

Elektromágneses impulzusok terjedésének vizsgálata különböző közegekben

ERHARDTNÉ FERENCZ ORSOLYA * és FERENCZ CSABA **

* ELTE (Geofizikai Tanszék) Űrkutató Csoport, tudományos munkatárs

** MTA-ELTE Geoinformatikai és Űrtudományi Kutató Csoport vezetője

ELTE Környezetfizikai Tanszékcsoporthoz

spacerg@sas.elte.hu

Kulcsszavak: űrkutatás, hullámterjedés, plazmaszféra, rádiójelek

Az űrkutatás, a távközlés és számos más kutatási terület fontos részét képezi az elektromágneses impulzusok terjedésének vizsgálata különböző közegekben. Ez a vizsgálat magában foglalja a tranziens, bekapcsolási jelenségeket is. A cikk röviden bemutatja a Maxwell-egyenletek megoldásának módszerét általános alakú jeleket feltételezve, anizotróp plazmában, szabad-téri valamint vezetett hullámok esetén, homogén illetve térben inhomogén közeget feltételezve, néhány fontos modell-számítási eredményt is szemlélítve.

1. Bevezetés

A hullámterjedésben az impulzusok különböző közegekben történő terjedésének hagyományos tárgyalása az ismert monokromatikus megközelítéseken alapul, alkalmazva a Maxwell-egyenletek megoldása során az $\exp(j\omega t)$ típusú jelalakra vonatkozó megoldásokat (ahol t az időt, ω a körfrekvenciát jelöli). Ezekben a levezetésekben az impulzust, mint különböző frekvenciájú monokromatikus jelek szuperpozícióját írják le (pl. [1]).

A megoldási módszerek azokat a fogalmakat, paramétereket használják fel, amelyek kizárólag monokromatikus megoldások esetén definiálhatóak (permittivitás, diszperziós egyenlet stb.) Továbbá a Fourier-transzformációt úgy alkalmazzák, hogy nem veszik figyelembe a jel tranziens jellegét, amennyiben az idő szerinti integrál alsó határértékét ugyan zérusnak veszik, ám nem veszik figyelembe a kezdeti értékeket, tehát ezt a transzformációt (ami így inkább Laplace, mint Fourier) matematikailag inkorrekt módon alkalmazzák impulzusok esetére (pl. [2]). Egy valóban általános alakú tranziens jel (impulzus) azonban sohasem monokromatikus, a kezdeti értékek épp a tranziens jelleg miatt nem hagyhatóak figyelmen kívül, és semmiféle olyan megközelítés nem használható fel a korrekt megoldás során, mely kiindulásként monokromatikus jelalakot tételez fel.

Cikkünk olyan új megoldást mutat be, amely az Inhomogén Alapmódusok Módszerét (ang. rövid: MIBM, [3,4]) alkalmazva úgy oldja meg a Maxwell-egyenleteket, hogy elkerüli a korábbi módszerek monokromatikus megközelítéseit. A modellek egyrészt anizotróp plazmában történő síkhullám-terjedésre vonatkoznak, másrészt vákuummal töltött négyszög keresztmetszetű csőtápvonalon fellépő vezetett hullámokra. Az előbbi modell jól írja le a Föld magnetoszférájában is megfigyelhető, villámok által (is) gerjesztett ELF-VLF frekvencia-tartományba eső jelek terjedését (whistlerek), és az úgynevezett TIPP-jelenséget (Transionospheric Pulse Pairs) a magasabb frekvencia-tartományban [5]. Az utóbbi pedig többek között a Föld-ionoszféra hullámvezetőben fellépő impulzus-terjedést (szferixek) modellezi hatékonyan.

További érdekes és mostanáig megválaszolatlan kérdés a monokromatikus és nem-monokromatikus jelek (pl. impulzusok) terjedésének pontos leírása tetszőlegesen inhomogén közegekben.

Monokromatikus elektromágneses jelek inhomogén közegben történő terjedésének hagyományos hullámterjedési modelljei – például az eikonál-egyenlet, a W.K.B. módszer, az általánosított terjedési vektor stb. – közös és alapvető pontatlanságot hordoznak magukban a jel fizikai szerkezetének koncepcióját illetően [1]. Ezekben a megközelítésekben a megoldást az előre haladó és a reflektált jelrészek összegeként írják fel, ahol ezek a jel-részek önmagukban, külön-külön is megoldásai a Maxwell-egyenleteknek.

A valóságban azonban csak a teljes energia, azaz az előre haladó és a reflektált jel együttese elégíti ki a Maxwell-egyenleteket. Tehát a valódi, teljes megoldásnak mindig tartalmaznia kell az összes fellépő módust.

