Információátvitel nagy sebességű közegek között

DR. CSERNOCH JÁNOS

Budapesti Műszaki Főiskola, Kandó Kálmán Villamosipari Kar, Híradástechnikai Intézet
csernoch.janos@kvk.bmf.hu

1. Síkhullámok visszaverődése mozgó közeg határfelületén

Tételezzük fel, hogy a síkhullám a *K* koordinátarendszer X tengelye mentén pozitív X irányban terjed. A hullámforrás a *K* koordinátarendszerben valahol a negatív végtelenben van, tehát a síkhullám hullámfrontja az X tengelyre merőleges. Tudjuk, hogy a fény terjedési sebessége vákuumban minden koordinátarendszerben azonos.

A *K'* koordinátarendszerről feltételezzük azt, hogy annak O' origója *K* koordinátarendszer X tengelye mentén annak pozitív irányában *v* egyenes vonalú egyenletes sebességgel mozog oly módon, hogy a megfelelő koordinátatengelyek egymással párhuzamosak:

X || X'
Y || Y'
Z || Z'

A *K'* koordinátarendszer x'=0 (tehát Y'Z') síkjáról tételezzük fel, hogy visszaverő felületként szerepel oly módon, hogy a pozitív X' tengely által meghatározott térrészt (az Y'Z' síktól jobbra) ε_r>1 relatív dielektromos, állandójú veszteségmentes anyag tölti ki, továbbá azt, hogy a szóban forgó síktól balra eső rész vákuum.

A *K'* koordinátarendszerbeli *M'* megfigyelő teljesen szabályszerű visszaverődést, illetve visszaverődési tényezőt tapasztal, melynek értéke

$$p' = \frac{\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} - \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}}{\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} + \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}} = \frac{\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r}} - 1}{\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r}} + 1} = -\frac{\sqrt{\varepsilon_r} - 1}{\sqrt{\varepsilon_r} + 1} \prec 0$$

Ez a nyugalmi reflexiós tényező.
Itt a dielektrikum hullámimpedanciája

$$Z'_H = \frac{E'_Y}{H'_Z} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$$

és a vákuum hullámellenállása

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120\pi ohm$$

(Ellenkező esetben az *M'* megfigyelő valahogyan megtudná, hogy a *K'* koordinátarendszer mozog! Tudjuk azt, hogy a jel sűrűbb közeg határáról 180°-os fázisban verődik vissza. – *1. ábra*)

A kérdés itt az, hogy milyen reflexiós tényezőt tapasztal a *K* koordinátarendszerben levő *M* megfigyelő? A dielektrikum határfelületén tapasztalt hullámimpedancia számítási erdményét anyagjellemzőkkel átírva a következőket kapjuk:

$$Z_H = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \left(\frac{1 + \frac{\beta}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}}}{1 + \beta \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}} \right). \tag{1}$$

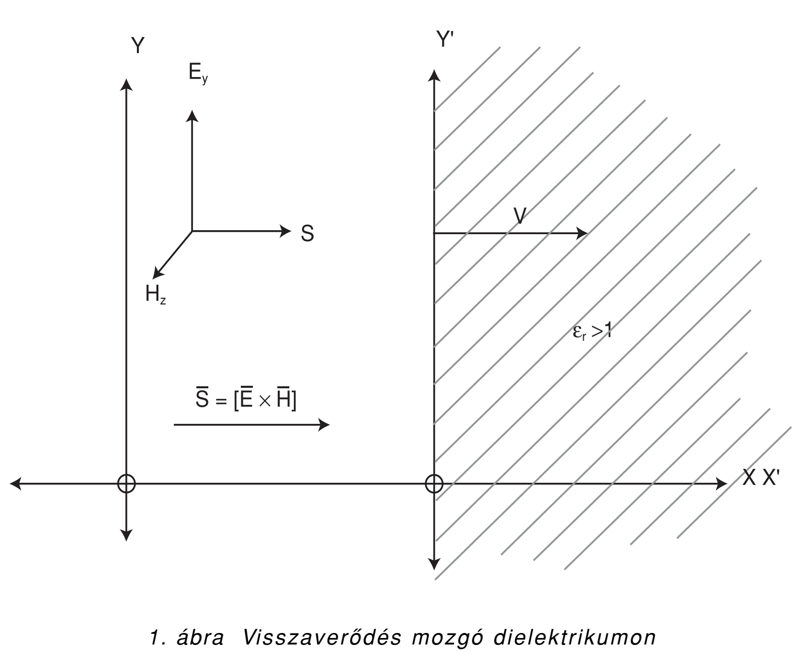
ahol $\beta = v/c$
$c = 2{,}9987.10^8$ m/sec = 3.10^8 m/sec

Itt a következő esetek lehetségesek:

a.) Abban az esetben, ha v > 0, illetve $\beta > 0$, tehát a közeg a hullámforrástól távolodik, akkor a *K* koordinátarendszerben mért sugárzási ellenállás

$$Z_H = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \left(\frac{1 + \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}} \beta}{1 + \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} \beta} \right) \le Z'_H = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$$

mert $\varepsilon_r \mu_r > 1$.



