenőrzésére folytatott vizsgálatok minél gazdaságosabbak legyenek mind a vizsgálatok időtartamát, mind a mintaelemek számát tekintve. Ezeket a célkitűzéseket a mintavételi tervek helyes megválasztása biztosítja.

A mintavételi tervek és az ezekkel kapcsolatos matematikai-statisztikai meggondolások függnek a vizsgálat végrehajtásának és a döntések meghozatalának módszerétől. Jelen cikk szerzői ismertették az exponenciális eloszláson alapuló mintavételi terveket és eljárásokat abban az esetben, ha a vizsgálatot előre megadott számú meghibásodás bekövetkezéséig, ill. előre megadott időtartamig folytatják [1]. Ebben az esetben a vizsgálat során kétféle döntés hozható: vagy elfogadják a tételt, vagy pedig visszautasítják.

A jelen dolgozatban ismertetésre kerülő szekvenciális eljárásnál mindenegyes meghibásodás bekövetkezése után a döntés háromféle lehet: vagy elfogadjuk, vagy visszautasítjuk a tételt, vagy pedig tovább folytatjuk a vizsgálatot. Mivel a vizsgálat továbbfolytatása is a lehetséges döntések egyike, ezért a meghibásodási szám ennél a vizsgálatnál nem előre rögzített érték, hanem valószínűségi változó. Ez azt jelenti, hogy az a meghibásodási szám, amelynél a vizsgálatot befejezzük (a tételt elutasítjuk vagy elfogadjuk), véletlenszerűen változó mennyiség. A vizsgálati eljárás annál gazdaságosabb, minél kisebb a meghibásodási szám várható értéke.

A dolgozat a szekvenciális valószínűségi hányados vizsgálatával foglalkozik az esetben, ha az alkatrészek élettartam-eloszlása exponenciális Θ paraméterrel, azaz az élettartameloszlás sűrűségfüggvénye a következő alakú:

$$f(x;\ \Theta)=\begin{cases}\dfrac{1}{\Theta}\,e^{-\frac{x}{\Theta}}; & \text{ha} \quad x\geqq 0\\ 0; & \text{ha} \quad x<0\end{cases}$$

A vizsgálatok helyettesítéses és helyettesítés nélküli vizsgálatok lehetnek. Mivel a helyettesítéses és helyettesítés nélküli vizsgálatok tárgyalása teljesen hasonló, csak a helyettesítéses vizsgálattal foglalkozunk általában, a helyettesítés nélküli vizsgálatra csak egyes esetekben térünk ki.

Beérkezett: 1971. VI. 10.

1. Jelölések és terminológia

A jelen cikkben használt terminológia az [1] dolgozatban és az MSZ 248—57-ben [2], az MSZ 17100 [3], valamint a H 108 MIL STD [4] szabványokban közölt fogalmakat használja fel. Ezek közül a legfontosabbakat és azok jelölését az alábbiakban foglaljuk össze:

1.1. Várható élettartam

Az élettartam várható értéke. Jelölése: Θ.

1.2. Átvételi élettartam

A várható élettartam még elfogadható értéke. Jelölése: Θ_0.

1.3. Visszautasítási élettartam

Az a Θ érték, amelynél kisebb várható élettartamú tétel már nem elfogadható. Jelölése: Θ_1.

1.4. Jelleggörbe (OC görbe)

A jelleggörbe minden Θ értékre megadja azt a $P(\Theta)$ valószínűséget, hogy a Θ várható élettartamú tételt elfogadják. Jelölése: $P(\Theta)$.

1.5. A gyártó kockázata

Θ_0 várható élettartamú tétel visszautasításának valószínűsége. Jelölése: α. Képletben: $P(\Theta_0)=1-\alpha$.

1.6. A fogyasztó kockázata

Θ_1 várható élettartamú tétel átvételének valószínűsége. Jelölése: β. Képletben: $P(\Theta_1)=\beta$.

2. Az OC jelleggörbe meghatározása szekvenciális vizsgálatnál

Legyen a vizsgált termékek száma n, legyenek a meghibásodási időpontok a következők: $0\leqq x_1\leqq x_2\leqq\ldots\leqq x_r$. Ekkor az r-edik meghibásodás után a termékeken megfigyelt összes működési idő helyettesítéses vizsgálat esetében a következő:

$$V(x_r)=nx_r,$$

helyettesítés nélküli vizsgálat esetében pedig

$$V(x_r)=\sum_{i=1}^{r}x_i+(n-r)x_r.$$

A szekvenciális valószínűségi hányados vizsgálatnál a következő hányadost vizsgáljuk:

$$\frac{P_{r,1}}{P_{r,0}}=\frac{\prod_{i=1}^{r} f(x_i;\ \Theta_1)[1-F(x_r;\ \Theta_1)]^{n-r}}{\prod_{i=1}^{r} f(x_i;\ \Theta_0)[1-F(x_r;\ \Theta_0)]^{n-r}}, \quad (2.1)$$

ahol $f(x;\ \Theta)$ a sűrűségfüggvény, $F(x;\ \Theta)$ az eloszlásfüggvény és $P_{r,1}$, ill. $P_{r,0}$ jelenti a Θ_1 ill. Θ_0 átlagos élettartam sokaságából származó minta likelihood függvényét.

Exponenciális eloszlás esetében helyettesítés nélküli vizsgálatnál:

$$P_{r,1}=\frac{1}{\Theta_1^r}\,e^{-\frac{1}{\Theta_1}\left[\sum_{i=1}^{r} x_i+(n-r)x_r\right]}=\frac{1}{\Theta_1^r}\,e^{-\frac{1}{\Theta_1}V(x_r)}.$$

$$P_{r,0}=\frac{1}{\Theta_0^r}\,e^{-\frac{1}{\Theta_0}\left[\sum_{i=1}^{r} x_i+(n-r)x_r\right]}=\frac{1}{\Theta_1^r}\,e^{-\frac{1}{\Theta_0}V(x_r)}. \quad (2.2)$$

Helyettesítéses vizsgálat esetében a képletek azonosak, azzal az eltéréssel, hogy $V(x_r)=nx_r$.

A vizsgálat során meghatározunk két számot, A-t és B-t úgy, hogy $0<B<1<A$ teljesüljön. A és B függ a gyártó és a felhasználó kockázatától (α-tól és β-tól). Ennek ismertetésére később kerül sor. Ezután mindenegyes meghibásodás előfordulása után kiszámítjuk a $\frac{P_{r,1}}{P_{r,0}}$ hányadost és a következő lehetséges döntéseket hozzuk:

a) Ha $\frac{P_{r,1}}{P_{r,0}}\geqq A$ akkor a tételt visszautasítjuk.

b) Ha $\frac{P_{r,1}}{P_{r,0}}\leqq B$, akkor a tételt elfogadjuk.

c) Ha $A<\frac{P_{r,1}}{P_{r,0}}<B$, akkor a vizsgálatot továbbfolytatjuk.

A (2.2)-ből következik, hogy exponenciális élettartameloszlás esetében az elfogadási tartomány a

$$\left(\frac{\Theta_0}{\Theta_1}\right)^r e^{-\left(\frac{1}{\Theta_1}-\frac{1}{\Theta_0}\right)V(x_r)}\leqq B \quad (2.3)$$

egyenlőtlenség által meghatározott.

Hasonlóképpen a visszautasítási tartomány a következő egyenlőtlenséggel adott:

$$\left(\frac{\Theta_0}{\Theta_1}\right)^r e^{-\left(\frac{1}{\Theta_1}-\frac{1}{\Theta_0}\right)V(x_r)}\geqq A. \quad (2.4)$$

Végül a vizsgálat továbbfolytatásának tartománya a következő:

$$B<\left(\frac{\Theta_0}{\Theta_1}\right)^r e^{-\left(\frac{1}{\Theta_1}-\frac{1}{\Theta_0}\right)V(x_r)}<A. \quad (2.5)$$

(2.3.) egyenlőtlenséget logaritmizálva és átrendezve adódik, hogy a tételt akkor fogadjuk el, ha a megfigyelt összes működési időre, $V(x_1)$-re, a következő egyenlőtlenség teljesül:

$$V(x_r)\leqq\frac{r\ln\frac{\Theta_0}{\Theta_1}}{\frac{1}{\Theta_1}-\frac{1}{\Theta_0}}-\frac{\ln B}{\frac{1}{\Theta_1}-\frac{1}{\Theta_0}}. \quad (2.6)$$

(2.6)-ból

$$\frac{\ln\frac{\Theta_0}{\Theta_1}}{\frac{1}{\Theta_1}-\frac{1}{\Theta_0}}=s \quad (2.6a)$$

és

$$-\frac{\ln B}{\frac{1}{\Theta_1}-\frac{1}{\Theta_0}}=h_0 \quad (2.6b)$$

jelölésekkel kapjuk, hogy

$$V(x_r)\leqq rs+h_0 \quad (2.7)$$

Hasonló számításokat elvégezve, (2.4)-ből adódik, hogy a visszautasítási döntést akkor hozzuk meg, ha

$$V(x_r)\geqq\frac{r\ln\frac{\Theta_0}{\Theta_1}}{\frac{1}{\Theta_1}-\frac{1}{\Theta_0}}-\frac{\ln A}{\frac{1}{\Theta_1}-\frac{1}{\Theta_0}}. \quad (2.8)$$

(2.8)-ból

$$h_1=\frac{\ln A}{\frac{1}{\Theta_1}-\frac{1}{\Theta_0}} \quad (2.8a)$$

jelöléssel kapjuk, hogy

$$V(x_r)\geqq rs-h_1 \quad (2.9)$$

egyenlőtlenség definiálja a visszautasítási tartományt. A fentieknek megfelelően a vizsgálat továbbfolytatásának tartománya a következő:

$$rs-h_1<V(x_r)<rs+h_0 \quad (2.10)$$

Példa. Helyettesítéses vizsgálat esetében legyen

$$\Theta_0=1500 \text{ óra, } \Theta_1=300;\ \alpha=0{,}05 \text{ és } \beta=0{,}10$$

Mivel $\Theta_1/\Theta_0=300/1500=0{,}200$, akkor a [4] szerinti $2A-1$ (1. táblázat) táblázatából a $B-4$ vizsgálati tervet és a $2D-1$ táblázatból (2. táblázat) megfelelően a következő értékeket kapjuk: $h_0=\Theta_0(h_0/\Theta_0)=1500(0{,}5805)=870{,}75$; $h_1=\Theta_0(h_1/\Theta_0)=1500(0{,}7453)1117{,}95$ és $s=\Theta_0(s/\Theta_0)=1500(0{,}4086)=612{,}9$ óra/hiba.

$V_E(x_r)$ elfogadási egyenes egyenlete a következő:

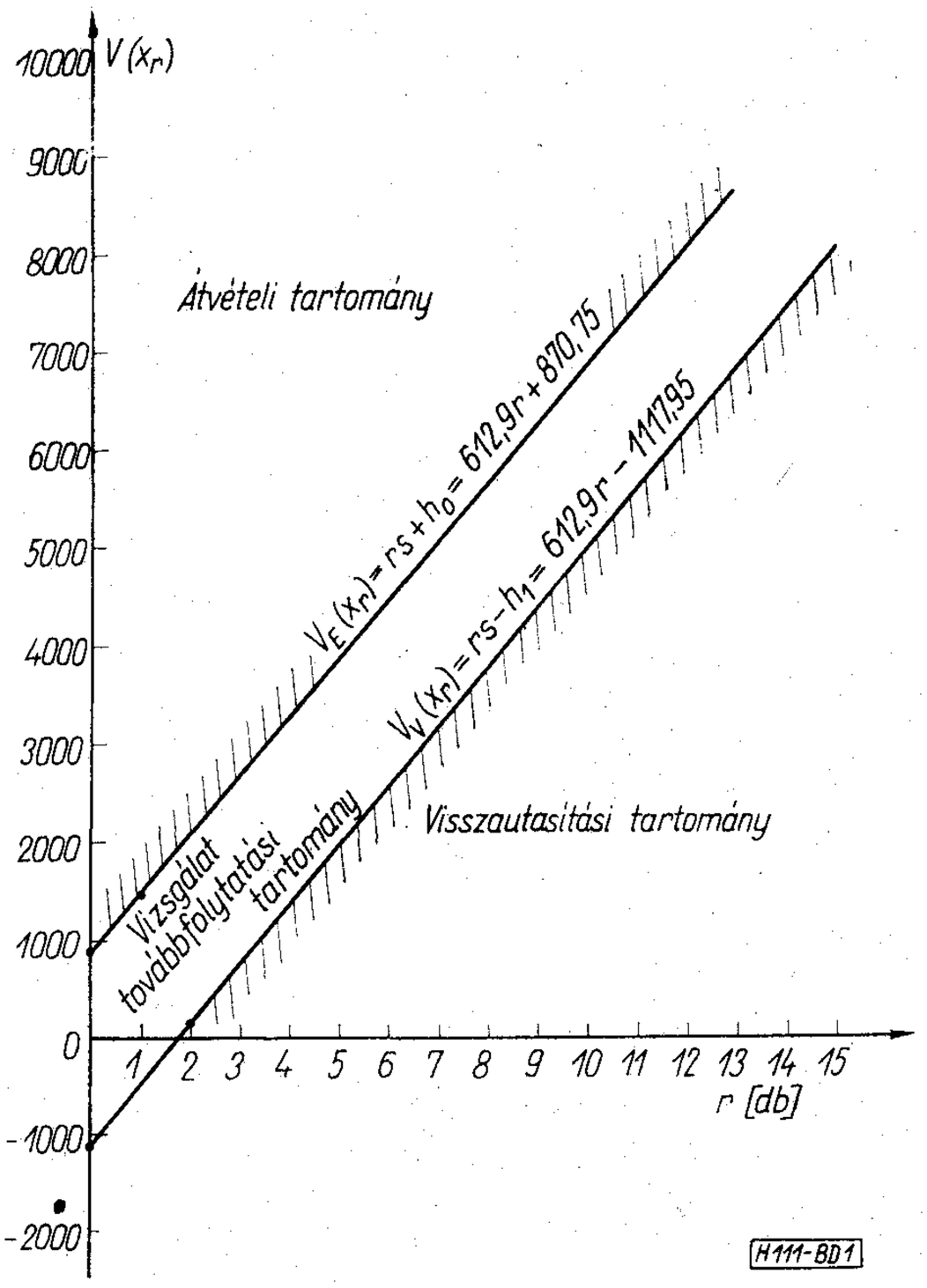
$$V_E(x_r)=rs+h_0=612{,}9r+870{,}75,$$

a visszautasítási egyenes egyenlete:

$$V_V(x_r)=rs-h_1=612{,}9r-1117{,}95$$

Ezt az esetet illusztrálja az 1. ábra.

Az így végrehajtott vizsgálat véges sok számú meghibásodás bekövetkezése után 1 valószínűséggel döntéshez vezet. Az OC jelleggörbét az ún. Wald-féle alapazonosságból közelítéssel lehet meghatározni (ld. Vincze [5]).