Jól ismert tény, hogy egy lineáris differenciálegyenlet-rendszer megoldásainak összege szintén megoldása az egyenletrendszernek. Azonban ez nem jelenti azt, hogy egy, az egyenletrendszert kielégítő megoldásnak valamilyen elvi megközelítés alapján elkülönített részei önmagukban automatikusan kielégítenék az eredeti egyenleteket. Mivel az inhomogenitás jelenlétében mindig fellép a reflexió jelensége, a Maxwell-egyenleteket csak és kizárólag a terjedő és a reflektált jelrész összege elégíti ki, e jelrészek külön-külön nem.

A cikkben bemutatunk új, zárt alakú megoldásokat tetszőlegesen erősen inhomogén közegben (például inhomogén előmágnesezett plazma, amíg a hullámfront definiálható marad) terjedő és reflektálódó monokromatikus és nem-monokromatikus (impulzus) jelekre. Ezek a megoldások pontosan leírják a terjedő és reflektált jelrészek energiaviszonyait. Alkalmazási példaként rövid impulzusnak az ionoszféráról történő reflektálódását mutatjuk be különböző elektron-sűrűség profilok esetén.

Tekintve a cikk összefoglaló jellegét, csak a számítások és modellek alapösszefüggéseire, a megoldások

pontos alakjának ismertetésére és néhány numerikus eredmény bemutatására szorítokozunk, eltekintve a részletes levezetésektől.

2. Impulzusok terjedése anizotróp plazmában

Az általános alakú nem-monokromatikus jellel (impulzussal) gerjesztett síkhullámok anizotróp előmágnesezett plazmában történő terjedésének megoldása az Inhomogén Alapmódusok Módszerét és a többdimenziós Laplace-transzformációt használja fel, közvetlenül a Maxwell-egyenletekből kiindulva. A teljes elméleti levezetés megtalálható például [6]-ban.

A vizsgált közeg lineáris, a gerjesztő jel időben és a terjedés irányában tetszőleges alakú síkhullám. Amint az a hálózat-elméletből is ismert, egy lineáris rendszer Dirac gerjesztésre adott válasza a hálózat átviteli függvénye. Más gerjesztések hatása így az átviteli függvény és a gerjesztés konvolúciójával meghatározható. Így a legfontosabb tehát meghatározni a Diracra adott választ a különböző közegekben.

A terjedés a modellben az előmágnesező térrel párhuzamos. A plazma egykomponensű (elektron), illetve többkomponensű (elektron és egy vagy több fajta pozitív ion), temperált, hideg és időinvariáns. A plazma és a girofrekvenciát szokott módon ω_p és ω_b jelöli, Z_0 pedig a vákuumbeli hullámimpedancia. A gerjesztés a plazmán kívül, vákuumként figyelembe vett rétegben lép fel, a két réteget a modellben határfelület választja el egymástól (1. ábra).

A megoldás során a Maxwell-egyenletekből és a jelközeg kölcsönhatási egyenletből indulunk ki, teljesen általános jelalakot feltételezve. A hely és idő szerinti Laplace-transzformálás során a differenciálegyenletekbe automatikusan bekerülnek a kezdeti értékek, melyek ismeretlen mennyiségek. Az Inhomogén Alapmódusok Módszerét alkalmazva, és a Heaviside-disztribúcióval kapuzva a modell egyes tér-szegmenseiben fellépő térerősségeket, a Maxwell-egyenletek automatikusan két csoportra esnek szét. Az egyik csoport az egyes szegmenseken belül érvényes megoldásokat (alapl módusok) adja meg, míg a másik csoport a szeg-

menseket elválasztó határfelületeken érvényes úgynevezett csatoló-egyenletek rendszere. Itt válik döntően fontossá a kezdeti értékek figyelembevétele, mivel ezeket a kezdeti értékeket éppen a csatoló-egyenletek ki-elégítésével kapjuk meg, így nyerve a megoldás teljes és pontos, zárt alakját. Nyilvánvaló, hogy valódi, térben és időben tranziens jelek esetén soha nem hagyhatóak figyelmen kívül ezek a kezdeti értékek. Bizonyos modellekben ugyan nulla értékűnek vehetők, ám ez csak speciális feltételek fennállása esetén igaz.