1. ábra Visszaverődés mozgó dielektrikumon

b.) Nyugalmi állapotban $v = 0$, illetve $\beta = 0$, mint ahogy ezt vártuk.

$$Z_H = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} = Z'_H$$

c.) Abban az esetben, ha $v < 0$, illetve $\beta < 0$, tehát a kérdéses közeg a hullámforráshoz közeledik, akkor a *K* koordinátarendszerben mért hullámellenállás nagyobb, mint a *K'* rendszerben mért.

$$Z_H = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \left(\frac{1 + \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}} \beta}{1 + \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} \beta} \right) \geq Z'_H = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \qquad (2/a)$$

Érdemes itt elvben megjegyezni azt, hogy

$$\sqrt{\mu_r \varepsilon_r} \beta = -1$$

esetén $Z_H \rightarrow \infty$ (Totális reflexió a *K* rendszerben!)

Feltételezve azt, hogy

$\varepsilon_r = 100$ és $\mu_r = 1$

$\beta = -10^{-1}$

Ennek a technika mai állása szerint gyakorlati jelentősége nincsen, mert ilyen nagy sebesség esetén az átvitt információnak igen nagy torzulásával kellene számolni. ($\varepsilon_r > 100$ igen ritkán fordul elő!)

Nem ferromágneses anyag esetén jó közelítéssel érvényes az, hogy $\mu_r \approx 1$. Ennek figyelembevételével a közegnek a *K* koordinátarendszerben mért hullámellenállása $\beta \leq 10^{-2}$ esetén, jó közelítéssel

$$Z_H = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon}} \left[1 + \left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r}} - \sqrt{\varepsilon_r} \right) \beta \right] \qquad (2/b)$$

A közelítés hibája $|\beta| \leq 10^{-2}$ sebességi hányadot feltételezve kisebb, mint 1,5%.

A *K* koordinátarendszerbeli *M* megfigyelő által észlelt reflexiós tényező

$$p = \frac{Z_H - Z_0}{Z_H + Z_0} = -\frac{\left(1 - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r}}\right) + \left(1 - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r}}\right)\beta}{\left(1 + \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r}}\right) - \left(1 - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r}}\right)\beta} \qquad (3)$$

A reflexiós tényező $|\beta| \leq 10^{-1}$ esetén

$$p \approx p' [\, 1 + 2\beta \,] \qquad (4)$$

Ez a formula kényelmesen használható és gyors közelítő becslésre kitűnően alkalmas. A közelítés hibája kisebb, mint 2%.

Tanulságok:

1.) $|\beta| \leq 10^{-2}$ esetén a reflexiós tényező értéke kézben tartható határok között változik (és a hiba kisebb, mint 2%):

– $\beta > 0$, tehát távolodás esetén a reflexiós tényező értéke a nyugalmi állapothoz képest növekszik,

– $\beta < 0$, tehát közeledés esetén a reflexiós tényező értéke a nyugalmi állapothoz képest csökken.

2.) $10^{-2} \leq |\beta| \leq 10^{-1}$ esetén a reflexiós tényező értéke szélesebb határok között változhat. (Erre a hibaszámítás során megállapított feltételek alapján lehet egyértelműen következtetni.)

3.) A reflexiós tényező jó közelítéssel (4. egyenlet) felírt képlete növekményében (2β) nem tartalmazza a dielektromos állandót. Ez azért fontos, mert a közeg relatív dielektromos állandója változik a *v* sebességével. Ez a változás azonban a β szorzótényezővel együtt csak a hibaszámításban, de elhanyagolható mértékben jelentkezik.

Így a reflexiós viszonyokat a 4. képlet 2% pontossággal, a relatív dielektromos állandó említett változásától függetlenül, a gyakorlati követelményeknek megfelelően jól írja le.

2. Síkhullámok mozgó dielektrikumban

Törésmutató megváltozása

Tágabb értelemben akkor beszélhetünk síkhullámokról, ha a

$\underline{\underline{D}}$ és $\underline{\underline{D}}^X$

$\underline{\underline{D}}^M$ és $\underline{\underline{D}}^{MX}$

mátrix minden eleme egyenesen arányos a

$$\Phi = 2\pi f \left(t - \frac{x\cos\alpha_x + y\cos\alpha_y + z\cos\alpha_z}{c_k} \right) \qquad (5)$$

fázisszög koszinuszával.