1. ábra. A szekvenciális eljárás lehetséges döntéseinek tartománya

Ha a jelleggörbét meghatározó $P(\Theta)$ függvény a következő alakú:

$$P(\Theta)=\frac{A^{h(\Theta)}-1}{A^{h(\Theta)}-B^{h(\Theta)}} \tag{2.11}$$

és a $h(\Theta)$ függvény eleget tesz az

$$\int_0^\infty \left[\frac{f(x;\ \Theta_1)}{f(x;\ \Theta_0)}\right]^{h(\Theta)} f(x;\ \Theta)\,dx=1 \tag{2.12}$$

azonosságnak, akkor exponenciális eloszlás esetében (2.12) a következő alakú:

$$\int_0^\infty \frac{1}{\Theta}\ e^{-\frac{x}{\Theta}}\left[\frac{\Theta_0}{\Theta_1}e^{-x\left(\frac{1}{\Theta_1}-\frac{1}{\Theta_0}\right)}\right]^{h(\Theta)} dx=1. \tag{2.13}$$

(2.13)-t integrálva kapjuk, hogy

$$\Theta=\frac{\left(\frac{\Theta_0}{\Theta_1}\right)^h-1}{h\left(\frac{1}{\Theta_1}-\frac{1}{\Theta_0}\right)}. \tag{2.14}$$

Ha $h\to 0$, akkor

$$\lim_{h\to 0}\Theta=\lim_{h\to 0}\frac{\left(\frac{\Theta_0}{\Theta_1}\right)^h-1}{h\left(\frac{1}{\Theta_1}-\frac{1}{\Theta^0}\right)}$$

határozatlan $\frac{0}{0}$ alak, ezért a L'Hospital szabályt kell alkalmazni, így

$$\lim_{h\to 0}\Theta=\lim_{h\to 0}\frac{\left(\frac{\Theta_0}{\Theta_1}\right)^h-1}{h\left(\frac{1}{\Theta_1}-\frac{1}{\Theta^0}\right)}=\lim_{h\to 0}\frac{\left(\frac{\Theta_0}{\Theta_1}\right)^h\ln\frac{\Theta_0}{\Theta_1}}{\frac{1}{\Theta_1}-\frac{1}{\Theta_0}}=$$

$$=\frac{\ln\frac{\Theta_0}{\Theta_1}}{\frac{1}{\Theta_1}-\frac{1}{\Theta_0}}=s$$

adódik.

Hasonlóképpen, ha $h\to 0$, akkor $\lim_{h\to 0}P(\Theta)$ is határozatlan alak, ekkor ismét alkalmazva L'Hospital szabályt, kapjuk, hogy

$$\lim_{h\to 0}P(\Theta)=\lim_{h\to 0}\frac{A^h-1}{A^h-B^h}=\lim_{h\to 0}\frac{A^h\ln A}{A^h\ln A-B^h\ln B}=$$

$$=\frac{\ln A}{\ln A-\ln B}. \tag{2.15}$$

Ha figyelembe vesszük, hogy

$$h_0=-\frac{\ln B}{\frac{1}{\Theta_1}-\frac{1}{\Theta_0}},\qquad h_1=\frac{\ln A}{\frac{1}{\Theta_1}-\frac{1}{\Theta_0}},$$

akkor (2.15) a következő alakban írható fel:

$$\lim_{h\to 0}P(\Theta)=\frac{h_1}{h_0+h_1}. \tag{2.16}$$

A következőkben térjünk át az A és B számok meghatározására. Tegyük fel, hogy $\frac{\Theta_0}{\Theta_1}=g$. Ekkor

$$s=\frac{\ln\frac{\Theta_0}{\Theta_1}}{\frac{1}{\Theta_1}-\frac{1}{\Theta_0}}=\frac{\Theta_0\ln g}{g-1}. \tag{2.17}$$

Például, ha $\Theta_0=1500$; $\Theta_1=300$, akkor $s=1500\ \frac{\ln 5}{4}=612{,}9$, a már korábban kapott érték.

B meghatározása

A $h_0=-\frac{\ln B}{\frac{1}{\Theta_1}-\frac{1}{\Theta_0}}$ azonosságból kapjuk, hogy

$$-\ln B=h_0\left(\frac{1}{\Theta_1}-\frac{1}{\Theta_0}\right)=\frac{h_0}{\Theta_0}(g-1). \tag{2.18}$$

Ezért az előbbi számpélda adatait behelyettesítve (2.18)-ba, kapjuk, hogy $h_0=870{,}75$ esetén

$$-\ln B=\frac{h_0}{\Theta_0}(g-1)=\frac{870{,}75\cdot 4}{1500}=2{,}32,$$

azaz

$$B=0{,}098$$

A meghatározása

Mivel

$$\ln A=\frac{h_1(g-1)}{\Theta_0},$$

ezért

$h_1=1117{,}95$ esetén és $g=5$, $\Theta_0=1500$ óra mellett $\ln A=2{,}96$, azaz $A=14{,}3$.

A következőkben meghatározzuk, hogyan függ A és B az α és β értékétől. Ismeretes, hogy az OC görbére teljesül, hogy

$$P(\Theta_0)=1-\alpha \tag{2.19}$$

és

$$P(\Theta_1)=\beta \tag{2.20}$$

Másrészt azonban (2.14)-ből adódik $\Theta=\Theta_0$ esetén

$$\Theta_0=\frac{\left(\frac{\Theta_0}{\Theta_1}\right)^{h(\Theta_0)}-1}{h(\Theta_0)\left(\frac{1}{\Theta_1}-\frac{1}{\Theta_0}\right)},$$

azaz

$$h(\Theta_0)\left(\frac{\Theta_0}{\Theta_1}-1\right)=\left(\frac{\Theta_0}{\Theta_1}\right)^{h(\Theta)}-1.$$

Ez nyilván teljesül, ha $h(\Theta_0)=1$, így az OC görbe értéke a $\Theta=\Theta_0$ pontban (2.11) és az előzőek szerint:

$$P(\Theta_0)=\frac{A-1}{A-B}. \tag{2.21}$$

Hasonló gondolatmenettel belátható, hogy $h(\Theta_1)=-1$, így

$$P(\Theta_1)=\frac{\frac{1}{A}-1}{\frac{1}{A}-\frac{1}{B}}=\frac{A-1}{A-B}\cdot B. \tag{2.22}$$

(2.19)-ből és (2.21)-ből, illetve (2.20)-ból és (2.22)-ből kapjuk a következő egyenleteket:

$$1-\alpha=\frac{A-1}{A-B}, \tag{2.23}$$

$$\beta=\frac{A-1}{A-B}\cdot B, \tag{2.24}$$

azaz

$$B=\frac{\beta}{1-\alpha},$$

$$A=\frac{1-\beta}{\alpha}.$$

(2.23)-ból

$$\alpha=\frac{1-B}{A-B}, \tag{2.25}$$

(2.24)-ből pedig

$$\beta=\frac{A-1}{A-B}\cdot B. \tag{2.26}$$

adódik.

Az előzőekben ismertetett példa számadatai szerint $A=14{,}3$ és $B=0{,}098$, ezért $\alpha\approx 0{,}07$, $\beta\approx 0{,}10$.

A következőkben határozzuk meg az OC jelleggörbe egyes pontjait az előző számadatokkal.

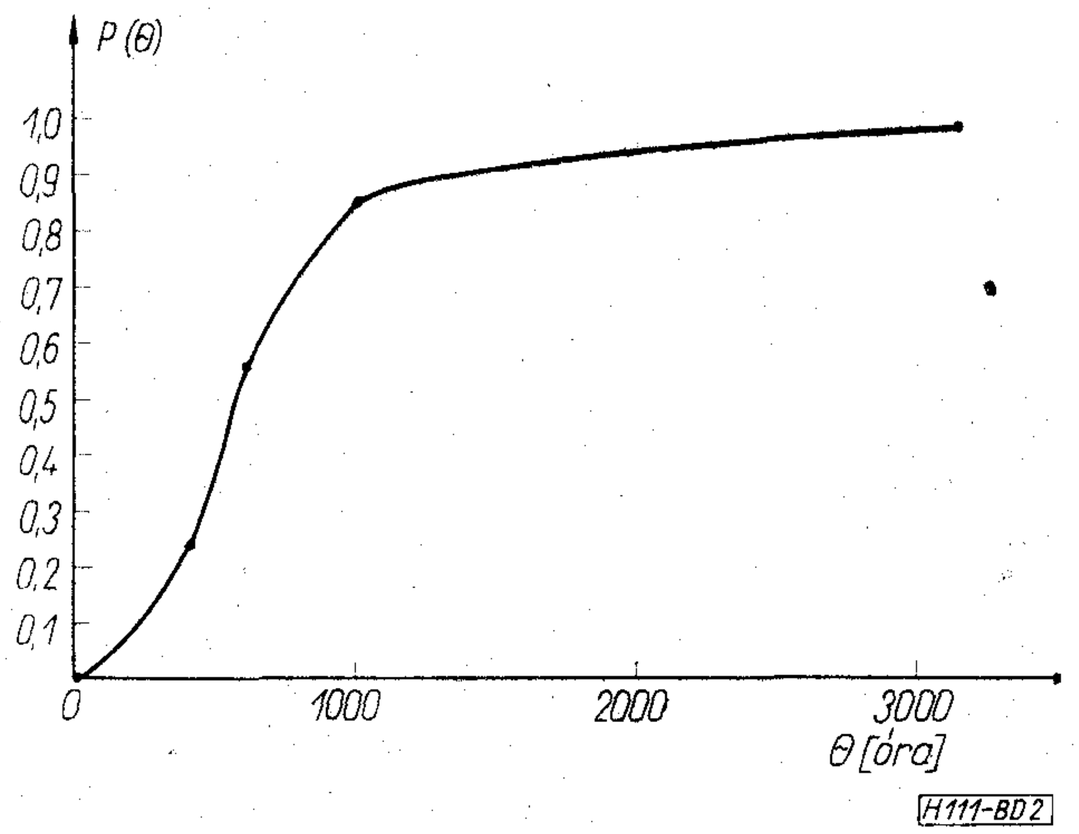
Ha $\Theta=s(h\to 0)$, akkor $P(\Theta)=\frac{h_1}{h_1+h_0}$, ezért

$$s=612{,}9 \text{ miatt } P(612{,}9)=\frac{1117{,}95}{870{,}75+1117{,}95}=0{,}56$$

Ha $h\to-\infty$, akkor $\Theta\to 0$ és $P(\Theta)\to 0$.
Így az OC görbe pontjai:

$\Theta_0=1500$ óra	$P(1500)=0{,}95$ (2.19 szerint)
$\Theta=612{,}9$ óra	$P(612{,}9)=0{,}56$
$\Theta_1=300$ óra	$P(300)=0{,}10$ (2.20 szerint)
$\Theta=0$ óra	$P(P)=0$

A 2. ábra megadja az OC görbét $\Theta_0=1500$ óra, $\alpha=0{,}05$ és $\beta=0{,}10$ értékekre.



2. ábra. Az OC görbe szekvenciális vizsgálat esetén $\Theta=1500$ óra, $\alpha=0{,}05$ és $\beta=0{,}10$ értékekre

3. A vizsgálati terv meghatározása

A helyettesítéses és helyettesítés nélküli vizsgálat tervének meghatározása teljesen azonos módon történik, egyedüli különbség a megfigyelt összes működési időben ($V(x_r)$) van, amely helyettesítéses esetben

$$V(x_r)=nx_r.$$

helyettesítés nélküli esetben pedig

$$V(x_r)=\sum_{i=1}^{r}x_i+(n-r)\,x_r.$$

Meghatározandó α, β, Θ_0 és Θ_1 ismeretében az elfogadási egyenes

$$V_E(x_r)=rs+h_0$$

és a visszautasítási egyenes

$$V_V(x_r)=rs-h_1$$

egyenlete.

Lehetséges döntések:

a) $V(x_r) \leqq rs - h_1$ a tételt visszautasítjuk,
b) $V(x_r) \geqq rs + h_0$ a tételt elfogadjuk,
c) $rs - h_1 < V(x_r) < rs + h_0$ a vizsgálatot továbbfolytatjuk.

Ha a vizsgálat során megfigyelt meghibásodások r száma kisebb, mint egy r_0 szám, amely az 1. táblázatból határozható meg és

$$V(x_r) \geqq \min.\ (rs + h_0,\ r_0),$$

akkor a tétel szintén elfogadást nyert.

1. táblázat

(2A-1) táblázat, vizsgálati tervek

$\alpha=0{,}05$ $\beta=0{,}10$	
Jel	Θ_1/Θ_0
B-1	0,022
B-2	0,091
B-3	0,154
B-4	0,205
B-5	0,246
B-6	0,282
B-7	0,312
B-8	0,338
B-9	0,361
B-10	0,382
B-11	0,459
B-12	0,512
B-13	0,550
B-14	0,581
B-15	0,625
B-16	0,658
B-17	0,711
B-18	0,745

$\alpha=0{,}10$ $\beta=0{,}10$	
Jel	Θ_1/Θ_0
C-1	0,046
C-2	0,137
C-3	0,207
C-4	0,261
C-5	0,304
C-6	0,340
C-7	0,370
C-8	0,396
C-9	0,418
C-10	0,438
C-11	0,512
C-12	0,561
C-13	0,597
C-14	0,624
C-15	0,666
C-16	0,695
C-17	0,743
C-18	0,774

Ha pedig $r \geqq r_0$ vagy $V(x_r) < r_0 s$, akkor a tételt visszautasítjuk. Így a vizsgálatot elegendő r_0 számú meghibásodásig folytatni a legkedvezőtlenebb esetben.

Példa:

Legyen $\Theta_0 = 50\,000$ óra, $\Theta_1 = 10\,000$ óra
$\alpha = 0{,}05$, $\beta = 0{,}1$.

Ekkor $\frac{\Theta_0}{\Theta_1} = \frac{1}{5}$; $\alpha = 0{,}05$ értékekre az 1. és 2. táblázatból kapjuk, hogy

$$r_0 = 12,\ \frac{h_0}{\Theta_0} = 0{,}58;\ \frac{h_1}{\Theta_0} = +0{,}75;\ \frac{s}{\Theta_0} = 0{,}41.$$

Így $h_0 = 29\,000$,
$h_1 = 37\,500$,
$s = 20\,500$.

Így az elfogadási egyenes egyenlete a következő:

$$V_E(x_r) = 29\,000 + 20\,500r,$$

a visszautasítási egyenesé pedig

$$V_V(x_r) = -37\,500 + 20\,500r.$$

Az $r_0 s$ szorzat értéke a következő:

$$r_0 s = 12 \times 20\,5000 = 246\,000$$

Elfogadási döntés feltétele:

$$V(x_r) \geqq \min/29\,000 + 20\,5000r,\ 246\,000)$$

Visszautasítási döntés feltétele:

$$V(x_r) \leqq -37\,500 + 20\,5000r \text{ vagy}$$

$$V(x_r) < 246\,000.$$

Ha például $r = 2$ esetén, azaz a második meghibásodás után $V(x_2) = 80\,000$ óra, akkor

$$V_E(x_2) = 29\,000 + 41\,000 = 70\,000$$

adódik, így
$V(x_2) = 80\,000 > V_E(x_2) = 70\,000$, tehát a tételt elfogadjuk.

