

Felületi hullámvezető

V Á G Ó I S T V Á N
Beloianisz Híradástechnikai Gyar

1. Bevezetés

A deciméteres és centiméteres hullámok elterjedésével fontos kérdéssé váltak ezen hullámok tápvezetékeivel kapcsolatos problémák. Tápvezetékeknek szokásos a Lecher-vezeték, koaxiális kábel és csőtápvonal alkalmazása (1. ábra).

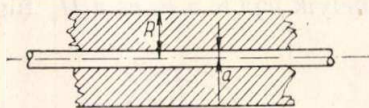
1899-ben ismertette *Sommerfeld* a felületi hullámvezetővel kapcsolatos elméleti és kísérleti munkáit, melyekben energia továbbításra alkalmas tápvonalat ír le. A felületi hullám alkalmazása a deci-



1. ábra

méteres és centiméteres hullámoknál előnyös. Így a felületi hullámvezető csak később, ezen hullámok elterjedésével került alkalmazásra. A ma használt felületi hullámvezető a *Sommerfeld* által kifejlesztett felületi hullámvezető továbbfejlesztett alakja. A fejlesztés munkáit *Harms* és *Goubau* végezte el, *Harms* 1907-ben, *Goubau* 1950-ben publikálta munkáit.

A ma használt felületi hullámvezető egy dielektromos vagy mágneses bevonattal ellátott fémvezetőből áll (2. ábra). A dielektromos bevonat gyakorlati alkalmazása *Goubau*, a mágneses bevo-



2. ábra

nat gyakorlati alkalmazása *Kaden* (1951) nevéhez fűződik. A felületi hullámvezető gyakran olcsóbb és kisebb csillapítású, mint az egyéb rövidhullámú tápvezetékek. Különösebb jelentősége a mikrohullámú rádióösszeköttetéseknel van. A mikrohullámok terjedési viszonyai miatt a mikrohullámú rádió-relé adó-vevő antenna között optikai átlátás szükséges. Ez igen gyakran szükségessé teszi az antennák magas tornyon való elhelyezését. Ilyenkor igen egyszerű lehet a felületi hullámvezetőt az antenna táplálására felhasználni.

A felületi hullámvezetőt alkalmazzák energiatovábbításra több kilométeres szakaszon is oly módon, hogy a hullámvezetőt oszlopokra erősítik.

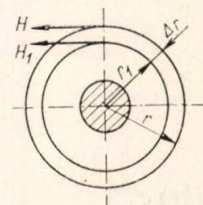
A felületi hullámvezető jelentősége indokoltá teszi, hogy az e tárggyal kapcsolatos eddig publikált eredmények fontosabb részét összefoglaljuk. Ugyanakkor e cikk igyekszik megvilágítani a

felületi hullám helyét az egyébként használt kör-szimmetrikus tápvezetékben haladó elektromágneses hullámok között, továbbá a dielektromos csillapításra, hullámellenállásra és a csoportsebességre az irodalomban ismertetett számítási elveknél egyszerűbb vagy pontosabb, illetve újonnan levezetett kifejezéseket ad.

2. Fizikai megfontolások

A felületi hullám alkalmazásánál biztosítani kell, hogy az energia döntő része a vezető környezetében terjedjen. Ismeretes a mikrohullámú tápvezetékek elméletéből, hogy a hullám terjedésére háromféle mód lehetséges: a TEM, a TE és a TM mód. A TEM módnál sem a mágneses, sem az elektromos térerősségnek nincs a haladás irányában komponense, a TE módnál a mágneses térerősségnek van a terjedés irányában komponense.

A TEM módnál a térerők a radiális távolsággal fordított arányban csökkennek, ami a felületi hullámvezető esetén a tér meglehetősen nagy kiterjedését okozza. Más a helyzet a TE és TM módnál. Vizsgáljuk meg részletesebben a TM módot, amelyet realizálni lehet. Ekkor az elektromos térerősségnek van a terjedés irányában eső komponense és így axiális irányú eltolási áram folyik. A felületi hullámvezetőknél az áram egy időpillanatban a teljes keresztmetszetet vizsgálva úgy alakul, hogy a vezetőben folyik vezetési áram és ez a vezetőn kívül folyó eltolási árammal zárul. Az ilyen áramelosztás vizsgálata azt mutatja, hogy mágneses térerőnek radiális irányú csökkenése erőteljesebb lesz, mint a TEM módnál. Jelentsen r_1 rögzített, és r változó sugarat (3. ábra). A gerjesztési törvényt felírva, az r



3. ábra

sugáron belül folyó vezetési és eltolási áramra az alábbi kifejezést kapjuk:

$$I_1 = 2\pi r_1 H_1 \quad (1)$$

Az r sugáron belül folyó áram

$$I = 2\pi r H = 2\pi r_1 H_1 + \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} \Delta F = I_1 + I_{edr}$$

ahol a gyűrű területe: $\Delta F = 2\pi r \Delta r$

$$H = H_1 \frac{r_1}{r} + \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} \Delta r \quad (2)$$

Ha az elektromos térerősségnek nincs axiális komponense, $E_z = 0$, akkor a 2-es egyenletben felépő második tag zérus és kapjuk az ismert összefüggést, hogy a H a sugárral fordított arányban csökken. Ha viszont $E_z \neq 0$ és az $I_{e\Delta r}$ ellenkező előjelű, mint I_1 , akkor a H csökkenése erőteljesebb lesz. Az $I_{e\Delta r}$ -nek az I_1 -el ellentétes előjele fizikailag azt jelenti, hogy az r_1 sugáron kívül folyó eltolási áram ellenkező előjelű, mint az r sugáron belül folyó vezetési és eltolási áram összege. Ennek matematikai feltétele, hogy H ellenfázisban legyen $\frac{\partial E_z}{\partial t}$ -val. Később látni fogjuk, hogy ez teljesül.

3. A felületi hullám egyenletei

Oldjuk meg a TM hullámok egyenleteit. A Maxwell-egyenleteket hengerkoordinátákban (z, r, φ) az alábbiak figyelembevételével oldjuk meg.

a) Haladóhullámú megoldást keresünk, vagyis az elektromos és mágneses térerősségek az alábbi alakúak:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(r, \varphi) e^{j\omega t - \gamma z} \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}(r, \varphi) e^{j\omega t - \gamma z} \quad (3)$$

b) Olyan megoldást keresünk, melynél E_z nem zérus, H_z zérus:

$$H_z = 0 \quad E_z \neq 0 \quad (4)$$

c) Körszimmetrikus megoldást keresünk. A nem körszimmetrikus megoldások, mint a részletesebb számítás kimutatja, nagy csillapításúak. Így:

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \varphi} = 0 \quad \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \varphi} = 0 \quad (5)$$

A (3), (4) és (5) figyelembevételével az alábbi megoldást kapjuk: (Részletesebb levezetést a Függelék tartalmaz.)

$$\begin{aligned} E_z &= AZ_0(kr) e^{j\omega t - \gamma z} \\ E_r &= \frac{\gamma}{k} AZ_1(kr) e^{j\omega t - \gamma z} \\ E_\varphi &= 0 \\ H_z &= 0 \\ H_r &= 0 \\ H_\varphi &= jA \frac{\omega \varepsilon}{k} Z_1(kr) e^{j\omega t - \gamma z} \end{aligned} \quad (6)$$

Ahol

$$k^2 = \gamma^2 - (j\omega \sqrt{\mu \varepsilon})^2; \quad (7)$$

«A» a gerjesztéstől függő konstans;

$Z_0(kr)$, illetve $Z_1(kr)$ a zérusrendű, illetve elsőrendű hengerfüggvények, melyek a Bessel-féle differenciálegyenlet megoldásai. Ezek lehetnek: a Bessel $J_n(kr)$; a Neuman $N_n(kr)$, az első és

másodfajta Hankel $H_n^{(1)}(kr)$; $H_n^{(2)}(kr)$ függvények, vagy ezek lineáris kombinációi. (Az «n» index a hengerfüggvény rendszámát jelöli.)

A határfeltételek szabják meg, hogy adott esetben az említett függvények milyen lineáris kombinációja írja le a tényleges fizikai folyamatot. A $Z_n(kr)$ függvény legáltalánosabb alakját kétféleképpen adhatjuk meg:

$$AZ_n(kr) = C_1 J_n(kr) + C_2 N_n(kr) \quad (8/a)$$

$$AZ_n(kr) = C_3 H_n^{(1)}(kr) + C_4 H_n^{(2)}(kr) \quad (8/b)$$

A két felírás teljesen egyértékű, mivel

$$H_n^{(1)}(kr) = J_n(kr) + jN_n(kr)$$

$$H_n^{(2)}(kr) = J_n(kr) - jN_n(kr) \quad (9)$$

A vezető belsejében $C_2 = 0$, mert a $N_n(0) = \infty$, ami fizikailag nem reális eredményt jelentene.

$$Z_n(kr) = J_n(kr) \quad \text{ha } r < a \quad (10)$$

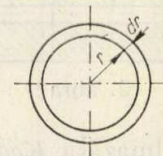
A vezetőt körülvevő burkolatban a térerőkomponenseket leíró $Z_n(kr)$ függvényeket meghatározhatjuk a (8/a) egyenletből úgy, hogy az állandókat a határfeltételekből megállapítjuk.

A további jelölésekben az «i» index a burkolatra vonatkozik. C_1 helyébe A -t, C_2 helyébe $A \cdot C_2$ -t téve, írhatjuk:

$$AZ_n(k_i r) = A [J_n(k_i r) + C_2 N_n(k_i r)] \quad \text{ha } a < r < R \quad (11)$$

A burkolatot körülvevő térben azt a határfeltételt kell kielégíteni, hogy a végtelenben az áramló energia eltűnik.

A függelékben láthatók a hengerfüggvények nagy argumentum esetén fellépő közelítő értékei. Ha $x = k \cdot r$, akkor kitűnik, hogy az $J_n(x)$ és $N_n(x)$ függvények nagy argumentum esetén \sqrt{r} -rel fordítottan csökkennek. Tételizzük fel, hogy ezek közül valamelyik írja le a E_r és a H_φ függvényeket.



4. ábra

Vizsgáljuk meg a Poynting-vektor segítségével a dr vastagságú gyűrűben áramló energiát (4. ábra.)

$$dP = E_r H_\varphi \cdot 2\pi r dr \quad (12)$$

Az $E_r \cdot H_\varphi$ szorzat $\frac{1}{x}$ -el arányos, így $dP =$ állandó. Ebből látható, hogy a Bessel és Neuman függvények nem elégítik ki a határfeltételt, nem adnak reális megoldást. Nézzük meg, a Hankel függvények milyen eredményt adnak. Ha x valós, akkor az energiaviszonyok a (12) egyenlet szerint alakulnak. Ha viszont x komplex szám, úgy

$$x = kr = (u + jv) r$$

Így nagy argumentum esetén :

$$H_1^{(1)}(kr) = \sqrt{\frac{2}{r(u + jv)}} e^{-vr} \cdot e^{j(ur - 3/4\pi)}$$

$$H_1^{(2)}(kr) = \sqrt{\frac{2}{r(u + jv)}} e^{vr} \cdot e^{-j(ur - 3/4\pi)} \quad (13)$$

Ha v pozitív szám, akkor $H_1^{(1)}(kr)$ az r növekedésével $\frac{e^{-vr}}{\sqrt{r}}$ -rel arányosan csökken.

Ha v negatív szám, akkor viszont $H_1^{(2)}(kr)$ csökkenése hasonló. A részletesebb vizsgálat kimutatja, hogy a két eset matematikailag ugyanazt a megoldást adja, csak a (6) egyenletekben szereplő «A» konstans előjele változik meg. Később az egyenletek megoldásánál k tiszta imagináriusnak adódik. Így $k = jv$, $u = 0$. Az irodalomban pozitív v , illetve pozitív imaginárius k és a $H_0^{(1)}(kr)$ függvény felvétele szokásos. Később ismertetett oknál fogva azonban indokoltabbnak látszik a negatív valós v , illetve a negatív imaginárius k és a $H_0^{(2)}(kr)$ függvény használata.

$$AZ_n(kr) = C_4 H_0^{(2)}(kr) \quad \text{ha } r > R. \quad (14)$$

4. A terjedési együttható meghatározása

A (6) egyenletek figyelembevételével a (7), ill. (14) egyenletek hat ismeretlent tartalmaznak : A, C_2, C_4 és k, k_i, γ ; feltételezve, hogy a geometriai méretek és az ε és μ ismertek.

A vezetőt végtelen nagy vezetőképességűnek tételezzük fel és most a vezetőben levő viszonyokkal nem foglalkozunk.

A hat ismeretlen közül C_4 állandó ; csak a gerjesztés nagyságától függ. Az ismeretlenek további meghatározására három határfeltételt lehet felírni.

a) A vezetőt végtelen vezetőképességűnek feltételezve, a vezető mentén az elektromos térerősségnek csak normális komponense van.

$$\text{ha } r = a \quad E_z = 0 \quad (15)$$

A (6) és (11) egyenletek figyelembevételével

$$J_0(k_i a) + C_2 N_0(k_i a) = 0$$

$$C_2 = -\frac{J_0(k_i a)}{N_0(k_i a)} \quad (16)$$

A (16) egyenletet a (11)-be visszahelyettesítve

$$Z_n(k_i r) = J_n(k_i r) - \frac{J_n(k_i a)}{N_n(k_i a)} N_n(k_i r)$$

ha $a < r < R$ (17)

b) A burkolat és a szabad tér határán H_φ folytonosan megy át. Az írásmód egyszerűsége kedvéért az $e^{j\omega t - \gamma z}$ tényezőket a következőkben elhagyjuk. A (6), (11) és (14) egyenletek figyelembevételével írható :

$$H_{\varphi r=R} = jA \frac{\omega \varepsilon_i}{k_i} \left[J_1(k_i R) - \right.$$

$$\left. - \frac{J_0(k_i a)}{N_0(k_i a)} N_1(k_i R) \right] = jC_4 \frac{\omega \varepsilon}{k} H_1^{(2)}(kR) \quad (18)$$

c) A burkolat és a szabad tér határán E_z folytonosan megy át.

$$E_{z r=R} = A \left[J_0(k_i r) - \frac{J_0(k_i a)}{N_0(k_i a)} N_0(k_i R) \right] = C_4 H_0^{(2)}(kR) \quad (19)$$

A (18) és (19) egyenlet hányadosából kapjuk :

$$\frac{k_i}{\varepsilon_i} \frac{J_0(k_i R) - \frac{J_0(k_i a)}{N_0(k_i a)} N_0(k_i R)}{J_1(k_i R) - \frac{J_0(k_i a)}{N_0(k_i a)} N_1(k_i R)} = \frac{k H_0^{(2)}(kR)}{\varepsilon H_1^{(2)}(kR)} \quad (20)$$

A (20) egyenletből kiesett két állandó : A és C_4 . Marad egy transzcendens egyenlet, melyben k és k_i ismeretlenek szerepelnek. A (7) egyenlet segítségével azonban kifejezhetjük úgy a k , mint a k_i értékét (lásd 24 egyenlet). Végeredményben három ismeretlenünk k, k_i, γ és három egyenletünk marad. Az egyenletek közelítőleg két esetben leegyszerűsíthetők. Ha a vezető és a burkolat vastagsága a hullámhosszhoz képest kicsi, úgy a hengerfüggvényeket kis argumentumra vonatkozó közelítő értékekkel helyettesíthetjük. A hengerfüggvények kis argumentumra vonatkozó közelítő értékeit a Függelék tartalmazza.

Ha $k \cdot a \ll 1$ és $k \cdot R \ll 1$, akkor a (20) egyenlet baloldala közelítőleg :

$$\frac{k_i}{\varepsilon_i} \frac{\frac{2}{\pi} \ln(0,89 k_i a) - \frac{2}{\pi} \ln(0,89 k_i R)}{\frac{2}{\pi k_i R}} = -\frac{k_i^2 R}{\varepsilon_i} \ln \frac{R}{a} \quad (21)$$

A (20) egyenlet jobboldala közelítőleg :

$$\frac{k}{\varepsilon} \frac{-\frac{2j}{\pi} \ln(0,89 jkR)}{\frac{2j}{\pi kR}} = -\frac{k^2 R}{\varepsilon} \ln(0,89 jkR) \quad (22)$$

A (21) és (22) egyenlet összekapcsolásával nyerjük, hogy

$$\ln \frac{R}{a} = \frac{\varepsilon_i k^2}{\varepsilon k_i^2} \ln(0,89 jkR) \quad (23)$$

Tekintsünk el a csillapítástól, így $\gamma = j\beta$, ekkor a (7) egyenlet a szabad térre és a burkolatra felírva :

$$k^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 - \beta^2 \quad k_i^2 = \frac{\varepsilon_i \mu_i}{\varepsilon_0 \mu_0} \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 - \beta^2 \quad (24)$$

A (24) egyenletek figyelembevételével a (23) egyenlet az alábbi módon írható:

$$\ln \frac{R}{a} = \frac{(kR)^2}{(kR)^2 + \left(R \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \left(\frac{\varepsilon_i \mu_i}{\varepsilon_0 \mu_0} - 1 \right) \varepsilon} \varepsilon_i \ln(0,89 jkR) \quad (25)$$

A «k» kiszámításához a (25) transcendens egyenletet kell megoldani. Némely esetben, amikor a dielektrikum vastagsága a vezető átmérőjének méreteit nem lépi lényegesen túl, a (25) egyenlet tovább egyszerűsíthető.

Ha

$$k^2 \ll \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2; \quad \varepsilon = \varepsilon_0$$

$$\ln \frac{R}{a} = \frac{1}{\frac{\mu_i}{\mu} - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_i}} \left(\frac{\lambda}{R} \right)^2 \left(\frac{kR}{2\pi} \right)^2 \ln(0,89 jkR) \quad (26)$$

Így:

$$G(jkR) = \left(\frac{\mu_i}{\mu} - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_i} \right) \left(\frac{R}{\lambda} \right)^2 \ln \frac{R}{a}$$

$$G(jkR) = - \left(\frac{jkR}{2\pi} \right)^2 \ln(0,89 jkR) \quad (27)$$

A (27) egyenletek megoldhatók, ha $j \cdot k$ valós, pozitív szám. Jelöljük ezt a számot k_0 -val.

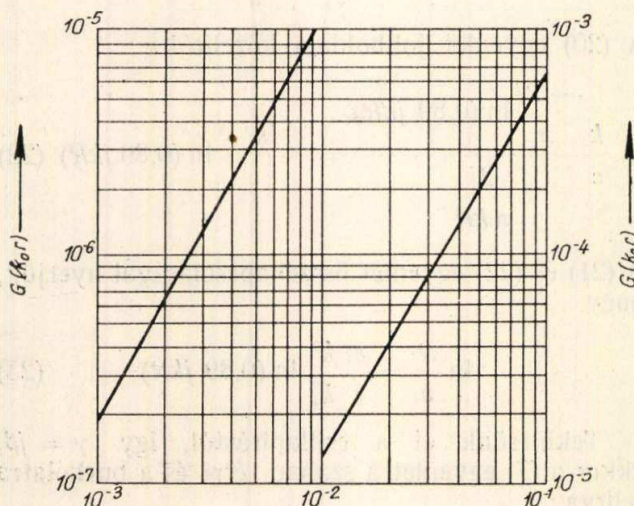
$$k_0 = j \cdot k \quad k = -jk_0 \quad (28)$$

«k»-ra negatív imaginárius érték adódik. Így a (27) egyenlet az alábbi formában írható:

$$G(k_0 R) = - \left(\frac{k_0 R}{2\pi} \right)^2 \ln(0,89 k_0 R) \quad (29)$$

A $G(k_0 R)$ függvény az 5. ábrán látható.

Az elmondottak alapján egy adott esetben a számítás menete a következő. Adott $a, R, \lambda, \varepsilon, \varepsilon_i,$



5. ábra

μ, μ_i értékeknél a (27) egyenlet segítségével meghatározható a $G(k \cdot R)$ értéke, majd az 5. ábrából a $(k \cdot R)$ értéke ebből megkapható. A (24) egyenletből ezután a k_i értékét kiszámíthatjuk. Ha a kapott értékeket a (25) egyenletbe helyettesítve azt látjuk, hogy a (26) egyenlet közelítése nem megengedhető, úgy a (25) egyenletből kell a k értékét kiszámítani.

A (20) egyenlet másik közelítő megoldása akkor használható, ha a burkolat vastagsága elenyésző a fémhuzal átmérőjéhez képest (pl. zománczott huzal). Ebben az esetben a hengerfüggvények «a» helyen felvett értékét a «R» hely körül sorbafejtett Taylor-sorából állapíthatjuk meg úgy, hogy csak az első két tagot vesszük figyelembe.

$$\begin{aligned} Z_0(k_i a) &\approx Z_0(k_i R) + k_i Z'_0(k_i R) (a - R) = \\ &= Z_0(k_i R) - k_i Z_1(k_i a) (R - a) \quad (30) \\ Z'_0(kr) &= -kZ_1(kr) \end{aligned}$$

Így:

$$\begin{aligned} J_0(k_i a) &\approx J_0(k_i R) + k_i J_1(k_i R) (R - a) \\ N_0(k_i a) &\approx N_0(k_i R) + k_i N_1(k_i R) (R - a) \quad (31) \end{aligned}$$

A (31) képlet figyelembevételével a (20) egyenlet baloldala közelítőleg az alábbiak adódik:

$$- \frac{k_i^2}{\varepsilon_i} (R - a) \quad (32)$$

A (20) egyenlet jobboldalának közelítő értéke megegyezik a (22) egyenlettel, így a (22) és (32) egyenletek összekapcsolásával:

$$R - a = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon} \frac{k^2}{k_i^2} \ln(0,89 jkR) \quad (33)$$

A (33) egyenlet számszerű megoldása teljesen hasonlóan történik a (23) egyenlet megoldásához, csak most a « $\ln \frac{R}{a}$ » helyébe a « $R-a$ » tag kerül.

5. Az egyenletek megoldásának értelmezése. Fázissebesség, csoportsebesség

A felületi hullám egyenletei alapján a felületi hullámnak újabb értelmezést adhatunk. A (7) és (28) egyenletek összekapcsolásával írhatjuk:

$$(j\omega \sqrt{\varepsilon \mu})^2 = k_0^2 + \gamma^2 \quad (34)$$

A (34) egyenlet egyes tagjainak értelmezése a következő: $j\omega \sqrt{\varepsilon \mu}$ a szabad tér terjedési állandója, γ az axiális irányú terjedési állandó, k_0 a radiális irányú terjedési állandó.

Ha k_0 képzetes, akkor a radiális irányban hullámkép alakul ki és a hullámot a radiális irányban a Bessel és Neuman függvények írják le valós argumentummal. Ehhez hasonló, amikor képzetes γ mellett axiális irányú hullámeloszlás jön létre és a hullámot axiális irányban valós argumentumú sinus és cosinus függvények írják le.

Ha k_0 valós, mint a felületi hullámvezetőnél, akkor nincs radiális irányú hullámkép és a tereket radiális irányban a Hankel-függvények írják le.

Ehhez hasonló, amikor γ valós és axiális irányban nincs hullámkép és a hullámot axiális irányban valós argumentumú exponenciális függvények írják le. Csillapításnak pozitív valós γ felel meg, így indokoltnak látszik olyan megoldást választani radiális irányú csillapításnak, amikor k_0 pozitív valós szám. Ebben az esetben a radiális irányú tereket, mint már láttuk, a $H_n^{(2)}(k \cdot r)$ függvény írja le.