Itt f = frekvencia

$$c_k = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$$

c_K = a fény terjedési sebessége a közegben, melynek anyagállandói ε és μ

$\cos\alpha_X$,
$\cos\alpha_Y$,
$\cos\alpha_Z$ = a síkhullám frontja normálisának az iránykoszinuszai

Mindezen adatok a *K* „nyugvó” koordinátarendszerben érvényesek. Mozogjon a *K'* koordinátarendszer O' origója a *K* koordinátarendszer X tengelye mentén pozitív irányban. (Egyesvonalú egyenletes mozgás!)

A fázis a koordinátarendszerektől független invariáns skalár mennyiség (6):

$$\Phi = 2\pi f \left(\frac{jct}{jc} - \frac{x\cos\alpha_x + y\cos\alpha_y + z\cos\alpha z}{c_k} \right)$$

$$\Phi = \Phi' = 2\pi f' \left(\frac{jct'}{jc} - \frac{x'\cos\alpha'_x + y'\cos\alpha'_y + z'\cos\alpha'_z}{c_k} \right)$$

$$\Phi = \Phi' = -2\pi f'\left(\frac{j}{c}jct' + \frac{x'\cos\alpha_x' + y'\cos\alpha_y' + z'\cos\alpha_z'}{c_k}\right)$$

A megfelelő koordináták a négy dimenzióban:

$$x = x\,(x_1 = x, y_1 = y, z_1 = z)$$

A transzformáció mátrixa

$$\underline{\underline{\alpha}} = \begin{vmatrix} \alpha_{11} & \alpha_{12} & \alpha_{13} & \alpha_{13} \\ \alpha_{21} & \alpha_{22} & \alpha_{23} & \alpha_{24} \\ \alpha_{31} & \alpha_{32} & \alpha_{33} & \alpha_{34} \\ \alpha_{41} & \alpha_{42} & \alpha_{43} & \alpha_{44} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \kappa & 0 & 0 & j\kappa v/c \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ j\kappa v/c & 0 & 0 & \kappa \end{vmatrix}$$

ahol a

$$\kappa = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

A fázisszög skalár invariáns és ennél fogva felírhatjuk az 1_i vektort. Ügyelni kell azonban arra, hogy a fázisszögben a c_k nem emelhető ki. Ez a számítást a vákuum esetéhez viszonyítva kissé bonyolítja, de mint látni fogjuk a problémát kellő biztonsággal lehet kezelni és a megfelelő következtetéseket, tanulságokat levonhatjuk.

Tehát a hullám-vektor komponensei a *K* koordinátarendszerben

$$l_1 = \frac{f\cos\alpha_x}{c_k}$$

$$l_2 = \frac{f\cos\alpha_y}{c_k} \qquad (7)$$

$$l_3 = \frac{f\cos_z}{c_k}$$

$$l_4 = \frac{jf}{c}$$

A hullám-vektor komponenseire a *K'* koordinátarendszerben, melyet most „nyugvó" koordinátarendszernek fogunk nevezni, ugyanezen összefüggések vesszős alakja érvényes.

A c_K a hullám fázissebessége a *K'* koordinátarendszerben és ennél fogva a közeg abszolút törésmutatója, melyet a *K'* koordinátarendszer O' origójában levő *M'* megfigyelő mér.

$$n' = n_0 = \frac{c}{c_k'}$$

Ezt nyugalmi törésmutatónak nevezzük.

A közeg abszolút törésmutatója, melyet a *K* koordinátarendszerben levő *M* megfigyelő mér:

$$n = \frac{c}{c_k}$$

Mivel

$$-\frac{\Phi}{2\pi} = (\bar{l}\bar{x}) = l_i x_i = l_1x_1 + l_2x_2 + l_3x_3 + l_4x_4$$

invariáns skalár mennyiség, ezért az 1_i és az 1_i' hullám-vektor a Lorentz-transzformáció szerint transzformálódik:

$$\bar{l}' = \underline{\underline{\alpha}}\,\bar{l}$$

A *K* koordinátarendszerben észlelt frekvencia a transzformáció elvégzése után:

$$f = \kappa f'\left[1 + \frac{v}{c_k'}\cos\alpha_x'\right] \qquad (8)$$

A *K'* rendszerben az *M'* megfigyelő által észlelt frekvencia inverz transzformációval

$$f' = \kappa f\left[1 - \frac{v}{c_k}\cos\alpha_x\right] \qquad (9)$$

Az

$$n' = n_0 = \frac{c}{c_k}$$

„nyugalmi" törésmutató és az

$$n = \frac{c}{c_k}$$

mozgási törésmutató közötti összefüggést most már felírhatjuk.