A 2. táblázatban szereplő értékek meghatározása:

$$h_0 = \frac{-\ln B}{\frac{1}{\Theta_1} - \frac{1}{\Theta_0}} = \frac{-\ln 0{,}105}{\frac{1}{10\,000} - \frac{1}{50\,000}} = 29\,000,$$

mivel

$$B = \frac{\beta}{1-\alpha} = \frac{0{,}10}{0{,}95} = 0{,}105;$$

$$h_1 = \frac{\ln A}{\frac{1}{\Theta_1} - \frac{1}{\Theta_0}} = \frac{\ln 18}{\frac{1}{10\,000} - \frac{1}{50\,000}} = 37\,500,$$

mivel

$$A = \frac{1-\beta}{\alpha} = \frac{0{,}90}{0{,}05} = 18;$$

$$s = \frac{\ln \frac{\Theta_0}{\Theta_1}}{\frac{1}{\Theta_1} - \frac{1}{\Theta_0}} = \frac{\ln 5}{\frac{1}{10\,000} - \frac{1}{50\,000}} = 20\,500.$$

$r_0 = 3r$, ahol r az a legkisebb egész szám, amelyre

$$\frac{\chi^2_{1-\alpha}(2r)}{\chi^2_{\beta}(2r)} \geqq \frac{\Theta_1}{\Theta_0} \text{ teljesül, ahol } \chi^2_{\gamma}(2r)$$

a $2r$ szabadságfokú χ^2-eloszlás γ kvantilise. Esetünkben $r = 4$. Így $r_0 = 3{,}4 = 12$

2. táblázat

(2D-1) táblázat, szekvenciális vizsgálathoz

Jel	r_0	h_0/Θ_0	h_1/Θ_0	s/Θ_0
B-1	3	0,0506	−0,0650	0,0859
B-2	6	0,2254	−0,2894	0,2400
B-3	9	0,4098	−0,5261	0,3405
B-4	12	0,5805	−0,7453	0,4086
B-5	15	0,7345	−0,9430	0,4576
B-6	18	0,8842	−1,1352	0,4972
B-7	21	1,0209	−1,3107	0,5282
B-8	24	1,1495	−1,4757	0,5538
B-9	27	1,2719	−1,6329	0,5756
B-10	30	1,3916	−1,7866	0,5948
B-11	45	1,9101	−2,4523	0,6607
B-12	60	2,3620	−3,0325	0,7024
B-13	75	2,7516	−3,5327	0,7307
B-14	90	3,1217	−4,0079	0,7530
B-15	120	3,7522	−4,8173	0,7833
B-16	150	4,3314	−5,5610	0,8053
B-17	225	5,5386	−7,1109	0,8391
B-18	300	6,5773	−8,4444	0,8600

4. A meghibásodások várható száma

A meghibásodások várható száma a döntés meghozataláig — az elfogadásig vagy visszautasításig — előforduló meghibásodások számának, mint valószínűségi változónak várható értéke. Jelöljük a meghibásodások számát a döntés meghozataláig ξ-vel, ennek várható értékét pedig $E_\Theta(\xi)$-vel. Ez a várható érték szekvenciális vizsgálat esetében a következő:

$$E_\Theta(\xi)=\frac{P(\Theta)[\ln B-\ln A]+\ln A}{E_\Theta\left[\ln\frac{f(x;\ \Theta_1)}{f(x;\ \Theta_0)}\right]}, \qquad (4.1)$$

ahol $P(\Theta)$ a Θ várható élettartamú tétel elfogadásának valószínűsége,

$$f(x;\ \Theta_i)=\frac{1}{\Theta_i}e^{\frac{-x}{\Theta_i}}; \qquad (i=0,1).$$

Számítsuk ki a (4.1) szereplő $E_\Theta\left[\ln\frac{f(x;\ \Theta_1)}{f(x;\ \Theta_0)}\right]$ várható értéket:

$$E_\Theta\left[\ln\frac{f(x;\ \Theta_1)}{f(x;\ \Theta_0)}\right]=\frac{1}{\Theta}\int_0^\infty \ln\frac{f(x;\ \Theta_1)}{f(x;\ \Theta_0)}f(x;\ \Theta)\,dx=$$

$$=\frac{1}{\Theta}\int_0^\infty\left[\ln\frac{\Theta_0}{\Theta_1}-x\left(\frac{1}{\Theta_1}-\frac{1}{\Theta_0}\right)\right]e^{\frac{-x}{\Theta}}\,dx=$$

$$=\ln\frac{\Theta_0}{\Theta_1}-\Theta\left(\frac{1}{\Theta_1}-\frac{1}{\Theta_0}\right). \qquad (4.2)$$

(2.6*a*), (2.6*b*) (2.8*a*) képletekből a következő összefüggéseket kapjuk:

$$\ln B-\ln A=-(h_0+h_1)\left(\frac{1}{\Theta_1}-\frac{1}{\Theta_0}\right), \qquad (4.3)$$

$$\ln A=h_1\left(\frac{1}{\Theta_1}-\frac{1}{\Theta_0}\right), \qquad (4.4)$$

$$s=\frac{\ln\frac{\Theta_0}{\Theta_1}}{\frac{1}{\Theta_1}-\frac{1}{\Theta_0}}. \qquad (4.5)$$

(4.2)—(4.5) összefüggéseket felhasználva és a megfelelő értéket (4.1)-be behelyettesítve kapjuk, hogy a döntéshez szükséges meghibásodások várható száma:

$$E_\Theta(\xi)=\frac{-P(\Theta)(h_0+h_1)+h_1}{s-\Theta}. \qquad (4.6)$$

Ha $h\to 0$, akkor $\lim_{h\to 0}\Theta=s$ (ld. 2. fejezet), így (2.15)-t figyelembe véve kapjuk, hogy

$$E_\Theta(\xi)=\frac{-\ln A\ln B}{E_\Theta\left[\left(\ln\frac{f(x;\ \Theta_1)}{f(x;\ \Theta_0)}\right)^2\right]}=\frac{h_0h_1}{s^2}. \qquad (4.7)$$

Példa

$\Theta_0=50\,000$ óra, $\Theta_1=10\,000$ óra, $\alpha=0{,}05$, $\beta=0{,}1$ esetén a 3. fejezetben kiszámított értékek a következők:

$$h_0=29\,000, \qquad h_1=37\,500, \qquad s=20\,500$$

Így $\Theta=0$ esetén (4.6) a következő alakú

$$E_0(\xi)=\frac{h_1}{s}=1{,}83$$

$\Theta=\Theta_1=10\,000$ óra esetén (4.6) a következő alakú:

$$E_{10\,000}(\xi)=2{,}94$$

$\Theta=s=20\,500$ órára kapjuk, hogy (ld. 4.7)

$$E_{20\,500}(\xi)=5{,}30$$

$\Theta=\Theta_0=50\,000$ órára $P(\Theta_0)=0{,}95$ és (4.6) a következő:

$$E_{50\,000}(\xi)=0{,}94$$

Megjegyzés

Szekvenciális vizsgálat esetén a maximális meghibásodási szám az előzőekben már ismertetett r_0 értékekkel egyenlő.

5. A vizsgálat várható időtartama

A vizsgálat várható időtartama a döntés meghozataláig eltelt időnek, τ-nak, mint valószínűségi változónak várható értéke. Jelölése: $E_\Theta(\tau)$.

Bebizonyítjuk, hogy szekvenciális vizsgálat esetén a vizsgálat várható időtartama, helyettesítéses esetben a következő:

$$E_\Theta(\tau)=\frac{\Theta}{n}E(\xi), \qquad (5.1)$$

ahol

$$E_\Theta(\xi)=\begin{cases}\dfrac{-P(\Theta)(h_0+h_1)+h_1}{s-\Theta}; & \text{ha} \quad \Theta\neq s\\[2ex] \dfrac{h_0h_1}{s^2}; & \text{ha} \quad \Theta=s,\end{cases}$$

n a vizsgálati minta darabszáma.

Az (5.1) várható érték kiszámításánál vegyük figyelembe, hogy a vizsgálatot akkor fejezzük be, ha az i-edik meghibásodás bekövetkezése után ($i=1, 2, \ldots$) döntést tudunk hozni. Ezért τ várható értékét úgy határozzuk meg, hogy kiszámítjuk τ feltételes várható értékét mindenegyes i-értékre vonatkozóan. [($E(\tau/\xi=i)$ jelöli τ feltételes várható értékét az i-edik meghibásodás bekövetkezése esetén)], ezt megszorozzuk annak valószínűségével, hogy az i-edik meghibásodás bekövetkezésekor döntést hozunk. Ez a valószínűség: $P(\xi=i)$. Ezt összegezzük $i=1, 2, \ldots$ értékekre. Így kapjuk

$$E_\Theta(\tau)=\sum_{i=1}^{\infty}E(\tau/\xi=i)P(\xi=i). \qquad (5.2)$$

Az (5.2)-ben szereplő $E(\tau/\xi=i)$ feltételes várható érték az [1] dolgozatban közölt eredmény szerint a következő:

$$E(\tau/\xi=i)=i\frac{\Theta}{n}\,. \tag{5.3}$$

(5.3)-at behelyettesítve (5.2)-be, kapjuk, hogy

$$E_\Theta(\tau)=\frac{\Theta}{n}\sum_{i=1}^{\infty} iP(\xi=i) \tag{5.4}$$

$\sum_{i=1}^{\infty} iP(\xi=i)$ nem más, mint ξ várható értéke, azaz

$$E_\Theta(\tau)=\frac{\Theta}{n}\,E_\Theta(\xi).$$

Példa

$\Theta_0=50\,000$ óra
$\Theta_1=10\,000$ óra
$h_0=29\,000$ óra, $h_1=37\,500$ óra, $s=20\,500$ óra
$n=20$, $\alpha=0{,}05$, $\beta=0{,}1$ esetén
$\Theta=0$ értékre $E_0(\tau)=0$,
$\Theta=\Theta_1=10\,000$ értékre $E_{10\,000}(\tau)=1470$ óra
$\Theta=s=20\,5000$ értékre $E_{20\,500}(\tau)=5400$ óra
$\Theta=\Theta_0=50\,000$ értékre $E_{50\,000}(\tau)=2350$ óra
$E_\Theta(\xi)$ értékeit a 4. fejezetben számítottuk ki.

Helyettesítés nélküli vizsgálat esetében a vizsgálat várható időtartama közelítéssel:

$$E_\Theta(\tau)=\Theta\ln\frac{n}{n-E_\Theta(\xi)}\,. \tag{5.5}$$

Példa

$\Theta_0=50\,000$ óra
$\Theta_1=10\,000$ óra
$h_0=29\,5000$ óra, $h_1=37\,500$ óra, $s=20\,5000$ óra
$\alpha=0{,}05$, $\beta=0{,}1$, $n=20$ esetén
$\Theta=0$ értékre $E_0(\tau)=0$
$\Theta=\Theta_1$ értékre $E_{10\,000}(\tau)=1600$ óra
$\Theta=\Theta_0$ értékre $E_{50\,000}(\tau)=2000$ óra.

A helyettesítéses és helyettesítés nélküli vizsgálat várható időtartamának összehasonlítása azt mutatja, hogy helyettesítés nélküli esetben a vizsgálat várható időtartama hosszabb.

Megjegyzés

A vizsgálat maximális időtartama helyettesítéses esetben:

$$\frac{r_0 s}{n}\,,$$

helyettesítés nélküli esetben

$$\frac{h_0}{r}+\sum_{k=0}^{r_0-2}\frac{s}{n-k}+\frac{2s-h_0}{n-r_0+1}\,.$$

6. Következtetések

A dolgozatban ismertetett szekvenciális mintavételi eljárás és terv, valamint az ezzel kapcsolatos számítások lehetővé teszik a megbízhatóság-vizsgálatok gazdaságos lefolytatását, és átvételi-visszautasítási döntések meghozatalát sorozatvizsgálat esetén. A megbízhatóság- vizsgálatokkal kapcsolatos mintavételi tervek gyakorlati alkalmazása csak akkor válik lehetővé, ha olyan szabványok állnak rendelkezésre, amelyek részletesen előírják a mintavételi tervet, azaz a vizsgálat időtartamát, darabszámát és a vizsgálati követelményeket. Ezért nagyon szükségesnek mutatkozik a megbízhatóság- és élettartam-vizsgálatok tervezésére vonatkozó szabvány elkészítése hazánkban.

IRODALOM

[1] *Balogh A. & Dukáti F.:* Élettartam- és megbízhatósági vizsgálatok mintavételi eljárásai és tervei. Megbízhatósági és Minőségellenőrzés, 1971. febr.
[2] MSZ 248—57: Termékek minősítése. Terminológia. 1957.
[3] MSZ 17100—69: Termékek megbízhatósága. Terminológia. 1969.
[4] H 108 MIL STD: Sampling Procedures and Tables for Life and Reliability Tests. Washington, 1961.
[5] *Vincze I.:* Matematikai statisztika. Egyetemi jegyzet. Bp. Tankönyvkiadó.

PŐDÖR BÁLINT
MTA Műszaki Fizikai Kutató Intézet

A diszlokációk hatása a germánium és szilícium elektromos tulajdonságaira

ETO 537.311.33 : 546.28 : 548.4

A félvezető egykristályok elektromos és fizikai tulajdonságait jelentős mértékben befolyásolják a szennyezőatomok és a különböző kristályhibák. A kristályhibák (vakanciák, intersticiális atomok, diszlokációk, rétegeződési hibák, ikerhatárok, kisszögű szemcsehatárok) a szennyezőkhöz hasonlóan energiaszinteket hoznak létre a félvezetők tiltott sávjában, rekombinációs centrumként vagy töltéshordozó csapdaként viselkednek, befolyásolják a töltéshordozók koncentrációját és mozgékonyságát stb. A kristályhibák közül fontos szerepet játszanak a diszlokációk, mivel a félvezető eszközök gyártásának alapjául szolgáló félvezető egykristályok több-kevesebb diszlokációt tartalmaznak, s a nagytisztaságú, közel intrinsic kristályok esetében a diszlokációkkal kapcsolatos elektromosan aktív centrumok térfogati sűrűsége összemérhető a kristályban található elektromosan aktív szennyezőatomok sűrűségével.

A jelen cikkben elsősorban saját kísérleti eredményeinkre támaszkodva, részben pedig az irodalmi adatok alapján ismertetjük és elemezzük a diszlokációknak a félvezető egykristályok elektromos tulajdonságaira való hatását. Gyakorlati fontosságukra való tekintettel kizárólag a germániummal és szilíciummal foglalkozunk.

A témát részletesen tárgyalják az [1—3] monográfiák, az utóbbi az 1967—68-ig publikált irodalmi adatok alapján. Az idézett munkák részletesen foglalkoznak a diszlokációk szerkezetével és a gyémántrácsú félvezető kristályok plasztikus deformációjával is. Egy későbbi dolgozatban pedig a diszlokációknak a $p-n$ átmenetre valamint a kész félvezető eszközök tulajdonságaira kifejtett hatásával foglalkozunk majd.