Az egyenletek megoldásánál láttuk, hogy k értéke imaginárius. Vizsgáljuk meg, hogy ez mikor következik be. Tekintsünk el az axiális irányú csillapítástól $\gamma = j\beta$. A (7) egyenletből

$$k^2 = \omega^2 \epsilon \mu - \beta^2$$

k képzetessé válik, ha :

$$\beta > \omega \sqrt{\mu \epsilon} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (35)$$

ahol λ a szabad térben TEM módus esetén mérhető hullámhossz.

$$\beta = \frac{2\pi}{A} \quad (36)$$

ahol A a terjedésirányban mérhető hullámhossz. A (36) egyenlet figyelembevételével a (35) egyenlőtlenség :

$$\frac{2\pi}{A} > \frac{2\pi}{\lambda} \quad A < \lambda \quad \frac{v}{T} < \frac{c}{T} \quad v < c \quad (37)$$

A terjedés irányában mérhető hullámhossz kisebb a szabadtéri hullámhossznál és a hullám fázissebessége kisebb a fénysebességnél. Ismert összefüggés, hogy a csőtápvonalaknál a csoportsebesség és a fázissebesség szorzata a fénysebesség négyzetével egyenlő. Kimutatható, hogy ez a törvény a felületi hullámvezetőnél nem igaz. A csoportsebességet kifejezhetjük a (7) egyenlet β szerinti deriválásával.

$$v_{cs} = \frac{d\omega}{d\beta} = \frac{\beta + kk'}{\epsilon \mu \omega} \quad (38)$$

Abban az esetben k konstans, $k' = 0$, megkapjuk a csőtápvonalaknál a csoportsebesség ismert kifejezését, mely a fázissebességgel $v = \frac{\omega}{\beta}$ -val szorozva megadja az $\frac{1}{\mu \epsilon} = \frac{c^2}{\mu_r \epsilon_r}$ -et.

A felületi hullám esetében k nem konstans és mint látni fogjuk, $k \cdot k'$ negatív számot ad. Így a

csoportsebesség kisebb lesz a $\beta/\omega \epsilon \mu$ kifejezésnél. A k' közelítő meghatározásához felhasználhatjuk a (23) és (24) egyenleteket.

$$\beta^2 \ln \frac{R}{a} \left[\frac{\mu_i}{\mu} - \frac{\epsilon}{\epsilon_i} \right] = k^2 \ln(0,89 jkR) - k^2 \frac{\mu_i}{\mu} \ln \frac{R}{a}$$

ebből :

$$k' = \frac{\beta}{k} \frac{\left(\frac{\mu_i}{\mu} - \frac{\epsilon}{\epsilon_i} \right) \ln \frac{R}{a}}{\ln 1,465 kR - \frac{\mu_i}{\mu} \ln \frac{R}{a}} = -\frac{\beta}{k} u \quad (39)$$

ahol :

$$u = -\frac{\left(\frac{\mu_i}{\mu} - \frac{\epsilon}{\epsilon_i} \right) \ln \frac{R}{a}}{\ln 1,465 kR - \frac{\mu_i}{\mu} \ln \frac{R}{a}}$$

A (39) egyenlet $k' \cdot k$ -ra negatív számot eredményez, tekintve, hogy a nevezőben levő \ln kifejezés negatív szám. Jelöljük β/k szorzóját u -val. A (39) egyenletet behelyettesítve a (38) képletbe

$$v_{cs} = \frac{\beta}{\omega \mu \epsilon} (1 - u) \quad (40)$$

és így

$$v \cdot v_{cs} = \frac{\omega}{\beta} \frac{\beta}{\omega \mu \epsilon} (1 - u) = c^2 (1 - u) < c^2 \quad (41)$$

A (41) egyenletből látható, hogy a csoport- és fázissebesség szorzata kisebbre adódik a fénysebesség négyzeténél.

A $H_0^{(2)}(-j \cdot x)$ pozitív képzetes szám, míg a $H_1^{(2)}(-j \cdot x)$ negatív valós mennyiség. Így a (6) egyenletekből negatív képzetes k értéknél kapunk olyan viszonyokat, hogy a « H_q » a „ $\frac{\partial E_z}{\partial t}$ ”-vel ellenfázisban legyen, ami a (2) egyenletnél mondottak feltétele.

Az eddigiek alapján az alábbi táblázat tartalmazza a felületi hullám egyes jellemző adatait, összehasonlítva az egyébként használt körszimmetrikus tápvezetékben fellépő hullámokat, veszteségmentes eseteket és $\epsilon_r = 1$ és $\mu_r = 1$ értékeket tételezve fel.

| Hullámforma | Tápvezeték | A | γ | k_0 | v_f | v_{cs} |
|-----------------------------------|-----------------------|---------------|----------|----------|-----------|--------------|
| TEM | koaxiális tápvezeték | $A = \lambda$ | képzetes | 0 | $v_f = c$ | $v_{cs} = c$ |
| Terjedő csőhullám | csőtápvonal | $A > \lambda$ | képzetes | képzetes | $v_f > c$ | $v_{cs} < c$ |
| Határhullámhossz alatti csőhullám | csőtápvonal | — | valós | képzetes | — | — |
| Felületi hullám | felületi hullámvezető | $A < \lambda$ | képzetes | valós | $v_f < c$ | $v_{cs} < c$ |

6. Teljesítményviszonyok

Számítsuk ki a Poynting-vektor segítségével, hogy egy r sugáron kívül mennyi teljesítmény áramlik.

$$P_r = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_r^\infty 2\pi (E_r H_\varphi^*) r dr \quad (42)$$

(«Re» a reális részt jelenti, * pedig konjugált komplex kifejezést jelöl.) A veszteséget elhanyagoljuk, $\gamma = j \cdot \beta$. A (6) egyenlet alapján felírható:

$$E_r = j\beta \frac{1}{k} AZ_1(kr) e^{j(\omega t - \beta z)}$$

$$H_\varphi = j \frac{\omega \varepsilon}{k} AZ_1(kr) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (43)$$

A (43) egyenletből látható, hogy E_r és H_φ fázisban van. Így $E_r \cdot H_\varphi^*$ szorzat valós és az alábbi:

$$E_r H_\varphi^* = |E_r| \cdot |H_\varphi| = \frac{\beta \omega \varepsilon}{k^2} |A|^2 \cdot |Z_1(kr)|^2 \quad (44)$$

A (44) egyenletet a (42)-be helyettesítve

$$P_r = \frac{\pi \beta \omega \varepsilon}{k^2} |A|^2 \int_r^\infty |Z_1(kr)|^2 r dr \quad (45)$$

Jelen esetben a $|Z_1(k \cdot r)|^2$ kifejezésben az abszolút-érték jelölés elhagyható, mert $Z_1(k \cdot r)$ úgy a burkolatban, mint a szabad térben valós számot ad. Így a $[Z_1(k \cdot r)]^2$ mindig pozitív valós mennyiség.

Az integrál megoldása az alábbi:

$$\int_r^\infty r Z_1^2(kr) dr = \frac{1}{k^2} \int_r^\infty kr Z_1(kr) d(kr) =$$

$$= \left[\frac{r^2}{2} [Z_1^2(kr) - Z_0(kr) \cdot Z_2(kr)] \right]_r^\infty \quad (46)$$

Ha $r > R$, akkor a (14), (45) és (46) egyenletek figyelembevételével írhatjuk:

$$P_r = \frac{\pi \beta \omega \varepsilon}{k^2} C_4^2 \frac{r^2}{2} [H_1^{(2)2}(kr) - H_0^{(2)}(kr) \cdot H_2^{(2)}(kr)] \quad (47)$$

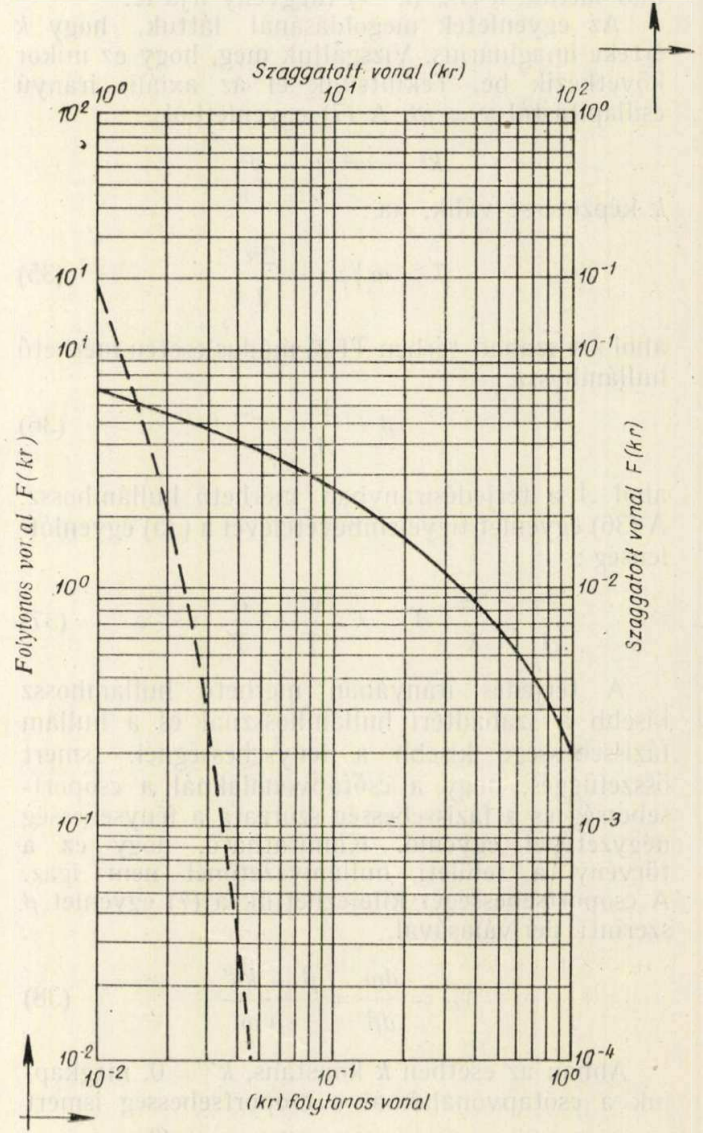
A határozott integrál kiszámításánál figyelembe vettük, hogy a végtelen helyettesítés zérust eredményez. A (48) egyenlet az alábbi módon átírható.

$$P_r = \frac{\beta \omega \varepsilon}{k^4} C_4^2 \cdot F(kr)$$

$$F(kr) = \frac{\pi (kr)^2}{2} [H_1^{(2)2}(kr) - H_0^{(2)}(kr) \cdot H_2^{(2)}(kr)] \quad (48)$$

Az $F(k \cdot r)$ függvény a 6. ábrán látható.

A (46) egyenlet segítségével kiszámíthatjuk a burkolatban folyó teljesítményt. A (47) egyenlet-



6. ábra

ben szereplő integrál most az alábbi eredményt adja a (17) egyenlet segítségével:

$$\int_a^R = \left[\frac{r^2}{2} \left[J_1(k_i r) - \frac{J_0(k_i a)}{N_0(k_i a)} N_1(k_i r) \right]^2 - \right.$$

$$\left. - \frac{r^2}{2} \left[J_0(k_i r) - \frac{J_0(k_i a)}{N_0(k_i a)} N_0(k_i r) \right] \cdot \left[J_2(k_i r) - \frac{J_0(k_i a)}{N_0(k_i a)} N_2(k_i r) \right] \right]_a^R \quad (49)$$

Helyettesítsük be a (49) egyenletbe a hengerfüggvények kis argumentum esetére vonatkozó közelítő értékeit.

$$\int_a^R \frac{\ln \frac{R}{a}}{(k_i \ln 0,89 k_i a)^2} \quad (50)$$

Így a burkolatban folyó összteljesítmény:

$$P_i = \frac{\pi \beta \omega \varepsilon_i}{k_i^4} A^2 \frac{\ln \frac{R}{a}}{(\ln 0,89 k_i a)^2} \quad (51)$$

Az áramló összteljesítmény a burkolatban és a R sugáron kívül folyó teljesítmények összege.

$$\begin{aligned} P &= P_R + P_i = \frac{\pi \beta \omega \varepsilon}{k^2} C_4^2 F(kR) + \\ &+ \frac{\pi \beta \omega \varepsilon_i}{k_i^4} A^2 \frac{\ln \frac{R}{a}}{(\ln 0,89 k_i a)^2} = \\ &= C_4^2 \frac{\beta \omega \varepsilon A^4}{k^4 \pi} (\ln 0,89 jkR + 0,5) + \\ &+ A^2 \frac{\pi \beta \omega \varepsilon_i}{k_i^4} \frac{\ln \frac{R}{a}}{(\ln 0,89 k_i a)^2} \quad (52) \end{aligned}$$

A valóságban P annyi, amennyi teljesítménnyel a hullámot gerjesztjük. Így az (52) egyenlet összefüggést ad a A és C_4 konstansok között. A két konstans között a (19) egyenlet segítségével még egy összefüggés írható fel. A hengerfüggvények kis argumentumára vonatkozó közelítő értékeit véve alapul, az alábbi egyenletet kapjuk:

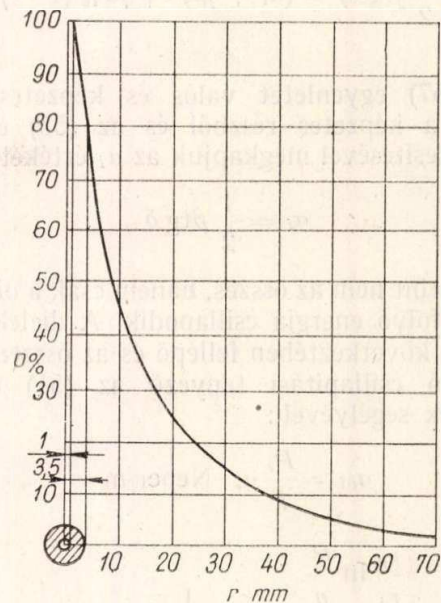
$$\frac{C_4}{A} = \frac{\pi}{2j} \frac{\ln \frac{R}{a}}{\ln(0,89 k_i a) \ln(0,89 jkR)} \quad (53)$$

Az (53) egyenletet az (52)-be behelyettesítve a P kifejezése a következőképpen alakul:

$$\begin{aligned} P &= A^2 \pi \beta \omega \frac{\ln \frac{R}{a}}{(\ln 0,89 k_i a)^2} \left| \frac{\varepsilon_i}{k_i^4} - \right. \\ &\left. - \frac{\varepsilon}{k^4} \frac{\ln \frac{R}{a} (\ln 1,465 jkR)}{(\ln 0,89 jkR)^2} \right| \quad (54) \end{aligned}$$

Az (54) egyenletből adott P teljesítmény esetén A értékét megkaphatjuk. A (49) egyenlet segítségével most már kiszámítható, hogy egy r sugáron kívül mennyi teljesítmény áramlik az összteljesítményhez képest. Egy adott esetben (a cikk

végén közölt példa esetén) a 7. ábrán látható ez a függvény. Az ábrán látható, hogy egy 6 cm-es sugáron kívül a teljesítménynek csak 3,6%-a folyik. A példában a hullámhossz $\lambda = 14,6$ cm.



7. ábra

7. Csillapítási tényező számítása

Eddigiekben feltételeztük, hogy a felületi hullámvezető veszteségmentes. Valóságban az energia két okból is csillapodik. Egyrészt a burkolatban dielektromos vagy hiszterézis veszteség lép fel, másrészt a vezetőkben rézvesztéség keletkezik.

A számításokat azzal a közelítéssel végezzük el, hogy csak a veszteséges helyeken (egyszer a dielektrikumban, egyszer a vezetőkön) tételezünk fel csillapítást, míg a teret a többi helyeken változatlanak tekintjük. Második lépésben ki fogjuk számítani az így kapott eredményből az összteljesítményre vonatkozó csillapítási tényezőt.

a) *Dielektromos veszteség.* A dielektikum veszteséges, így a dielektromos állandó komplex mennyiség.

$$\varepsilon_i = \varepsilon_{i0} (1 - j \operatorname{tg} \delta) \quad (55)$$

ahol δ veszteségi szög.

Veszteség esetén a terjedési állandó γ , és a k_i mennyiségek komplexé válnak. Jelöljük a k_i valós részét κ_i -val, képzetes részét η_i -val. A (23) egyenletben szereplő összes mennyiség az ε_i és k_i kivételével valós. Ahhoz, hogy a (23) egyenlet fennállhasson, szükséges, hogy az ε_i/k_i^2 valós számot adjon. Vegyük tekintetbe, hogy az eddigiekben szereplő valós k_i igen jó közelítéssel egyenlő a komplex k_i valós részével és abszolút értékével.

$$\eta_i \ll \kappa_i; \quad k_i = \kappa_i + j\eta_i$$

$$\eta_i = -\frac{1}{2} \kappa_i \operatorname{tg} \delta \approx -\frac{1}{2} |k_i| \operatorname{tg} \delta$$

és

$$k_i \approx |k_i| \left(1 - \frac{1}{2} j \operatorname{tg} \delta\right) \quad (56)$$

Az (55) és (56) egyenleteket, a $\gamma = \alpha + j\beta$ összefüggést és a (7) egyenletet figyelembe véve kapjuk az alábbi egyenletet :

$$|k_i| \left(1 - \frac{1}{2} j \operatorname{tg} \delta\right)^2 = (\alpha_i + j\beta)^2 + \mu \varepsilon_{i0} (1 - j \operatorname{tg} \delta) \omega^2 \quad (57)$$

Az (57) egyenletet valós és képzetes részre bontva, a képzetes részből és az (55) egyenlet behelyettesítésével megkapjuk az α_i értékét.

$$\alpha_i = \frac{1}{2} \beta \operatorname{tg} \delta \quad (58)$$

α_i szerint nem az összes, hanem csak a dielektrikumban folyó energia csillapodik. A dielektromos veszteség következtében fellépő és az összenergiára vonatkozó csillapítási tényező az (51) és (54) egyenletek segítségével :

$$\begin{aligned} \alpha_{oi} &= \frac{P_i}{P} \alpha_i \text{ Neper/m} = \\ &= \frac{\frac{\varepsilon_0 \ln R}{\varepsilon_i a}}{\frac{\varepsilon_0 \ln R}{\varepsilon_i a} - \ln 1,465 k_i R} \frac{1}{2} \beta \operatorname{tg} \delta \text{ Neper/m} \quad (59) \end{aligned}$$

b) *Rézveszteség.* A vezetõben fellépõ rézveszteség kiszámításához írjuk fel a gerjesztési törvényt a vezetõt körülvevõ hurokra.

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{s} = \int_A \mathbf{i} \cdot d\mathbf{A} \text{ és } 2\pi a H_\varphi(a) = I \quad (60)$$

A $H_\varphi(a)$ értékét a (6) egyenletbõl behelyettesítve

$$\begin{aligned} I &= 2\pi a jA \frac{\omega \varepsilon_i}{k_i} \left[J_1(k_i a) - \right. \\ &\left. - \frac{J_0(k_i a)}{N_0(k_i a)} N_1(k_i a) \right] e^{j\omega t - \gamma z} \quad (61) \end{aligned}$$

A hengerfüggvények közelítõ értékét figyelembe véve az áram effektív értéke

$$I_{eff} = \sqrt{2} \pi A \frac{\varepsilon_i \omega}{k_i^2} \frac{-1}{\ln 0,89 ka} \quad (62)$$

Ha a vezetõ vezetõképessége $\sigma \Omega/\text{m}/\text{mm}^2$ és a skinmélység δ mm, akkor jó közelítéssel az egységnyi hosszú vezetõ ellenállása :

$$R = \frac{1}{2\pi a \delta \sigma} \frac{\Omega}{\text{m}} \quad (63)$$

a -t mm-ben kell a (63) egyenletbe helyettesíteni.

$$\delta = \frac{1000 \sqrt{10}}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{\sigma f \mu_r}} \text{ mm} \quad (64)$$

A(62) és (63) alapján kifejezhetjük a rézveszteséget :

$$P_e = I_{eff}^2 R \quad (65)$$

Így a rézveszteség következtében fellépõ csillapítási tényezõ az összteljesítményre vonatkoztatva :

$$\alpha_e = \frac{1}{2} \frac{P_e}{P} \text{ Neper/m} \quad (66)$$

Az (59) és (66) egyenletek segítségével az eredõ csillapítási tényezõ :

$$\alpha = \alpha_{ei} + \alpha_e \quad (67)$$

8. Hullámellenállás

A felületi hullámvezetõ hullámellenállását meghatározhatjuk a $Z_0 = U/I$ definíció alapján. I -nek a vezetõben folyó áramot, U -nak viszont a vezetõ felületének a végtelenhez viszonyított radiális irányban vett potenciálkülönbségét vesszük. Fellép még a terjedés irányában is egy feszültség, ez azonban az energiatovábbításban nem vesz részt.

A hullámellenállás meghatározásához elsõ lépésben számítsuk ki az E_r/H_φ hányados értékét a szabad térre vonatkoztatva.

$$K = \frac{E_r}{H_\varphi} = \frac{\beta}{\omega \varepsilon} = \frac{\lambda}{A} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = \frac{\lambda}{A} K_0 \Omega$$

ahol

$$K_0 = 120 \pi = 377 \Omega \quad (68)$$

K_0 a szabad tér hullámellenállása. K , mint az egyenletbõl látható, a szabad tér hullámellenállásánál nagyobbra adódik.

A (6) egyenlet figyelembevételével meghatározhatjuk a U feszültség amplitudóját.

$$\begin{aligned} U &= \int_a^\infty E_r dr = \frac{j\beta}{k^2} A \int_a^\infty Z_1(kr) dr = \\ &= -\frac{j\beta}{k^2} A \left[-Z_0(kr) \right]_a^\infty \quad (69) \end{aligned}$$

A (11) és (14) egyenletek felhasználásával ;

$$\begin{aligned} U &= \frac{-j\beta}{k_i^2} A \left[J_0(k_i r) - \frac{J_0(k_i a)}{N_0(k_i a)} N_0(k_i r) \right]_a^R - \\ &\quad - \frac{j\beta}{k^2} C_4^2 \left[H_0^{(2)}(kr) \right]_R^\infty \quad (70) \end{aligned}$$

Ha figyelembe vesszük a hengerfüggvények kis argumentumra vonatkozó közelítõ értékeit és az (53) egyenlet segítségével C_4 értékét behelyettesítjük, U kifejezése az alábbi lesz :

$$U = j\beta \frac{\ln \frac{R}{a}}{\ln 0,89 k_i a} A \left(\frac{1}{k_i^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (71)$$

Az áramerõség értékét a (61) egyenletnél már meghatároztuk, így a hullámellenállás értéke

a (61), (68) és (71) egyenletek figyelembevételével:

$$Z_0 = \frac{U}{I} = \frac{1}{\varepsilon_{ir} 2\pi} K \ln \frac{R}{a} \left(1 - \frac{k_i^2}{k^2}\right) \quad (72)$$

ahol

$$\varepsilon_{ir} = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_0}$$

Az így kapott Z_0 érdekes módon bizonyos megszorításokkal és határesetet véve tartalmazza a koaxiális kábel ismert hullámellenállás kifejezését. Ugyanis, ha energiaáramlás a szabad térben nincs, Z_0 kifejezés második tagja zérust ad, mivel az a szabad térben fellépő feszültségtől ered.

Ha most a λ közeledik a $\lambda/\sqrt{\varepsilon_{ir}}$ értékéhez, ami fizikailag azt jelenti, hogy az axiális irányú elektromos tér komponens a zérushoz tart, így a TM módus közeledik a TEM módushoz, akkor K érke a $\sqrt{\varepsilon_{ir}} K_0$ -hoz tart és így

$$Z_0 = \frac{K}{2\pi\sqrt{\varepsilon_{ir}}} \ln \frac{R}{a} = \frac{60}{\sqrt{\varepsilon_{ir}}} \ln \frac{R}{a} \quad (73)$$

ami a koaxiális kábel TEM módusra vonatkozó ismert hullámellenállás képlete.