A gerjesztés spektrumát az alábbi alakban kapjuk meg:

$$I_{x0}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_0^{x_0} J_0\left(\xi, t - \frac{x_0 - \xi}{c}\right) d\xi \right] \cdot e^{-j\omega t} dt \quad (1)$$

Az elektronplazmában fellépő elektromos és mágneses térerősségek pedig a következők szerint adódnak:

$$E_z(x, t) = -\frac{Z_0}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} I_{x0}(\omega) \frac{k_0(\omega)}{k_0(\omega) + k_1(\omega)} e^{j[\omega t - k_1(\omega)(x-x_0)]} d\omega, \quad (2)$$

$$H_y(x, t) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} I_{x0}(\omega) \frac{k_1(\omega)}{k_0(\omega) + k_1(\omega)} e^{j[\omega t - k_1(\omega)(x-x_0)]} d\omega.$$

ahol

$$k_1(\omega) = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{\omega\omega_b\omega_p^2 + \omega^2(\omega_p^2 + \omega_b^2 - \omega^2)}{\omega_b^2 - \omega^2}} = k_0 \sqrt{1 + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega_b - \omega)}}, \quad k_0 = \frac{\omega}{c} \quad (3)$$

A többkomponensű plazmában a térerősség-komponensek az alábbiak:

$$E_{ze} = -\frac{Z_0}{4\pi} \int_{-\omega_{\max}}^{\omega_{\max}} \frac{k_0(\omega)}{k_0(\omega) + k_1(\omega)} I_{x0}(\omega) \cdot e^{j[\omega t - k_1(\omega)(x-x_0)]} d\omega \quad (4)$$

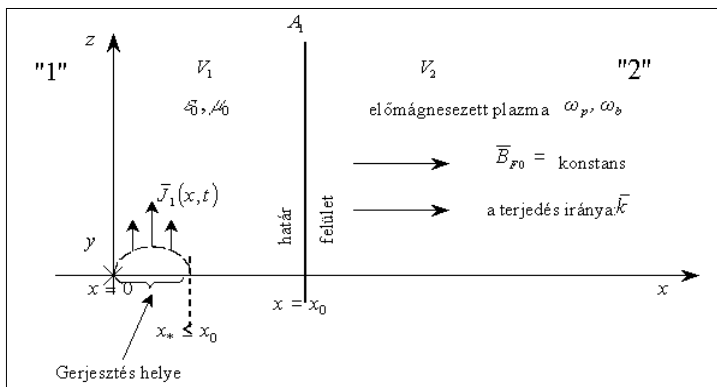
$$E_{zi} = -\frac{Z_0}{4\pi} \int_{-\omega_{\max}}^{\omega_{\max}} \frac{k_0(\omega)}{k_0(\omega) + k_3(\omega)} I_{x0}(\omega) \cdot e^{j[\omega t - k_3(\omega)(x-x_0)]} d\omega$$

ahol (5)

$$k_1 = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{-\omega^2(\omega_p^2 + \omega_{be}^2 - \omega^2) + \omega\omega_p^2\omega_{be} + \omega^2 \sum_{i=1}^n \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{bi}^2 - \omega^2} - \omega \sum_{i=1}^n \frac{\omega_{pi}^2\omega_{bi}^+}{\omega_{bi}^2 - \omega^2}}{\omega_b^2 - \omega^2}}$$

$$k_3 = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{\omega^2 \sum_{i=1}^n \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{bi}^2 - \omega^2} + \omega \sum_{i=1}^n \frac{\omega_{pi}^2\omega_{bi}^+}{\omega_{bi}^2 - \omega^2} - \omega\omega_p^2\omega_{be} + \omega^4 - \omega^2(\omega_p^2 + \omega_{be}^2)}{\omega_{be}^2 - \omega^2}}$$

1. ábra Az alkalmazott modell



Néhány modellszámítási eredményt láthatunk az 2-4. ábrákon.

Az 2. ábrán egy detektált és egy számított elektron-whistler dinamikus spektruma és időfüggvénye látható. A modell nagyon pontosan illeszhető a mért adatokhoz, akár a gerjesztő villámimpulzus jelalakjának meghatározását is beleértve.

A 3. ábrán az úgynevezett ion-whistler és az elektron-whistler dinamikus spektruma együttesen látható egy mért és egy számított esetben. Az új, pontos megoldás segítségével lehetővé vált az

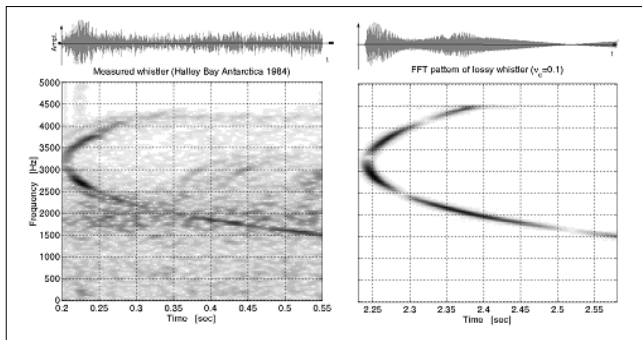
ion-whistlerek keletkezésének leírása, spektrális viselkedésük megértése.

Az új modell alapján igazolható, hogy az összes korábbi elmélettel szemben az ion-whistler nem az elektron-whistlerből keletkezik polarizációfordulással, hanem önálló, független jel. A spektrumában látható felhasadások nem önálló módusok, hanem az ioneloszlástól függően fellépő szingularitások. Mindez egy minden korábbi, monokromatikus alapú leírásnál pontosabb modell megalkotását tette lehetővé, amiből egyrészt a gerjesztő jelalakra, másrészt az ioneloszlásra kaphatunk pontos információkat.