1. A diszlokációk modellje félvezető egykristályokban

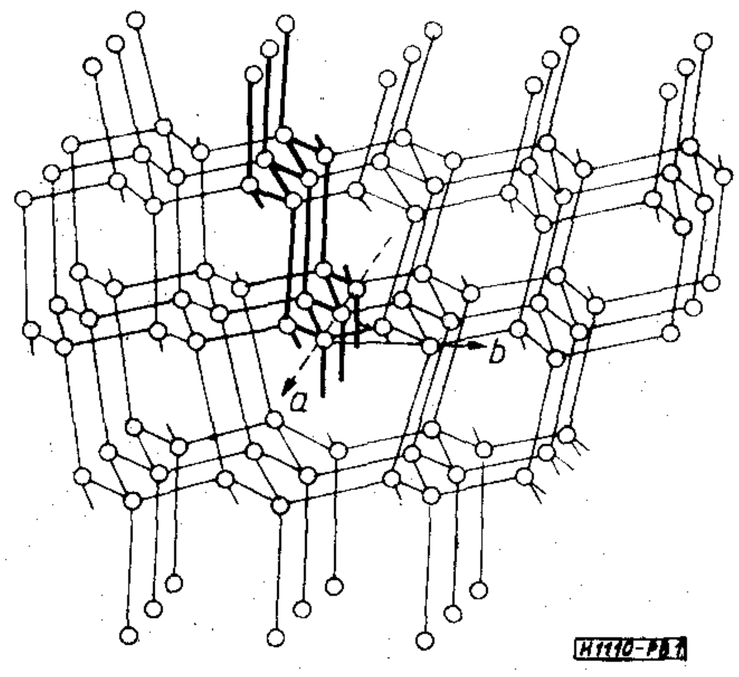
A diszlokációknak a félvezetőkben megfigyelt hatásmechanizmusa a diszlokációkban levő töltéssel és a töltések által létrehozott potenciálgáttal kapcsolatos. E modell alapjait W. T. Read dolgozta ki [4], (ld. még [1]).

A gyémántrácsban a leggyakoribb diszlokációtípus az ún. 60°-os diszlokáció, ennek szerkezetét mutatja be az 1. ábra. A gyémántrácsú kristályokban normális körülmények között minden atom négy másikhoz kapcsolódik, irányított, kovalens kötések segítségével. A diszlokáció vonala mentén az 1. ábrán látható módon a kötések egyrésze eltorzul, illetve fel is szakad. A diszlokáció vonala mentén helyet foglaló atomok körül keringő négy vegyértékelektron közül három párral rendelkezik és kötést alkot, a negyedik páratlan marad. A felszakadt kötések sűrűsége annál nagyobb, minél közelebb van a diszlokáció orientációja az éldiszlokációéhoz.

A felszakadt kötések elektronokat foghatnak be a vezetési sávból, így kialakulhatnak a diszlokáció vonala mentén elhelyezkedő atomok körül az energetikailag kedvező zárt elektronhéjak. Ha a diszlokációba befogott elektronok energiaszintje egy eredetileg n-típusú félvezetőben a Fermi energiaszint alatt van, akkor a diszlokáció vonala mentén levő atomok akceptorcentrumként viselkednek, elektronokat fognak be a vezetési sávból.

Bizonyos esetekben előfordulhat, hogy a felszakadt kötésben levő páratlan elektron, mely lazábban kötődik az atomtörzshöz, mint a többi vegyérték elektron, felszabadulhat. Ekkor a diszlokációk donor típusú centrumokat hoznak létre, melyek hatása p-típusú félvezetőkristályokban megfigyelhető.

A diszlokációs akceptorcentrumok abban különböznek a kémiai szennyezők, vagy más kristályhibák által létrehozott akceptorcentrumoktól, hogy a diszlokáció vonala mentén sűrűn helyezkednek el, jóval kisebb távolságra egymástól (kb. 4×10^{-8} cm), mint a diszlokációk egymástól mért távolsága, mely (kb. $10^{-2}-10^{-3}$ cm). Ekkora a diszlokációs centrumokba befogott elektronok kölcsönhatásba kerülnek egymással, mely kölcsönhatás energiája erősen befolyásolja a diszlokációkkal kapcsolatos centrumok betöltődését. Ahogy az akceptorcentrumok elektronokat fognak be, a diszlokáció vonala negatív töltésre tesz szert, melyet leárnyékolandó, körülötte ellentétes előjelű pozitív tértöltésfelhő alakul ki. A diszlokációk betöltöttsége, a diszlokációs energiaszint értékétől, a diszlokáción befogott elektronok kölcsönhatási energiájától, a szennyezőkoncentrációtól, valamint a hőmérséklettől függ.



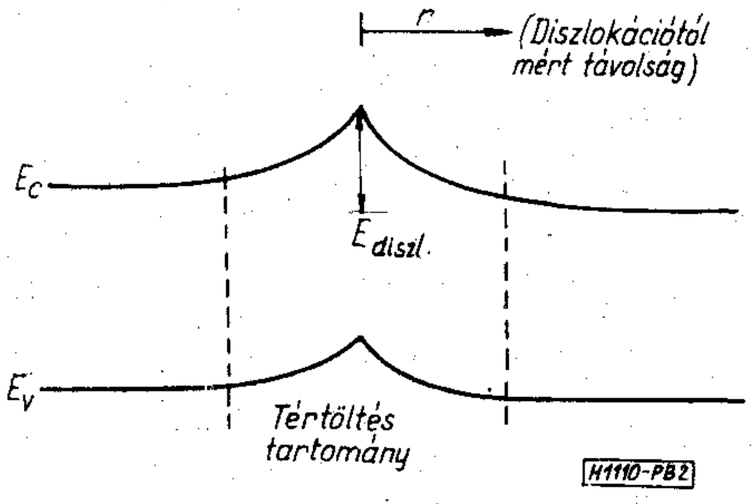
1. ábra. ⟨110⟩ tengelyű, 60°-os diszlokáció a gyémántrácsban

Beérkezett: 1971. V. 10.

A töltött diszlokáció körüli potenciál változását a 2. ábra szemlélteti. A diszlokáción levő töltés és az árnyékoló töltések sűrűségének figyelembevételével a potenciál a Poisson-egyenlet megoldásából meghatározható. Ha a szabad töltéshordozók árnyékoló hatását vesszük figyelembe, mely feltevés Ge és Si esetében nem túl alacsony hőmérsékleteken érvényes, a potenciálra a következő összefüggés adódik:

$$U(r) = -\frac{ef}{2\pi\varepsilon a} K_0\left(\frac{r}{\lambda_D}\right) \qquad \lambda_D = \frac{\varepsilon kT}{e^2 n},$$

ahol $K_0(x)$ a másodfajú módosított Bessel-függvény, λ_D a Debye-féle árnyékolási sugár, f a diszlokációs állapotok betöltési tényezője, a a diszlokációs állapotok (felhasadt kötések) egymástól mért távolsága, r a diszlokációtól mért távolság. A fenti képlet a diszlokáció körüli pár rácsállandó sugarú tartományon kívül érvényes.



2. ábra. A diszlokáció körüli potenciálgát *n*-típusú anyagban

A diszlokáción levő felhasadt kötésekkel kapcsolatos elektronállapotok létét megkísérelték közvetlenül, elektron spin rezonanciás módszerrel kimutatni. H. Alexander és munkatársai [5] (ld. még [3]), nagy diszlokációsűrűségű szilíciumban ESR jelet figyeltek meg, melynek intenzitása arányos volt a diszlokációsűrűséggel.

Ha az ESR jel ténylegesen a szabad kötések egymástól független elektronjaitól származna, intenzitása változna a felhasadt kötések sűrűségének függvényében. Ha ezek közt túl kicsi a távolság, a szomszédos elektronok hullámfüggvényei annyira átlapolódnának, hogy egydimenziós diszlokációs energiasáv alakulna ki a diszkrét energiaszintek helyett. A diszlokációs sávban levő kvázi-szabad elektronok szintén szolgáltatnának ESR jelet. Az ESR mérésekből még nem lehetett eldönteni, melyik modell a megfelelő [3], de ugyanez vonatkozik a később ismertetendő más típusú mérésekre is.

A diszlokáción elhelyezkedő vonaltöltés és az árnyékoló töltés potenciálján végbemenő töltéshordozószóródás nagy diszlokációsűrűségek esetén csökkenti a töltéshordozók mozgékonyságát. Ezen túlmenően a diszlokációs centrumok és a potenciálgát erős hatást gyakorolnak a töltéshordozók rekombinációs mechanizmusára, a kisebbségi töltéshordozók élettartamára, mint rekombinációs és csapda centrumok.

2. A diszlokációk elektromos hatásainak kísérleti vizsgálata

A félvezetők legfontosabb paraméterei a fajlagos ellenállás, töltéshordozó-koncentráció és mozgékonyság, valamint a kisebbségi töltéshordozók élettartama. Ezen paramétereknek a diszlokációsűrűségtől való függését számos szerző vizsgálta. A legtöbb és legeredményesebb vizsgálatot *n*-típusú germániumon végezték, a *p*-típusú germániumban ez ideig részben jóval kevesebb kísérletet végeztek, s az eredmények még nem egyértelműek, a szilíciumon való vizsgálatok pedig egészen újkeletűek. Azért, hogy a diszlokációk hatása jobban elválasztható legyen a szennyezők és egyéb kristályhibák hatásától, a vizsgálatokat mesterségesen megnövelt diszlokációsűrűségű (10^4-10^7 cm^{-2}) kristályokban végezték. Ezen magas diszlokációsűrűségek részben plasztikus deformációval, legtöbbször magas hőmérsékleten végzett hajlítással (10^6-10^7 cm^{-2}) vagy kompresszióval (10^7-10^8 cm^{-2}), részben nagy diszlokációsűrűségű magkristályra való kristálynövesztéssel (10^5-10^6 cm^{-2}), részben pedig a kristályhúzás termikus körülményeinek megfelelő befolyásolásával (10^4-10^6 cm^{-2}) állíthatóak elő.

A zónás olvasztással vagy az olvadékokból való kristályhúzással készült germánium és szilícium egykristályokban a diszlokációk száma és eloszlása a kristálynövesztés körülményeitől függ. A növesztett kristály rácsának tökéletességét nemcsak a magkristály, a növesztési sebesség, a készülék mechanikus stabilitása stb. határozza meg, hanem döntő szerepük van a növesztés és a lehűtés közben kialakuló hőmérsékleti gradienseknek. Ismeretes, hogy a kezdeti diszlokációforrásokból kiinduló diszlokációsokszorozódást azon termikus feszültségek okozzák, melyek a kristálynövesztés során a plaszticitás hőmérsékleti tartományában, elsősorban az olvadáspont környékén keletkeznek, a lehűtés folyamán [2]. Különböző mechanikai vizsgálatok eredményeképpen megállapítható volt, hogy a szobahőmérséklet környékén rideg anyagként viselkedő gyémántrácsú félvezető egykristályok magasabb hőmérsékleten képlékennyé válnak. A plasztikus viselkedés általában $T_{pl} \gtrsim 0{,}6\ T_{olv}$ hőmérséklet felett jelentkezik, ahol T_{olv} az olvadáspont hőmérséklete $K°$-ban kifejezve [1].

A különböző technikával növesztett germánium és szilícium egykristályokban a leggyakrabban az ⟨110⟩ tengelyű 60°-os diszlokáció és az ⟨112⟩ tengelyű éldiszlokáció fordul elő [6].

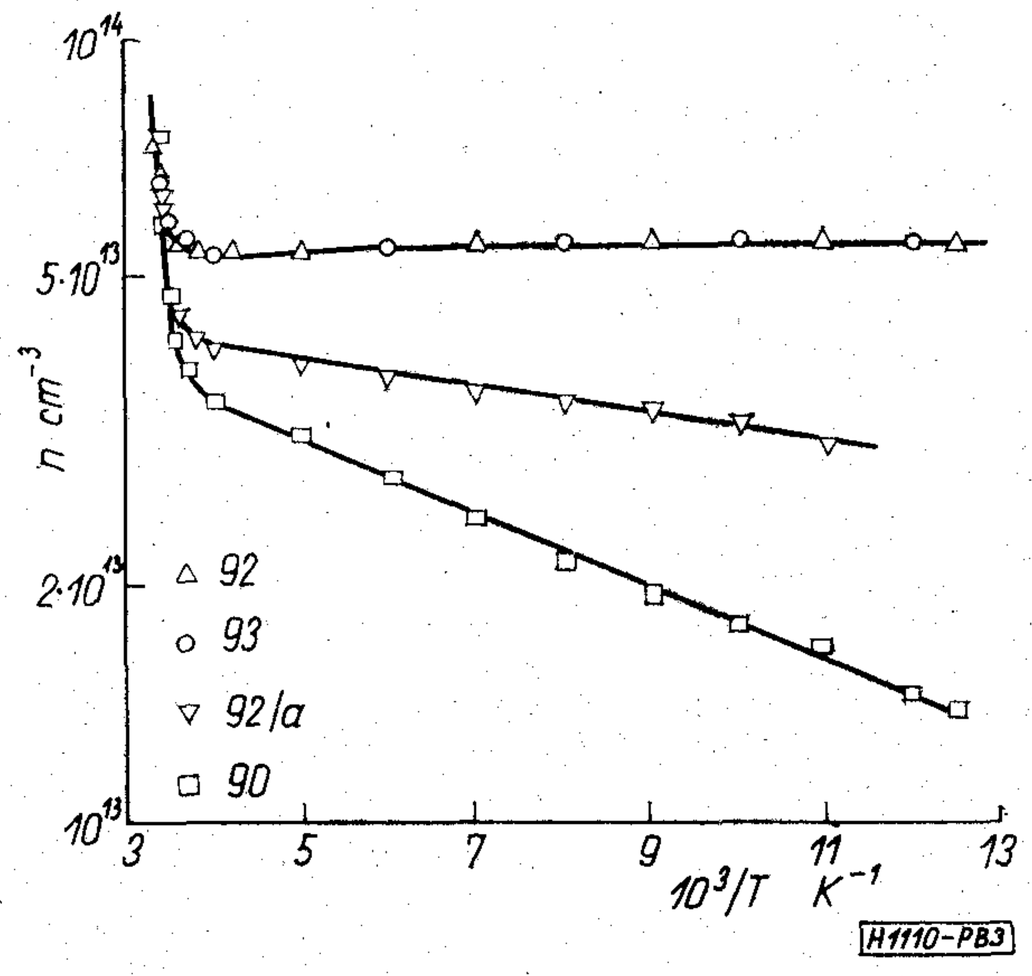
Azonban diszlokációk nemcsak a kristálynövesztés során keletkezhetnek, hanem a félvezető eszközgyártás során alkalmazott magas hőmérsékleten végbemenő technológiai folyamatok során is, ha nem járnak el elég körültekintően [7].

A magas hőmérsékleteken végrehajtott hajlítás során végbemenő plasztikus deformáció hatására, ha megfelelően választjuk meg a minták orientációját, valamint a deformációt kísérő hőkezelést, párhuzamos éldiszlokációk rendszere állítható elő, melyek sűrűsége a hajlítási sugárból vagy a marási gödrök leszámlálásából megállapítható. Éppen ezért a hajlított mintákon végrehajtott mérések alapvető információkat nyújtottak a diszlokációknak a félvezető egykristályok elektromos paramétereire való hatásáról.