9. A felületi hullámvezető kivitele. Példa

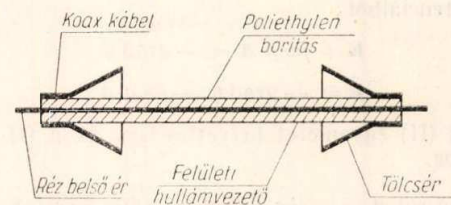
A felületi hullámvezetőt dielektromos bevonattal célszerű 1,0 m alatti hullámhosszak esetén használni. Bevonatnak leggyakrabban kétféle anyag használatos, zománc és polyethylén. Zománc vékony rétegben felvihető, így a dielektromos veszteségek kicsinyek lesznek, miután a dielektrikumban csak kevés energia áramlik. Az így elérhető tengelyirányú elektromos térerősség nagysága kicsiny, és így a tér viszonylag jobban szétterjed. Polyethylén borítással vastagabb réteg vihető fel és a tér koncentrátsága nagyobb lesz. A polyethylén kis $\text{tg}\delta$ -ja biztosítja, hogy a veszteségek kicsinyek legyenek. A veszteségek jóval kisebbek lesznek, mint a polyethylén szigetelésű koncentrikus kábelnél, mert az energiának csak egy hányada (maximum 20%) áramlik a dielektrikumban, ezenkívül a felületi hullámvezető a gyártási pontatlanságokra sokkal kevésbé kényes, mint a koaxiális kábel.

A felületi hullámvezető alkalmazása 1,0 m és 10,0 m közötti hullámhosszknál ferromágneses bevonattal célszerű.

Készülnek még egy és tíz méter hullámhossz közötti hullámokra felületi hullámvezetők oly módon, hogy a vezető külső felületét nem borítással látják el, hanem nagy permeabilitású anyaggal körültekercselik, vagy esetleg csak egy spirálisan tekercselt vezetőt önmagában alkalmaznak, vagy a hengeres vezető felületét rovátkálják. Ezekben az esetekben azonban fellép a mágneses térerősségnek is axiális irányú komponense és így egyidejűleg TE és TM hullámforma van jelen. Ezekre vonatkozó részletesebb számításokat az irodalom jegyzékben megadott Kaden cikk tartalmazza.

Azokban az esetekben, ha mágneses anyagot használnak (burkolatnak vagy belső mágnek), akkor különböző ferrit anyagok használata indokolt. Ezek relatív permeabilitása százas nagyságrendben mozog, viszonylag kis veszteség mellett. Így még tíz méteres hullámoknál is el lehet érni, hogy az energia 90%-a 15 cm-es sugáron belül áramoljon és így a csillapítás értéke ne haladja meg a 0,5 Neper/km értéket. Ennél hosszabb hullámoknál csak nagy veszteség árán lehetséges az energia koncentrátsága; itt már a felületi hullámvezető előnyei megszűnnek más tápvonalakkal szemben.

A felületi hullámok keltésére és felfogására olyan tölcserék használatosak, melyek fokozatos átmenetet biztosítanak a koaxiális kábel és a hullámvezető között (8. ábra). A tölcserék szájnyílásának sugarát úgy kell megválasztani, hogy a felületi hullám energiájának zöme azon belül áramoljon.



8. ábra

Megvalósításra került az alábbi adatokkal rendelkező felületi hullámvezető:

$$\begin{aligned} a &= 10^{-3} \text{ m} & \lambda &= 14,6 \text{ cm} \\ R &= 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ m} & \varepsilon_{ir} &= 2,26 \\ f &= 2054 \text{ MC} & \text{tg } \delta &= 4 \cdot 10^{-4} \end{aligned}$$

A belső vezető réz, a borítás polyethylén. Számolt és mért értékek:

$$\begin{aligned} \beta &= 47,4 \text{ m}^{-1} & A_{\text{számolt}} &= 13,25 \text{ cm} \\ k &= -j19,6 \text{ m}^{-1} & A_{\text{mért}} &= 13,3 \text{ cm} \\ k_i &= 44,2 \text{ m}^{-1} & V_f &= 2,72 \cdot 10^8 \text{ m/sec} \\ Z_0 &= 221 \Omega & V_{cs} &= 2,64 \cdot 10^8 \text{ m/sec} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \alpha_i \text{ számolt} &= 0,0163 \text{ dB/m} \\ \alpha_e \text{ számolt} &= 0,0442 \text{ dB/m} \\ \alpha \text{ számolt} &= 0,0605 \text{ dB/m} \\ \alpha \text{ mért} &= 0,067 \text{ dB/m} \end{aligned}$$

Ezt a felületi hullámvezetőt összehasonlíthatjuk egy olyan koaxiális kábelrel, mely belső erének sugara éppen a felületi hullámvezető sugarával, külső vezetőjének sugara pedig a felületi hullámvezető dielektrikumának sugarával egyezik meg, és a koaxiális kábel dielektrikuma szintén polyethylén. Az ilyen koaxiális kábel csillapítása a fenti frekvencián 0,57 dB/m. Vagyis felületi hullámvezetővel kisebb csillapítású és olcsóbb tápvezetéket nyerünk a koaxiális kábelnél.

A megvalósított felületi hullámvezetőnél a csillapítás rovására a mező nagyobb koncentrációjára törekedtünk, két egymásmellett terjedő felületi hullám áthallásának csökkentésére. Így a polyethylén borítás viszonylag vastagabb a szokásosnál.

A megvalósított felületi hullámvezetőről részletesebben egy másik cikk keretében kívánok majd beszámolni.

FÜGGELÉK.

1. A Maxwell-egyenletek megoldása hengerkoordinátákban

A Maxwell-egyenletek nem vezető anyagban periodikus jelenségek esetén:

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{E} &= -j\omega \mu \mathbf{H} & \text{div } \mathbf{E} &= 0 \\ \text{rot } \mathbf{H} &= j\omega \varepsilon \mathbf{E} & \text{div } \mathbf{H} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{I})$$

Mint hogy $\text{div } \mathbf{H} = 0$, a \mathbf{H} vektor előállítható egy másik vektor, » \mathbf{A} « rotációjaként:

$$\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A} \quad (\text{II})$$

A (II) egyenletet behelyettesítve a (I) első egyenletébe:

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{E} &= -j\omega \mu \text{rot } \mathbf{A} \\ \text{rot } [\mathbf{E} + j\omega \mu \mathbf{A}] &= 0 \end{aligned} \quad (\text{III})$$

Miután $\mathbf{E} + j\omega \mu \mathbf{A}$ vektor rotációja 0, levezethető egy skálár potenciálból:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} + j\omega \mu \mathbf{A} &= -\text{grad } \varphi \\ \mathbf{E} &= -\text{grad } \varphi - j\omega \mu \mathbf{A} \end{aligned} \quad (\text{IV})$$

A (IV) és (II) egyenletet helyettesítsük be a (I) második egyenletébe.

$$\begin{aligned} \text{rot rot } \mathbf{A} &= -j\omega \varepsilon \text{grad } \varphi - (j\omega \sqrt{\mu\varepsilon})^2 \mathbf{A} = \\ &= \text{grad div } \mathbf{A} - \Delta \mathbf{A} \end{aligned} \quad (\text{V})$$

Az \mathbf{A} vektor divergenciája felett szabadon rendelkezhetünk. Az egyszerűség kedvéért az alábbi módon vegyük fel:

$$\text{div } \mathbf{A} = -j\omega \varepsilon \varphi \quad (\text{VI})$$

Így az (V) egyenlet egyszerűsödik

$$\Delta \mathbf{A} = (j\omega \sqrt{\mu\varepsilon})^2 \mathbf{A} \quad (\text{VII})$$

TM módusú megoldást keresünk, így a $H_z = 0$. Ezt a feltételt a (II) alapján kielégíthetjük, ha $A_r = A_\varphi = 0$, és $\mathbf{A} = \mathbf{A}_z$ megszorítással élünk.

A (VII) egyenletet hengerkoordinátákban felírva, — figyelembevéve a fenti megkötést és a (3) és (5) egyenleteket — az alábbi egyenletet kapjuk:

$$r^2 \frac{\partial^2 A_z}{\partial r^2} + r \frac{\partial A_z}{\partial r} + (kr)^2 A_z = 0 \quad (\text{VIII})$$

ahol

$$k^2 = \gamma^2 - (j\omega \sqrt{\mu\varepsilon})^2$$

A (VIII) egyenlet a nulladrendű Bessel-féle differenciálegyenlet, melynek a megoldása $B \cdot Z_0(k \cdot r)$ függvény.

$$A_z = B \cdot Z_0(kr) e^{j\omega t - \gamma z} \quad (\text{IX})$$

A (IX) egyenletet a (II) egyenletbe helyettesítve és koordinátákba kiírva

$$H_z = 0$$

$$H_r = 0$$

$$H_\varphi = -\frac{\partial A_z}{\partial r} B \cdot k \cdot Z_1(kr) \cdot e^{j\omega t - \gamma z} \quad (\text{X})$$

A (VI) és (IX) egyenletből

$$\begin{aligned} \text{grad } \varphi &= \frac{j}{\omega \varepsilon} \left[\frac{\partial^2 A_z}{\partial z \partial r}, \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2}, \frac{\partial^2 A_z}{r \partial z \partial \varphi} \right] = \\ &= \frac{j}{\omega \varepsilon} [\gamma k B Z_1(kr), \gamma^2 B Z_0(kr), 0] \end{aligned} \quad (\text{XI})$$

A (IX) és (XI) egyenleteket a (IV)-be helyettesítve

$$E_z = -j \frac{k^2}{\omega \varepsilon} B Z_0(kr)$$

$$E_r = -j \frac{\gamma k}{\omega \varepsilon} B Z_1(kr)$$

$$E_\varphi = 0 \quad (\text{XII})$$

Ha a B konstans úgy válasszuk meg, hogy a E_z együtthatója A legyen,

$$A = -j \frac{k^2}{\omega \varepsilon} \quad (\text{XIII})$$

akkor a (X) és (XII) egyenletekből megkaphatók a (6) egyenletek.

2. Hengerfüggvények közelítő kifejezései

a) Kis argumentum esetében

$$J_0(x) \approx 1 \quad H_0^{(1)}(x) \approx \frac{2j}{\pi} \ln(-0,89 jx)$$

$$N_0(x) \approx \frac{2}{\pi} \ln 0,89 x \quad H_0^{(2)}(x) \approx -\frac{2j}{\pi} \ln(0,89 x)$$

$$J_1(x) \approx \frac{x}{2} \rightarrow 0 \quad H_1^{(1)}(x) \approx -\frac{2j}{\pi x}$$

$$N_1(x) \approx -\frac{2}{\pi x} \quad H_1^{(2)}(x) \approx \frac{2j}{\pi x}$$

$$J_2(x) \approx \frac{x^2}{8} \rightarrow 0 \quad H_2^{(1)}(x) \approx -\frac{4j}{\pi x^2}$$

$$N_2(x) \approx -\frac{4}{\pi x^2} \quad H_2^{(2)}(x) \approx \frac{4j}{\pi x^2}$$

b) Nagy argumentum esetében:

$$J_0(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos\left(x - \frac{\pi}{4}\right) \quad H_0^{(1)}(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} e^{j\left(x - \frac{\pi}{4}\right)}$$

$$N_0(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \sin\left(x - \frac{\pi}{4}\right) \quad H_0^{(2)}(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} e^{-j\left(x - \frac{\pi}{4}\right)}$$

$$J_1(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos\left(x - \frac{3}{4}\pi\right) \quad H_1^{(1)}(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} e^{j\left(x - \frac{3}{4}\pi\right)}$$

$$N_1(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \sin\left(x - \frac{3}{4}\pi\right) \quad H_1^{(2)}(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} e^{-j\left(x - \frac{3}{4}\pi\right)}$$

IRODALOM

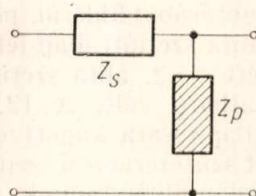
Mezey Miklós: Mikrohullámú tápvonalak és rezgőkörök. Mérnöki Továbbképző Intézet Bp. 1953.
 Georg Goubau: Surface Waves and Their Application to Transmission Lines. Journal of Applied Physics 1950. nov. 1119—1128.
 Heinrich Kaden: Fortschritte in der Theorie der Drahtwellen Archiv der Elektrischen Übertragung, 1951. máj. 399—424.
 T. E. Roberts: Theory of the Single-Wire Transmission Line. Journal of Applied Physics. 1953. jan. 57—67.

Egy ritkább szűrőtípusról

RADVÁNYI LÁSZLÓ dr.

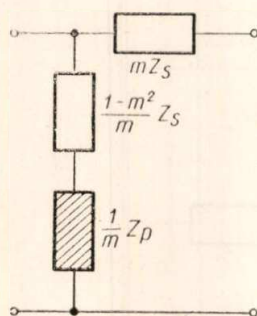
Az átviteltechnikai szűrőkkel szemben a különböző alkalmazások kapcsán igen változatos követelményeket támasztunk. Ezért a szűrőtervezéshez kívánatos, hogy minél több, egymással egyenértékű szűrőkapcsolást ismerjünk, amelyek közül esetenként a gyakorlati megvalósításra legalkalmasabbat választhatjuk ki. Kívánatos a különböző egyenértékű kapcsolások ismerete már azért is, hogy számítás nélkül rendelkezésre álló szűrőkapcsolási értékekből, azaz adott szűrőkapcsolásból minden nehézség nélkül fejthessük vissza az eredeti tervezési adatokat.

Az alábbiakban egy transzformációs módszer általánosabb bemutatása után egy viszonylag ritkán használt szűrőtípus tervezési adataival kívánunk

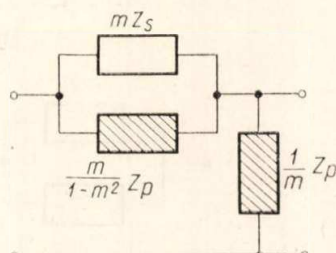


1. ábra

foglalkozni. E típus érdekessége, hogy az ilyen szűrők felépítésükben megegyeznek bizonyos szokványos típusokkal, a kapcsolási elemek értékének tekintetében viszont a szokványos típusoktól eltérnek. Ennek megfelelően e szűrőtípus átviteli



2. ábra



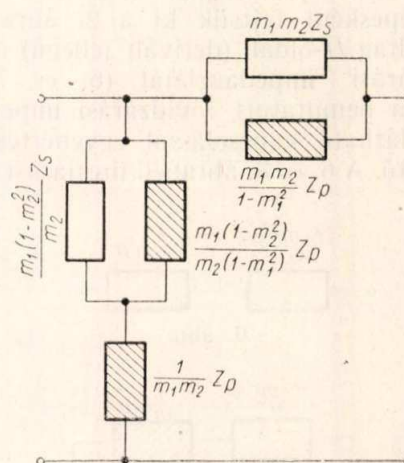
3. ábra

jellemzői is különböznek a szokványos típusok jellemzőitől. E közlemény célja részben az is, hogy a figyelmet a szóban forgó szűrőtípusra felhívja és ezzel elhárítsa azokat a nehézségeket, amelyek e szűrőtípus félreismeréséből származhatnak.

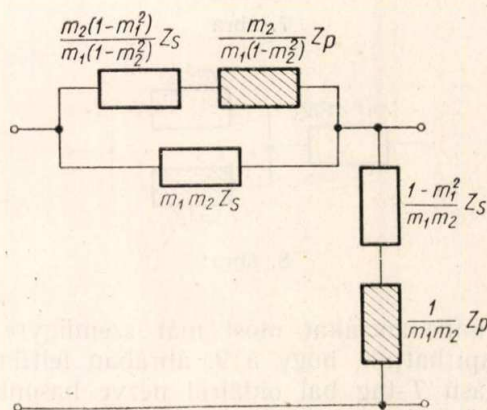
A következőkben feltételezzük, hogy az olvasó előtt ismeretesek az egyelőre önmagukban tetszés szerinti Z_s soros és Z_p haránt-impedanciákból felépített és az 1. ábrán bemutatott szűrőfélétagok, valamint az ilyen félétagokból származtatott és a 2. és 3. ábrán feltüntetett «derivált» félétagok. Ismereteseknek tételezzük fel továbbá a deriválás ismétlésével kapható magasabb deriváltakat, így

a 4. és 5. ábrán bemutatott második-derivált félétagokat is.

Ez utóbbi szűrőtagtípust akkor szoktuk alkalmazni a szűrőlánc végső tagjaként, ha a szűrőt a lezárásokhoz csaknem a teljes áteresztőtartományban igen kis visszaverődés megengedésével kívánjuk illeszteni. A jó illesztés feltétele, hogy az m_1 és m_2 deriváló szorzók legalább jó közelítéssel kielégítsék az



4. ábra



5. ábra

$$m_1 = \frac{2 m_2}{1 + m_2^2}$$

feltételei egyenletet, amely

$$e^{\mu_1} = \operatorname{ch} \mu_2$$

alakban is írható, ha

$$\mu_1 = -\log m_1$$

és

$$\mu_2 = -\log m_2.$$

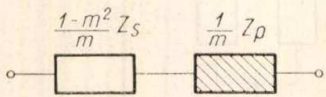
Meg kell azonban jegyezni, hogy a második-derivált félétag hullámcillapításpólusa az ún. γ -skálán

($\gamma = \log \text{cth } a/2$) a ($\mu_1 + \mu_2$) helyen van, a második-derivált tagot a szűrőlánc további részéhez illesztő féltágé pedig a μ_1 helyen.

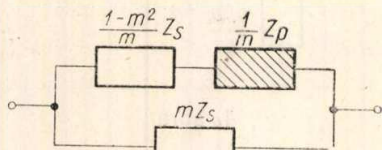
Mivel előfordul, hogy az ilyen módon tervezett második-derivált féltág megvalósítás szempontjából kellemetlenül szélsőséges értékű kapcsolási elemeket tartalmaz, a tervezési lehetőségek bővítése végett vizsgáljuk meg, nem található-e olyan kapcsolat, amely a második-derivált féltágot és az illesztő első-deriváltat egyenértékűen helyettesíti.

A következő tárgyalás egyszerűsítése és áttekinthetővé tétele érdekében az alkalmazandó transzformálási módszert az általános derivált tagon mutatjuk be és csak a kész eredményt alkalmazzuk a második-derivált féltagra.

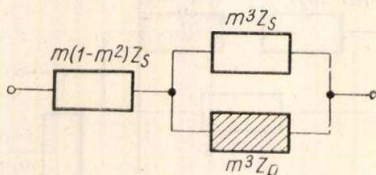
Első lépésként fejtsük ki a 2. ábra szerinti derivált féltág II-oldali (derivált jellegű) üresjárási és rövidzárási impedanciáját (6. és 7. ábra). A 7. ábrán bemutatott rövidzárási impedancia a 8. ábrán látható kapcsolással egyenértékűen helyettesíthető. A 6. és 8. ábrabeli üresjárási és rövid-



6. ábra

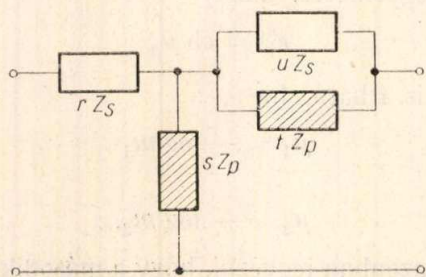


7. ábra



8. ábra

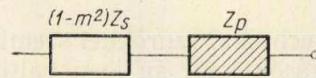
zárási impedanciákat most már szemügyre véve megállapíthatjuk, hogy a 9. ábrában feltüntetett kapcsolású T -tag bal oldalról nézve hasonló felépítésű üresjárási és rövidzárási impedanciákat ad. Könnyen belátható, hogy a 2. ábra szerinti kapcsolású szűrőféltagról a bal oldalról vett hullámimpedancia változatlanul tartása mellett úgy tért hetünk át egyszerűen a 9. ábrában bemutatott szerkezetű T -tagra, ha a 6. ábrán látható üresjárási



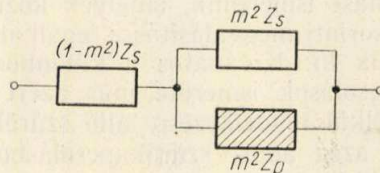
9. ábra

impedanciát m -mel szorozzuk, a 8. ábrán feltüntetett rövidzárási impedanciát pedig m -mel osztjuk.

Ennek eredményeképpen a 10. és 11. ábrán feltüntetett üresjárási, illetve rövidzárási impedan-

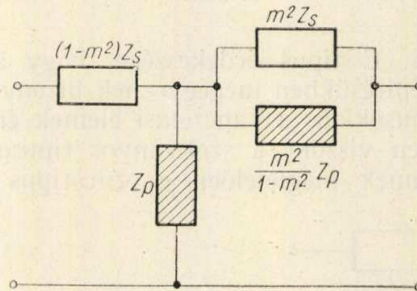


10. ábra

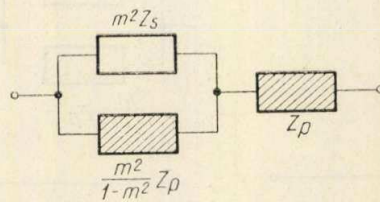


11. ábra

ciákhoz jutunk, melyeknek a 12. ábra szerinti T -tag felel meg. E T -tag hullámcsillapítása, mint az üresjárási és rövidzárási impedanciák hányadosának összehasonlításából kiderül, pontosan ugyanaz, mint az 1. ábra szerinti alap-féltágé, amelyből a kiindulásul vett — 2. ábra szerinti — derivált féltág származtatható volt. A 12. ábra szerinti T -tag hullámcsillapítására kapott eredmény alapján ezt a T -tagot szűrőtervezési szempontból egyetlen féltagnak kell nyilvánítanunk.



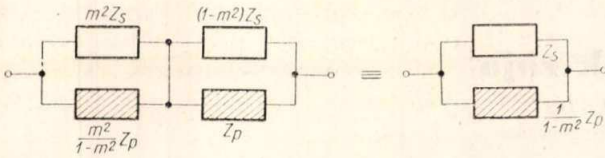
12. ábra



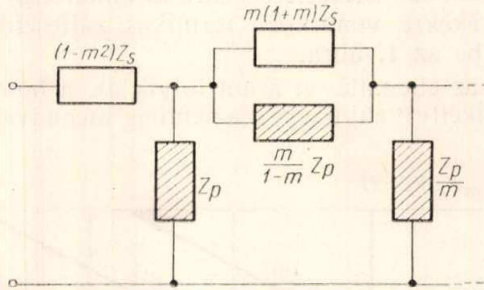
13. ábra

A szűrőláncépítés lehetőségeinek felderítése végett vizsgáljuk meg a 12. ábrabeli T -tag jobboldali üresjárási és rövidzárási impedanciáját. E tag üresjárási impedanciája (13. ábra) éppen m -szerese, rövidzárási impedanciája (14. ábra) pedig éppen m -edrészre a 3. ábrán bemutatott derivált féltág T -oldali üresjárási, illetve rövidzárási impedanciájának. Ebből következik, hogy a két szűrőtag egymáshoz hullámillesztéssel kapcsolható. E kapcsolatból a 15. ábra szerinti szűrőláncrész jön létre, amely jobb oldalán már a szokványos módon építhető tovább.