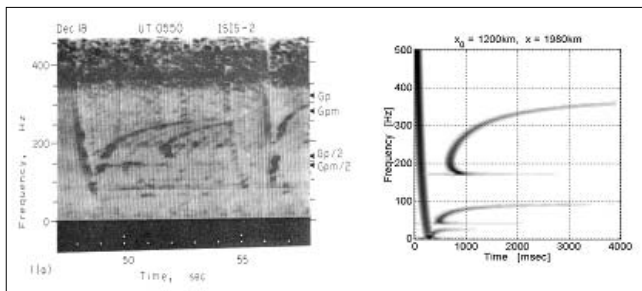
A 4. ábrán a TiPP (Transzionoszférikus Pulzus Pár) jelenség detektált dinamikus spektruma látható, mellette pedig egy, az új modell segítségével számított szimulált TiPP.

Erre a jelenségre mostanáig semmiféle magyarázat nem állt rendelkezésre. Azonban az új modellben – kihasználva, hogy rendkívül flexibilisen változtatható a gerjesztő jelalak – négyszög-impulzus gerjesztést felté-

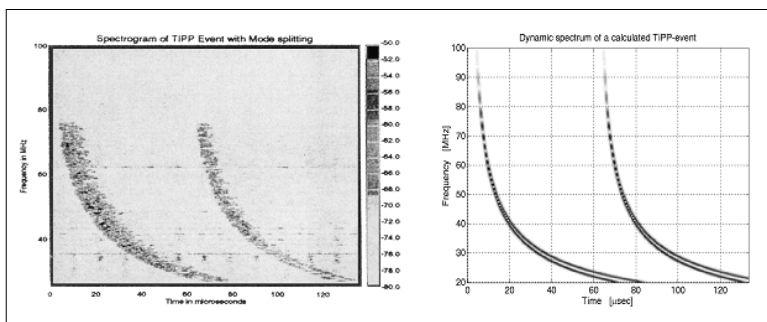
2. ábra Mért (British Antarctic Survey) és számított elektron-whistler időfüggvénye és dinamikus spektruma



3. ábra Mért (ISIS-2 műhold fedélzetén) és számított elektron- és ionwhistler dinamikus spektruma



4. ábra Mért (Alexis műhold fedélzetén) és számított TiPP dinamikus spektruma



telezve megkapjuk a szimulált eredményt. Az elméleti magyarázat konzisztensen illeszkedik fizikai, hullámterjedési ismereteink sorába. Az alacsony frekvenciatarományban is fellépő kétféle módus (ion- és elektron-whistler) a nagyfrekvenciás tartományban ismét terjedni kezd. Ez látható az egyes úgynevezett „megawhistlerekben” látható kettős spektrális nyomvonalban. Azonban amíg egy Dirac gerjesztés egyetlen „megawhistlert” okoz, a négyszögimpulzus ki- és bekapcsolása során, azaz a jel fel és lefutó éle mentén két megawhistler jelenik meg a spektrumban. Természetesen finomabban is illeszthető az egyes mérésekhez a szimulált modell, változtatva a gerjesztés alakját és a plazmaparaméterek értékét.

3. Impulzus terjedése hullámvezetőben

A vizsgált modell egy négyszög-keresztmetszetű, vákuummal kitöltött, tökéletesen vezető fémfalal határolt cső-tápvonal.

A gerjesztés általános alakú, térben és időben transziens, ám tartalmazza a vezetettség tényéből adódó megszorításokat. A megoldás során újra az MIBM és a Laplace-transzformáció eszközeit hívjuk segítségül. A részletes matematikai levezetés megtalálható [7]-ben.

A gerjesztő áramsűrűséget az alábbi alakban vesszük fel:

$$\vec{J}_1 = J_{1x} \cdot \vec{i} + J_{1y} \cdot \vec{j} + J_{1z} \cdot \vec{k}$$

$$|\vec{J}_1| = \delta(t) \cdot \delta(x) \cdot B_1(y) \cdot B_2(z) \tag{6}$$

ahol $B_1(y)$ és $B_2(z)$ a határfeltételeket magukban foglaló általános burkolófüggvények (figyelembe véve, hogy a falaknál a gerjesztésnek nulla értékűvé kell válnia):

$$B_1(0) = B_1(a) \equiv 0 \quad \text{és} \quad B_2(0) = B_2(b) \equiv 0 \tag{7}$$