A *K* koordinátarendszerben mért „mozgási" törésmutató négyzete a számítás elvégzése után:

$$n^2 = \frac{(\beta + n_0\cos\alpha_x')^2 + n_0^2(1-\beta^2)\sin^2\alpha_x'}{[1 + n_0\beta\cos\alpha_x']^2} \qquad (10)$$

Ha $\alpha_x = 0$ $\qquad$ $\alpha_x' = 0$

$$n_0^2 = \left(\frac{n-\beta}{1-n\beta}\right)^2 \qquad n^2 = \left(\frac{n_0+\beta}{1+n_0\beta}\right)^2$$

Ha $\alpha_x = \pi$ $\qquad$ $\alpha_x' = \pi$

$$n_0^2 = \left(\frac{n+\beta}{1+n\beta}\right)^2 \qquad n^2 = \left(\frac{n_0-\beta}{1-n_0\beta}\right)^2$$

Speciális esetek

Két speciális esetet vizsgálunk meg.

1.) $\alpha_X = 0$ esetén, amikor a hullámfront normálisának az iránya egybeesik a *K* közeg mozgásának az irányával. A *K* rendszerben mért törésmutató

$$n(\beta) = \frac{\beta + n_0}{1 + \beta n_0}$$

(*K'* rendszerben mért törésmutató n_0).

A négyzetgyökvonás után, csak a pozitív előjelet vesszük figyelembe, mert a negatív előjelnek nincsen fizikai értelme.

Következtetések

a.) A *K* koordinátarendszerbeli *M* megfigyelő kisebb törésmutatót mér, mint a *K'* koordinátarendszerbeli *M'* megfigyelő (n_0) és $n_0^2>1$

$$n=\frac{n_0+\beta}{1+\beta n_0}=n_0\left(\frac{1+\frac{\beta}{n_0}}{1+\beta n_0}\right)\prec n_0$$

A sebesség tartománya:

$$0\leq\beta\leq 1$$

Ha a v = 0, illetve β = 0, akkor n = n_0,
mint ahogy azt vártuk.

Ha a v = c, illetve β = 1, akkor n = 1.

Tehát a fény terjedési sebességének a közelében a *K* koordinátarendszerben levő *M* megfigyelő szemszögéből nézve, minden anyag egyre inkább „elveszíti” a törésmutatóját. Ennek következtében a lencsék fókusztávolsága megváltozik, (melynek világosan láthatóan semmi köze nincsen a hosszúság-kontrakcióhoz.)

A megváltozott törésmutató:

$$n = n_0 - \beta\,(n_0^2-1) = n_0 + \Delta\, n$$

A törésmutató megváltozása
(elhanyagolható, max. 0,05%-os hibával számítva)

$$\Delta\, n = -\,\beta\,(n_0^2-1)$$

A lencse fókuszképlete

$$\frac{1}{f_F}=(n-1)\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)$$

ahol f_F a lencse fókusztávolsága,
R_1, R_2 a lencsék felületeinek görbületi sugarai.

A fókusztávolság relatív megváltozása a törésmutató megváltozása következtében

$$\frac{\Delta f_F}{f_F}=-\frac{\Delta n}{(n_0-1)}=\beta(\;_0-1) \qquad (12)$$

A viszonyokat β_2 = 10^{-2} és β_3 = 10^{-3} esetén táblázatban tüntettük fel.

A táblázatban $D=\frac{100}{f_F\,(cm)}$ dioptriát jelent, mely a cm-ben vett fókusztávolság reciprok értékének a százszorosa.

A törésmutató értéke a *K'* rendszerben legyen

$$n_0 = 1{,}5.$$

D	f_F (cm)	$\beta_2 = 10^{-2}$ $\Delta f_{F2} = \beta_2(1+n_0)f_F$ (mm)	$\beta_3 = 10^{-3}$ $\Delta f_{F3} = \beta_3(1+n_0)f_F$ (mm)
20	5	1.25	0.125
10	10	2.5	0.25
5	20	5	0.5
2.5	40	10	1.0

A *K* koordinátarendszerben levő *M* megfigyelő β = 10^{-3} és optikai adó esetén az adóteljesítményszint jelentős süllyedését észlelheti. Az R_1 és az R_2 változását nem számoltuk.

b.) Vákuum esetén n_0 = 1

$$n=\frac{1+\beta}{1+\beta}=1$$

Mindkét koordinátarendszerben ugyanaz az n = 1 törésmutató mérhető.

c.) A törésmutatónak a frekvenciával való megváltozása, azaz a diszperzió a két koordinátarendszerben hasonló és csak előjelet vált.