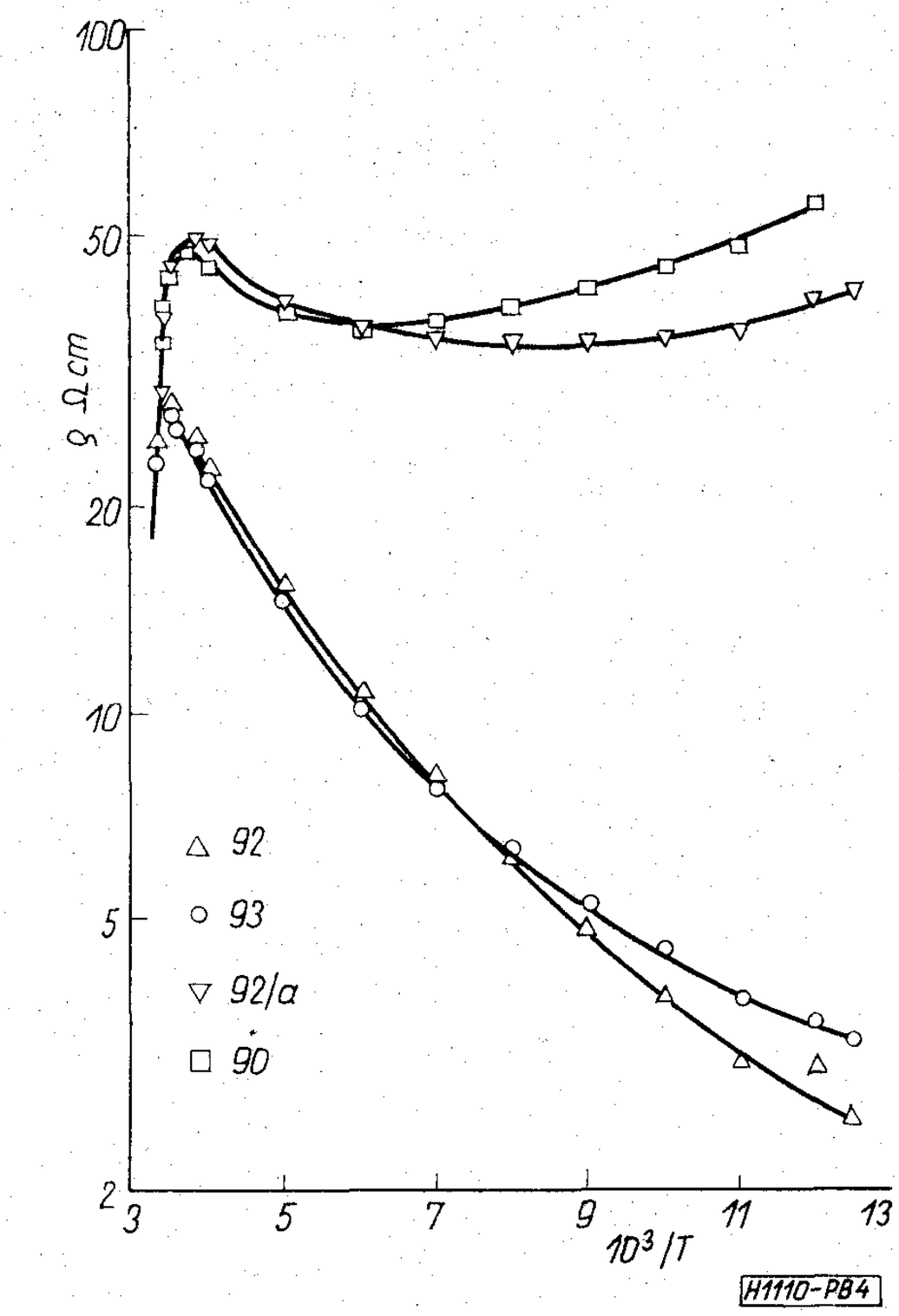
3. Hall-effektus és vezetőképesség mérések plasztikusan deformált félvezető kristályokon

A fajlagos ellenállás, a töltéshordozó koncentráció és a mozgékonyság diszlokációk okozta változásaira vonatkozó kísérleti adatok ismertetésénél elsősorban saját mérési eredményeinkre támaszkodunk. Ezen méréseket nagyrészt *n*-típusú germániumon végeztük [8—12], de végeztünk méréseket *p*-típusú germániumon is [13, 14].

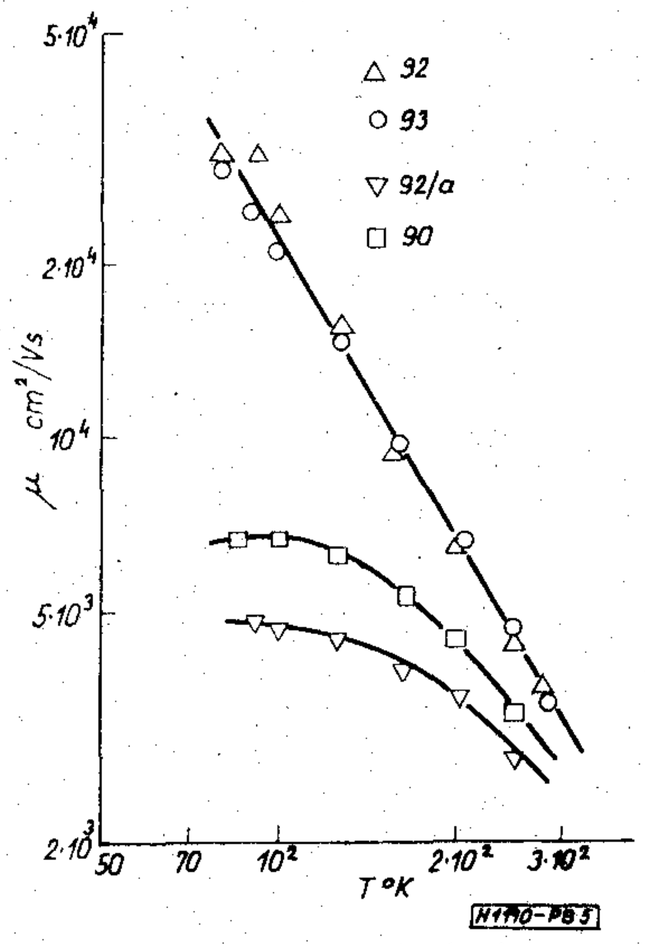
n-típusú germánium esetén megvizsgáltuk, hogy a diszlokációk nagy sűrűség esetén hogyan befolyásolják a nagy tisztaságú kristályokban a fajlagos ellenállást, a töltéshordozó-koncentrációt és az elektronmozgékonyságot. 25—30 ohm cm fajlagos ellenállású antimonnal szennyezett germánium egykristály szeletekben a ⟨112⟩, ill. ⟨110⟩ tengely körül 730 C° hőmérsékleten végzett plasztikus hajlítással 10^6—10^7 cm^{-2} sűrűségű éldiszlokáció-rendszert állítottunk elő. A deformációt kísérő hőkezelés ún. termikus akceptorokat hozhat létre. Ezt a zavaró jelenséget kiküszöbölendő, a mintákat deformáció előtt ónbevonattal láttuk el. A deformációt és a hőkezeléseket tiszta hidrogén atmoszférában végeztük. A kiindulási, a hőkezelt és különbözőképpen deformált mintákon fajlagos ellenállás és Hall-effektus méréseket végeztünk a 77—300 K° hőmérsékleti tartományban. Az elektron koncentráció, a fajlagos ellenállás és az elektron-mozgékonyság hőmérsékletfüggésére nyert tipikus görbéket a 3., 4., és 5. ábrákon mutatjuk be. Az ábrákon látható, hogy a deformációval együttjáró hőkezelés nem okozott lényeges változást ezen paraméterek nagyságában és hőmérsékletfüggésében, vagyis az ónbevonatok megakadályozták a minták szennyeződését a magas hőmérsékleti kezelés során. A deformált mintákban az elektronkoncentráció csökkent a kiindulási mintákon mért értékekhez képest, mégpedig annál nagyobb mértékben, minél nagyobb volt a hajlítással előállított diszlokációk sűrűsége. A deformált mintákon ezen túlmenően az elektronkoncentráció



3. ábra. Elektronkoncentráció hőmérsékletfüggése plasztikusan deformált *n*-típusú germániumban, 93 — hőkezelés előtt, 92 — hőkezelés után, 92*a* és 90 — plasztikus deformáció után, $N_D = 5\times10^6$—10^7 cm^{-2}



4. ábra. Fajlagos ellenállás hőmérsékletfüggése plasztikusan deformált *n*-típusú germániumban. 93 — hőkezelés előtt, 92 — hőkezelés után, 92*a* és 90 — plasztikus deformáció után, $N_D = 5\times10^6-10^7$ cm^{-2}



5. ábra. Elektron mozgékonyság hőmérsékletfüggése plasztikusan deformált *n*-típusú germániumban. 93 — hőkezelés előtt, 92 — hőkezelés után, 92*a* és 90 — plasztikus deformáció után, $N_D = 5\times10^6-10^7$ cm^{-2}

változik a hőmérséklettel 300 K° és 77 K° között. Az elektronkoncentráció változásai a hőmérséklettel és a diszlokációsűrűséggel, azzal a feltevéssel értelmezhetők, hogy a plasztikus deformáció során akceptorcentrumok keletkeztek a kristályban, melyek koncentrációja a diszlokációsűrűség növelésével nő. Ezen akceptorcentrumok elektronokat fognak

be, így csökkentik a vezetési sávban levő elektronok számát. A diszlokációs akceptorok betöltési valószínűsége erősen függ a hőmérséklettől. A 3. ábrán látható töltéshordozó-koncentráció görbékből meghatároztuk a diszlokációs akceptorszint energiáját [9, 10]. W. T. Read megmutatta [4], hogy a diszlokációs állapotok betöltési statisztikája a Fermi—Dirac elosztási függvénnyel írható le közelítőleg, ha a diszlokációs akceptorszint energiája mellett az elektrosztatikus kölcsönhatási energiát figyelembe vesszük, azaz $E_{\text{diszl.}}=E_0+E_e(f,\ n,\ N_D)$, ahol E_0 a zérus betöltöttséghez tartozó alapenergiaszint, E_e az elektrosztatikus kölcsönhatási energia, mely az f betöltési hányad, n szabad elektronkoncentráció és N_D donorkoncentráció függvénye. Az elektromos semlegesség egyenletéből adódik, hogy

$$n\cdot\frac{n+\frac{N_{\text{diszl.}}}{a}-N_D}{N_D-n}=\frac{N_c}{2}\quad\exp\quad\frac{E_a}{kT}$$

és

$$f=\frac{(N_D-n)a}{N_{\text{diszl.}}},$$

ahol $N_{\text{diszl.}}/a$ a diszlokációs állapotok (akceptorcentrumok) sűrűsége, N_c a vezetési sávbeli állapotsűrűség. A görbületi sugárból meghatározott $N_{\text{diszl.}}$ ismeretében a 3. ábrán látható $n(T)$ görbék analíziséből meghatároztuk $E_{\text{diszl.}}=E_0+E_e(f)$-t az f betöltési tényező függvényében. Zérus betöltésre extrapolálva kiadódott E_0, a diszlokációs akceptorszint energiája, melyre 0,33 eV-os értéket nyertünk, a vezetési sáv aljától számítva [9, 10]. Tehát a diszlokációs akceptorszint kb. a germánium tiltott sávjának közepén helyezkedik el. A diszlokációs energiaszintek különböző szerzők által germániumban és szilíciumban mért értékeit egyébként az 1. táblázat foglalja össze.

A régebbi irodalomban (ld. pl. [1, 2, 4, 20]) különböző szerzők egymással erősen ellentmondó értékeket közöltek a diszlokációs akceptorszint energiájára vonatkozóan, germániumban. A legutóbbi években végzett vizsgálatok [15, 17] azonban megerősítették korábbi munkánkban a diszlokációs akceptorszintre vonatkozó eredményünket.

A 4. ábrán látható, hogy az elektronkoncentráció csökkenése mellett a diszlokációk hatására az n-típusú germánium egykristályokban a fajlagos ellenállás is megnőtt, elsősorban alacsonyabb hőmérsékleteken. A fajlagos ellenállás növekedése nagyobb mértékű, mint az elektronkoncentráció csökkenése, így csak részben magyarázható azzal, hogy a diszlokációs akceptorok elektronok befogásával csökkentik a vezetési elektronok koncentrációját. Az 5. ábra bemutatja, hogy a diszlokációk erősen csökkentik a rájuk merőleges irányban mérhető elektronmozgékonyságot is. A töltéshordozó-mozgékonyság csökkenését mások is megfigyelték [4, 19, 20]. A mozgékonyság csökkenése magyarázható azzal, hogy a diszlokációk körüli tértöltéshenger potenciálja (ld. 2. ábra) szórja az elektronokat. Ez a hatás nem jelentkezik akkor, ha az áram a diszlokációkkal párhuzamos irányban folyik. Kísérleteink során meggyőződtünk arról, hogy a diszlokációkkal párhuzamos irányban a mozgékonyság közelítőleg megegyezik a diszlokációmentes kristályokban mérhető mozgékonysággal. Már idézett munkáinkban [8, 9] megmutattuk, hogy a tértöltéshengereken való töltéshordozó szóródás figyelembevételével a mozgékonyság redukciója kvantitative is értelmezhető.

p-típusú germániumra vonatkozóan sokkal kevesebb adat áll rendelkezésünkre. Nagy tisztaságú, 20—25 ohm cm fajlagos ellenállású p-típusú germánium kristályokon, melyekben hajlítással kb. 10^7 cm^{-2} sűrűségben hoztunk létre diszlokációkat, Hall-effektus és vezetőképesség méréseket végeztünk az n-típusú kristályokon végzett mérésekhez hasonlóan. Méréseink szerint a töltéshordozó-koncentráció (lyukkoncentráció) és a mozgékonyság megegyezett a deformálatlan, alacsony diszlokációsűrűségű mintákban mért értékekkel [13, 14]. Megállapítható volt, hogy olyan diszlokációsűrűségek esetén, mikor a diszlokációs centrumok sűrűsége összemérhető volt a kémiai akceptorok sűrűségével, a diszlokációk alig, vagy egyáltalán nem befolyásolták a többségi töltéshordozókkal (lyukak) kapcsolatos elektromos jelenségeket, ellentétben az n-típusú germániumon tapasztaltakkal.

A diszlokációkkal kapcsolatos mély (donor) szintek energiájára vonatkozóan töltéshordozó koncentráció

1. táblázat

Diszlokációs energiaszintek germániumban és szilíciumban

Mérési módszer	n—Ge $E_c-E_{\text{diszl.}}$ eV	p—Ge $E_{\text{diszl.}}-E_v$ eV	n—Si $E_c-E_{\text{diszl.}}$ eV	p—Si $E_{\text{diszl.}}-E_v$ eV
Töltéshordozó-koncentráció hőmérséklet függése	0,33 [9, 10] 0,35 [15]* 0,3 [16, 17] 0,28 [18]** 0,2 [4] 0,5 [20]	0,09 [22] 0,12 [23] $\geq$0,22 [21] $\geq$0,25 [13, 14]	$\frac{1}{2}E_{\text{tiltott}}$ [25]	$\frac{1}{2}E_{\text{tiltott}}$ [25] 0,3 [27, 28]
Rekombináció, csapdamélység	0,46 [35] 0,44 [36]	0,30 [35] 0,28 [37] 0,15—0,20 [13, 14]	0,52 [38] 0,6***	0,38—0,50 [38] 0,6***

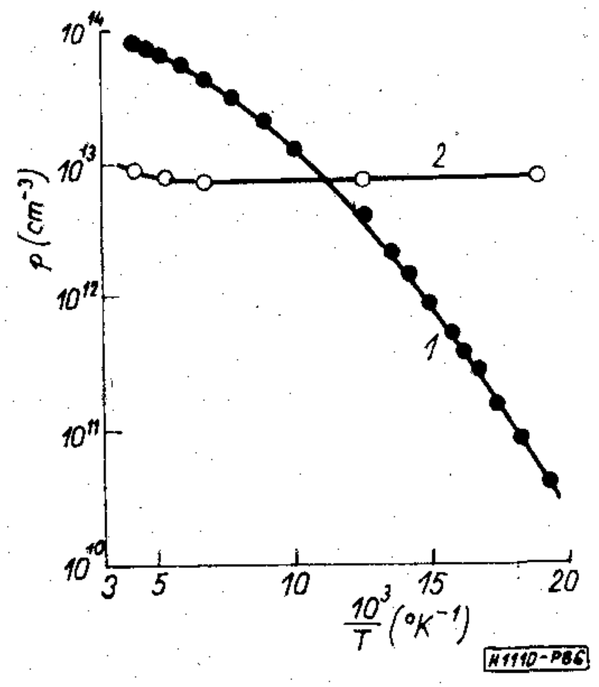
* A mérések kiértékelése W. T. Read modellje alapján [4] történt.