A burkolók felírhatók a Fourier-sorokkal az alábbi alakban:

$$B_1(y) = \sum_{m=0}^{\infty} C_m \cdot e^{jm \frac{\pi}{a} y} \tag{8}$$

$$C_m = \frac{1}{2a} \int_{-a}^a B_1(y) \cdot e^{-jm \frac{\pi}{a} y} dy$$

és

$$B_2(z) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \cdot e^{jn \frac{\pi}{b} z} \tag{9}$$

$$C_n = \frac{1}{2b} \int_{-b}^b B_2(z) \cdot e^{-jn \frac{\pi}{b} z} dz$$

ahol C_m és C_n a Fourier-együtthatók, a és b a hullámvezető geometriai paraméterei, m és n egész számok:

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

$$n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \tag{10}$$

A térerősség-komponensek tehát a következő alakban határozhatók meg:

$$\begin{aligned}
 H_x(t, x, y, z) &= \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \sum_m \sum_n \frac{P_- C_m C_n}{k_x(\omega)} \cdot e^{jT_+} \cdot e^{jM} \cdot e^{jN} - \sum_m \sum_n \frac{P_- C_m C_n}{k_x(\omega)} \cdot e^{jT_-} \cdot e^{jM} \cdot e^{jN} \right\} d\omega \\
 H_y(t, x, y, z) &= \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \sum_m \sum_n C_m C_n \sin\alpha \cdot e^{jT_+} \cdot e^{jM} \cdot e^{jN} + \sum_m \sum_n C_m C_n \sin\alpha \cdot e^{jT_-} \cdot e^{jM} \cdot e^{jN} \right\} d\omega \\
 H_z(t, x, y, z) &= \frac{-1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \sum_m \sum_n C_m C_n \cos\alpha \cdot e^{jT_+} \cdot e^{jM} \cdot e^{jN} + \sum_m \sum_n C_m C_n \cos\alpha \cdot e^{jT_-} \cdot e^{jM} \cdot e^{jN} \right\} d\omega \\
 E_x(t, x, y, z) &= \frac{-1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \sum_m \sum_n \frac{P_+ C_m C_n}{\omega \epsilon_0} \cdot e^{jT_+} \cdot e^{jM} \cdot e^{jN} + \sum_m \sum_n \frac{P_+ C_m C_n}{\omega \epsilon_0} \cdot e^{jT_-} \cdot e^{jM} \cdot e^{jN} \right\} d\omega \\
 E_y(t, x, y, z) &= \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \sum_m \sum_n \frac{[(-m\pi/a)P_+ - \epsilon_0 \mu_0 \omega^2 \cos\alpha] C_m C_n}{\epsilon_0 \omega k_x(\omega)} \cdot e^{jT_+} \cdot e^{jM} \cdot e^{jN} - \right. \\
 &\quad \left. - \sum_m \sum_n \frac{[(-m\pi/a)P_+ - \epsilon_0 \mu_0 \omega^2 \cos\alpha] C_m C_n}{\epsilon_0 \omega k_x(\omega)} \cdot e^{jT_-} \cdot e^{jM} \cdot e^{jN} \right\} d\omega \\
 E_z(t, x, y, z) &= \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \sum_m \sum_n \frac{[(-n\pi/b)P_+ - \epsilon_0 \mu_0 \omega^2 \sin\alpha] C_m C_n}{\epsilon_0 \omega k_x(\omega)} \cdot e^{jT_+} \cdot e^{jM} \cdot e^{jN} - \right. \\
 &\quad \left. - \sum_m \sum_n \frac{[(-n\pi/b)P_+ - \epsilon_0 \mu_0 \omega^2 \sin\alpha] C_m C_n}{\epsilon_0 \omega k_x(\omega)} \cdot e^{jT_-} \cdot e^{jM} \cdot e^{jN} \right\} d\omega
 \end{aligned} \tag{11}$$

ahol

$$P_+ = m \frac{\pi}{a} \cos\alpha + n \frac{\pi}{b} \sin\alpha \quad P_- = -m \frac{\pi}{a} \cos\alpha + n \frac{\pi}{b} \sin\alpha$$

$$T_+ = \omega t + k_x(\omega) \cdot x \quad T_- = \omega t - k_x(\omega) \cdot x$$