Normális diszperzió esetén:

K' koordinátarendszerben

$$\frac{dn_0}{df'}\succ 0$$

K koordinátarendszerben

$$\frac{dn}{df}=\frac{dn}{df'}\frac{df'}{df}=\frac{dn}{df'}c_{v0}\succ 0$$

Anomális diszperzió esetén:

K' koordinátarendszerben

$$\frac{dn_0}{df'}\prec 0$$

K koordinátarendszerben

$$\frac{dn}{df}=\frac{dn}{df'}\frac{df'}{df}=\frac{dn}{df'}c_{v0}\prec 0$$

Tehát a *K'* rendszerben a maximumnak a *K* rendszerben is maximum felel meg, a *K'* rendszerbeli minimumnak pedig a *K* rendszerben szintén minimum felel meg.

d.) A röntgensugarak tartományában a *K'* koordinátarendszerben levő *M'* megfigyelő n_0 = 1 törésmutatót lát. Ugyanez a *K* koordinátarendszerben levő *M* megfigyelő szemszögéből nézve

$$n=\frac{1+\beta}{1+\beta}=1$$

e.) A mikrohullámok tartományában a *K'* koordinátarendszerben *M'* megfigyelő nem ferromágneses anyag esetén ($\mu_r\approx 1$ UHF, SHF, EHF tartomány)

$$n_0=\sqrt{\varepsilon_{rN}'}$$

törésmutatót lát.

Ugyanez a koordinátarendszerben levő *M* megfigyelő szemszögéből nézve

$$n=\sqrt{\varepsilon_{rN}}=\frac{\sqrt{\varepsilon_{rN}'}+\beta}{1+\beta\sqrt{\varepsilon_{rN}'}}=\sqrt{\varepsilon_{rN}'}\,\frac{1+\dfrac{\beta}{\sqrt{\varepsilon_{rN}1}}}{1+\beta\sqrt{\varepsilon_{rN}'}}\prec\sqrt{\varepsilon_{rN}'}$$

Tehát a *K* koordinátarendszerbeli *M* megfigyelő kisebb dielektromos állandót észlel. Itt ε_{rN} „alacsony" frekvencián mért dielektromos állandó.

2.) $\alpha_X' = \pi$ esetén, amikor a hullámfront normálisa a *K'* közeg mozgási irányával ellentétes. A következtetések értelemszerűen megfelelnek az 1.) pontban lefektetett következtetéseknek.

Tanulságok:

1.) Amikor a hullámfront normálisának az iránya megegyezik a *K* rendszer mozgásának az irányával, ($\alpha_X = 0$) akkor a *K* rendszerben kisebb törésmutatót mérnek, mint a *K'* rendszerben.

$$n < n_0$$

2.) Amikor a hullámfront normálisának iránya ellenkezik a *K* rendszer mozgásának az irányával ($\alpha_X' = \pi$), akkor a *K* rendszerben nagyobb törésmutatót mérnek, mint a *K'* rendszerben.