** R. L. Logan és munkatársai [19] mérései alapján.

*** T. Figielski szóbeli közlés.

méréseink analíziséből csupán alsó korlát adódott, azaz a diszlokációs donorszint *p*-típusú germániumban mélyebben helyezkedik el, mint 0,25 eV a valenciasáv tetejétől mérve. Eredményünk jól egyezik J. Krylow [21] hasonló méréseinek eredményeivel, valamint a később ismertetendő kisebbségi töltéshordozó élettartam hőmérsékletfüggéséből nyerhető energiaértékekkel (ld. 1. táblázat).

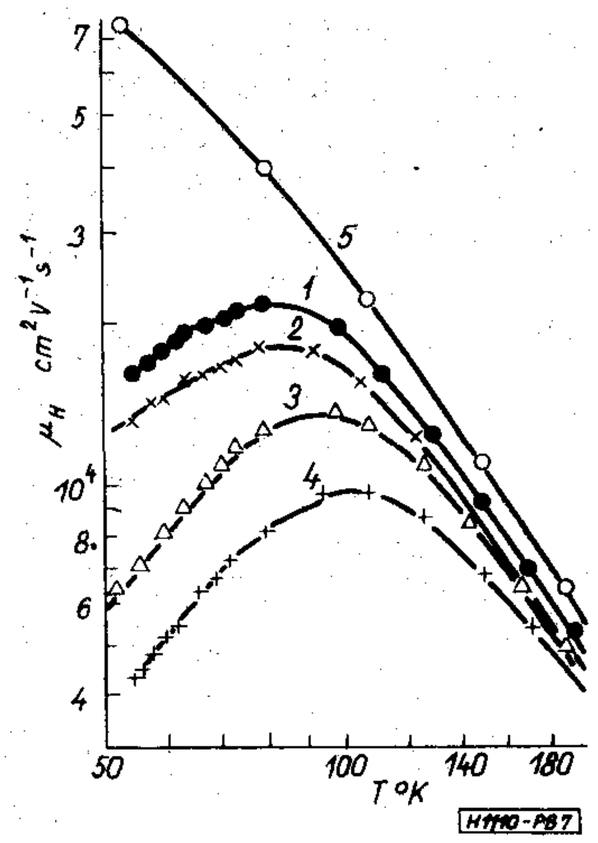
Ugyanakkor W. Schröter [22] arról számol be, hogy nagy tisztaságú *p*-típusú germániumban 10^7—10^8 cm^{-2} diszlokációsűrűség esetén sikerült megfigyelni a töltéshordozó-koncentráció változásait. Ezt a nagy diszlokációsűrűséget magas hőmérsékleten végrehajtott kompresszióval állították elő. A lyukkoncentráció általa megfigyelt változásait a 6. ábra mutatja be. Igen érdekes, hogy a deformáció előtt és után mért lyukkoncentrációgörbék egymást metszik, és kb. 100 K° felett a nagy diszlokációsűrűségű mintákban a lyukkoncentráció magasabb, mint a kiindulási kristályban. Ezt azzal a feltevéssel magyarázza, hogy a diszlokációk *p*-típusú germániumban magasabb hőmérsékleteken akceptorként, alacsonyabb hőmérsékleteken donorként viselkednek. A diszlokációs donorok ionizációs energiája 0,09 eV a valenciasáv felett (ld. 1. táblázat). Hasonló eredményeket közöl W. Haist is [23], aki hajlítással állított elő kb. 10^7 cm^{-2} sűrűségű éldiszlokáció-rendszert *p*-típusú germániumban. Az 1. táblázatból látható, hogy nagy eltérés van egyrészt W. Schröter és W. Haist, másrészt a saját és J. Krylow méréseiből adódó diszlokációs donorszint energiája között. Ezen eltérés okait további kísérleti vizsgálatok deríthetik fel.



6. ábra. Lyuk koncentráció a hőmérséklet függvényében plasztikusan deformált (kompresszió) *p*-típusú germániumban. 1 — deformáció után, $N_D = 4{,}6 \times 10^7$ cm^{-2}, 2 — deformáció előtt [22]

A diszlokációk okozta mozgékonyságváltozást *p*-típusú germániumban ugyancsak W. Schröter vizsgálta részletesen [24]. Ezen mérések tipikus eredményei láthatók a 7. ábrán. A mozgékonyságnak a diszlokációk okozta változása hasonló az *n*-típusú germániumban megfigyelt effektushoz, ha annál gyengébb is. A mozgékonyság redukciója szintén eredményesen értelmezhető a régebbi munkáinkban [8, 9] leírt modell alapján [24], csak *p*-típusú germánium esetén a diszlokáció pozitívan töltődik fel, és körülötte negatív tértöltéshenger alakul ki.

Szilíciumon nagyon kevés hasonló vizsgálatot végeztek. R. H. Glaenzer és A. G. Jordan vizsgálták



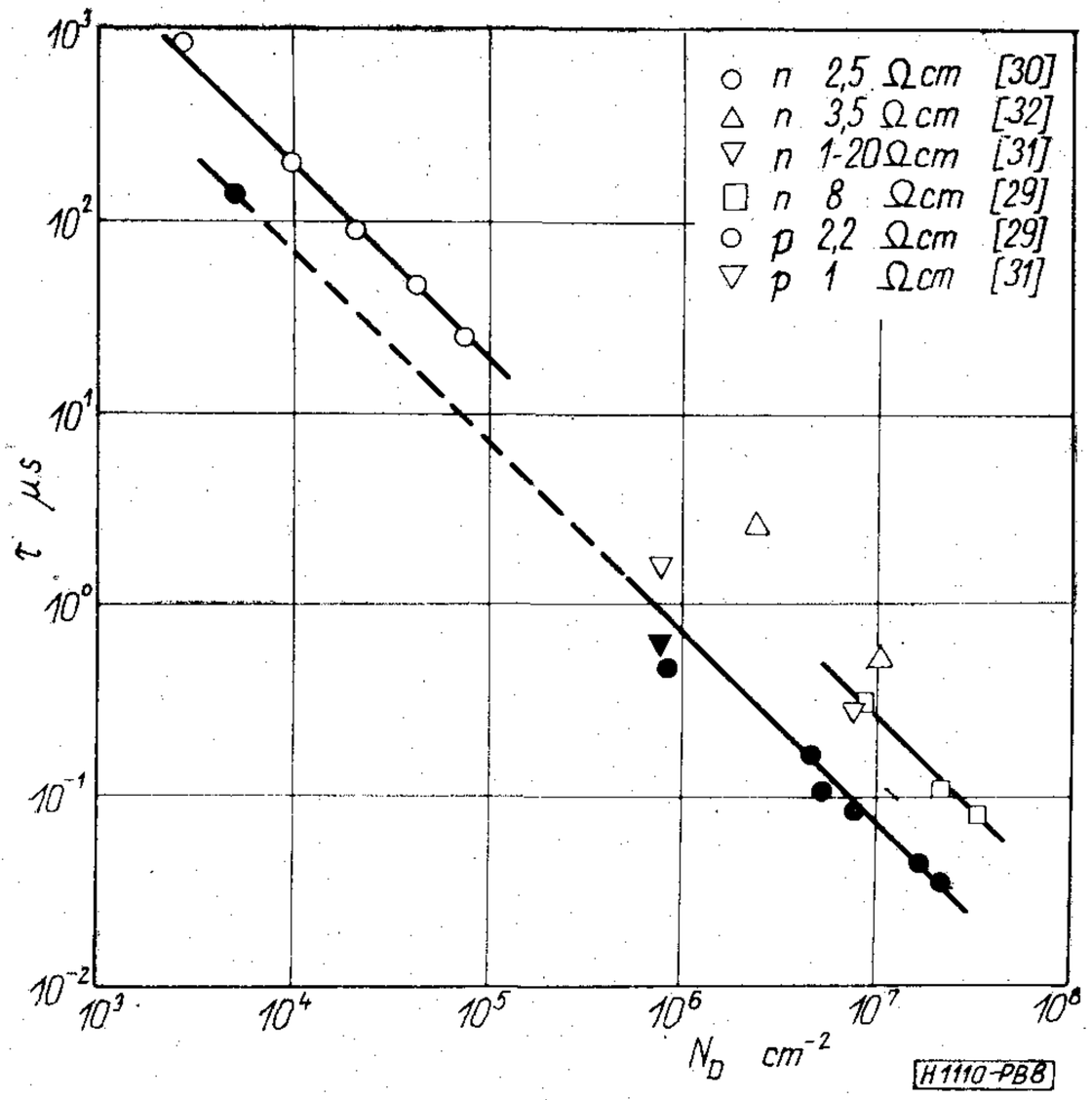
7. ábra. Lyuk mozgékonyság a hőmérséklet függvényében plasztikusan deformált (kompresszió) *p*-típusú germániumban. 1—4 deformáció után, 1—$N_D = 4{,}6 \times 10^7$ cm^{-2}, 2 — $N_D = 6{,}4 \times 10^7$ cm^{-2}, 3 — $N_D = 1{,}1 \times 10^8$ cm^{-2}, 4 — $N_D = 4{,}6 \times 10^8$ cm^{-2}, 5 — deformáció előtt [24]

a plasztikus hajlítással létrehozott éldiszlokációk hatását *n*- és *p*-típusú szilíciumkristályok fajlagos ellenállására [25]; méréseik a tiltott sáv közepén elhelyezkedő diszlokációs donor-, illetve akceptorszintek feltételezésével értelmezhetők.

W. Leskoschek [26] szintén donorhatást figyelt meg a diszlokációkkal kapcsolatban *p*-típusú szilíciumban. H. Weber, P. Haasen és W. Schröter [27, 28] a *p*-típusú germániumhoz hasonló jellegű lyukkoncentráció-görbéket figyeltek meg a hőmérséklet függvényében plasztikusan deformált *p*-típusú szilíciumban. A diszlokációs donorszintre *p*-típusú Siban 0,3 eV energia adódott a valenciasáv tetejétől mérve.

4. A kisebbségi töltéshordozók élettartamának változása a diszlokációsűrűség függvényében

A diszlokációknak a kisebbségi töltéshordozók élettartamára való hatását szintén számos munka tanulmányozta [1, 2]. Itt is elsősorban germánium kristályokon végeztek méréseket. Annak ellenére, hogy az eredmények értelmezését megnehezítik az egyéb rekombinációs centrumok (pl. szennyezők, vakanciák) nehezen ellenőrizhető hatásai, s így a különböző szerzők által nyert eredmények közt nagyok az eltérések, mégis sikerült határozott kapcsolatot találni a mért kisebbségi töltéshordozó élettartama, valamint a diszlokációk sűrűsége között. Közvetlenül a kristálynövesztés után vagy plasztikus deformáció után végrehajtott kisebbségi töltéshordozó élettartam mérések megmutatták, hogy az élettartam fordítva arányos a diszlokáció sűrűséggel, mégpedig minél tökéletesebb a kristályszerkezet, annál nagyobb az élettartam. Az irodalmi adatok és saját tapasztalataink szerint a germániumon végrehajtott plasztikus deformáció több nagyságrenddel lecsökkenti az élettartamot [2]. Pl. 30 ohm cm fajlagos ellenállású, eredetileg 300 μs kisebbségi töltéshordozó-élettartamú *p*-típusú germániumban plasztikus deformáció után pár μs-ra csökkent a kisebbségi töl-



8. ábra. Kisebbségi töltéshordozók élettartamának függése a diszlokációsűrűségtől *n*- és *p*-típusú germániumban

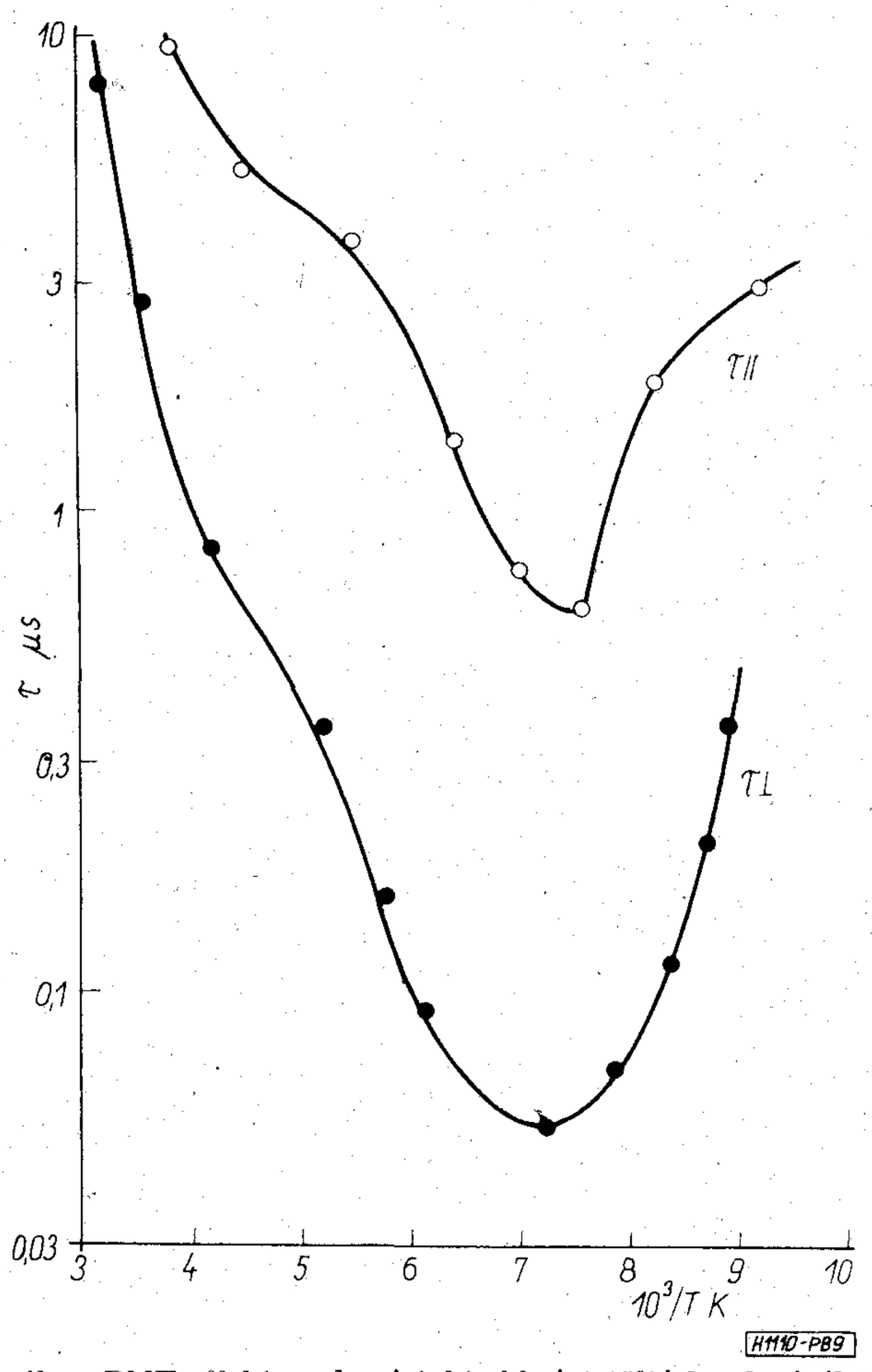
téshordozók élettartama, kb. $2-5\times10^6$ cm^{-2} diszlokációsűrűség mellett. Hasonló arányú élettartamcsökkenést tapasztaltunk *p*-típusú germániumban is. Nagyobb diszlokációsűrűségek esetén 1 μs alá csökken a kisebbségi töltéshordozók élettartama. Ilyen kis élettartamok a fotomagneto-elektromos effektus [13, 14] vagy az elektronsugár impulzusos töltéshordozó-gerjesztéssel [29] mérhetőek, mely módszerekkel 10^{-2} μs-os élettartam észlelhető.