$$M = m \frac{\pi}{a} y \quad N = n \frac{\pi}{b} z \tag{12}$$

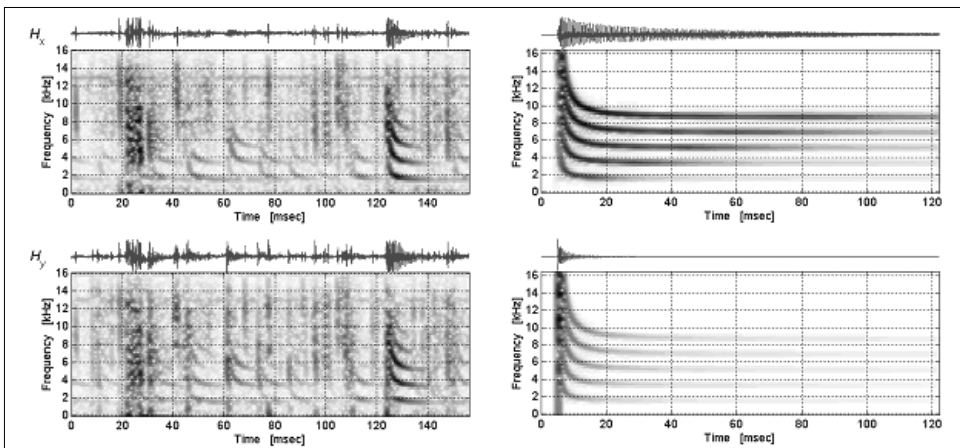
$$k_x(\omega) = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \omega^2 - \left(m \frac{\pi}{a}\right)^2 - \left(n \frac{\pi}{b}\right)^2}$$

Fontos és szemléletes alkalmazási példa a fenti eredményekre a Föld-ionoszféra hullámvezetőben fellépő, villámimpulzusok által gerjesztett vezetett jelek (szferixek) modellezése. Ezt a légköri réteget a hullámterjedési vizsgálatokban általában vákuumként veszik figye-

lembe. A hullámvezetőt két végtelenül jól vezető párhuzamos fémfalal modellezzük. A gerjesztés felírásánál időben és térben a terjedés irányában Dirac-függvény-nyel számolunk, a burkoló-függvényeknél pedig 5 felharmónikust veszünk figyelembe, ám fontos megjegyezni, hogy mindkét feltételezés rugalmasan változtatható.

Az 5. ábrán látható egy villámok által gerjesztett szferix-sorozat detektált időfüggvénye és dinamikus spektruma, mellette pedig a modellszámítás eredménye.

Amint az az ábrából is látható, a modell nagy pontossággal írja le a jelenséget, és további nagy előnye a gyorsaság és a rugalmasan változtatható paraméterek. Az egyes módusok közötti frekvencia-távolságból a hullámvezető geometriai mérete (azaz az ionoszféra alsó határának a felszíntől mérhető távolsága) határozható meg, a beesés iránya pedig abból, hogy a különböző irányú térkomponenseknél a nulladrendű módus nulla vagy nem-nulla értékű.



Azaz, korrigálva a (feltételezhetően kalibrált) mért térkomponenseket egy változtatható nagyságú szögfüggő faktoral, a beérkezés iránya nagy pontossággal meghatározható. A szferix által megtett távolság (azaz a gerjesztő villám helye) pedig a diszperzió mértékéből becsülhető meg.

5. ábra
Mért (Marion-szigetek) és számított szferixek dinamikus spektruma és időfüggvénye

4. Monokromatikus jelek terjedése és reflektálódása inhomogén közegekben

A korábbi, inhomogén közegekre vonatkozó hullámterjedési elméletek (például a W.K.B.-eljárás, a csatolt W.K.B. módszer, az általánosított terjedési vektor, az eikonal-egyenlet stb.) alapvető félreértést hordoznak magukban a jel fizikai szerkezetét illetően, aminek eredményeként ezek a megoldások pontos számítások esetén önellentmondásra vezetnek, továbbá ez a vitatható érvényességük is erősen korlátozott. Ugyanis, például a W.K.B. eljárást következetesen végiggondolva belátható, hogy a kiinduló feltételrendszer érvényesítése a Maxwell-egyenletekben helyfüggetlen, konstans jel-amplitúdót eredményez, miközben ez inhomogén közegekben elvileg lehetetlen.

Az ellentmondás abból a feltételezésből ered, hogy ezek az eljárások feltételezik a terjedő és a reflektálódott jelrészek függetlenségét, azaz úgy tekintenek az inhomogén közegben terjedő jelre, mintha az a reflektálódott résztől függetlenül a Maxwell-egyenletekből levezethető lenne. Ekkor azonban valójában homogén közeget tételeznek fel. Emiatt be kell vezetni járulékos egyéb megszorításokat a jel energia-struktúráját illetően.

Még szemléletesebben észlelhető ez a gond akkor, amikor azt tapasztaljuk, hogy az így kapott megoldás csak az úgynevezett „gyengén” inhomogén közegekben ad hozzávetőleg pontos leírást. Az ellentmondás feloldására tett kísérlet a csatolt hullámok módszere, azonban egzakt megoldás a kérdésre e módszerekkel (elvileg hibás kiindulásuk miatt) egyáltalán nem nyerhető. Az itt csak röviden összegzett gondolatmenet részletes matematikai bizonyítása megtalálható [8]-ban.