Ha most már olyan szűrőláncra kívánunk jutni, amely kifelé második-derivált jellegű hul-

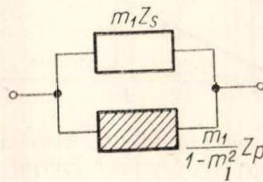


14. ábra



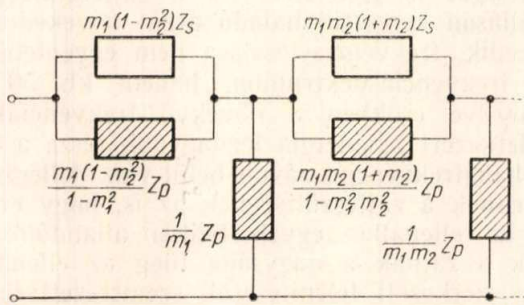
15. ábra

lámimpedanciát mutat, a 15. ábra Z_S impedanciája helyébe a 3. ábrában használt első-derivált jellegű soros impedanciát (16. ábra), a Z_P impedancia helyébe pedig megfelelően a Z_P/m_1 harántimpedanciát kell helyettesítenünk, hol az első deriválás szorzóját m_1 , a második deriválás szorzóját pedig

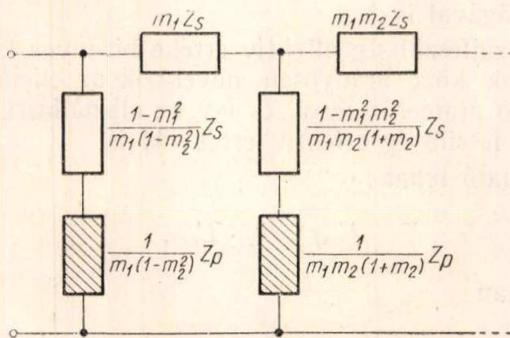


16. ábra

m_2 jelöli. Így jutunk el a 17. ábra szerinti kapcsoláshoz, amelynek egyszerű dualizálással származtatható további változatát a 18. ábrában mutatjuk be.



17. ábra



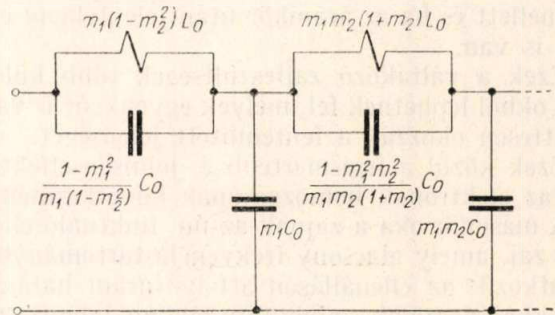
18. ábra

A 17., illetve 18. ábrákban bemutatott, m_1 és m_2 deriváló szorzókkal előállított féltagpárok egyenértékűen helyettesítik azokat a szokványos féltagpárokat, amelyek a 2. és 4., illetve a 3. és 5. ábrák szerinti első- és második-derivált féltagokból tevődnek össze. Különbség mindenesetre a kétféle kapcsolás között az, hogy a 17. és 18. ábra szerinti kapcsolásban a γ -skála μ_1 helyén adódó hullámcsillapításpólust a kifelé második-derivált hullámimpedanciakarakterisztikát adó T-kapcsolású féltag, a $(\mu_1 + \mu_2)$ helyen levő pólust pedig a második-deriváltat a szűrő további részéhez csatlakoztató féltag állítja elő.

Példaképpen megadjuk az L_0 és C_0 alapelemekből származtatott

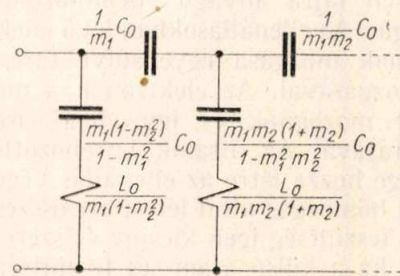
$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}$$

határfrekvenciájú alul- és felüláteresztő szűrők megfelelő tagjainak kapcsolási rajzát (19. és 20. ábra).



19. ábra

A 19. ábra szerinti aluláteresztő szűrő felépítése szembevetően megegyezik az első-derivált, T-oldallal illesztett szűrőkével, a szűrő azonban ténylegesen második-derivált II-oldali illesztést ad. Hasonlóképpen a 20. ábra szerinti szűrő felépítését



20. ábra

tekintve kifelé II-oldalt mutató első-deriváltnak látszik, valójában azonban T-oldalával illesztett második-derivált.

A tárgyalt szűrőtípusnál a magasabbrendű hullámimpedancia-függvény a szűrő felépítésében a láncot alkotó egyes soros és harántimpedanciák bonyolultabb összetétele helyett abban mutatkozik, hogy a lánc látszólagos tagszáma megnő. A 19. és 20. ábrák szerinti kapcsolásokban ugyanis látszólag másfél első-derivált szűrőtag szerepel, holott lényegileg e szűrőrész csak két féltagból áll, melyek egyike első-, másika pedig második-derivált.

Ellenállások zaja

KATONA JÁNOS
Híradástechnikai Ipari Kutatóintézet

Bevezetés

Az ellenállások végein, — akár folyik az ellenálláson keresztül áram, akár nem — váltakozó feszültség észlelhető. E váltakozó feszültséget zajnak nevezzük. Ez a váltakozó, sőt inkább fluktuáló feszültség azért kapta a zaj elnevezést, mert bizonyos áramkörökben zavaró hatása erősítés és egyenirányítás után fejhallgatóban vagy hangszóróban zörejszerű, zajos recsegést, ropogást mutat. A zajfeszültség nagyerősítésű hangfrekvenciás erősítőkben, szélessávú erősítőkben, csövtölmérőknél stb. okoz zavarokat. Általánosságban pedig olyan berendezésekben, ahol kis jelfeszültségek viszonylag nagy ellenállásokra kerülnek egyidejűleg az ellenállás sarkain levő nagy egyenfeszültség mellett és ha az áramkör után jelentékeny erősítés is van.

Ezek a váltakozó zajfeszültségek több különböző okból léphetnek fel, melyek egyenként is vagy együttesen okozzák a fentemlített jelenséget.

Ezek közül a legismertebb a Johnson-effektus, ami az elektronok hőmozgásának következménye.

A második oka a zajnak az ún. fluktuáló ellenállás zaj, amely alacsony frekvencia tartományban mutatkozik az ellenálláson átfolyó áram hatására és sokkal nagyobb zajamplitudókban jelentkezik, mint a Johnson-effektus.

A további okai a zajnak már csak közvetettek. Így pl. zörejt jelenthet a mikrofonia vagy egyéb mechanikai hatások, esetleges vegyi hatások, korrózió stb.

Johnson-effektus

Bármilyen fajta anyagú ellenállásban mindig van hőmozgás. Az ellenállásokban levő «elektrongáz» elektronjainak mozgása egyensúlyt tart a molekulák hőmozgásával. Az elektronok a molekulákhoz képest mozognak és így elemi áramoknak válnak forrásává. Az általuk létrehozott feszültségek összege hozza létre az ellenállás végein nyert termikus, a hőmozgás által létesített összes feszültséget. Ez a feszültség igen kicsiny és szerepe akkor kezd lenni, ha a külső áram- és feszültségváltozások is kicsinyek. E fluktuáló feszültség frekvenciái egyenletesen oszlanak el az egész frekvenciaspektrum területén. A feszültség nagysága csak az ellenállás hőmérsékletétől és ellenállásának nagyságától függ. Az effektus teljesítményét Nyquist 1928-ban alapította meg.

$$N = 4kT \Delta f \text{ Watt}$$

ahol k , a Boltzmann állandó, $1.37 \cdot 10^{-23}$ W. sec/K°
 T az ellenállás abszolút hőmérséklete,

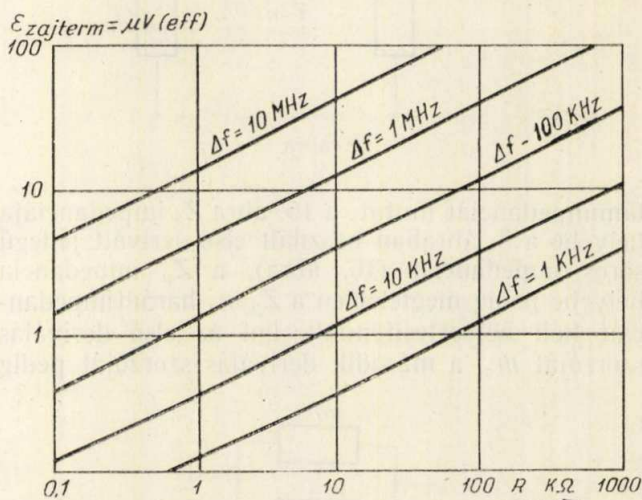
Δf a frekvenciasáv, amelyben a hőmozgás teljesítményét vizsgáljuk.

A zajfeszültség értéke pedig

$$V = \sqrt{N \cdot R} = \sqrt{4k \cdot T \Delta f R} \text{ volt} \quad (1)$$

Különböző sávszélességekre és különböző ellenállásértékekre vonatkozó termikus zajfeszültséget mutat be az 1. ábra.

Ha az ellenálláson áram folyik át, a hőmozgás által felkeltett zaj nagysága némileg megnövekedik.



1. ábra. Ellenállások termikus zajfeszültsége az ellenállásérték függvényében Nyquist szerint. Paraméter (Δf) a frekvenciaszélesség

Fluktuáló ellenállás-zaj

Egyes ellenállások esetében, így elsősorban tömör és szénrétegegenállásoknál a hőmozgás okozta zajfeszültségen kívül egy ennél jóval nagyobb zajfeszültséget is észlelünk. Ez a zajfeszültség az ellenálláson keresztül haladó áram növekedésével emelkedik, frekvenciaeloszlása nem egyenletes az egész frekvenciaspektrumon, hanem kb. 50 Hz-től kezdve csökken a növekvő frekvenciákkal. A keletkezett zajenergia legnagyobb része a hallható hangfrekvenciás sávon belül van. Jellegetesége ennek a zajfeszültségnek az is, hogy erősen függ az ellenállás egyéb fizikai állandóitól is. Ennek a zajnak a nagysága függ az ellenállás-anyag szerkezeti felépítésétől, szemcsézettségétől, és az ellenállás geometriai alakjától sem független. Növekszik a zajfeszültség az ellenállásérték nagyságával is.

E zajfeszültség effektív értéke bizonyos kisebb határok közt arányosan növekszik az ellenállást terhelő áramerősséggel, és így az ellenállásra jutó külső feszültség effektív értékével is.

Írható tehát:

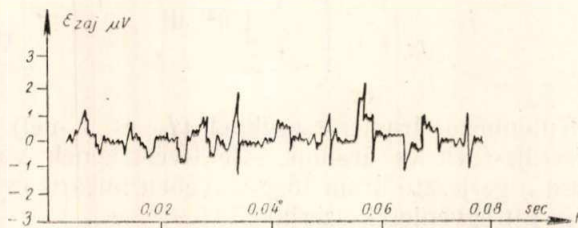
$$E_{zaj} = k_t \cdot E_{eff},$$

ahonnan

$$k_t = \frac{E_{zaj}}{E_{eff}} \mu V/V$$

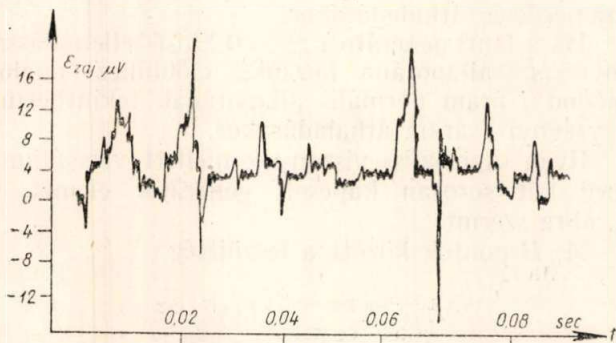
ahol k_t -t zajtényezőnek nevezzük. Ez kifejezi mikrovoltban az ellenállás 1 voltjára jutó zajfeszültségének nagyságát.

A magyar szabvány (MNOSZ 1562) rétegelLENállásokra rádióminőségben mint felső határt 15 $\mu\text{V/V}$ zajfeszültséget enged. Meg kell állapítani, hogy ez a határ igen enyhe. Jó minőségű szénrétegelLENállások zajfeszültsége 1–2 $\mu\text{V/V}$, sőt a tized és század $\mu\text{V/V}$ nagyságú zajtényezőjű ellenállások is nagyon gyakoriak. A tömeggyártásban azonban jelentékenyen nagy szórást lehet tapasztalni és igen alacsony zajtényezőjű ellenállások mellett gyakran kiugróan magas zajtényező is mutatkozik. Ezzel a kérdéssel a továbbiakban foglalkozni fogunk.



2. ábra. Keményszénréteg ellenállás zajoscillogrammja
 $R = 100 \text{ k}\Omega$, 1/2 Watt
 Erősítés: 5000

A 2. és 3. ábra különböző ellenállástípusok zajfeszültségét mutatja oszcilloszkópos felvételen. Ezekből bizonyos következtetések vonhatók le a zajokoknak természetére vonatkozóan. Ha a zajnyomokat figyelmesen szemléljük, azt találjuk, hogy azok majdnem kizárólag csomópontok soro-



3. ábra. TömőrelLENállás zajoscillogrammja
 $R = 100 \text{ K } \Omega$, 1/2 Watt
 Erősítés: 1000

zatából állanak, melyek egymással közel függőleges vékony vonalakkal vannak összekötve. Ebből arra következtethetünk, hogy a feszültség és az ellenállás hirtelen változtatják értéküket, egyik értékről egy másikra, s e változások gyors egymásutánban következnek be. Ez arra enged következtetni, hogy a zajjelenség egy kontaktsorozatrendszer egyes kontaktusainak hirtelen ki- és bekapcsolása. Mielőtt a zajok közvetlen vizsgálatába bocsátkoznánk, vizsgáljuk meg a fluktuáló zajfeszültség összefüggéseit az ellenállás közvetlen geometriai, fizikai és egyéb tulajdonságaival, majd a gerjesztőárammal.

Az ellenállás geometriai méreteinek összefüggése a zajfeszültséggel

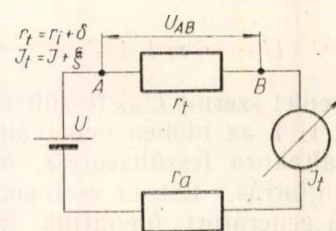
Vizsgáljuk meg az ellenálláson átfolyó áram gerjesztette zaj feszültség- és áramviszonyait az átfolyó áram függvényében és vizsgáljuk meg az ellenállás geometriai viszonyainak változásában.

E vizsgálathoz a 4. sz. ábrán látható kapcsolást létesítsük. U feszültségforrásra sorosan kapcsolunk egy r_t zajos és r_a zajnélküli ellenállást. Az r_t zajos ellenállást bontsuk fel 2 részre, egy zajos δ és egy zajnélküli r_i részre.

$$r_t = r_i + \delta$$

ahol

$$\delta \ll r_i$$



4. ábra. Ellenállások zajvizsgálata, r_a zajnélküli, r_t zajos ellenállás

Az áramkörön átfolyó áram legyen

$$I_t = \frac{U}{r_a + r_t} \quad (2)$$

I_t áramot is két részre bontva legyen

$$I_t = I + \xi \quad (3)$$

ahol I az áram zajnélküli, (az időtől független) ξ pedig a zajos (időtől függő) része.

Ezek szerint r_a , r_i , I az időtől független állandó értékek, míg δ és ξ függvényei az időnek.

A (3) egyenletből:

$$\begin{aligned} \xi &= I_t - I = \frac{U}{r_t + r_a} - \frac{U}{r_i + r_a} = \\ &= \frac{U}{\delta + r_i + r_a} - \frac{U}{r_i + r_a} = \\ &= \frac{U}{r_a + r_i} - \frac{U}{r_a + r_i} = \\ &= \frac{U}{\delta} - \frac{U}{(r_i + r_a) + 1} \\ &= - \frac{\delta}{(r_i + r_a) \frac{U}{(r_i + r_a)}} = \frac{-\delta}{(r_i + r_a) I} \quad (4) \end{aligned}$$

Vizsgáljuk meg ezek után az A és B pontok közt fellépő feszültséget:

$$\begin{aligned} U_{AB} &= r_t I_t = (r_i + \delta) (I + \xi) = \\ &= r_i I + r_i \xi + \delta I + \delta \xi \quad (5) \end{aligned}$$

A 4 tagból az első időtől független, a másik 3 tag függvénye az időnek, ez utóbbi 3 tag összegét jelöljük ζ -val, ami az A és B pontok közti zajfeszültséggel egyenlő.

$$\zeta = r_i \xi + \delta I + \delta \xi \tag{6}$$

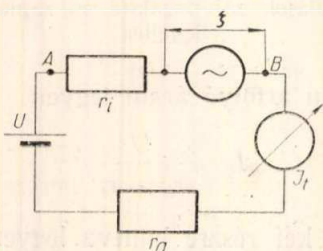
ebből $\delta \xi$ mint két kis érték szorzata elhanyagolható és a (6) egyenlet így írható:

$$\begin{aligned} \zeta &= r_i \xi + \delta I = -r_i \frac{\delta}{(r_i + r_a) I} + \delta I = \\ &= \delta I \left(-\frac{r_i}{r_i + r_a} + 1 \right) = I \delta \frac{r_a}{r_a + r_i} \end{aligned} \tag{7}$$

és

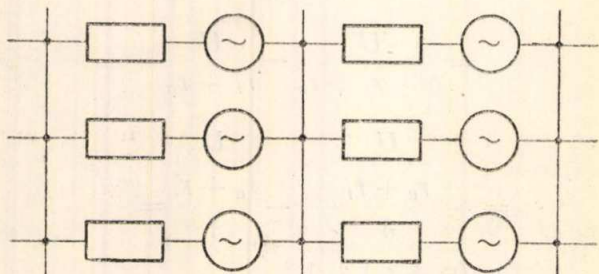
$$U_{AB} = r_i I + \zeta \tag{8a}$$

A (8a) egyenlet szerint U_{AB} feszültség 2 részből tehető össze; $r_i I$ az időben nem változó, ζ egy az időben váltakozó feszültségrész, ami a tulajdonképpeni zajforrás. Ezt ez esetben, mint váltakozó áramú generátort foghatjuk fel (5. ábra).



5. ábra. 4. sz. ábra helyettesítő áramköre, r_i ellenállást egy zajmentes ellenállásra és váltakozó áramú generátorra bontottuk

Ha ezt az ellenállás minden elemére felvesszük, az ellenállás teljes egységét zajmentes időtől független darabokból és időtől függő kis külsőgerjesztésű generátorokból összetettnek foghatjuk fel (6. ábra).



6. ábra. Az ellenállás felbontása zajnélküli ellenállások és zajgenerátorok hálózatára

E feltevések után a zajfeszültség függvényének (ζ -nak) az effektív értékét vizsgáljuk meg. Az effektív zajfeszültség:

$$\varepsilon = (\zeta)_{eff} = \sqrt{\frac{1}{t} \int_0^t \zeta^2 dt}$$

(7) egyenletből ζ értékét behelyettesítve:

$$\varepsilon = I \frac{r_a}{r_i + r_a} \sqrt{\frac{1}{t} \int_0^t \delta^2 dt} \tag{8}$$

A zajáram effektív értéke ξ -vel kifejezve pedig

$$j = (\xi)_{eff} = \sqrt{\frac{1}{t} \int_0^t \xi^2 dt}$$

(4) egyenletből ξ értékét behelyettesítve:

$$j = \frac{1}{r_i + r_a} \sqrt{\frac{1}{t} \int_0^t \delta^2 dt} \tag{9}$$

Különböző áramerősségeknél (I_1 és I_2 -nél) a zajfeszültségek és áramok effektívértékének változása a gerjesztő áram függvényében lineáris és a (8) és (9) egyenletek szerint:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = \frac{j_1}{j_2} = r_b \tag{10}$$

A (10) egyenlet azt jelenti tehát, hogy a zajfeszültség és zajáram látszólag az Ohm törvényt követik, és a zajgenerátor belső ellenállása r_b lesz.

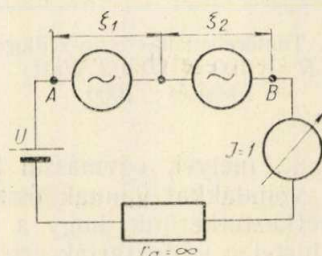
Ha most a külső ellenállást r_a értékét ∞ -ig növeljük, az 5. ábrán rajzolt generátor üresjárású feszültségét kapjuk, ezt tekintjük a továbbiakban a zajfeszültség normális állapotának egységnyi áramerősség áthaladásakor.

Ha a fenti generátort $r_a = 0$ külső ellenállással rövidzár állapotába hozzuk, előbbihez analóg módon j áram normális állapotának tekinthetjük egységnyi I áram áthaladásakor.

Ilyen «normális» viszonyok mellett vizsgáljunk meg két sorosan kapcsolt generátor elemet, a 7. ábra szerint.

A, B pontok között a feszültség:

$$\zeta_{AB} = \zeta_{1+2} = |\zeta_1| + |\zeta_2|$$



7. ábra. Zajgenerátorok soros kapcsolása

Nézzük meg ζ_{1+2} -nek az effektív értékét, ε_{1+2} -t a (8) egyenlet szerint:

$$\varepsilon_{1+2} = \sqrt{\frac{1}{t} \int_0^t (\zeta_1 + \zeta_2)^2 dt}$$

$$= \sqrt{\frac{1}{t} \left(\int_0^t \zeta_1^2 dt + 2 \int_0^t \zeta_1 \zeta_2 dt + \int_0^t \zeta_2^2 dt \right)}$$

A hullámok elméletéből ismert tétel, hogy két inkoherens hullámfüggvény szorzata 0, így ezek szerint:

$$2 \int_0^t \zeta_1 \zeta_2 dt = 0$$

és fenti egyenlet írható lesz:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{1+2} &= \sqrt{\frac{1}{t} \int_0^t \zeta_1^2 dt + \frac{1}{t} \int_0^t \zeta_2^2 dt} = \\ &= \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} \end{aligned} \quad (11)$$

Tehát zajfeszültségek soros kapcsolásánál az elemek effektív értékének négyzet összegéből vont gyök adja az eredő zajfeszültség effektív értékét. n elem soros kapcsolása esetén, ha $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \dots = \varepsilon_n = \varepsilon$

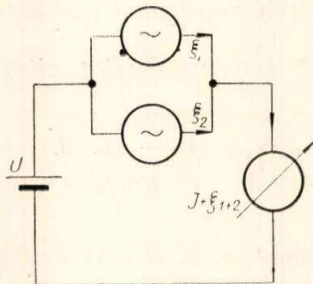
$$\varepsilon_1 \dots \varepsilon_n = \varepsilon \sqrt{n} \quad (12)$$

Két elem párhuzamos kapcsolása esetén (8. sz. ábra) legyen $r_a = 0$ és egységnyi gerjesztő áram esetén fentiekhez analóg módon

$$\xi_{1+2} = \xi_1 + \xi_2$$

az effektív értékek pedig

$$j_{1+2} = \sqrt{j_1^2 + j_2^2}$$



8. ábra. Zajgenerátorok párhuzamos kapcsolása

n párhuzamos elem esetében pedig

$$j_1 \dots j_n = j \sqrt{n} \quad (13)$$

E feltételeket a (10) egyenlettel összevetve az effektív zajfeszültség és áram között az összefüggés ($r_a = 0, I = 1$ esetén)

$$\frac{\varepsilon}{j} = r$$

ha most 9. sz. ábra szerint n darab egyforma ellenállást párhuzamosan kapcsolunk (13) egyenlettel összevetve

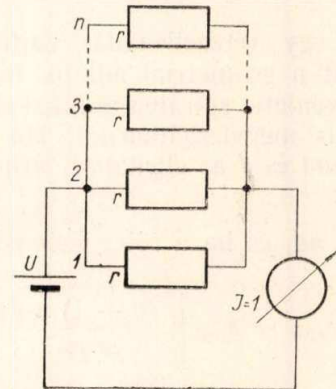
$$j_{r|n} = \frac{\varepsilon}{r \sqrt{n}} \quad (14)$$

a párhuzamos kapcsolás miatt azonban az $I = 1$ érték $I = n$ -re nőtt meg; ha tehát a normális viszonyokra visszatérünk ($I = 1, r_a = 0$), $j_{r|n}$ -t n -el osztanunk kell, hogy $I = n$ -ből $I = 1$ állapotra térhessünk vissza, és így

$$j_{r|n}' = \frac{j_{r|n}}{n} = \frac{1}{n} \frac{\varepsilon}{\sqrt{n} r} \quad (15)$$

Analóg módon a normális ($I = 1$ és $r_a = \infty$ esetén) fentihez tartozó zajfeszültség

$$\varepsilon_{r/n} = \frac{r}{n} \frac{\varepsilon}{r \sqrt{n}} = \varepsilon \frac{1}{\sqrt{n^3}} \quad (16)$$



9. ábra. n drb. egyforma zajfeszültségű r ellenállás párhuzamos kapcsolása

A (12) és (16) egyenletekből következtetést vonhatunk le a hossz és keresztmetszet változással bekövetkező zajfeszültség változásra nézve.