A 8. ábrán bemutatjuk a különböző szerzők által *n*- és *p*-típusú germániumon szobahőmérsékleteken mért kisebbségi töltéshordozó élettartamokat különböző diszlokációsűrűségeknél. A legkiterjedtebb mérések egyike G. K. Wertheim és G. L. Pearson [29] nevéhez fűződik, akik 2,2 ohm cm fajlagos ellenállású *p*-típusú és 8 ohm cm fajlagos ellenállású *n*-típusú germániumon végeztek méréseket, a kristályokban plasztikus deformációval állítva elő $10^6-5\times10^8$ cm^{-2} sűrűséggel diszlokációkat. Méréseik szerint az élettartam fordítva arányos a diszlokációsűrűséggel, a mért pontokat jól közelítő görbe egyenlete *n*- és *p*-típusú anyagban $\tau=2{,}5/N_D$, illetve $\tau=0{,}7/N_D$, ahol τ s-ban és N_D cm^{-2} egységekhez mérendő. Erre a görbére esett a *p*-típusú deformálatlan kristályban 5×10^3 cm^{-2} diszlokációsűrűségnél észlelt kb. 150 μs élettartam is.

J. Okada [30] 2,5 ohm cm fajlagos ellenállású, *n*-típusú $5\times10^3-10^5$ cm^{-2} természetes diszlokációsűrűségű germániumon mért kisebbségi töltéshordozó élettartamot. Eredményei, mint azt a 8. ábra mutatja, jó összhangban vannak G. K. Wertheim [29] mérési eredményeinek extrapolációjával. J. Okada egyébként kisszögű szemcsehatárokban elhelyezkedő éldiszlokációkon végbement rekombinációt is vizsgált, itt *n*-típusú germániumban a diszlokációkon való rekombináció hatáskeresztmetszetéből $2{,}3\times10^{-8}$ cm befogási átmérő adódott lyukakra, míg a benőtt diszlokációkon való előbb említett élettartam mérései $2{,}9\times10^{-8}$ cm befogási átmérőt eredményeznek [30], mely egyezés elég jó. L. I. Koleszny ik [31] foto-magnetoelektromos (PME) effektus segítségével mért élettartamot 10^6-10^7 cm^{-2} diszlokációsűrűségű germániumon, eredményeit a 8. ábra tartalmazza. A T. Figielski [32] által mért élettartamok magasabban fekszenek, mint az eddig említett értékek (ld. 8. ábrát). Ugyanez vonatkozik az általunk mért néhány adatra is.

A kísérleti adatok analíziséből megállapíthatjuk, hogy germániumban pár ezer cm^{-2} diszlokációsűrűség felett a diszlokációk játsszák a döntő szerepet a rekombinációs folyamatokban és meghatározzák a kisebbségi töltéshordozók élettartamát, mely fordítva arányos a diszlokációsűrűséggel és kb. 1 ohm cm-nél nagyobb fajlagos ellenállás esetén független, vagy gyengén függ a többségi töltéshordozók koncentrációjától. Kb. 10^3 cm^{-2}-nél kisebb diszlokációsűrűségek esetén már más rekombinációs centrumok, elsősorban a réz szennyezőatomok határozzák meg a kisebbségi töltéshordozók élettartamát, a diszlokációk legfeljebb közvetve, pl. a diszlokációk és a rézatomok kölcsönhatása révén befolyásolhatják az élettartamot [2].

Szilíciumban is a germániumhoz hasonló módon változik a kisebbségi töltéshordozók élettartama, mely fordítva arányos a diszlokációsűrűséggel [33].



9. ábra. PME-effektussal mért kisebbségi töltéshordozó élettartam 25 Ωcm-es *p*-típusú germániumban, $N_D=5\times10^6$ cm^{-2}. 1 — a diszlokációkra merőleges irányban mérve, 2 — a diszlokációkkal párhuzamos irányban mérve

Párhuzamos diszlokációk rendszere anizotróppá teheti a rekombinációs jelenségeket. J. B. Arthur és munkatársai [34] kisebbségi töltéshordozók élettartamát és diffúziós állandóját mérték plasztikusan deformált germániumban, szobahőmérsékleten. Megfigyeléseik szerint *n*-típusú germániumban a kisebbségi töltéshordozók diffúziós állandója anizotróp, a diszlokációkkal párhuzamosan nagyobb, mint azokra merőleges irányban. Ugyanakkor *p*-típusú germániumban a kisebbségi töltéshordozók (elektronok) diffúziós állandója izotróp és az élettartama anizotróp, a diszlokációkkal párhuzamos irányban mérve nagyobb, mint azokra merőleges irányban mérve.

Hasonló anizotrópiát figyeltünk meg plasztikusan deformált *p*-germániumban a PME-effektus segítségével mért élettartamban az ún. „ratio lifetime"-ban [13, 14]. A 9. ábrán egy kb. 5×10^6 cm^{-} diszlokációsűrűségű *p*-típusú germániumon a PME-effektussal mért élettartam hőmérséklet görbék láthatóak. 100 és 300 K° közötti hőmérséklet-tartományban egy nagyságrenddel is különböznek a diszlokációkkal párhuzamos, ill. azokra merőleges irányban mért élettartamok, az utóbbiak lévén a kisebbek, J. B. Arthur és munkatársai [34] szobahőmérsékleten nyert eredményeivel egyezésben. J. B. Arthur [34] szerint a diszlokációk körüli tartomány *p*-típusú anyagban továbbra is *p*-típusú marad, mivel a diszlokáción felhalmozódott negatív töltés még mindig nagyobb, mint az anyagban levő akceptorkoncentráció. Így a diszlokáció körüli potenciálgát akadályozza a kisebbségi töltéshordozók (elektronok) befogását. Ez a mechanizmus hozhatja létre az élettartam anizotrópiáját.

A kísérleti tapasztalat szerint minden rekombinációs centrum egyben, bizonyos körülmények között, csapdacentrumként is működhet. A diszlokációkkal kapcsolatos csapdacentrumokat mind szilíciumban, mind germániumban megfigyelték. Szilíciumban ez a hatás már szobahőmérsékleten, germániumban pedig alacsonyabb hőmérsékleteken jelentkezik. A diszlokációs csapdacentrumok hatásosságát döntő mértékben a diszlokáció körüli tértöltés létrehozta potenciálgát határozza meg. Így ebben a tartományban a töltéshordozók élettartamának, vagy a stacionárius fotovezetésnek a hőmérsékletfüggéséből a diszlokációk körüli potenciálgát magassága és így a diszlokációs akceptor, illetve donorszintek energiája meghatározható. Germániumon L. I. Koleszny ik és Ju. A. Koncevoj [35], illetve M. Jastrzebska és T. Figielski [36, 37] végzett ilyen jellegű méréseket. Az akceptorszint energiájára *n*-típusú germániumban 0,46 eV [35], illetve 0,44 eV [36] értékeket kapták, a vezetési sáv élétől számítva, míg *p*-típusú germániumban a diszlokációs donorszint energiája 0,30 eV [35], ill. 0,28 eV [37] a valencisáv teteje felett. A saját méréseink kiértékeléséből az adódik, hogy *p*-germániumban a diszlokációs donorszint mélyebben helyezkedik el, mint 0,15—0,20 eV a valenciasáv tetejétől számítva [13, 14].

Szilíciumban R. H. Glaenzer és A. G. Jordan [38] a hőmérséklet függvényében végzett töltéshordozó-élettartam mérései szerint a diszlokációs akceptorszint energiája 0,52 eV a vezetési sáv alatt, míg a donorszint 0,38—0,50 eV-ra van a valenciasáv teteje felett. Ezen értékekkel jól egyeznek a T. Figielski* által a stacionárius fotovezetésből nyert energiaszintek (kb. 0,60 eV-os akceptorszint a vezetési sáv alatt és ugyancsak 0,60 eV-os donorszint a valenciasáv felett).

5. Összefoglalás

A jelen dolgozatban ismertetett kísérleti eredmények alapján a következő képet alakíthatjuk ki a diszlokációknak (elsősorban éldiszlokációknak) a germánium és szilícium tulajdonságaira való hatásával kapcsolatban.

A diszlokációk mély akceptor-, illetve mély donorszinteket hoznak létre *n*-, illetve *p*-típusú anyagban.

A diszlokációs energiaszintek a diszlokáció vonala mentén elhelyezkedő felhasadt kötésekkel hozhatók kapcsolatba. A különböző típusú mérésekből nyert energiaszint-értékeket összefoglalóan az 1. táblázat tartalmazza.

Megállapítható, hogy a különböző szerzők által mért adatok többé-kevésbé eltérnek egymástól. A rekombinációs jelenségek vizsgálatából nyert energiaszint értékek *p*-típusú Si-tól eltekintve egymással összhangban vannak, azonban eltérés mutatkozik a rekombinációs jelenségek vizsgálatából, ill. a Hall-effektus méréséből nyert energiaszintek között. Ezen eltérések okainak felderítése további kísérleti vizsgálatokat igényel.

Nagy diszlokációsűrűségek esetén a diszlokációk igen erősen befolyásolják a töltéshordozók koncentrációját, mozgékonyságát és élettartamát. Ezek a jelenségek a diszlokációs akceptor-, illetve donorcentrumok létére, ill. a diszlokáció vonal feltöltődésére és a körülötte kialakuló tértöltési tartomány potenciáljának hatására vezethetők vissza.

A diszlokációk hatása nagy sűrűségek esetén így tükröződhet a félvezető eszközgyártás legfontosabb alapanyagainak, a germániumnak és szilíciumnak elektromos paramétereiben, elsősorban a kisebbségi töltéshordozók élettartamában, másodsorban a kristályok fajlagos ellenállásában.

Köszönetemet fejezem ki Dr. Bodó Zalán tudományos főmunkatársnak az értékes diszkussziókért, Németh Tibor tudományos munkatársnak a kísérleti munka során felmerült kémiai-technológiai problémák megoldásában nyújtott segítségéért és Dr. T. Figielskinek (LTA Fizikai Intézete, Varsó) az értékes diszkussziókért, valamint a diszlokációkkal kapcsolatos, a szilíciumban létrejövő energiaszintekre vonatkozó kísérleti eredményeinek publikáció előtti ismertetéséért.

IRODALOM

[1] *G. L. Pearson, F. L. Vogel:* Plastic Deformation in Semiconductors, Progress in Semiconductors, *6*, 1 old., 1962. London.
[2] *R. G. Rhodes:* Imperfections and Active Centres in Semiconductors. Pergamon Press, Oxford, 1964.
[3] *H. Alexander, P. Haasen:* Dislocations and Plastic Flow in the Diamond Structure, Solid State Physics, *22*, 1968. New York and London.
[4] *W. T. Read:* Phil. Mag. *45*, 775, 1954.

* Szóbeli közlés.

[5] *H. Alexander, R. Labusch, W. Sander:* Solid State Communications, *3*, 357, 1965.
[6] *S. Dallmann, D. Hahn:* Z. f. angew. Phys., *20*, 452, 1966.
[7] *G. H. Schwuttke:* Félvezető Eszközök Vizsgálati Módszerei Szimpozium, Budapest, 1967. preprint.
[8] *B. Pődör:* Phys. Stat. Sol. *16*, K167, 1966.
[9] *B. Pődör:* Acta Physica Hungarica, *23*, 393, 1967.
[10] *B. Pődör:* Félveztő Eszközök Vizsgálati Módszerei Szimpozium, Budapest, 1967, preprint.
[11] *B. Pődör:* Физика и Техника полупороводников *2*, 884, 1968.
[12] *J. Balázs, B. Pődör:* Phys. Stat. Sol. *37*, 119, 1970.
[13] *I. Cseh, B. Pődör:* Diszlokációk hatása félvezetők elektromos és optikai hatásaira szimpozium, Zakopane, 1970, június, előadás.
[14] *I. Cseh, B. Pődör:* Acta Physica Hungarica, Közlés alatt.
[15] *J. H. P. van Weeren, G.Koopmans, J. Blok:* Phys. Stat. Sol. *27*, 219, 1968.
[16] *J. Krylow, J. Auleytner:* Phys. Stat. Sol. *32*, 581, 1969.
[17] *J. Krylow:* disszertáció, LTA Fizikai Intézete, Varsó, 1968.
[18] ***Ю. В. Гуляев:*** Физика твердого тела *3*, 1094, 1961.
[19] *R. L. Logan, G. L. Pearson, D. A. Kleinman:* J. Appl. Phys., 30, 885, 1959.
[20] *R. M. Broudy:* Adv. Phys. *12*, 135, 1963.
[21] *J. Krylow:* Phys. Stat. Sol. *32*, 589, 1969.
[22] *W. Schröter:* Phys. Stat. Sol. *21*, 211, 1967.
[23] *W. Haist:* disszertáció, Technische Hochschule, Stuttgart, 1967.
[24] *W. Schröter:* Phys. Stat. Sol. *31*., 177, 1969.
[25] *R. H. Glaenzer, A. G. Jordan:* Solid State Electronics, *12*, 259, 1969.
[26] *W. Leskoschek:* Acta Physica Austriaca, *26*, 357, 1967.
[27] *H. Weber, W. Schröter, P. Haasen:* Helvetica Physica Acta, *41*, 1255, 1968.
[28] *P. Haasen, W. Schröter:* Conf. Fundamental Aspects of Dislocation Theory, Gaithersburg, Md., USA, 21—25 Apr. 1969. (Physics Abstracts *73*, No. 891, Abstr. No. 37160, 1970.)
[29] *G. K. Wertheim, G. L. Pearson:* Phys. Rev. *107*, 694, 1957.
[30] *J. Okada:* J. Phys. Soc. Jap. *10*, 1110, 1955.
[31] ***Л. И. Колесник:*** Физика твердого тела, *4*, 1449, 1962.
[32] ***Т. Р. Фигиельски:*** Физика твердого тела 6, 2146, 1964.
[33] *H. Lemke:* Phys. Stat. Sol. *12*, 125, 1965.
[34] *J. B. Arthur, A. F. Gibson, J. W. Granville E. G. S. Paige:* Phil. Mag. *3*, 940, 1958.
[35] ***Л. И. Колесник:*** Физика твердево тела 6, 1964, 1964.
[36] *M. Jastrzebska, T. Figielski:* Phys. Stat. Sol. *14*, 381, 1966.
[37] *M. Jastrzebska, T. Figielski:* Phys. Stat. Sol. *32*, 791, 1969.
[38] *R. H. Glaenzer, A. G. Jordan:* Solid-State Electronics, *12*, 247, 1969.