Az új megoldási módszer elkerüli ezeket az ellentmondáshoz vezető feltételezéseket, és mind a terjedő, mind a reflektált energiá részre zárt alakú, pontos formulát ad. A gondolatmenet sarokköve az Inhomogén Alapmódusok Módszere, melyben lényeges és alapvető gondolat, hogy nem az alapmódusok elégítik ki a Maxwell-egyenleteket, összegüként azonban felírható a fizikailag is létező jel. Csak ez az eredő összeg elégíti ki a Maxwell-egyenleteket.

$$\bar{G}(\vec{r}, t) = \sum_i G_i(\vec{r}, t), \tag{13}$$

ahol

$\bar{G} = \bar{E}, \bar{D}, \bar{H}, \bar{B}$ és i a létező módusok száma.

Eltekintve a részletes matematikai levezetéstől, a megoldási módszer olyan nem-Riccati típusú differenciálegyenlet-rendszerre vezet, amely szukcesszív approximációval megoldható. Az szukcesszív approximáció első lépése (nulladrendű közelítés) visszaadja a jól ismert W.K.B. alapmegoldást, amikor a reflektált jelrész kiinduló értéke nulla (az „1” index jelöli az előre terjedő energiárészt, a „2” index tartozik a reflektálódott részhez):

$$E_1(x) = C\sqrt{Z_0(x)} \quad \text{ahol } C = \text{konstans} \tag{14}$$

$$E_2 = \frac{E_{10}}{2} \sqrt{Z_0(x)} \int_x^{x_M} \frac{d(\ln Z_0)}{du} e^{-j2 \int_0^u k(v) dv} du \tag{15}$$

A szukcesszív approximáció következő lépését elvégezve egyre pontosabb formulák adódnak. A jelrészek közti energiacsatolás jól látható a további approximációs lépésekkel nyerhető formulák szerkezetében. Az elsőrendű közelítést elvégezve az inhomogén közegben előre terjedő jelre az alábbi összefüggés adódik (16):

$$E_1 = E_{10} \sqrt{Z_0(x)} \left\{ 1 - \frac{1}{4} \int_0^x \frac{d(\ln Z_0)}{du} e^{j2 \int_0^u k dv} \left[\int_u^{x_M} \frac{d(\ln Z_0)}{dw} e^{-j2 \int_0^u k dv} dw \right] du \right\} \text{ stb.}$$

5. Impulzusok terjedése és reflektálódása inhomogén plazmában

A vizsgált közeg inhomogén, anizotróp, elómágnesezett, hideg elektronplazma [9]. A gerjesztést az alábbi alakban vesszük fel (azonosan (1)-el):

$$I_{x=0}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-x_0}^0 J_0 \left(l, t + \frac{l}{c} \right) dl \left\{ e^{-j\omega t} dt \right\} \tag{17}$$

A megoldás alapja hasonló a monokromatikus esetben leírthoz, és szukcesszív approximációval megoldható differenciálegyenlet-rendszerre vezet. Az approximáció első lépésében a reflektált jelre adódó megoldás az alábbi (18):

$$E_{z2}(x, t) = -\frac{j}{8\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{C_0(\omega)}{\sqrt{k(x, \omega)}} \int_{\xi}^x \frac{1}{2k(u, \omega)} \frac{\partial k(u, \omega)}{\partial u} e^{-2j \int_0^u k(v, \omega) dv} du \right] e^{j \left(\omega t + \int_0^x k(h, \omega) dh \right)} d\omega$$

ahol

$$C_0(\omega) = I_{x=0}(\omega) \frac{k_0(\omega) \sqrt{k(x=0, \omega)}}{k_0(\omega) + k(x=0, \omega)} \tag{19}$$

$$k(x, \omega) = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{\omega \omega_b(x) \omega_p^2(x) + \omega^2 [\omega_p^2(x) + \omega_b^2(x) - \omega^2]}{\omega_b^2(x) - \omega^2}} \tag{20}$$

A megoldás szerkezetében, az egymásba ágyazódó integrálokban nyomon követhető, hogy a terjedő és a reflektálódó energia szoros, pontról pontra változó kapcsolatban van egymással, e jelrészek önállóan nem tudnak létezni.

Az új elméleti modell és megoldás megnyitotta az utat a numerikus modell-számítások előtt többek között az ionoszféra-mérések szimulálásához. Ilyen szimulációs számítás eredménye látható a 6/a. ábrán, ahol lineárisan változó elektron-sűrűség profil esetén fellépő reflektált jel időfüggvénye és dinamikus spektruma látható egy adott helyen. Az alkalmazott gerjesztés Dirac-delta. Lineáris girofrekvencia-változás esetén kialakuló reflektált időfüggvény és dinamikus spektrum látható a 6/b. ábrán.