Legyen egyik esetben sorosan kapcsolt elemek száma egy adott ellenállásnál n_1 , majd növeljük azt meg n_2 -re, úgy a hossznövelés mértéke

$$l = \frac{n_2}{n_1}$$

A (12) egyenlet szerint

$$\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} = \sqrt{\frac{n_2}{n_1}} = \sqrt{l},$$

tehát

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_1 \sqrt{l} \quad (17)$$

megadja a hosszváltozás (l) mértékében a zajfeszültséget.

A keresztmetszetváltozás a (16) egyenlet szerint analóg módon

$$\varepsilon_4 = \varepsilon_3 \sqrt{\frac{1}{q^3}} \quad (18)$$

ahol q a keresztmetszetnövelés mértéke, illetőleg arányszáma.

A geometriai összefüggések vizsgálatának céljából ajánlatos egy fajlagos zajfeszültség érték bevezetése. Ez alatt normális külső áram ($I = 1$) által gerjesztett egységnyi hosszú és egységnyi keresztmetszetű ellenállásdarab zajfeszültség effektív értékét értjük, és jelöljük $\varepsilon_{fajl.}$ jelzéssel.

Ekkor egy L hosszúságú és Q keresztmetszetű ellenállás effektív zajfeszültsége a (17) és (18) egyenletek szerint így írható:

$$\varepsilon = \varepsilon_{fajl} \sqrt{\frac{L}{Q^3}} \quad (19)$$

Legyen D a rétegellenállás vastagsága, B a szélessége (hengeresellenállásnál $B = \pi d$, ahol d az ellenállástest átmérője).

A (19) egyenlet írható lesz:

$$\varepsilon = \varepsilon_{fajl} \sqrt{\frac{L}{D^3 \pi^3 d^3}} \quad (20)$$

adja tehát egy rétegellenállás zajfeszültségének összefüggéseit a geometriai adatok függvényében.

A (20) egyenletet spirálvájatokkal ellátott rétegellenállásra is megvizsgálhatjuk. Ha n a spirálmenetek száma és d az ellenállás átmérője, akkor a hosszúság:

$L = (n - 1) \pi d$, és ha a réteg szélessége b , akkor

$$\varepsilon_{spir} = \varepsilon_{fajl} \sqrt{\frac{(n - 1) \pi d}{b^3 D^3}} \quad (21)$$

Ezek az összefüggések tehát azt mondják, hogy a hossz csökkentésével az átmérő és a rétegvastagság növelésével (19) és (20) egyenlet szerint lehet a spirálvajat nélküli hengeres, ill. rétegellenállás zaját csökkenteni, a (21) egyenlet szerint pedig a spirálmének számának csökkentésével, az átmérő és a spirálozás szélességének növelésével csökkenthető a zajfeszültség.

A zajfeszültség összefüggése a gerjesztőárammal

Az előző pontban a zajfeszültség effektív értékére vonatkozólag a (8) egyenletet vezettük le.

$$\varepsilon = \zeta_{eff} = I \frac{r_a}{r_i + r_a} \sqrt{\frac{1}{t} \int_0^t \delta^2 dt} \quad (8)$$

ahol $\delta = \frac{l}{Q} \varrho$ az ellenállás idővel változó része volt

ahol a változó ellenállás darabhossza l , keresztmetszete Q , és fajlagos ellenállása ϱ ; l -t és Q -t mint állandókat kiemelve és bevezetve az $S = \frac{I}{Q}$

áramsűrűség jelölését, írhatjuk:

$$\varepsilon = S l \frac{r_a}{r_i + r_a} \sqrt{\frac{1}{t} \int_0^t \varrho^2 dt} \quad (22)$$

A (22) egyenlet azt fejezi ki, hogy a zajellenállás effektív értéke egyenesen arányos a gerjesztő áramsűrűséggel. Fenti egyenlet érvényes nemcsak egy fent tárgyalt elemi részre, hanem N sorosan és M párhuzamosan kapcsolt egységre, tehát a fenti elemekből felépített hálózatra is, vagyis a teljes ellenállásegységre.

A zajfeszültség összefüggése az ellenállásértékkel, állandó külméretek esetén

a) A kemény szénrétegellenállások (spirálozás nélkül).

A réteg ellenállás ohmértéke kifejezhető:

$$R = \varrho \frac{L}{\pi d D} \quad (23)$$

ahol ϱ a fajlagos ellenállás
 d az ellenállástest átmérője
 D a réteg vastagsága
 L az ellenállás hossza.

Állandó külméretek mellett R értékének K -szoros növelése D vastagság $\frac{D}{K}$ értékre való csökkentésével érhető el.

Az előbbi fejezetekből (20) egyenlet alapján a zajfeszültség effektív értéke:

$$\varepsilon = \varepsilon_{fajl} \sqrt{\frac{L}{D^3 \pi^3 d^3}} \quad (23)$$

A (23) egyenletet D -re megoldva és (20) egyenletbe helyettesítve kapjuk:

$$\varepsilon = \varepsilon_{fajl} \sqrt{\frac{L}{L^3 \varrho^3 \pi^3 d^3 R^3}} = \frac{\varepsilon_{fajl}}{L} \frac{1}{\sqrt{\varrho^3}} R^{3/2} \quad (24)$$

Tehát a zajfeszültség effektív értéke azonos geometriai viszonyok mellett az ellenállás 3/2-ik hatványával emelkedik, ha az ellenállásváltozást az ellenállás rétegvastagságával szabályoztuk.

b) Spirálozott keményszénréteg ellenállásoknál az ellenállás

$$R = \frac{(n - 1) \pi d}{b \cdot D} \varrho \quad (23/a)$$

Ezt D -re megoldva és a (21) egyenletbe helyettesítve kapjuk:

$$\varepsilon = \varepsilon_{fajl} \sqrt{\frac{(n - 1) \pi d}{b^3 (n - 1)^3 \pi^3 d^3 \varrho^3}} = \frac{\varepsilon_{fajl}}{\pi (n - 1) d} \frac{1}{\sqrt{\varrho^3}} R^{3/2} \quad (25)$$

Ez az egyenlet állandó spirálozási menetszám esetén a vastagság változtatásának függvényében adja az összefüggést a zajfeszültség és az ellenállás között. Ha a spirálozás menetszámát változtatjuk, akkor (23/a) egyenletet $(n - 1)$ -re oldva meg és behelyettesítve (21) egyenletbe kapjuk:

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_{fajl}}{b} \frac{1}{D \sqrt{\varrho}} \cdot R^{1/2} \quad (26)$$

A fentebb megállapított összefüggések, melyeket egyes ellenálláselemekre állapítottunk meg, ezen elemekre érvényesek. Midőn azonban az elemekről az elemhálózat-elképzelésünkkel a teljes ellenállásra tértünk át, már csak közelítő érvényességű a megállapításunk. Feltételeztük az elem hálózatok homogén és monodiszperz eloszlását, ami teljesen sem a keményszénréteg, sem a tömör-ellenállásoknál nem következik be sohasem. Az összefüggések így a valóságban mért adatoktól eltéréseket mutatnak, ami különösen gyártási hibák esetén mutathat igen nagy eltérést. Vizsgálataink során ilyen eltérő, sőt kiugróan magas zajú ellenállásokkal is foglalkoztunk és fenti összefüggések sok kiugróan magas zajú ellenállás zajókéának megállapításában nagy segítséget nyújtottak.

A gyakorlatban tehát homogén eloszlású szemcseszerkezetről és ennek alapján fentiek szerint elképzelt kapcsolási hálózatról csak közelítéssel lehet szó.

A zajtényező mérése

Az ellenállás-zajfeszültség karakterisztikája egy az idő függvényében igen labilis lefolyású diagramot mutat és különböző időközökben mérve más és más csúcshőteltségű és effektív feszültségek mutatkoznak. Ezért a zajfeszültség csúcs és effektív értékeit úgy határozzuk meg, hogy meghatározott vizsgálati periódus alatt észlelt legnagyobb csúcst és ezalatt vizsgált feszültség effektív értékét határozzuk meg. Rövid periódusok alatt mért csúcs és effektív értékek nem azonosak, ezért célszerű hosszú időtartamok alatt mért effektív és csúcserőteltségekkel számolni.

Gyakorlati szempontból fontos annak meghatározása, hogy hogyan fog zavarni a keletkező zaj az ellenállás működése közben, akár híradástechnikai berendezésről, akár műszerről van szó.

Igen rövid időtartamú és ritkán előforduló magas zörejszcúcsok hallható hatása csekély és ennélfogva zavaró jelentősége is kisebb, mint az alacsonyabb, de hosszabb időtartamú zörejszcúcsoknak, amik gyakran is ismétlődnek.

Az egyenletes és viszonylag alacsonyabb effektív értékkel bíró zajnak csekélyebb zajértéke

lehet, mint egy olyan zörejnnek, ahol pillanatnyi nagy effektív értékű zajfelvillanások előfordulnak, miközben a hosszú intervallumú effektív értékek igen alacsonyak a felvillanások közötti alacsony zaj átlagszint következtében.

Ennélfogva szükséges, hogy a zörejmérőberendezést úgy tervezzük, hogy a zajleolvasások a tényleges zavarokra adjanak felvilágosítást.

Ezt a mérőáramkörök időállandóinak helyes megválasztásával érhetjük el. Ez különösen ipari zörejmérő berendezéseknél fontos.

Kutató célokra azonban nagyobb jelentőségűek a csúcs és hosszú időtartamú mérések, a mérések pontossága, az eredmények reprodukálhatósága.

A mérőberendezés, mely kutatási célokat szolgál, az alábbi egységeket tartalmazza (10. ábra):

Bemenőáramkör

Erősítő

Csillapításkérekény

Szűrő

Kimenő fokozat

Mérőáramkör: a) csővoltage

b) katódsugároszcilloszkóp

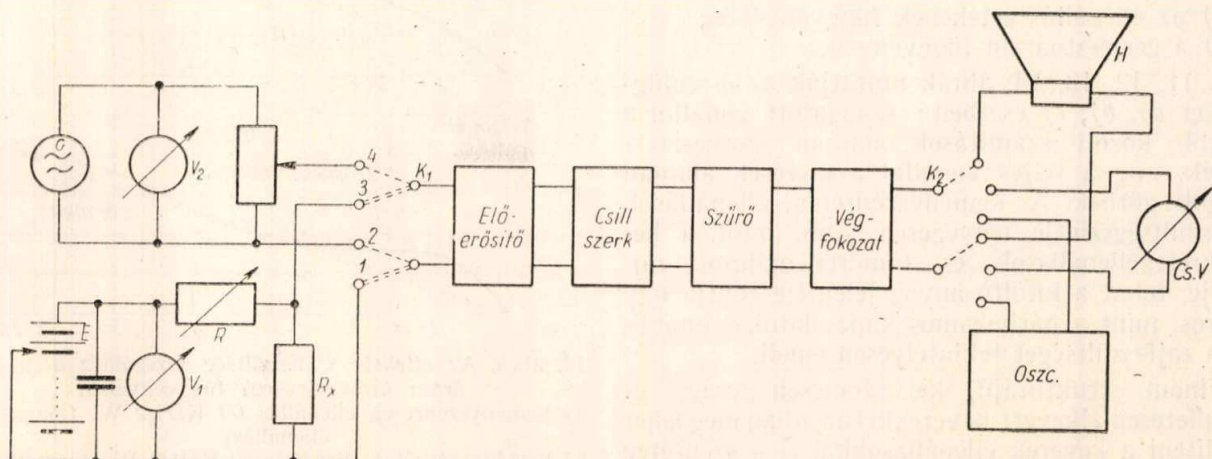
c) hangszóró

A bemenő áramkörben R előtét ellenállás értékét R_x -el egyenlőnek választjuk. A vizsgálandó R_x ellenállásra a névleges terhelő áramot adjuk rá E telepből. V_1 voltmérő ekkor a névleges feszültség kétszeresét fogja mutatni. K_1 kapcsoló 1–3 helyzetében az erősítőre adjuk a bemenő kör feszültségét (zajfeszültség) ami Cs. V. voltmérőn kitérést mutat.

K_1 kapcsolót most 2–4 helyzetbe hozva G generátorral az erősítőre akkora feszültséget adunk, hogy a Cs. V. csővoltage az előbbi kitérést adja, ha ekkor V_2 voltmérő V_p feszültséget mutat, akkor R_x ellenállás keresett zajfeszültsége

$$E_z = V_p \frac{R_x + R}{R_x}$$

A bemenő áramkörben alkalmazott R ellenállás (előtét) lehetőleg egy minimális zajú huzal-ellenállás legyen. Az erősítő egy igen gondosan épített és szélessáv átvitelére épített erősítő legyen kb. 100–120 decibel erősítéssel. Ezen erősítő első fokozatában lehetőleg zajmentes huzalellenállásokat



10. ábra. A zajfeszültségmérés blokk-sémája

célszerű alkalmazni, ugyancsak alacsonyra választandó a bemenő fokozat erősítőcsövének zajtényezője is.

Az erősítő után egy csillapításkérekényt alkalmazunk, hogy a kiugró, magas csúcsok is megfigyelhetők legyenek az erősítő túlvezérlése nélkül.

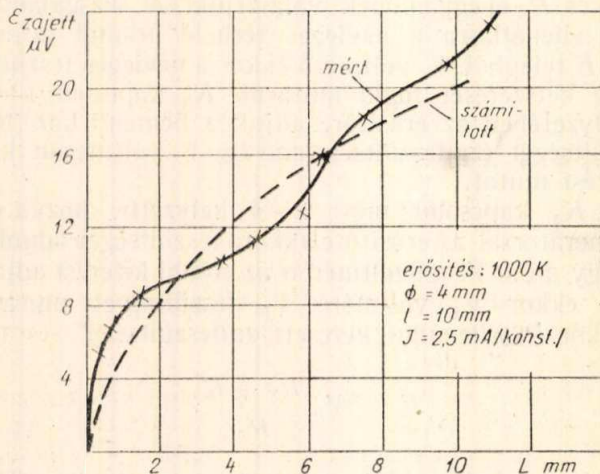
A csillapításkérekényt abból a célból alkalmazzuk, hogy az erősítő átviteli karakterisztikáját kiegyenesítsük 15 Hz–25 kHz-ig terjedő sávban. Az effektív zajfeszültség mérésére termokeresztéses voltmérő a legalkalmasabb.

A csúcserték mérésére egy diódás csővoltmért javasolunk használni, egy gyorsan töltődő RC taggal, viszont lassú kisüléssű, ballisztikus jellegű karakterisztikával. A diódás csővoltmért megfelelő kalibrációval alkalmassá tehetjük a lineáris középérték leolvasására is.

A zajfeszültség időbeli lefolyásának vizsgálatára katódugároszcilloszkópot használunk.

Kísérleti vizsgálatok, mérések

A zajvizsgáló berendezéssel vizsgáltuk az ellenállás zajfeszültségének az összefüggéseit.

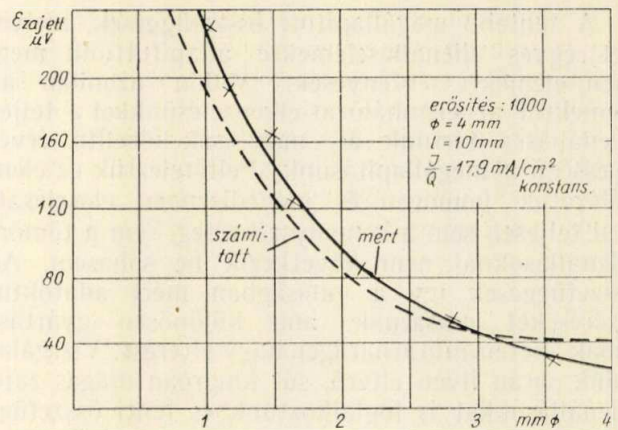


11. ábra. A zajfeszültség effektív értéke az ellenállás hosszának függvényében tömörellenállás esetén. 100 KΩ, 1/2 W

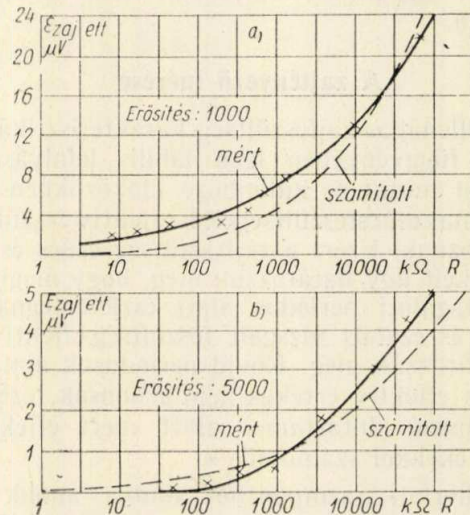
- a) az ellenállás geometriai adatainak függvényében,
- b) az ellenállás értékének függvényében,
- c) a gerjesztőáram függvényében.

A 11, 12, 13, 14. ábrák mutatják az összefüggéseket a), b), c) esetben; szaggatott vonallal a fentebb közölt számítások alapján szerkesztett görbék, míg a teljes vonallal a mérések alapján átlagolt görbék. A keményszénréteg ellenállások zajfeszültség-szintje lényegesen jobb, mint a keverék-ellenállások és tömörellenállások zajszintje, tehát a kitöltő anyag jelenléte rontja úgy a soros, mint a párhuzamos kapcsolatok számát és így a zajfeszültséget tekintélyesen emeli.

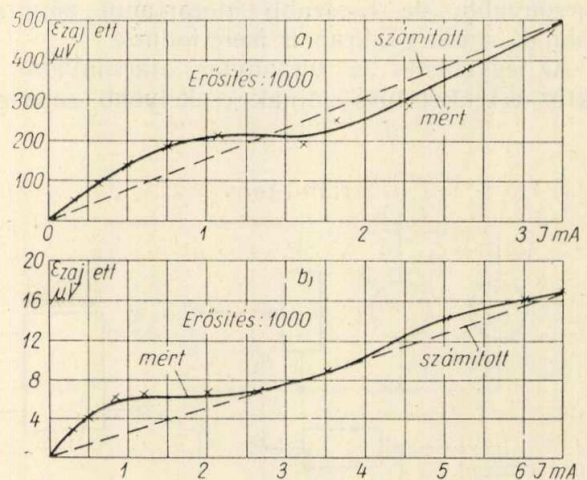
Finom strukturájú, kis szemcsenagyságú és egyenletesen elkevert keverékkel azonban meg lehet közelíteni a keverék ellenállásokkal is a szénréteg ellenállások zajszintjét.



12. ábra. A zajfeszültség effektív értéke az ellenállás átmérőjének függvényében tömörellenállás esetén. Az átmérő esztérgályozással lett csökkentve. R = 100 KΩ, 1/2 W



13. ábra. Az effektív zajfeszültség az ellenállás érték függvényében. a) tömörellenállás (1/2 W) keverék arány változtatásával. b) keményszénréteg ellenállás (1/2 W) spirálozás nélkül rétegvastagság változtatásával

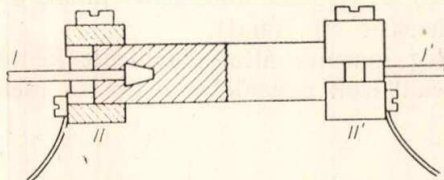


14. ábra. Az effektív zajfeszültség vizsgálata a gerjesztő áram (áramsűrűség) függvényében
a) keményszénréteg ellenállás 60 KΩ/1/2 W. (magas zajú ellenállás)
b) keményszénréteg ellenállás 50 KΩ/1/2 W. (alacsony zajú ellenállás)

A tömőellenállásoknál zajszintnövelő tényező még az áramsűrűség egyenlőtlensége, amit a tömőellenállásba besütött bevezető elektródák okoznak.

Ennek megállapítására kísérletet végeztünk.

A 15. ábra szerinti tömőellenállásra I—I' bevezetőkön kívül II—II' bilincseket szereltük fel, amelyeknek nagy felületi érintkezése révén az áramsűrűség lényegesen kisebb, mint I—I' bevezetőkön.



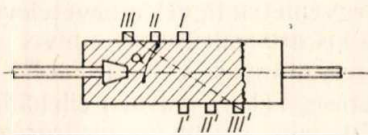
15. ábra. Tömőellenállás zajfeszültségének vizsgálata két különböző bevezető elektródával
I—I' bevezetett bevezető
II—II' kívülről rászertelt bilincses bevezető

Mint az alábbi táblázat mutatja, az áram sűrűség csökkentésével a zajszint kb. $\frac{1}{20}$ -ra volt csökkenthető akkor, ha I—II—II' bevezető elektródákon mértünk zajfeszültségeket.

Tömőellenállás zajfeszültsége
15. ábra szerinti kivezetők között mérve

| Kivezetők | Ellenállás érték | Zajfeszültség u V. |
|-----------------|------------------|--------------------|
| I—I' | 15.600 ohm | 4.200 |
| II—II' | 16.400 « | 380 |
| (I+II)—I' | 16.200 « | 950 |
| (I+II)—II' | 15.900 « | 1.040 |
| (I+II)—(I'—II') | 15.400 « | 130 |

Az áramsűrűség befolyását mutatja a 16. ábrán látható elrendezés szerinti kísérlet is.



16. ábra. A zajfeszültség vizsgálata az áramiránnyal különböző szöget bezáró kontaktus síkokkal

A felülethez az áramiránnyal különböző szöget bezáró metszetekben vizsgálva a zajfeszültséget I—I' kontaktusok között a zajfeszültség $\varepsilon = 0$, $\alpha = 90^\circ$

II—II' között pedig a zajfeszültség

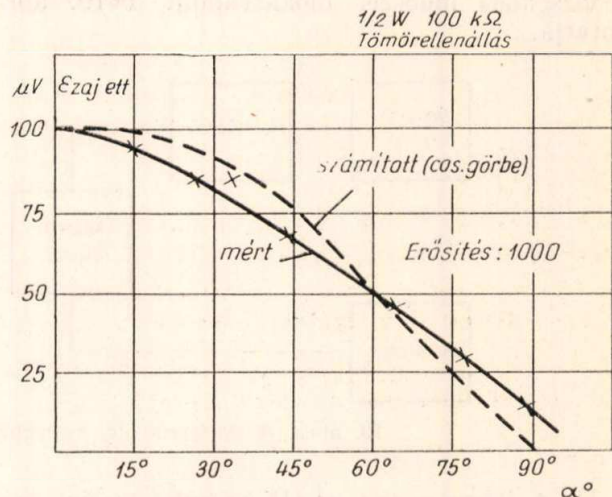
$$\varepsilon_{II} - \varepsilon_{II'} = \varepsilon_{12} \cos \alpha$$

Mint a 17. ábrából látható, $\varepsilon = f(\alpha)$ kísérleti, mért értékei nem járnak messze a szerkesztett cos görbétől.

Az áramsűrűség csökkentésével tehát lényegesen csökkenthető az ellenállások zajszintje. Ez mint fenti kísérletből is látható, elsősorban helyes konstrukció, a másodsorban pedig gyártási technológia kérdése.