Tartalmi összefoglalások

ETO 621.372.54.001.2

Hennyey Z.:

A hullámparaméteres és üzemi paraméteres szűrőtervezés kapcsolata

HÍRADÁSTECHNIKA XXIII. (1972) 1. sz.

A szerző bejelentése szerint ez a dolgozat az üzemi paraméteres és hullámparaméteres tervezés összefüggéseit vizsgáló cikksorozat első része, mely e két módszer számára egy közös elméleti alapot keres és ezt az univerzális paraméterek, valamint a szórásmatrixból származó üzemi paraméterek segítségével világítja meg. A cikkben röviden vázolt approximációs módszerrel mutatja be a szerző, hogy a kétféle eljárás mennyire egységesen, a kapcsolatokra rávilágító módon kezelhető.

ETO 621.372.54.001.2:621.372.834:621.372.852

Dr. Jachimovits L.:

Együreges radiális szűrő méretezése és mérése, több üreges radiális szűrő optimális méretezése

HÍRADÁSTECHNIKA XXIII. (1972) 1. sz.

Szerkezeti felépítése és átviteli tulajdonsága alapján röviden radiális szűrőnek nevezzük a koaxiális tápvonalakban végződő radiális tápvonalas üregrezonátort. A dolgozat röviden összefoglalja az együreges radiális szűrő méretezését a szakirodalom alapján. Részletesen ismerteti a radiális szűrők optimális méretezéséhez szükséges karakterisztikák mérés útján történő meghatározását. Végül a több üreges radiális szűrők optimális méretezésével foglalkozik. Meghatározza az üregeket elválasztó vonalszakaszok optimális hosszát, amellyel a szűrő sávszélessége maximális, majd az üregek optimális vastagságát, amellyel a műszaki előírásokat kielégítő realizáció teljes hossza minimális.

ETO 620.113:620.169.1

Balogh A.—Dr. Dukáti F.:

Élettartam és megbízhatósági vizsgálatok exponenciális eloszláson alapuló szekvenciális mintavételi eljárásai és tervei

HÍRADÁSTECHNIKA XXIII. (1972) 1. sz.

A dolgozat ismerteti az élettartam-vizsgálatok exponenciális eloszláson alapuló szekvenciális mintavételi eljárásait és terveit. A mintavételi eljárásokat és terveket, a meghibásodások várható számát és a vizsgálat várható időtartamát tárgyalják a szerzők. Szükségesnek tartják nemzeti szabvány kidolgozását az élettartam-vizsgálatok mintavételi eljárásaira és terveire vonatkozóan.

ETO 537.311.33:546.28:548.4

Pődör B.:

A diszlokációk hatása a germánium és szilícium elektromos tulajdonságaira

HÍRADÁSTECHNIKA XXIII. (1972) 1. sz.

A cikk a diszlokációkkal a germánium és szilícium elektromos tulajdonságaira való hatására vonatkozó legújabb kísérleti eredményeket foglalja össze. A diszlokációknak az elektromos hatások szempontjából fontos modellje ismertetése után, bemutatásra kerülnek a nagy diszlokációsűrűségű kristályokban végzett vezetőképesség, töltéshordozókoncentráció és mozgékonyság, valamint a kisebbségi töltéshordozó élettartam mérések eredményei. A szilíciumra vonatkozó eredmények forrása a folyó irodalom, míg a germánium esetében főleg saját méréseink eredményeire támaszkodtunk.

Обобшения

ДК 621.372.54.001.2

Хеньеи, З.:

Связь между расчетами фильтров по волновым и рабочим параметрам

HÍRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XXIII. (1972) № 1.

Статья является первой частью серии, рассматривающей соотношения расчетов фильтров по волновым и рабочим параметрам и искающей общую теоритическую основу обоих методов. Это выясняется с помощью универсальных параметров и рабочих параметров, происходящих из матрицы рассеяния. Показывается кратко изложенным методом аппроксимации, что два метода могут быть трактованы еднио, уясняя связь между ними.

ДК 621.372.54.001.2:621.372.834:621.372.852

Д-р Яхимович, Л.:

Проектирование и измерение радиального фильтра с одним объемным резонатором. Оптимальное проектирование радиального фильтра с многими объемными резонаторами

HÍRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XXIII. (1972) № 1.

Радиальный фильтр является радиальным фидерным объемным резонатором, с коаксиальным фидерным окончанием.
Статья кратко излагает проектирование радиального фильтра с одним объемным резонатором на основе специальной литературы. Подробно описывается определение характеристик измерениями к оптимальному расчету радиальных фильтров. Трактуется проектирование радиальных фильтров с многими объемными резонаторами. Определяются оптимальная длина участков линии для разделения объемных резонаторов, обеспечивающая максимальную полосу, а потом оптимальная толщина резонаторов к получению минимальной длины узла удовлетворяющего техническим требованиям.

ДК 620.113:620.169.1

Балог, А.—Д-р Дукати, Ф.:

Методы и планы с последовательным выбором контроля наработки изделий, при показательном распределении

HÍRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XXIII. (1972) № 1.

В данной работе изложены последовательные планы и методы выборочного контроля наработки изделий, при показательном распределении. Авторы рассматривают вышеуказанные планы и методы в зависимости от количества дефектных изделий и продолжительности испытаний. Они считают необходимым разработать соответствующий национальный стандарт для выборочных планов и методов контроля наработки партий изделий.

ДК 537.311.33:546.28:548.4

Пёдёр, Б.:

Влияние дислокаций на электрические свойства германия и кремния

HÍRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XXIII. (1972) № 1.

В статье приводятся новейшие экспериментальные результаты, относящиеся к влиянию дислокаций на электрические свойства германия и кремния. После обсуждения модели дислокаций, важной с точки зрения электрических эффектов, излагаются результаты измерений удельной проводимости, концентрации носителей и подвижности, а также времени жизни неосновных носителей, измеренные в кристаллах с большой плотностью дислокаций. Источником результатов, относящихся к кремнию, является текущая литература, в то время как в случае германия мы опирались главным образом на результаты собственных измерений.

Zusammenfassungen

DK 621.372.54.001.2

Hennyey, Z.:

Zusammenhang der Filterentwürfe auf Grund der Wellen- und Betriebsparameter

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XXIII. (1972) Nr 1.

Dieser Artikel ist der erste Teil einer Artikelserie, die den Zusammenhang der Filterentwürfe auf Grund der Betriebs- und Wellenparameter untersucht und welche für die zwei Methoden eine gemeinsame Basis sucht und diese Basis mit den Universalparametern und aus den Streuungsmatrixen entstandenen Betriebsparametern erklärt. Mit einer in dem Artikel kurz illustrierter Approximationsmethode setzt der Verfasser auseinander, wie einheitlich die zweierlei Verfahren mit einer die Zusammenhänge aufdeckende Methode zu behandeln sind.

DK 621.372.54.001.2:621.372.834:621.372.852

Dr. Jachimovits, L.:

Dimensionierung und Messung des Einhohlraum-Radialfilters, optimale Dimensionierung des Mehrhohlraum-Radialfilters

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XXIII (1972) Nr 1.

Auf Grund seines konstruktiven Aufbaues und seiner Übertragungseigenschaften wird der radiale Hohlraumresonator mit Speiseleitungen, welcher mit koaxialen Leitungen abgeschlossen ist, kurz Radialfilter genannt. In diesem Artikel wird kurz auf Grund der Fachliteratur die Dimensionierung des Einhohlraum-Radialfilters zusammengefasst. Die Bestimmung der Charakteristiken durch Messungen, die zur optimalen Dimensionierung der Radialfilter notwendig sind, wird eingehend erörtert. Zuletzt wird mit der optimalen Dimensionierung der Mehrhohlraum-Radialfilter beschäftigt. Die optimale Länge der Linienabschnitte, die die Hohlräume von einander trennen und bei welcher die Bandbreite des Filters maximal wird, werden bestimmt. Ferner wird die optimale Dicke der Hohlräume bestimmt, durch welche die, der technischen Spezifikation entsprechende Gesamtlänge der Ausführung minimal wird.

DK 620.113:620.169.1

Balogh, A.—Dr. Dukáti, F.:

Verfahren und Pläne für Lebensdauer- und Zuverlässigkeitsprüfungen begründet auf einer sequentiellen Abtastung mit exponentialer Verteilung

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XXIII. (1972) Nr 1.

In der Arbeit sind die sequentiellen Stichprobenpläne und Verfahren für Lebensdauerprüfungen dargelegt bei exponentieller Verteilung. Die Autoren behandeln die Stichprobenpläne und Verfahren in der Abhängigkeit der vorgefundenen fehlerhaften Stücke und der Erwartungswerte des Dauerns der Versuche. Sie betrachten die Ausarbeitung von Nationalstandards als notwendig für die Verfahren und Stichprobenpläne der Lebensdauerprüfungen.

DK 537.311.33:546.28:548.4

Pődör, B.:

Einwirkung der Dislokationen auf die elektrischen Eigenschaften von Germanium und Silizium

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XXIII. (1972) Nr 1.

Der Aufsatz fasst die neuesten Versuchsergebnisse bezüglich der Einwirkung der Dislokationen auf die elektrischen Eigenschaften von Germanium und Silizium zusammen. Nach der Auseinandersetzung eines wichtigen Modells der Dislokationen vom Gesichtspunkt der elektrischen Eigenschaften werden die Ergebnisse der in Kristallen hoher Dislokationsdichte durchgeführten Messungen des Leitwertes, der Ladungsträgerkonzentration, der Beweglichkeit, sowie der Lebensdauer der Minoritätsladungsträger, behandelt. Die Quelle der Ergebnisse bezüglich des Siliziums ist das zeitgemässe Schrifttum, während unsere eigenen Messungen dienten als Grundlage im Falle von Germanium.

Summaries

UDC 621.372.54.001.2

Hennyey, Z.:

Relation of the Design of Filters by Image Parameters and Insertion Loss Parameters

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XXIII. (1972) № 1.

This paper is the first part of a series of papers escamining the relations of the design by image parameters and insertion loss parameters searching for a common theoretical basis explaining it by universal parameters and composit parameters, which originate of scattering matrixes. The author presents, by a briefly outlined approximation method, that the two different procedures work on the basis of the same principle, and can be treated by a method explaining their mutual relation.

UDC 621.372.54.001.2:621.372.834:621.372.852

Dr. Jachimovits, L.:

Design and Measurement of a Single-Cavity Radial Filter and the Optimal Design of Multi-Cavity Radial Filter

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XXIII. (1972) № 1.

On the basis of its construction and transmission properties the radial transmission line cavity resonator terminated in coaxial transmission lines is called radial filter. The paper summarizes briefly the design of a single-cavity radial filter on the basis of the technical literature. It presents in detail the determination of characteristic by means of measurements required to the optimal design of radial filters. Finally the optimal design of multi-cavity resonators is dealt with. The optimal length of the line sections, which separate the cavities and at which the bandwith of the filter is maximum, further the optimal thickness of the cavities, at which the total length of the realisation meeting the technical specification is minimal are determined.

UDC 620.113:620.169.1

Balogh, A.—Dr. Dukáti, F.:

Sequential Sampling Procedures and Plans Based on Exponential Distribution for Reliability and Life Tests

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XXIII. (1972) № 1.

Sequential sampling procedures and plans based on exponential distribution are discussed for life test. Sampling procedures and plans, the expected number of failures, the expected waiting time are given. It is suggested to work out a national standard relating to sampling procedures and plans of life tests.

UDC 537.311.33:546.28:548.4

Pődör, B.:

Effect of dislocations on the electrical properties of germanium and silicon

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XXIII. (1972) № 1.

This paper summarizes the recent experimental results concerning the effect of dislocations on the electrical properties of germanium and silicon. After discussing the model of dislocations relevant for the understanding of their electrical effects, a review is given on the results of conductivity, carrier concentration, carrier mobility, and minority carrier lifetime measurements on dislocated crystals. Results for silicon are discussed on the basis of the current literature, and for germanium the review is based mostly on the author's own measurements.

Résumés

CDU 621.372.54.001.2

Hennyey, Z.:

Rélations entre les méthodes de projet des filtres par paramètres d'ondes et paramètres de fonction respectivement

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XXIII. (1972) № 1.

Cet article est le premier d'une série examinant les rélations entre les méthodes du projet. La série cherche une base théorique commune pour les deux méthodes et cette-ci est éclaircie à l'aide des paramètres universelles ainsi que des paramètres de fonction derivés de la matrice de dispersion. Il est brièvement présenté dans l'article que les deux méthodes peuvent être traité d'une manière unifiée, révélant les rélations mutuelles.

CDU 621.372.54.001.2:621.372.834:621.372.852

Dr. Jachimovits, L.:

Projet et mesure d'un filtre radial à une cavité; projet optimal d'un filtre radial à plusieurs cavités

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XXIII. (1972) № 1.

A la base de sa construction et ses propriétés de transmission on nomme brièvement un filtre radial le resonateur à cavités du type de ligne de transmission, terminé par lignes coaxiales. L'article résume brièvement le calcul du filtre radial à une cavité, basé sur la littérature spéciale, ainsi que le calcul optimalisé des filtres radiaux à plusieurs cavités. La longueur optimale des sections de ligne séparant les cavités pour une largeur de bande optimale, ainsi l'épaisseur optimale des cavités, satisfaisant la spécification technique et donnant un longueur totale minimale.

CDU 620.113:620.169.1

Balogh, A.—Dr. Dukáti, F.:

Méthodes et plans par discrimination séquentielle ayant une distribution exponentielle pour des essais de durée et de fiabilité

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XXIII. (1972) № 1.

L'article expose les méthodes et plans par discrimination séquentielle ayant une distribution exponentielle. Les méthodes et plans, le présumable nombre des pannes et la durée présumable de l'essai sont examinés. L'élaboration d'une norme nationale pour les méthodes et plans des essais de durée par discrimination est trouvée nécessaire.

CDU 537.311.33:546.28:548.4

Pődör, B.:

L'influence des dislocations sur les propriétés électriques du germanium et du silicium

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XXIII. (1972) № 1.

L'article traite des résultats les plus récents des expériences en ce qui concerne l'influence des dislocations sur les propriétés électriques du germanium et du silicium. Après une exposition d'un modèle important du point de vue de l'influence électrique des dislocations, les résultats de mesures dans des cristaux de haute densité de dislocations pour déterminer la conductivité, la concentration des porteurs de charge, la mobilité et la durée de vie des porteurs de charge minoritaires sont présentés. La source des résultats concernant le silicium est la littérature actuelle, en cas de germanium, par contre, principalement nos propres mesures.