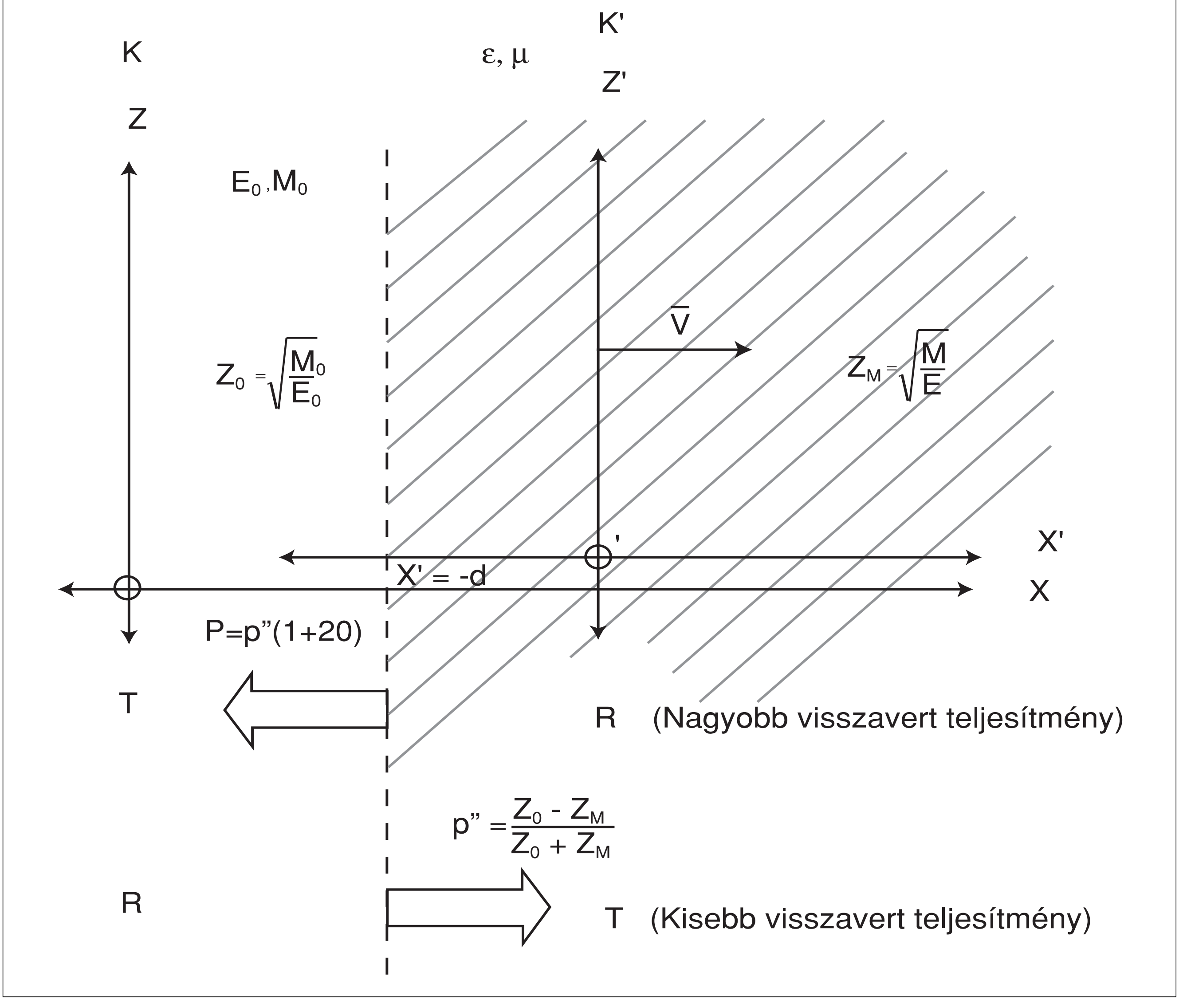
$$n > n_0$$

3.) Mindkét esetben a *K'* rendszerben $\beta \geq 10^{-2}$ mellett a *K'* rendszerben elhelyezett optikai adó defókuszálása lehetséges, aminek a *K* rendszerben szintcsökkenés az eredménye.

4.) Ugyanakkor a két koordinátarendszerben mért törésmutatók diszperziós karakterisztikái hasonlóak.

5.) $\alpha_X' = 0$ és $\alpha_X' = \pi$ esetén a törésmutatók megfelelnek az Einstein-szabálynak. Másirányú hullámfront esetén, (miután a c_k sebességű mozgást elektromágneses hullám végzi) némi eltérés mutatkozik, melynek az említett megállapításokra lényeges befolyása nincsen. Ezzel a kérdéssel itt nem foglalkozunk.

2. ábra Inhomogén tér



3. Reciprocitás kérdése

A két antenna közötti inhomogén

Változtassuk meg a helyzetet a 2. fejezethez viszonyítva úgy, hogy a *K'* koordinátarendszerben az x' = -d síktól jobbra egy ε ,μ és δ_F anyagállandókkal rendelkező, egyébként önmagában homogén közeg foglal helyet és a nevezett síktól balra vákuumot tételezünk fel. (σ_F = a fajlagos vezetőképesség. Ezt az elrendezést a szemléltető példa kedvéért gondoltuk el, és d > 0.)

A többi adat azonos a 2. fejezet adataival.

Abban az esetben, ha a *K'* koordinátarendszer nem végezne mozgást, akkor a *T* adót a *K* koordinátarendszer O origójába helyezve az említett közeg határ

$$p' = \frac{Z_H - Z_0}{Z_H + Z_0}$$

feszültség-reflexiós tényezőt mérnénk, ahol

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120\pi ohm$$

a vákuum sugárzási ellenállása és

$$Z_H = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$$

a közeg sugárzási ellenállása.

Ugyanakkor a *T* adót a *K'* koordinátarendszer O' origójába helyezve a *K'* koordinátarendszerben

$$p'' = \frac{Z_0 - Z_H}{Z_0 + Z_H}$$

feszültség-reflexiós tényezőt mérnénk.