A rétegellenállásoknál a réteg egyenlőtlensége, helyenkénti elvékonyodása jelentős zörejszint-emelkedést okoz, itt az áramsűrűség megnő, csökken a párhuzamosan kapcsolt kontaktusok száma.

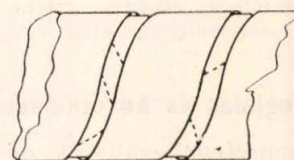
Zajszintmemelkedést okoz a kontaktusok, sapkák helytelen rányomása, esetleges méretkülönbségek miatt egyes helyeken a sapka elválása az ellenállástesttől. Itt is az áramsűrűség növekedése következik be.



17. ábra. 16. ábra szerinti elrendezés alapján a zajfeszültség felvétele az áramiránnyal α szöget bezáró keresztmetszetekben

Találkoztunk olyan magas zajszintű ellenállásokkal, ahol a spirálréteg köszörülése helytelen volt, egyes helyeken szénnyomok maradtak és e kis szénrészecskék hidat alkotva helyenként rövidre zártak egy vékony kis csatornával két spirálmenetet (18. ábra).

Tömör- és keverékellenállásoknál a zajszint emelkedését fokozza a vezető és kitöltő anyag nem elég egyenletes elkeverése. Ezzel egyes helyeken az áramsűrűség erős emelkedése következik be és zajszintemelkedést okoz. A zajszint szempontjából fontos tényező az egyes elemek szemcsenagysága. Minél kisebb a szemcsenagyság, annál több kontaktusra oszlik az egész egység, annál kisebb az egyes kontaktusokra jutó feszültség és áram, annál kisebb lesz a zajszint.

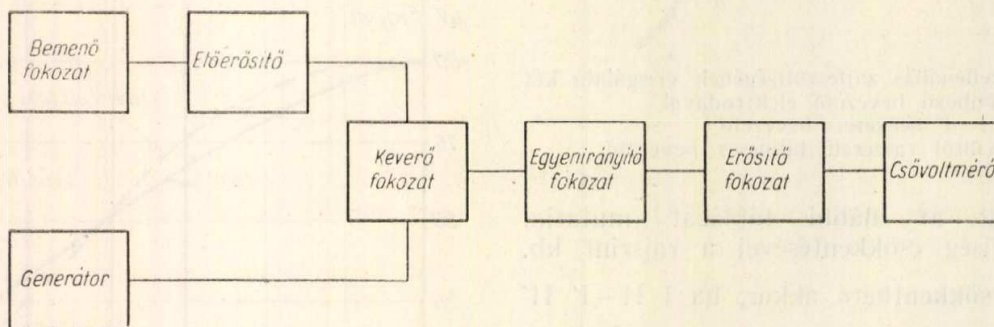


18. ábra. A spirálmenetek közt maradt szénszemcsék mint zajforrások

Ami a zajfeszültség frekvenciaeloszlását illeti, megállapíthatjuk, hogy amíg a hőmozgás okozta Johnson zaj frekvenciaspektruma egyenletes az egész frekvenciatartomány mentén, addig az általunk vizsgált fluktuáló zaj frekvenciasávja kb. 15 Hz — 25 kHz között van. A zajfeszültség frekven-

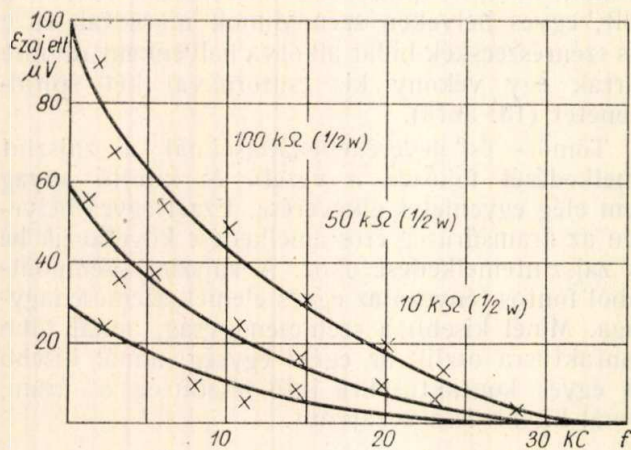
ciaspektrumát úgy vizsgálhatjuk, hogy előerősítés után a zajfeszültséget ismert frekvenciájú és állandó amplitudójú feszültséggel keverjük. Lebegést állítunk elő, amely lebegő feszültséget egyenirányítjuk és egy lehangolt erősítővel tovább erősítjük.

Ha a generátor frekvenciáját a zajspektrum menetében megváltoztatjuk és a kimenő teljesítmény változását figyeljük, meghatározhatjuk a lehangolt erősítő átviteli görbéjének ismeretében a zajfeszültség nagyságát az adott frekvenciasávban. E vizsgálati módszer blokksémáját a 19. ábra mutatja.



19. ábra. A zajfeszültség frekvencia eloszlása vizsgálatának blokksémája

Ha a Johnson zajt az (1) egyenlet szerint számítjuk, úgy a hőmozgás-zaj a fluktuáló ellenállás-zajtól különválasztható. A 20. ábrából láthatjuk, hogy a hangfrekvenciás tartományban a Johnson zaj (40° C-ra számolva) elhanyagolhatóan kis értékeket mutat a «fluktuáló» zajhoz képest.



20. ábra. A zajfeszültség effektív értéke a frekvencia függvényében. (Keményszénréteg ellenállásoknál)

Összefoglalás és következtetések

A keményszénrétegel ellenállások zajszintje helyes konstrukcióban és gondos gyártási technológia mellett alacsony szinten tartható a konstrukciótól az ellenállás értéktől függően 0,05–2 μV/V értékek közt. Hibás sapkázás, egyenlőtlen rétegvastagság, köszörülési hiba esetén ez az érték azonban 20 μV/V-ig is megnőhet. A zajtényező állandóan

alacsony szinten tartása ezért nagyfokú egyenletességet kíván meg az alapanyagokban (pl. kerámia-cső felületi egyenletessége, krakkoló gáz minősége stb.) és a gyártás technológiájában.

A keverékellenállások zajszintje jóval magasabb 1–20 μV/V között mozog keverék szemcsenagyság, konstrukció és ellenállásérték szerint. Kiugróan magas zajú ellenállások itt is épp úgy adódhatnak a bevezető elektródák kontaktus hibái, a keverés egyenlőtlensége stb. miatt.

Jelenleg iparunk által előállított keményszénréteg ellenállások egyenletes gyártása mellett (el-

tekintve a kiugróan magas és viszonylag nem gyakran előforduló példányoktól) képes kielégíteni a ma fennálló igényeket, amit a híradástechnikai és műszeripar követel zajszint szempontjából. Nagy erősítésű szélessáv-erősítők, hangfrekvencia erősítők első fokozataiban zajszint szempontjából egyenként vizsgált ellenállások felhasználásával lehet védekezni az esetleg kiugróan magas zajszintű ellenállások felhasználása ellen.

Javítani lehet a zajszintet továbbá fenti elvi megfontolások és összefüggések segítségével a helyesebb konstrukció kialakításával, és végül helyes méretű (wattitású) ellenállás megválasztásával. Igen kis zajszintű ellenállásszükséglet esetén a (8) és (22) egyenletek figyelembevételével törekednünk kell a kis áramsűrűségekre, amivel a zajfeszültség egyenesen arányos. Célszerű ezért a nagyobb watterhelhetőségű (1–2 wattos) ellenállás alkalmazása, ezzel ugyanis kisebb áramsűrűség lépve fel, kisebb lesz a zajszint. Kis zajszint szükséglet esetén, ha az áramköri viszonyok nem is követelnék meg a nagyobb wattitású ellenállás alkalmazását, a kisebb zajszint elérése céljából az mégis célszerű.

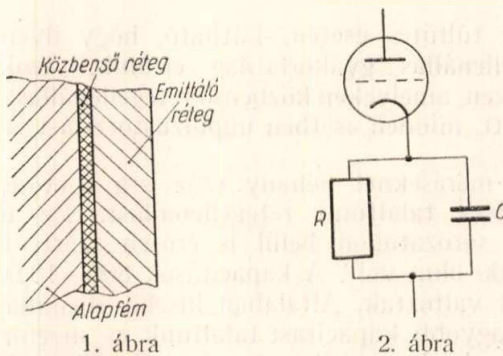
IRODALOM

Szmirenyin: Rádiótechnika kézikönyve.
 Szacskov: Rádióalkatrészek szerkesztése.
 Francis Oakes: Noise in Fixed Resistors. Electronic Engineering 1950. febr. és dec. száma.
 Bell, Chong: Current-Noise in Composition Resistors. Wireless Engineer 1954. jún.
 Blackburn: Components-Handbook. Frequenz: 1950. jan.
 Hettich: Widerstandsrauschen. MNOSZ 1562.

Oxidkatódok közbenső rétege

FISCHER FERENC és ERNST LAJOS
Híradástechnikai Ipari Kutató Intézet

Az oxidkatódos rádiócsövek élettartamának meghosszabbítását célzó kutatások az utolsó években egyre nagyobb mértékben foglalkoznak az oxidréteg és a katódalapfém között kialakuló nagyellenállású közbenső (interfaciális) réteg (lásd 1. ábra) vizsgálatával, mivel ez a cső időelőtti tönkremeneteléhez nagymértékben hozzájárul. W. Raudorf az elsők között hívta fel a figyelmet nagyellenállású réteg jelenlétére [1]. Azt találta, hogy ha csöveket 1000 óránál tovább égetett, alacsonyabb frekvenciákon mért meredekségük az eredetihez képest csökken, 10 kc/s és 10 Mc/s között pedig frekvenciafüggővé válik. A meredekségcsökkenés, illetve frekvenciafüggőség további égetésnél nagyobb lett. Ennek oka a közbenső réteg, mely úgy viselkedik, mint a katódkörben levő R és C tagból álló impedancia (2. ábra).



Ha a cső meredeksége Z katódimpedancia esetén S' , $Z = 0$ esetén S , akkor

$$S' = \frac{S}{1 + aSZ} \quad (1)$$

illetve a meredekség abszolút értéke:

$$|S'| = \sqrt{S \frac{1 + \omega^2 C^2 R^2}{(1 + aRS)^2 + \omega^2 C^2 R^2}} \quad (2)$$

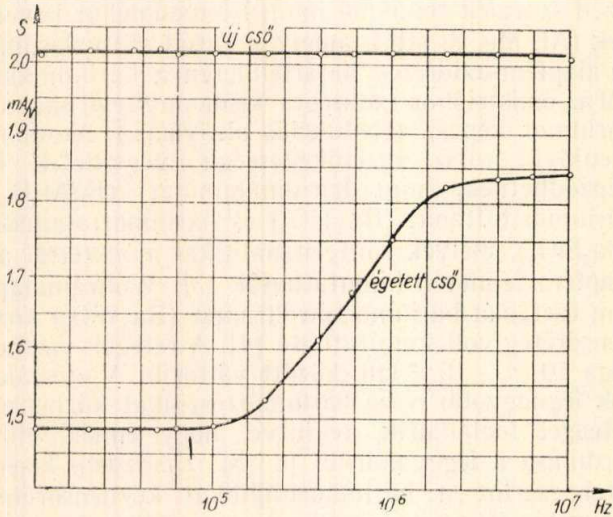
ahol a a katódáram és anódáram viszonya. A (2.) alapján három frekvencián végzett meredekségméréssel S , R , és C értéke meghatározható. A frekvenciák megválasztása célszerűen úgy történik, hogy az egyiknél $Z = 0$ legyen ($f \geq 10$ Mc/s), majd $Z = R$ legyen ($f \leq 10$ kc/s) és végül Z az ohmikus és kapacitív tag ellenállásának legyen az eredője. Raudorf 5000 óra égetés után 20–30 ohmos ellenállásokat és 20 – 22 · 10³ pF-os kapacitásokat talált a vizsgált csöveken. Elmélete szerint a közbenső réteg az oxidréteg és alapfém rossz érintkezésének a következménye. Elfogadottabb nézet szerint a közbenső réteg kémiai

úton jön létre [2]. Az oxidkatód aktiválásának megkönnyítésére az alapfém anyagához néhány tízed százalék redukáló hatású fémadalékokat kevernek (Al, Mg, Si stb.), amely a katód aktiválásánál az alapfém-oxidréteg határfelületen a báriumoxidból az emisszióhoz szükséges kismennyiségű szabad báriumot képezi. (Redukciós aktiválás.) Azonban ezenkívül rossz vezetőképességű vegyületek is képződhetnek, mint báriumaluminát ($BaAl_2O_4$), báriumtitanát (Ba_2TiO_4) és báriumortosilikát (Ba_2SiO_4), melyek röntgenanalitikai módszerrel az alapfém felületén kimutathatók [3]. Wolfrámalapfém esetében báriumortowolframát (Ba_3WO_6) közbensőréteg volt kimutatható [4]. A rétegek vastagsága 10⁻⁵ – 10⁻³ cm. között változik. A vizsgálatok legnagyobb része báriumortosilikát közbensőréteggel foglalkozik, tekintve, hogy ennek előfordulása a leggyakoribb [6–8]. Eisenstein kísérletei szerint a báriumortosilikát közbensőréteg n -típusú félvezető, melynek vezetőképessége a donorként szereplő feles bárium koncentrációjától függ. Az ellenállása üzemi katódhőmérsékleten általában 10⁴–10⁵-szerese az aktivált emittáló rétegenek és olyan nagy értékű, hogy dióda esetében sokszor az anód feszültséggel, egyébként pedig a rácselőfeszültséggel összemérhető feszültség esik rajta. Ebből kifolyólag nemcsak a meredekség, hanem az anódáram is csökken. Mint azt Wright [9] és mások is kimutatták, egyenirányító hatása van és a katód emissziós árama a záróirányban folyik. Ezért a közbensőrétegen eső feszültség az anódárammal a lineárisnál erősebben nő az R tag nem ohmikus karakterisztikája miatt. Így előfordulhat, hogy a közbensőréteg ellenállása anyagának fajlagos ellenállásából számíthatónak a sokszorosa.

A hazai hosszú élettartamú csövek fejlesztése keretében tanulmányoztuk a közbensőréteget közvetett fűtésű, nikkel alapfemes oxidkatódájú közep-frekvenciás pentódákon. A továbbiakban néhány tapasztalatot ismertetünk, melyeket a vizsgálatok folyamán szereztünk.

Mértük a szabványos gyári élettartamvizsgálaton keresztülment csövek meredekségét különböző frekvenciákon. A mérést 10 kc/s és 10 Mc/s között hajtottuk végre. Megállapítottuk, hogy égetés előtt a cső meredeksége az említett frekvenciatartományban állandó, égetés után pedig az alacsonyabb frekvenciák felé csökken. A 3. ábra egy tipikus esetet mutat be. Az ábrán látható, hogy egy bizonyos frekvencia alatt a meredekség állandó, úgyszintén egy bizonyos frekvencia felett, de itt sem éri el az égetés előtti értéket. A görbék három pontjából meghatároztuk az R és C értéket. A három pontot célszerűen úgy választottuk meg, hogy az egyik a görbe alsó egyenes részén, a második a görbe felső egyenes részén, a harmadik pedig a görbe meredek részén fekszen.

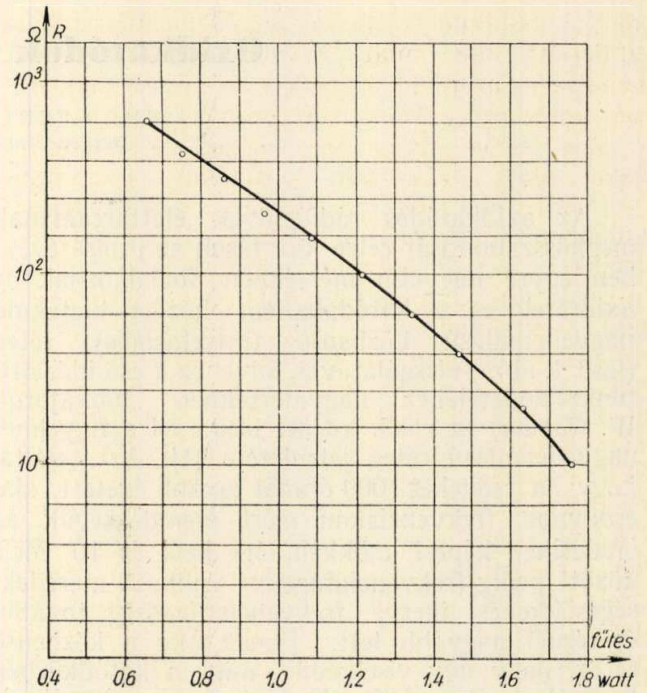
A közbensőrétég ellenállásának és kapacitásának gyorsabb meghatározására később egy kompenzációs meredekségmérésen alapuló eljárást használtunk, melynél három frekvenciát használva, R és C értéke egy potenciométeren, ill. mérőkondezátoron közvetlen leolvasható volt (10). A méréseket mindkét eljárásnál állandó anódáram mellett hajtottuk végre, ügyelve arra, hogy a fűtő-



3. ábra

feszültség mérés alatt ne változzék. Utóbbi azért fontos, mert az ellenállás erősen változik a katódhőfokkal. A 4. ábra mutatja a közbensőrétég ellenállását a fűtőteljesítmény függvényében.

A közbensőrétég kimutatása céljából végül egy harmadik eljárást is alkalmaztunk, mely a degeneratív erősítő elvén alapszik [5]. Ha egy cső első rácsára egy négyszögimpulzust adunk és oszcilloszkóp segítségével az impulzust az anódeellenálláson megfigyeljük, akkor közbensőrétég jelenléte esetében az anódeellenálláson egy degenerált impulzus figyelhető meg, jó cső esetén pedig a rácsra adott eredeti impulzusforma. Az impulzus elején ugyanis a közbensőrétég okozta fel nem töltött kapacitás a katódkörben képzelhető ellenállást rövidre zárja, majd az impulzus folyamán a kapacitás feltöltődése az ellenállást folyamatosan beiktatja, miáltal az anódáram csökken. Az 5/a ábra jó cső esetén mutatja az impulzust, az 5/b ábra közbensőréteges csőnél, 5/c ábra ugyanannál a

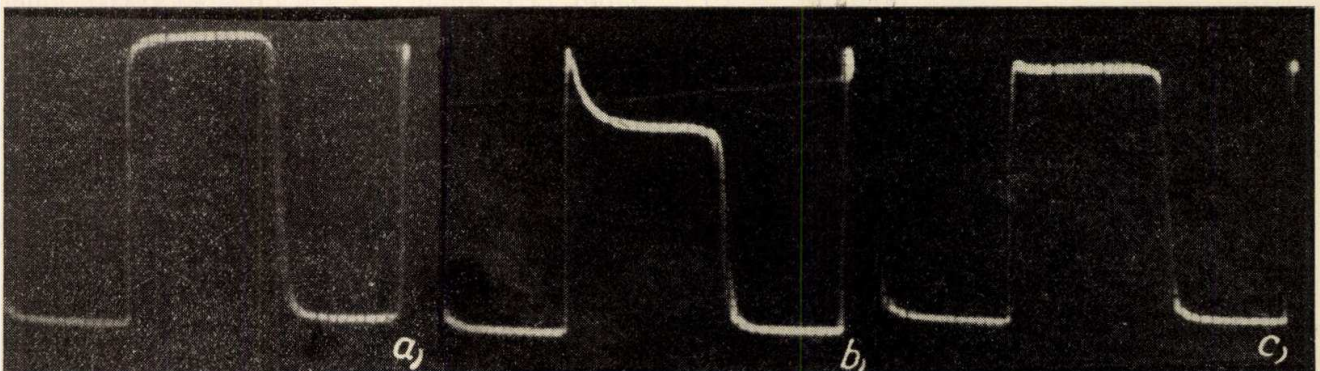


4. ábra

csőnél túlfűtés esetén. Látható, hogy ilyenkor a rétegellenállás gyakorlatilag eltűnik. Azokon a csőveken, amelyek közbenső rétegellenállást mérni lehetett, minden esetben impulzustorzítást is találtunk.

A méréseknél néhány száz óra égetése után általában találtunk rétegellenállást. Ez ugyanazon sorozatokon belül is erősen szórt. Értéke 20—400 ohm volt. A kapacitások 800—10 000 pF között változtak. Általában kisebb ellenállás esetén nagyobb kapacitást találtunk és megfordítva. Égetés közben, mikor a rétegellenállás nőtt, a kapacitás csökkent, úgyhogy az időállandó nem változott, nagyságrendileg 1 μ sec volt. Mint arra még alább visszatérünk, ez még nem bizonyítja azt, hogy az ellenállás növekedése pusztán a réteg vastagodásának a következménye.

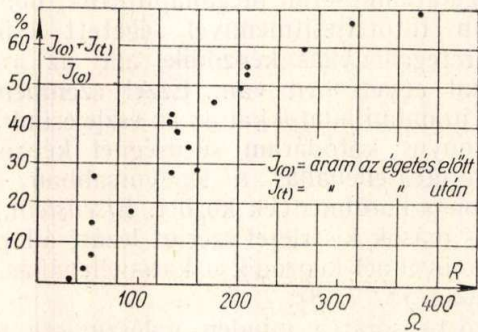
A 3. ábra azt mutatja, hogy a cső meredeksége az élettartamvizsgálat előtt 10 kc és 10 Mc között állandó, élettartamvizsgálat után pedig frekvenciafüggő. Az a tény, hogy a cső meredeksége 10 Mc-nál sem éri el az égetés előtti értéket, arra enged következtetni, hogy a statikus munkapont a katód-



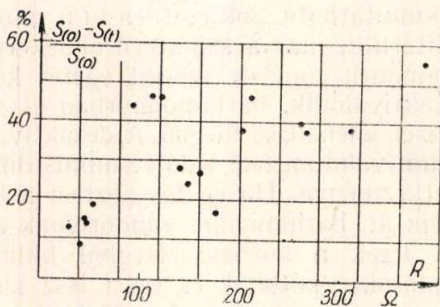
5. ábra

körben kialakult közbenső réteg ellenállása miatt eltolódott, ami miatt a meredekség csökkent. Lehetséges azonban, hogy a meredekségcsökkenéshez katódmérgezés is hozzájárult.

A 6a és 6b ábrák mutatják az élettartamvizsgálat alatt tapasztalt százalékos csúcsáram, — illetve meredekségcsökkenés — összefüggését különböző csöveknél a közbensőréteg ellenállásértékkel. Látható, hogy az összefüggés egyértelmű. Mivel a csúcsárammérés dióda kapcsolásban történt, viszonylag magas anódfeszültséggel, a csőegyedek különböző kontaktpotenciáljai nem zavarhatnak. A viszonylag csekély szórás csőgeometriai okokra vezethető vissza. Kb. 250 ohmig lineárisnak mondható összefüggés látható a csúcsáramcsökkenés és az ellenállás között, magasabb ellenállásértéknél elhajlás mutatkozik az abszcissa felé, amihez valószínűleg az ellenállásnak már említett nem ohmikus karakterisztikája is hozzájárul. A meredekségcsökkenés és az ellenállás közti összefüggésnél nagyobbak a szórások, ami a kontaktpotenciál befolyásának tulajdonítható. A 6a és 6b ábrán felvett csövek többszáz órán át munkaponti terheléssel égtek.

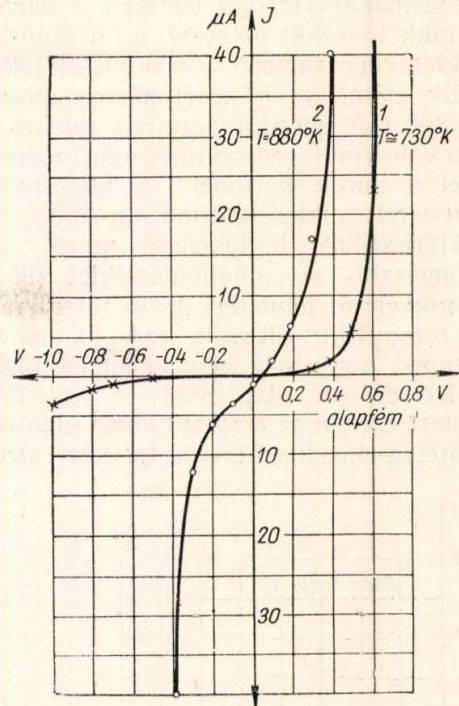


6a ábra



6b ábra

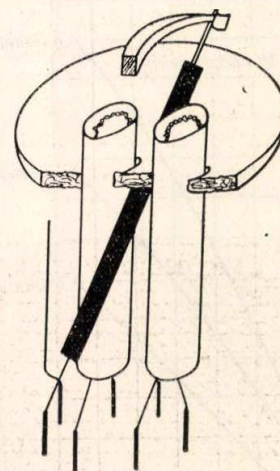
Megkíséreltük a közbensőrétegeket közvetlenül is kimutatni a katódfelületen. E célból katódelállásos csöveket felboncoltunk és eltávolítottuk a katódfelületről az emittálóréteget, mely alatt egy szürke réteg vált láthatóvá. A rétegre nikkelt szalagot tekeresztünk és a katódcsövet új fűtőtesttel ellátva beferrasztottuk egy csőbe, melyet leszívtünk. A getterezést úgy hajtottuk végre, hogy ne kerüljön bárium a katódcsőre. Az így készült kísérleti csövön megállapítottuk, hogy a réteg csak felfűtött állapotban vezet. 730 K⁰-nál felvettük az áramerősség-feszültség karakterisztikát (7. ábra, 1. görbe), mely azt mutatja, hogy a rétegnek egyenirányító jellege van. 880 K⁰-nál az egyenirányító jelleg eltűnik (2. görbe), a karakterisztika



7. ábra

az origóra szimmetrikus. (A magasabb hőmérséklethez tartozó görbe valamivel az origó alatt metszi az áramerősség tengelyt, aminek oka a fém-félvezető érintkezésnél fellépő termofeszültség.) Az a tény, hogy a réteg pozitív alapfém esetén enged át, azt mutatja, hogy *n*-típusú félvezető. Az ezzel a módszerrel kapott ellenállások még nyitó irányban is nagyságrendekkel nagyobbak az ép katódon az eredeti csőben mért közbensőréteg ellenállásoknál, amit megmagyaráz az, hogy ez a réteg a levegőn dezaktiválódik.

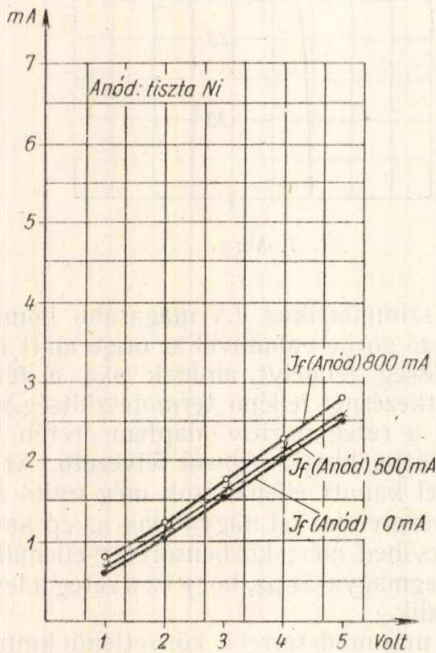
Sikerült más módszerrel is közvetlenül kimutatni a közbensőréteget a nikkelt felületen és igazolni félvezető jellegét. Az emittálórétegtől megfosztott katódot egy közvetlenfűtésű oxidkatóddal szemben



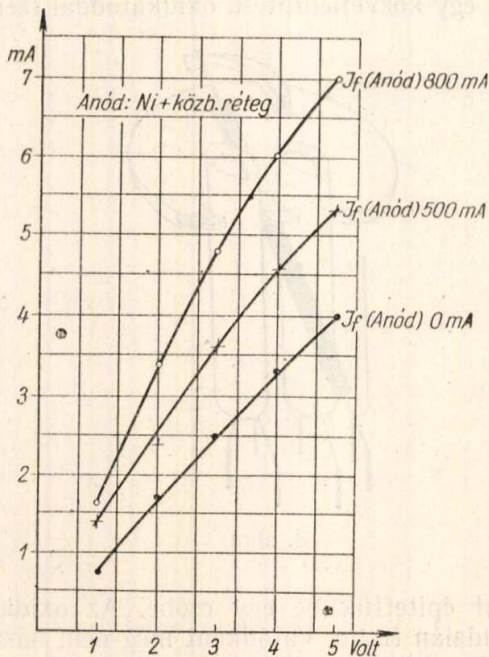
8. ábra

anódként építettük be egy csőbe. Az oxidkatód másik oldalán tiszta, katódként még nem használt nikkelt-cső-anód volt. Mindkét anódot fűtőtesttel láttuk el (8. ábra) és anódaáram-anódfeszültség

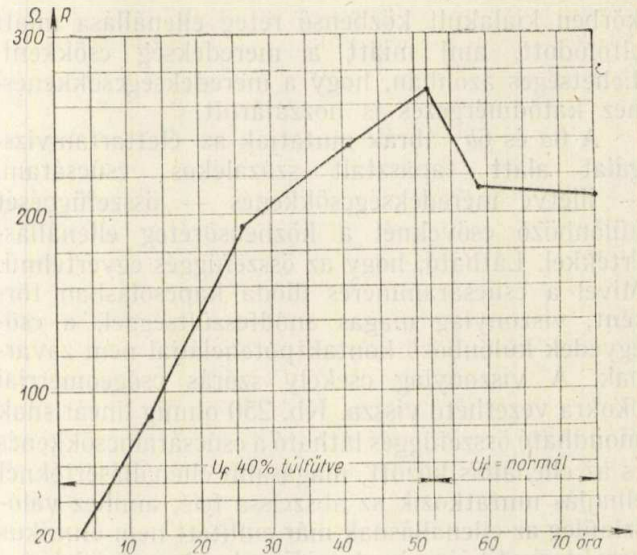
karakterisztikákat vettünk fel ezen a csövön. Ha a tiszta nikkelső volt az anód, a különböző anód-hőmérsékletekhez tartozó karakterisztikák majdnem fedik egymást és közel párhuzamosak (9a) ábra. A 800 mA anódfűtőáramhoz tartozó karakterisztika valószínűleg visszafűtés miatt meredekebb valamivel a másik kettőnél. A közbensőréteges csőből kiserelt nikkelső-anód használata esetén a karakterisztikák hajlásszöge annál nagyobb minél magasabb az anódhőmérséklet (9b ábra), ami a nikkelső felületén levő réteg félvezető jellegét bizonyítja. Sikerült ezzel a módszerrel kimutatnunk, hogy még nem ageingelt (öregített) csövek katódjának alapfémén is van félvezető réteg, holott ezeken az eredeti csőben nem tudtunk közbensőréteg-ellenállást mérni. Itt már a szivattyú-



9a ábra



9b ábra



10. ábra

zásnál képződött a közbensőréteg, mely annyira aktív állapotban volt, hogy nem volt mérhető ellenállása.

Vizsgálataink során megállapítottuk, hogy alacsonyabb fűtőtéljesítménnyel égetett csöveken kisebb rétegellenállás képződik, ami az irodalmi adatokkal egyezésben van. Ezzel szemben nem egyezik irodalmi adatokkal az az észlelésünk, hogy egy bizonyos katódáram sűrűségénél képződik a közbensőréteg-ellenállás a leggyorsabban egyébként azonos körülmények között. Eisenstein, Weymouth és mások kísérletei szerint lezárt állapotban égetett csöveknél képződik a katódelőellenállás a leggyorsabban [5, 7, 8].

A közbensőréteg minden valószínűség szerint előbb kialakul, mint az a csőben katódelőellenállásméréssel kimutatható. Sok esetben ki is mutatható, mint említettük, már a szivattyúról lekerülő csőben. Weymouth elmélete szerint égetés közben a réteg dezaktiválódik, báriumdonorban elszegényedik — ezzel ellenállása megnő. A dezaktiválódás a feles bárium vákuum felé való termikus diffúziójának következménye. Ha égetés közben a katódon áram folyik át, báriumionok vándorolnak az alapfém felé. Ezek a közbensőrétegből kidiffundáló báriumdonorokat pótolják és ezért lesz kisebb az ellenállása, mint lezárt állapotban történő égetésnél.

Hogy az égetés során valóban nem a réteg vastagodása miatt növekszik az ellenállás, bizonyítja az a kísérletünk, melynek során csöveket egy ideig 40%-os túlfűtéssel égettünk, majd az égetést üzemi hőfokon folytattuk. A katódelőellenállás kezdetben nőtt, az alacsonyabb fűtőfeszültségre való égetésre áttérve lecsökkent (10. ábra). Az alacsonyabb katódhőmérsékletnek ugyanis a katódban olyan feles báriumeloszlás felel meg, hogy az alapfémhez közelebb, tehát a közbensőrétegben a feles báriumkoncentráció nagyobb mint magasabb katódhőmérséklet esetén. Emiatt csökken le feltehetőleg a rétegellenállás.

Égetés alatt a közbensőréteg ellenállásának növekedését mérgeződés is okozhatja. Alapfémén átdiffundáló oxigén mérgező és ezzel közbensőréteg-

ellenállás növelő hatását már megfigyelték [11]. Elképzelhető, hogy a vákuum felőli katódmergezés a közbensőrétég is kiterjedhet és így a csőben levő maradékgáznak és a terhelt elektródákból felszabaduló gáznak is szerepe van a rétegellenállás növekedésénél.

Összefoglalva tehát: a cső frekvenciafüggő mereedségét okozó katódimpedancia az oxid-réteg és alapfém között elhelyezkedő jól definált, vékony félvezető réteg eredménye. Ennek anyaga minden valószínűség szerint báriumortosilikát. Képződése sokszor már a szivattyún vagy az aktíválásnál, de mindenesetre a cső élettartamának az elején történik. Az ellenállás növekedését a réteg termikus diffúzió és mérgeződés miatti donorkonzentráció-csökkenése és ezzel dezaktiválódása okozza.

Az említett feltevések bizonyítására, valamint a közbenső réteg káros hatásának kiküszöbölésére további vizsgálatok vannak folyamatban.

IRODALOM

- [1] Raudorf, Wireless Eng. 26 (1949) 331.
- [2] Eisenstein, Advances in Electronics I. Academic Press Inc. New-York 1948.
- [3] Rooksby, Nature 159 (1947) 609.
- [4] Rooksby, Nature 158 (1946) 548.
- [5] Eisenstein, J. Appl. Phys. 22 (1951) 138.
- [6] Eisenstein, J. Appl. Phys. 20 (1949) 776.
- [7] Waymouth, J. Appl. Phys. 22 (1951) 80.
- [8] Child, Post Off. Elect. Eng. 44 (1952) 176.
- [9] Wright, Proc. Roy. Soc. 190 (1947) 394.
- [10] Van der Ziel, J. Appl. Phys. 24 (1953) 496.
- [11] Wagener, Research 1952, 355.

Átvezetés- és korróziómentes forrasztás

KARDOS FERENC dr.

Jó elektromos kontaktusok biztosítása a híradástechnikai ipar egyik legfontosabb problémája. Gyakorlatilag fémes vezetők érintkezéséről van szó, melyek esetében akkor beszélhetünk »jó« kontaktusról, ha az érintkezési helyen az átmeneti ellenállás zérus vagy legalábbis elhanyagolhatóan kicsi. Megoldás háromféle van: a klasszikus hegesztés és forrasztás és a legújabbban alkalmazott préseles. A hegesztési eljárás csak speciális esetekben alkalmazható, a préseles pedig nem minden oldalról tanulmányozott úgy, hogy az iparban a forrasztás van legjobban elterjedve. Célunk volt olyan forrasztási eljárás, de főként olyan forrasztóanyag kikeresése, mely a jó kontaktus biztosítását forrasztási eljárással teszi lehetővé, azonkívül káros utó- és mellékhatásai nincsenek és az eljárás automatizálható is. Miután üzemi módszer kidolgozása volt a feladat, szem előtt kellett tartani bérezési, anyagbeszerzési és munkavédelmi körülményeket is.

Nézzük meg először, mik azok az utó- és mellékhatások, melyek különleges feladattá teszik a megoldást? A forrasztott kontaktussal bíró alkatrész vagy késztermék raktárra kerül, ahol napokig, esetleg hónapokig tárol éppen azért, hogy az esetleges rejtett hibák ott táródjanak elő és ne a fogyasztónál. Az ilyen hevertető raktár levegője általában nem azonos az üzemeltetés közben jelenlévő levegővel, hanem annál — korróziós szempontból —, jobb vagy rosszabb. Általában a raktár levegője rosszabb, mint az üzemeltető levegő, mégpedig azért, mert a raktárak tele lehetnek kén-tartalmú csomagoló papirossal és a gyári környezet egyéb korrodáló gázaival (savak gőzei stb.). Az ilyen környezet hamarosan előtárja a forrasztáskor elindított, de még nem látható, selejtes árut eredményező latens korróziós behatásokat.

Forrasztáskor ugyanis kémiai és fizikai folyamatok játszódnak le, melyeknek folyamán olyan nem kívánatos mellékreakciók is előadódhatnak, melyek ezeket a hibákat okozzák. A kémiai és

fizikai folyamatokban részt vesznek mindazok az anyagok, melyek a forrasztás pillanatában jelen vannak: a forrasztandó fémek felülete, a forrasztóanyag és a dekapirozó anyag. Lánggal való forrasztásnál nem hanyagolható el a meleget adó gáz égéstermék sem. A forrasztandó fémek a híradástechnikában a sárga és vörösréz, a nikkel stb. és a valamilyen korrózióvédő réteggel (cink, cadmium) bevont vas lehetnek. Alumínium forrasztására a következőkben leírt eljárás nem felel meg. A forrasztóanyag ón-ólom ötvözet, melynek százalékos összetételét műszaki és gazdasági körülmények oly módon szabják meg, hogy az óntartalom általában 15 és 67% között változik. Minél alacsonyabb az óntartalom, annál olcsóbb a forrasztóanyag, viszont annál magasabb az olvadási hőmérséklete. Az említett határok között az óntartalom 1%-os csökkenése cca 20°C emelkedést jelent olvadáspont szempontjából. Ha figyelembe vesszük azt, hogy a 67%-ónt tartalmazó forrasztóanyag olvadási pontja 180°C, könnyen kiszámítható, hogy a 33%-osé cca 250°C. Ilyen magas hőfokot nem mindenütt lehet forrasztásra használni, nemcsak a magas hőfok kellemetlen alkalmazhatósága miatt, hanem azért is, mert a forrasztási hőfok szigorú összefüggésben van a dekapirozó anyag fizikai állandóival is.

Ezek előrebocsátása után rátérhetünk a dekapirozó anyagra, a forrasztás talán leglényegesebb anyagára, melynek helyes megválasztása és alkalmazása révén sikerült a forrasztást korrózió- és átvezetésmentessé fejleszteni. A felületek összeforradás előtti tisztítását egy kémiai anyag végzi el: a dekapirozó anyag. A forrasztás hőmérsékletén ennek az anyagnak oldania kell a fémek felületén levő szennyeződések, mint pl. a megmunkáláskor ottmaradt zsiradékot, vagy a megmunkálás és felhasználás közötti időben keletkezett oxid, hidroxid, carbonát, szulfid stb. hárttyát. A dekapirozó anyagnak továbbá folyékony állapotban kell jelen lennie a forrasztáskor, hogy a megolvadó forrasztóanyag felületén adszorbe-

álódva, annak felületi feszültségét csökkentse és a szilárd fém megnedvesítését a megolvadt fém által ilymódon lehetővé téve: a forrasztóanyag könnyen szétfusson a szilárd fém felületén. (A mindennapi életből vett hasonlat: olajos felületet vízzel nem tudunk megmosni, de ha dekapírozó anyagul szappant használunk, mely emulálja az olajat és csökkenti a víz felületi feszültségét: a mosás könnyen sikerül.) Az előzőkből érthető, hogy a forrasztóanyag olvadáspontjának és a dekapírozó anyag olvadáspontjának egymáshoz közel kell lennie.

Ismert dekapírozó anyagok: a cinkklorid oldat, az ammonklorid oldat (szalmiáksó) és a gyanta, kevésbé ismertek a foszforsav és az ammoniumfoszfát oldat. A cinkklorid oldat kémiailag savanyú kémhatású, tehát tisztítja a fém felületeket, azonkívül igen jól oldódik vízben és így tág hőmérsékleti intervallumban tud jelen lenni a forrasztáskor, elannyira, hogy forrasztás után is ott marad el nem bomlott része, ami egyrészt erős korróziós lehetőségeket nyújt, másrészt elektrolitikus diszszociációja révén átvezetést okoz a közös szigetelőanyagba erősített egyéb érintkezők felé. Bár a legerélyesebb dekapírozó anyag, a híradástechnikai ipar mégsem használhatja. Az ammonklorid, foszforsav, ammoniumfoszfát és más hasonló szerkezetű anorganikus anyagok dekapírozó hatása hasonló elvek szerint magyarázható: a forrasztás hőmérsékletén olyan állapotban vannak vagy olyan komponensekre bomlanak, melyek tisztítják a fémfelületet és olvadáspontjuk, bomláshőmérsékletük, vagy forráspontjuk elég magas ahhoz, hogy jelen legyenek a forrasztóanyag megömlések. Miután mind elektrolitok, nem adnak átvezetésmentes forrasztást, ahol tehát ez lényeges követelmény (telefonía, rádiótechnika stb.) ott ab ovo nem használhatók. Világítástechnikai forrasztásoknál néhány ritka esetet kivéve (Swan-fej!) nem követelmény az átvezetésmentesség, a szalmiáksós (vagy hasonló) forrasztás azonban mégsem elégíti ki a haladó követelményeket.

Lámpagyártó automatagépeken ugyanis a forrasztandó fémek olyan meleg állapotban kerülnek forrasztásra, hogy a forrasztóanyag kevés melegítéssel vagy esetleg melegítés nélkül, pusztán az érintkezéskor átvett hőtől megolvad. Ilyen magas hőmérsékletű felületek dekapírozásakor — sárgaréz esetében — egy érdekes elektrokémiai folyamat játszódik le. A dekapírozó anyag pl. szalmiáksó oldat elbontásakor a sárgaréz egyrésze mint réz és cinksó oldatba megy. A melegítéskor keletkezett vízgőz, sósav és ammonia a környező, kevésbé meleg sárgarézfelületre lecsapódik. A réznél elektropozitívabb sárgaréz a felületről oldatba megy és az elektropozitívabb rész, különösen az adott magas hőmérsékleten, mint finom vörösréz-bevonat csapódik ki a sárgaréz felületére. A kicsapódott finom eloszlású vörösréz azonnal észrevehető foltot okoz, de raktározáskor éppen finom eloszlása miatt, akár oxidáció, akár sulfidosodás miatt megfeketedhet. Mindkét jelenség — bár csak esztétikailag — az izzólámpát alacsonyabb értékűvé teszi.

A gyantás forrasztás sok előnyt mutat az előzőkkel szemben. A gyanta ugyanis sem önmagában,

sem oldatában (vízben nem is oldódik!) nem elektrolit, tehát korróziós és átvezetési bajoktól nem kell tartani. Dekapírozó hatása azonban lényegesen gyengébb. Melegítéskor a gyanta először megolvad, majd bomlani kezd. Bomláskor keletkező gyantasavak és redukáló bomlástermékek (aldehidek) végzik el a dekapírozást meglehetősen lassan. Ezért gyors előtolású automatagépen nem alkalmazható. A dekapírozóképeség gyengesége miatt általában előre ónozott felületeket célszerű készíteni, ugyanis ilyenkor csak a gyanta megnedvesítést (fel. feszültség csökkentését) elősegítő tulajdonságát kell használatba venni, míg a felülettisztító hatás, mint kevésbé lényeges, háttérbe szorulhat. A híradástechnikai ipar emiatt előszeretettel használja a gyantás forrasztást, bár automatizálni kevésbé sikerült.

Az eddigiekben szándékosan nem tettem különbséget az egyidejű és az előre dekapírozás között. A felsorolt anyagoknál ugyanis elvileg mindegy, hogy a dekapírozó anyagot előre rákenem a forrasztandó felületre és azután olvasztom rá a forrasztóanyagot, vagy pedig töltött forrasztóanyag segítségével egyidejűleg viszem fel. A carbamid, ez a kevésbé ismert dekapírozó anyag, különleges helyzetet foglal el és mint látni fogjuk, előnyösebben használható egyidejű felvitel segítségével.

A carbamid organikus vegyület. Sem ő maga, sem vizes oldata az elektromos áramot nem vezeti, korrozív hatása sem önmagának, sem bomlástermékeinek nincs. Eddig tehát rendelkezik a gyanta jótulajdonságaival. Olvadáspontja 133 C° . E fölött a hőmérséklet fölött bomlik, mégpedig az erősen dekapírozó tulajdonságú ammoniára és az ártalmatlan szénsavra. Mi történik tehát a carbamidos forrasztáskor? A carbamid először is megolvad és megnedvesíti a felületet. Ha gondoskodunk arról, hogy ugyanakkor jelen legyen a megolvadt forrasztóanyag is, úgy tökéletes forrasztást tudunk elérni. Korrozív maradék nincs, mert a bomlás egé zen az utolsó carbamidnyomok eltűnéséig, a forrasztóanyag megszilárdulása után is folytatódik, átvezetés úgy emiatt, mint a nem elektrolit mivolta miatt elvileg sem lehetséges. A dekapírozó anyag előzetes felvitele is megengedett, azonban megnehezíti e kedvező körülmények egyidejű jelenlétét. A carbamid egy sószerű, szilárd anyag. Előzetes felvitele csak vizes oldatban történhet. (Olvadékból, vagy szilárd alakban adagolni a bomlás miatt nem célszerű.) Hogy a carbamid az automatagép dekapírozási pozíciójától a forrasztóanyag adagoló pozíciójáig jelen maradjon — ami cca 8–10 mp. időt vesz igénybe — olyan oldatot kell alkalmaznunk, mely lassan forr el. Ezért szoktunk az előre adagolt dekapírozó anyaghoz (»forrasztóvíz«-hez) több-kevesebb glicerint is adni. Tapasztalatunk szerint azonban a glicerint jelenléte a tisztító hatást nem segíti elő, csupán a megolvadt fém felületi feszültségének csökkentésében van szerepe. Szalmiáksóval töltött forrasztóhuzalokba a tölthetőség technológiai elősegítése miatt tesznek glicerint. Carbamiddal azonban tudunk úgy tölteni, hogy ne kelljen se vizet, se glicerint használni segédanyagként. A töltés kétféleképpen történhet.

Az egyik — régebben használatos módszer — szerint a forrasztóanyagból port állítunk elő, hozzákeverünk 3—4%-nyi mennyiségben carbamidot és a porkeverékből pasztillát sajtolunk. A pasztillát tölcészerű páka segítségével visszük a forrasztandó helyre. Az így készített forrasztás az igényeket kielégíti, azonban az adagolás kvantumszerűsége miatt a különböző nagyságú felületek forrasztására nem alkalmas. Kiküszöbölhető ez a hátrány is, ha a carbamidot adalékanyagok nélkül forrasztóhuzalba töltjük. A forrasztóhuzal úgy készül, hogy a cca 130—140 °C-ra melegített forrasztóanyagot dűzsin átpréselik és egyidejűleg adagolják az ugyanerre a hőfokra előmelegített töltőanyagot. Ezért szükséges a szalmiáksós töltésnél a glicerint belekeverése. Carbamidot ezen a hőfokon lehet megolvasztott állapotban is adagolni és üzemszerűen gyártható 3—4% tiszta carbamiddal töltött forrasztóhuzal. A carbamid bomlás sebessége természetesen függ a hőfoktól. Tapasztalat szerint 250—260 °C-ot a megolvadt carbamid kibír anélkül, hogy a bomlás pillanatszerűen következne be. Ez viszont azt jelenti, hogy a forrasztóhuzal öntartalma 30%-ig is lecsökkenthető anélkül, hogy a forrasztás jóságára kihatással lenne, ami nagy gazdasági előny. A felületek előőnozása is elmaradhat.