A két reflexiós tényező abszolút értéke azonos, tehát a teljesítmény-reflexiós tényező mindkét esetben ugyanaz. Így nyugalmi állapotban a reciprocitási tételt érvényesnek kell tekinteni.

Ha most a *K'* koordinátarendszer, mint ahogy az előző fejezetben feltételeztük, távolodik a *K* koordinátarendszer O origójától egyenes vonalú egyenletes sebességgel, akkor a 2. fejezetben leírt feltételek mellett a reciprocitási tétel nem érvényes.

A megfelelő koordinátatengelyek párhuzamosak egymással:

$$X \parallel X'$$
$$Y \parallel Y'$$
$$Z \parallel Z'$$

Ugyanis, ha a *T* adót a *K* koordinátarendszer O origójába helyezzük, akkor az ebben a koordinátarendszerben levő *M* megfigyelő $|\beta| < 10^{-2}$ esetén jó közelítéssel

$$p \approx p'(1 + 2\beta)$$

feszültség-reflexiós tényezőt mér.

Ugyanakkor, ha a *T* adót a *K'* koordinátarendszer O' origójába helyezzük, akkor az itt levő *M'* megfigyelő változatlanul, a hozzá viszonyítva nyugalmi

$$p'' = \frac{Z_0 - Z_H}{Z_0 + Z_H}$$

feszültség-reflexiós tényezőt méri.

Mivel feltételezésünk szerint a *K'* koordinátarendszer a *K* koordinátarendszer O origójától távolodik, ezért $\beta > 0$ és

$$|p| > |p'| = |p''| \qquad (13)$$

Ennek az a következménye, hogy az első esetben az O origóból (adó) a *K'* koordinátarendszer O' origójába (vevő) kevesebb teljesítmény jut, mint fordított felállásban.

Tanulság:

Ha az adó és vevő közötti tér inhomogén és a vevő a közeggel együtt egyenes vonalú egyenletes sebességgel mozog, ez esetben a reciprocitási tétel nem érvényes.

Irodalom

[1] Novobácky Károly:
Relativitás elmélet. Egyetemi tankönyv,
Egyetemi Nyomda, Budapest

[2] Albert Einstein:
Über die spezielle und allgemeine Relativitaetstheorie.
Druck und Verlag von
Vieweg und Dohn Braunschweig 1921.

[3] Albert Einstein:
Les fondements de la théorie de la relativité générale.
Librerie scientifique Hermann.

[4] Novobácky Károly:
Elektrodinamika. Egyetemi tankönyv,
Tankönyvkiadó, Budapest 1950.

[5] Simonyi Károly:
Theoretische Elektrotechnik.
Deutscher Verlag der Wissentschaften, Berlin 1979.

[6] Csepeli Miklós, Dr.Selmeczi Kálmán,
Tóthné Szemes Marianne:
Műszaki fizika I. (Főiskolai jegyzet)

[7] Richard P. Feinmann, Robert B.Leighton,
Matthew Sands:
Mai fizika. Massachusetts, USA

Tájékoztatás a Híradástechnika szerzőinek

A Híradástechnika szerkesztőbizottsága szeretné, ha egyre több szerzője lenne különböző területekről, így tovább bővülne az újságban megjelenő témák köre, és változatosabbá válna az eltérő szemléletű szerzők gondolatvilágától. Leendő szerzőink számára a cikkírással kapcsolatban szeretnénk néhány tájékoztató gondolatot közölni:

• **Témák:** Az újságban elsősorban a híradástechnika szakmai újdonságait szeretnénk közzétenni. Eszerint a távközlés, a műsorszórás, továbbá a teleszolgálatok minden területe és a velük kapcsolatos témák érdekesek. Tehát egyaránt szerepelnek az újságban a távközlőhálózatok, berendezések, ezen belül jelzésrendszerek, átviteli módok, az ehhez szükséges új alkatrészek, kapcsolástechnikai megoldások, méretezési módszerek és telepítési kérdések. A mobil rendszerek és a rádiózás kapcsán a hullámterjedés, az elméleti villamosságtani problémák is érdeklődésre tarthatnak számot. Ezen túlmenően a híradástechnikával kapcsolatos gazdasági megfontolások, számítási módszerek is helyet kapnak, de szeretnénk a távközlés-politika újdonságairól is tájékoztatást adni, valamint az ezzel kapcsolatos szociológiai és oktatási problémák is szerepelnek a profilban.