A forrasztóhuzal készítésénél a bomlástermékek — eltekintve a kellemetlen szagtól — igen kellemetlenek, mert a töltet egyenletes elosztását a huzalban megbontják, a töltőanyagot helyenként

„kifújják” a huzalból. Cca 15% glicerint hozzáadva ezen a bajon is segít. A 85% carbamid + 15% glicerint keverék közönséges hőmérsékleten szilárd dermedéspontja azonban 1000 °C körül van. Ez azt jelenti tehát, hogy a huzal készítésénél nem szükséges a szűk 7—10 °C hőfok intervall betartani, hanem a technológiailag lényegesen könnyebb 40 °C-t. Az ilyen töltőanyag egyenletesen oszlik el a huzalban és így üzemi felhasználása biztonságosabb, a kevés glicerint pedig a dekapirozó hatást nem befolyásolja hátrányosan.

Gyantás és glicerintartalmú töltetek alkalmazása esetében ismert panasz, hogy a forrasztó dolgozó kezét befröcsköli a megolvadt dekapirozó anyag. A carbamidos töltetnél ez elmarad.

A fentiekben vázoltam azokat az eredményeket, melyeket az Egyesült Izzó laboratóriumában dolgoztunk ki és melyek a híradástechnikai ipar által megkövetelt forrasztási igényeket vannak hivatva kielégíteni. Természetesen a forrasztási feltételek, körülmények, lehetőségek igen sok változata közül nem mindegyikre próbáltuk ki az eljárást. De a kipróbált és bevált alkalmazási lehetőségekből arra lehet következtetni, hogy a tisztán carbamidos forrasztóhuzal alkalmazása jó irányt szab a helyes híradástechnikai forrasztási feladatok megoldása felé.

Munkámban sok segítséget kaptam Jeney (BHG) és Nun (Kábel és Sodronykötélgár) kartársaktól. Ezúton is köszönöm közreműködésüket.

Fémek, szigetelőanyagok ragasztása és a ragasztás alkalmazása a híradástechnikában II.

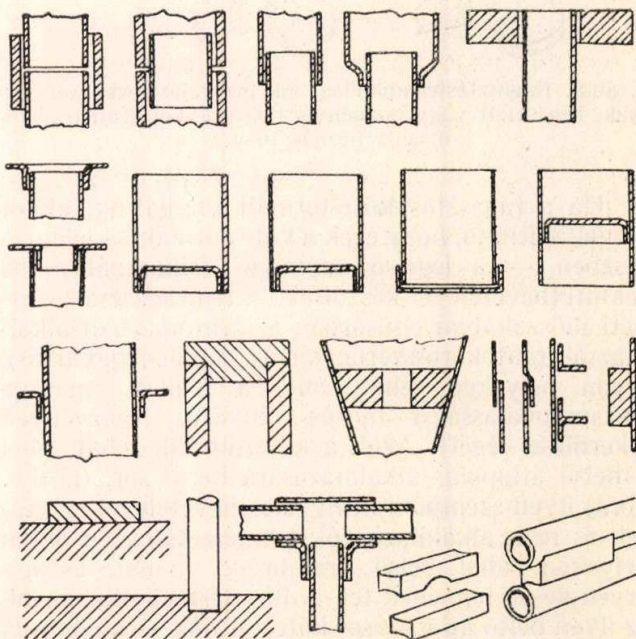
BORSODI LÓRÁNT dr.
Távközlési Kutató Intézet

A ragasztásnál alkalmazott kötésformák vizsgálatánál abból a tényből kell kiindulni, hogy a ragasztással voltaképpen a forrasztást kívánjuk pótolni, illetőleg csak ritka esetekben kerül olyan ragasztási kötés kialakítására, amely hegesztést helyettesít.

Ha összehasonlítjuk a ragasztástechnológiailag helyes kötésformákat a kemény és lágy forrasztásnál alkalmazandó kötési típusokkal, akkor a következőket tapasztaljuk:

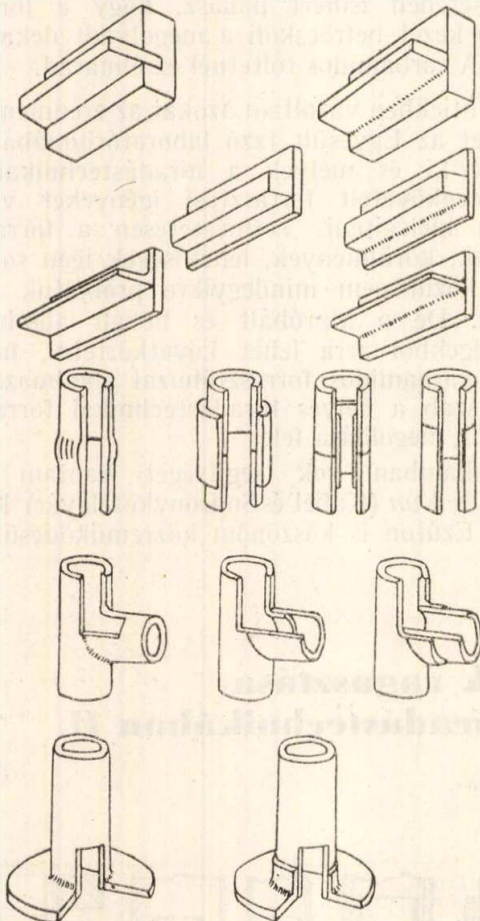
1. Sem a ragasztásnál, sem a forrasztásnál nem alkalmazható a tompa kötés V varrattal kiképezve. A túlnagy hézag miatt a ragasztófilm nem ad megfelelő kohéziót. A keményforrasztásnál a túlnagy hézag alkalmazása azért nem engedhető meg, mert a kapilláris behatolás nem lehet eléggé hatékony. A tompakötés helyes kiképzésének módját a kemény forrasztástól vette át a ragasztási technológia.

2. A ragasztási technológiában leggyakrabban alkalmazott kötéstípus az átlapolt kötés, a forrasztási technikában legtöbb esetben kielégítő eredményre vezet.



5. ábra. Ragasztástechnikailag helyes kötésformák

3. A keményforrasztás is teljesen elveti a T kötés alkalmazását, mert ez a forrasztás részére csak annyi felületet biztosít, mint amennyi az anyag vastagsága. A forrasztásban lehetséges kétoldali erősebb felrakással nagyobb tartósságot biztosítani, ezt a technológiát azonban általában nem javasolják, mert az anyagfelhasználás nem áll arányban az elérhető kötési szilárdságnövekedéssel. Helyette peremes kivitelezést javasol a keményforrasztási technika, olyan megoldást, amelyre például az 5. ábrán mi is megadunk, mint ragasztástechnológiailag helyes kötési formát.



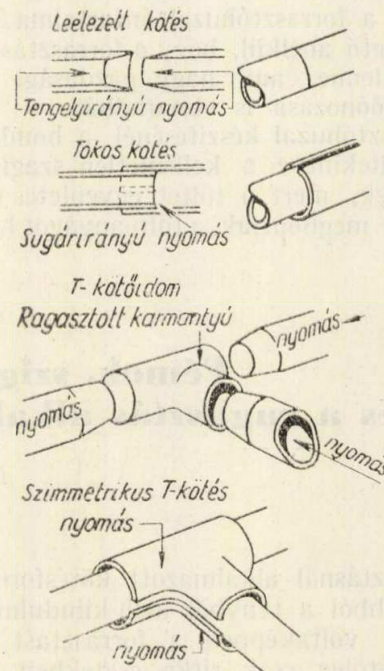
6. ábra. Ragasztástechnikailag jól megválasztott kötési formák, hegesztett vagy keményforrasztott kötéseknek alkalmazott formák helyett

Ha a ragasztás kötési formáit vizsgáljuk, akkor megállapítható, hogy ezek a kötési formák — jelentős részben — a legelső nagyipari felhasználási cél tekintetbevételével készültek. A fémragasztást kezdeti időszakában elsősorban a járműiparban alkalmazták (autokarosszériagyártás, repülőgépgyártás), olyan helyeken tehát, ahol a felület simasága (»áramvonalasság«) fontos tényező, légörvények elkerülése végett. Azok a kötési formák tehát, ahol a belső átlapolás alkalmazására kerül sor, (lásd 6. ábra) ilyen szempontok figyelembevételével készültek és nem alkalmazhatók természetesen olyan helyeken, ahol belső áramlások vannak és így örvénylések lépnének fel. A híradástechnikában pl. az ilyen belső átlapolásos kötési formák — különösen a mikrohullámú technikában — káros reflexiókat okoznak és alkalmazásuk ezért nem javasolható.

4. Csövek kötésénél a perem meghosszabbított része megkönnyíti és hatékonyabbá teszi a keményforrasztás végrehajtását, azért, mert így a csőnek csak kisebbik részét kell felmelegíteni. A forrasztási folyamat is könnyebben ellenőrizhető peremes megoldással. Hasonló szempontok tették szükségessé a ragasztási technológiában is a peremes kötések alkalmazását, melyre két megoldás van, — mint ahogy a 6. és 7. ábra mutatja — belső és külső átlapolással, attól függően, hogy a felhasználási cél melyik kivitelt indokolja.

5. A ragasztásnál olyan kötési formák kialakítására is sor kerülhet, amelyet sem a hegesztés, sem a forrasztás nem alkalmazhat, mert a belső darabok behelyezésénél nincs meg a lehetőség hegesztő vagy forrasztóláng alkalmazására (lásd 5. ábra).

6. A ragasztástechnikailag helyes kötési formák között található olyanok is, ahol vékonyfalú csöveknek vagy vékony lemezeknek a kötése alakítható ki vastag, tehát nagy hőkapacitású lemezekkel, csövekkel. Ilyen kötéseknek hegesz-



7. ábra. Ragasztott kötések kivitelezése csöveknél

téssel vagy forrasztással való kialakítása nagy gyakorlatot kíván és még így is komoly selejtveszélyt rejt magában a vékonyfalú tárgyak elégtelen veszélye miatt. A ragasztásnál alkalmazandó alacsony hőfok azonban ilyen problémákat nem vet fel.

A ragasztással elérhető kötési szilárdságot befolyásoló tényezők

A ragasztott kötést az alábbi tényezők befolyásolják:

- A ragasztás felülete (szélesség, átlapolás).
- A ragasztandó tárgyak mechanikai szilárdsága.
- A ragasztóréteg vastagsága.

d) A kötést kialakító tényezők (felület előkezelés, kikeményítési hőfok, hőközlési idő, nyomás stb.).

A ragasztási felület növelésével a maximális szakító erő növekszik. Ez a növekedés — lemezek ragasztása esetén — a lemez szélességével lineárisan nő, 20—25 mm fölött. Átlapolás növelésével a szakítóerő csak igen kis átlapolások esetén növekszik arányosan. Az átlapolás további növelése esetén a szakítóerő növekszik ugyan, de a fém és a ragasztó nyúlásának különbségéből eredő feszültség miatt, ez a növekedés nem arányos.

A nyíró szilárdság független a felület nagyságától, minthogy a maximális szakító erő és a felület hányadosa. A nyíró szilárdság azonban az átlapolás növekedésével csökken, amit a ragasztási kötések megtervezésénél feltétlenül figyelembe kell venni.

A ragasztandó tárgyak mechanikai szilárdságának növelése a ragasztott kötés szilárdságának növelésével jár együtt. Ez a tény annyit jelent, hogy azonos körülmények között 99,5% Al ragasztása esetén az elérhető optimális ragasztási szilárdság lényegesen (25—40%-kal) kisebb, mint ugyanolyan körülmények között duralumíniumnál elérhető kötési szilárdság. A lemezvastagság is növeli a kötés nyíró szilárdságát. A lemezvastagság növelésének határt szab az a körülmény, hogy nagyobb lemezvastagság esetén a fém, vagy ötvözet teljes szilárdságát csak az átlapolás igen nagymérvű emelésével lehetne elérni. Ezért gyakorlatban 4 mm-nél vastagabb lemezek ragasztására nem szokott sor kerülni.

A ragasztóréteg vastagságának növelésével a kötészilárdság általában csökken mindaddig, míg a kikeményített ragasztóréteg saját szilárdságával nem válik egyenlővé. Ily módon csupán a ragasztó anyag saját kohéziós ereje érvényesül, amely mindig lényegesen kisebb, mint a kohéziós és adhéziós erő együttesen. Az optimális rétegvastagság ragasztófajtánként változó, átlagban 100—150 mikron közötti értékű. Számos elmélet foglalja közük a fentiekben vázolt ténnyel és ezek közül a legmegfelelőbb magyarázatot a molekulák orientációján alapuló elmélet adja. A molekulák u. i. a szilárd anyag (fém, szigetelő) felületéhez közel maximális orientációt mutatnak és ez az orientáció, amely hasonlít a víz felületén, a zsírsav molekuláknál megfigyelt orientációhoz, a fémfelülettől távolodva mindinkább csökken. Ismeretes az a tény, hogy minden műanyag mechanikai szilárdsága a molekulák orientációjának mértékével növekszik, így a ragasztófilm és a ragasztandó anyag közötti kötést az orientált molekulájú műanyag biztosítja. Ez a kötése erősség sokkal nagyobb, mint a ragasztóanyagból készült film kohéziós ereje.

Egyes ragasztótípusokkal kialakított kötés szilárdsága nem olyan érzékeny a ragasztóréteg vastagságára. Vannak olyan ragasztóanyagok, amelyek egyúttal kiöntő, beágyazó masszaként is felhasználást nyernek, így ezekből megfelelő szilárdságú vastag réteg készíthető. Ilyen a Plastikator 32-ből készült ragasztó, továbbá egyes Araldit fajták. Általánosságban azonban mindig figyelemmel kell lenni, hogy csak olyan felületeket

ragasszunk össze, ahol a két felület teljesen síma és egyenletes, mert csak így biztosítható a ragasztóréteg egyenletes vékonysága.

Ragasztott kötés vizsgálata

Tekintettel arra, hogy a ragasztási technológiai bevezetése a dolog újdonsága miatt mindenütt bizalmatlanságba ütközik, szükséges olyan módszerek meghatározása, mellyel a ragasztott kötés minőségének megállapítása lehetővé válik. A szokványosan alkalmazott vizsgálati módszerek mind roncsolásos vizsgálatok és nem vezetnek eredményre azok a kísérletek, — mind a mai napig — melyek megbízható, roncsolásmentes vizsgálatot biztosítanának.

Bizonyos ellenőrzést tesz lehetővé a kötés kialakulását, a kémiai reakció lefolyását jelző elszíneződés. További vizsgálat a ragasztandó felületek esetleges elcsúszásának ellenőrzése, tehát olyan vizsgálat, mely méret ellenőrzést jelent. Ez a két kvalitatív vizsgálat természetesen nem nyújthat biztosítékot a kötés szilárdságára. Ezért az alábbi vizsgálatok végzése szükséges a ragasztás minőségének meghatározásához: nyírószilárdság meghatározás, szakítószilárdság meghatározás, kifáradási határ vizsgálata, öregedés vizsgálata, hőállóság vizsgálata, kémiai ellenállóképeség vizsgálata. Üzemszerű ragasztási technológia alkalmazása esetén az alább felsorolt vizsgálatokat csak időszakos ellenőrzésként kell végezni.

A fentiekben megadott vizsgálatokon kívül egyes felhasználási céloknál egyéb vizsgálatok is szükségessé válhatnak, így pl. kondenzátor dobozok leragasztásánál, vákuumbiztos zárás; nyomásálló edények ragasztásánál, próbanyomatás stb.

A megadott vizsgálatok módszereit az irodalom és különböző szabványok részletesen ismertetik, úgyhogy azok ismertetésére jelen helyen szükség nincsen.

A ragasztás alkalmazása a híradástechnikában

Az előzőkben megadtuk azokat a szempontokat, melyek a műanyag ragasztóknak alkalmazásánál tekintetbe veendőek és most vizsgáljuk meg, milyen előnyökkel jár a ragasztás alkalmazása egy-két konkrét példát megemlítve, ahol hazai vagy külföldi tapasztalatok szerint feltétlenül szükség van.

A ragasztással — mint említettük — két különböző potenciálú fém kötése megvalósítható korróz veszélye nélkül, bár elektromos vezetés az össz. ragasztott felületek között nem lehet.

A ragasztásnál alkalmazott hőkezelési eljárásoknál az ötvözetek döntő többségénél kilágyulási veszély nem lép fel, sőt egyes könnyűfém ötvözetek nemesítési eljárása összeköthető a kikeményítésnél alkalmazott hőkezeléssel.

A ragasztott kötéseknel a terhelés a felület teljes egészében egyenletesen oszlik meg és nem koncentrálódik egyes pontokra, mint ez a szegecselelésnél, vagy a ponthegeztésnél megfigyelhető.

A ragasztások általában varrat nélküli kötést adnak. A ragasztószer könnyen, a kötés megsérteése nélkül letörölhető. Ez a varratmentes kötés

biztosítja, hogy a ragasztás után a felület minden különösebb előkezelés nélkül festhető, vagy bármely kikészítési eljárással, amelyre szükség van, kezelhető.

A ragasztások kötési szilárdsága rendszerint igen magas. A kötési szilárdságot más kötési módokkal összehasonlítva, megállapítható, hogy a kötés jósági foka felülmúlja az eddig alkalmazott kötések jósági fokát. (4. táblázat).

4. táblázat

Kötési módok összehasonlítása jósági fok* alapján

| Lemezvastagság mm | Ponthegesztés | Ragasztás (Átlapolási arány $k=10$)** |
|----------------------|---------------|---|
| 0,5 | 76 | 100 |
| 0,8 | 66 | 95 |
| 1,0 | 66 | 90 |
| 1,2 | 55 | 80 |
| 1,5 | 55 | 70 |
| 2,0 | 45 | 65 |
| 2,5 | 40 | 55 |

* Jósági fok az eredeti anyag és a különböző kötések esetén mért szakítási szilárdság hányadosa. Az összehasonlítás 99,5% tisztaságú alumíniumlemezre vonatkozik.

** Átlapolási arány, $k = \frac{v}{d}$

v = átlapolás mm-ben
 d = lemezvastagság mm-ben.

A ragasztás alkalmazása fém és szigetelőanyag között szükségtelenné teszi a körülményes és költséges ezüstözési eljárást és az azt követő forrasztást és helyette egyszerű betanított munkással elvégezhető technológiát ad.

A fentiek figyelembevételével kezdődtek el ragasztási kísérletek különböző híradástechnikai vállalatoknál. Először fémházas kondenzátorok dobozainál forrasztásnak helyettesítésére dolgoztunk ki eljárást Plastikator 32-t tartalmazó ragasztóanyaggal. További eredményes kísérletek bebizonyították, hogy ú. n. sziccatrop kondenzátorok fémsapkái ragaszthatók a porcelán testhez, sőt a porcelán test helyettesítése is lehetővé vált üveg csővel, melyet egyébként forrasztani nem is lehetne. Ezek a kísérletek mechanikai és trópusi szempontból megfelelő kondenzátorok előállítását tették lehetővé ragasztási eljárás segítségével.

A röntgen-berendezések gyártásánál komoly nehézséget okoz a sugárvédelmet szolgáló ólomlemeznek a külső mechanikai és esztétikai burkolatot képező alumíniummal való összekötése. A ragasztási eljárás ebben az esetben is megfelelő üzemszerű technológia kidolgozását biztosítja.

Helyreigazítás. Az 1955. 1. számban megjelent I. táblázatban a különböző ragasztófajták szakítószilárdságánál a helyes kg/mm^2 helyett kg/cm^2 szerepelt.

A különleges, nagyteljesítményű hangszórók előállítására is csak a ragasztási technológia segítségével volt megoldható, de nagy teljesítmény biztosítása csak olyan különleges ragasztó alkalmazásával volt elérhető, mely 110–120 C°-on is használható. Ez ok miatt kellett az eddig használatos nitrocellulóz ragasztóktól modernebb ragasztóanyagok alkalmazására áttérni.

A híradástechnika minden ágában a fentiekhez hasonló példák gyakran fordulhatnak elő, és a szerkesztő megfelelő konstrukciókat dolgozhat ki a ragasztási technológia alapjainak ismeretében.

FÉMRAGASZTÁS IRODALMA

- W. P. Konstantinova: Acta Fiz. Him. 1934. 286.
E. Preiswerk és A. Zeerleder: Schweizer Archiv, 1946. 12.
ASTM Standards, 1946. III. rész, 1199–1220.
Anonymus: Aero Research Technical Notes, Bulletin, 1946. márc. dec.
A. L. Kozlovskij: Szintetikuszkije Kleli (1947).
C. v. Moss: British Plastics, 1947. jan.
P. Prévot: Rev. Alumínium, 1949. 123–130, 163–169, 209–215, 297–303.
Anonymus: Sheet Metal Industries, 1949, 1967–1988.
C. J. Moss: Metal Industry, 1950. 143–146, 171–173.
Anonymus: Metall. 1950, 281–283.
Dietz, Closman, etc. Proc. Am. Soc. Testing Mat. 1950, 1414–1420.
Borsodi: Műanyagragasztók, Tervgazdasági könyvkiadó, 1950.
Borsodi: Magyar Kémikusok Lapja, 1951.
E. W. Pleines: Alumínium, 1951, 40–44, 74–79.
E. Preiswerk: Light Metals, 1951. 594–597.
W. Dirkes: Materials and Methodes, 1951, 80–83.
R. Peters: Werkstoffe und Korrosion, 1951, 185–191.
C. J. Moss: Metallurgie, 1951, 267–272.
F. H. Parker: Light Metals, 1951, 597–603.
AIAG—Katalog 1947.
Moss: British Plastics 1951. jan. 22–26, R.
N. A. de Bruyne: Light Metals, 1951, 593–594.
R. S. Piper: Product Engineering 1952. febr. 130–133.
Anonym: Technika Praca 1952. 522–523.
K. Meyerhans: Metall, 1952, 229–240.
F. H. Parker: Sheet Metal Industries, 1952, 63–66.
Gyenesné: Magyar Technika, 1952, 421–425.
W. N. Finlay. B. A. Century és C. P. Hendrickson: Sheet Metal Industries, 1952; 353–357.
Anonymus: Machinery, 1952, 975–981.
P. Voigt: Chemische Technik, 1952. 177–181.
E. Dnez: Technische Rundschau, 1952, március 28 1–4.
H. Thielsch és J. R. Charlton: Steel, 1953. 92–96.
K. Meyerhans: Alumínium, 1953., 257–265.
K. Frey: Schweizer Archiv, 1953. 33–39.
Gyenesné, dr. Holló Mária: Vegyipari Kutató Intézetek közleményei II–III. 149.

Felelős szerkesztő: Lévai Pál — Felelős kiadó: Solt Sándor — Kiadja: Műszaki Könyvkiadó, Budapest, V., Bajcsy-Zsilinszky út 22.

Egyszám szám: MNB 46

Előfizetés: Posta Központi Hirlapiroda Vállalat, Budapest V., József nádor tér 1. Távb: 180-850. Előfizetési díj 30,— Ft (egész évre)

Egyes szám ára 6,— Ft. Csekk számszám: 61.254

Ez a folyóirat MNOSZ 3405 és 5602/Á szerint készült

36439 — Akadémiai Nyomda, Gerlőczy utca 2. — 900 példány — Felelős vezető: ifj. Puskás Ferenc