• **Terjedelem:** A szakmai cikkek az újságban általában 3-6 oldal terjedelemben jelennek meg. Ennél rövidebbek inkább csak a hírek vagy beszámolók lehetnek. 6 oldalnál hosszabban pedig csak olyan alapvető újdonságok írhatók le, ahol a megértéshez az elméleti alapok és a gyakorlati megvalósítás egyaránt szükséges. Ez azt jelenti, hogy ábrák nélkül 12-20 ezer karakter lehet egy cikk szövege. Nyomtatott oldalanként kb. 1-3 ábra elhelyezése teszi az olvasó számára áttekinthetővé, vonzóvá az ismertetést.

• **Forma:** Sem betűtípus, sem rajzkivitel nem köti a szerzőket. A szövegeket *word formátumban* kérjük elkészíteni. Az újság egységessége kedvéért ugyanis az elektronikusan érkező szövegeket a nyomdának az újságban használt betűtípusú változatban küldjük tovább. Az ábrák megrajzolásánál is egyetlen kötöttség, hogy az újság *fekete-fehér kivitelben* jelenik meg, tehát a színes ábrák is fekete-szürke-fehér képként láthatók az újságban. Ennek megfelelően kérjük a szerzőket, hogy lényeges dolgokra ne hivatkozzanak úgy, hogy a piros vonal, vagy a kék alapterületű rész, ehelyett szaggatott, pontozott, vastag és vékony vonalak legyenek megkülönböztethetők, a területnél sraffozással lehet különbséget tenni.

• **Lektorálás:** A cikkek különböző minősítési folyamatoknál értékes pontokat jelenthetnek. Növeli a cikk értékét, ha azt lektorálják. A szerző kérésére bármikor lektoráltathatjuk a cikket, ez esetben a cím alatt *Reviewed* felirat utal arra, hogy nemcsak a szerkesztőség, hanem más is ellenőrizte a munkát, ami további pontokat jelenthet. Minden fél évben az első 5 számból kiválogatjuk azokat a cikkeket, melyek külföldi, nem magyar anyanyelvű olvasóink számára is érdekesek lehetnek. Ezeket angolra fordítva a 6. és 12. számban jelentetjük meg. Ez idegen nyelvű publikációnak számít.

• **Hivatkozások:** A cikk végén kérjük a kapcsolatos, vagy előzményként felhasznált cikkeket megadni. A hivatkozásokat számozzuk, a szám után következik a szerző, majd a cikk vagy a könyv címe, a megjelenés helye és időpontja. A szöveg közben szögletes zárójelben helyezzük el a hivatkozásoknál megadott sorszámot.

• **Megjelenés:** Az újság minden hónap 22. és 28. között jelenik meg. A pontos időpont függ az ünnepektől és a hétvégék helyzetétől. Mindig az előző hónap utolsó napjáig beérkezett cikkeket vesszük számításba. Tematikus megfontolásokból előfordulhat, hogy későbbi számban előnyösebbnek látszik a témakör tárgyalása. Általában a beküldést követő negyedévben helyet kap a munka az újságban. Késes esetén az átnézés vagy lektorálás után a beküldéstől számított két héten belül a szerző visszaigazolást kaphat a cikk elfogadásáról.

• **Szerzői adatok:** Annak érdekében, hogy az olvasók problémáikkal, véleményükkel közvetlenül kapcsolatba léphessenek a szerzőkkel, a cikk előtt lévő szürke részben, a cím alatt, szerepel a szerzők neve, munkahelyük és e-mail címük. Célszerű tehát, hogy ha a cikket úgy küldik be, hogy rajta van a név, a beosztás (egyetemi tanár, doktorandusz, osztályvezető stb.), a munkahely (olyan részletességgel, hogy a munkahely telefonszámáról már tudják kapcsolni a szerzőt) és az e-mail cím. Ez utóbbi a leglényegesebb az esetleges kérdések tisztázásához.

• **A beküldés módja:**
A cikkek eljuttathatók a főszerkesztőhöz:
Zombory László (BME, laszlo.zombory@mht.mbe.hu),
vagy a szerkesztőbizottság elnökéhez,
Lajtha György (lajtha.gyorgy@ln.matav.hu),
vagy a HTE titkárságának (hte@mtesz.hu).

A cikkeket elektronikus formában kérjük,
tehát e-mailen, vagy lemezen.

Reméljük, hogy ezen ismeretek segítik kollégáinkat, hogy gondolataikat, új eredményeiket, műszaki megoldásaikat, számítási módszereiket közkinccsé tegyék. Várjuk tehát a cikkeket oktatási intézményekből, fejlesztőhelyekről, gyártóktól, üzemeltetőktől, tanulóktól, szakértőktől, oktatóktól és mindenkitől, akinek mondanivalója van a közösség számára.

A Szerkesztőbizottság