Az eredmények azt mutatják, hogy a reflexió mértéke és viselkedése követi az adott sűrűség-profilt, és szinte „pillanatképet” kaphatunk a közeg inhomogenitásának jellegéről. Így kiemelten fontos ez az eredmény az ionoszonda-mérések értékelésénél is. A jel viselkedése az alacsonyabb és a magasabb frekvenciatartományokban hasonló az előre terjedő jeléhez, az alacsonyabb tartományban whistler-típusú, míg a magasabb tartományban a TiPP-nek megfelelő jellegű a jel spektruma. Jól látható, hogy a reflexió mindaddig folyamatos, amíg az impulzus által gerjesztett jel előre terjedve teljesen át nem halad az inhomogenitáson (a diszkrét vonalak az FFT-képben a numerikus számítás véges felbontóképességéből erednek).

Ez az eredmény minden olyan területen alkalmazható, ahol fontos a reflektált jel pontos alakja, a reflexió mértéke, és az energetikai mérleg ismerete.

6. Konklúziók

A bemutatott új elméleti hullámterjedési modellek és megoldási módszerek segítségével meghatározhatóak valóban tetszőleges alakú, térben és időben behatárolt, tranziens gerjesztéssel létrehozott hullámok homogén és tetszőleges mértékben inhomogén, bonyolult közegekben, illetve vezetett jelek és nem vezetett síkhullámok esetén. Számos fontos alkalmazási területen nagy pontossággal írják le ezek a megoldások a regisztrált jelenségeket.

A módszerek általánosak, rugalmasan adaptálhatók az adott hullámtani feladathoz, és frekvenciatartománytól függetlenül érvényes eredményt adnak. Fontos továbblépést jelentene, ha sikerülne a módszert általánosítani nem-lineáris problémákra is.

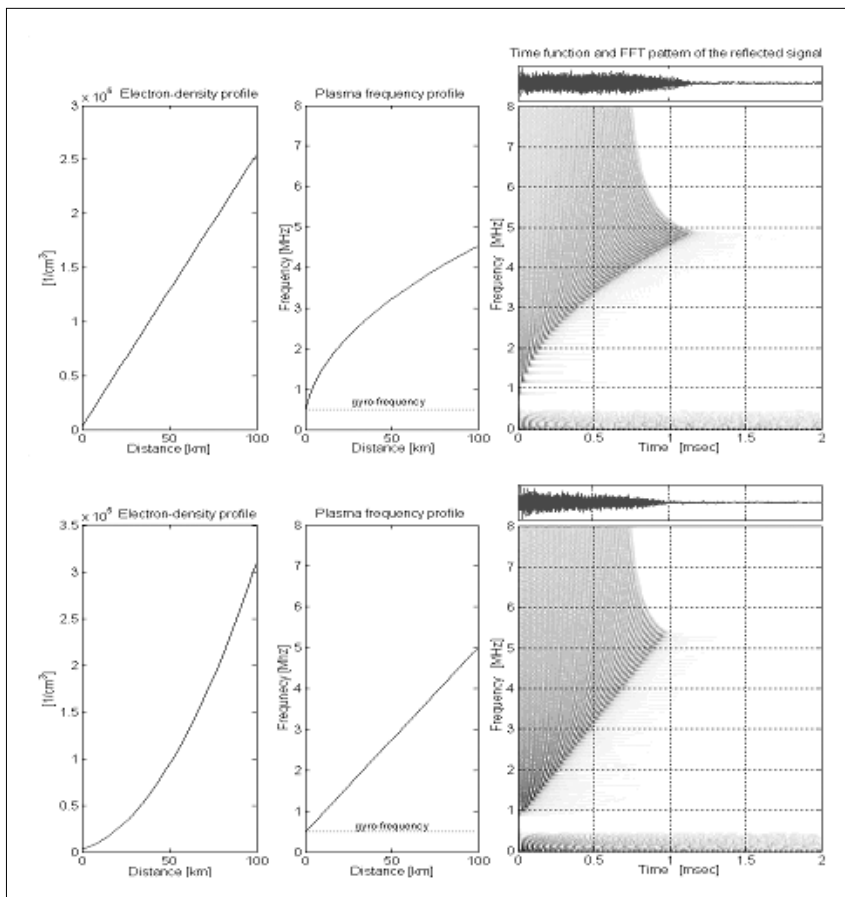
Tekintettel arra, hogy napjainkban szinte minden kutatási területen lényeges az impulzusok vizsgálata, így ezek az eredmények fontos új irányokat nyitnak meg. Ilyen például az aknakeresés, mint alkalmazási terület, de megemlíthetjük a jelfeldolgozó eszközöket és számítógépeket is, valamint a nagysebességű optikai átvitelt. Ebben a kérdésben a következő lényeges lépés a kör keresztmetszetű hullámvezetőkben terjedő rövid impulzusok vizsgálata. További fontos, jelenleg is vizsgált terület az anizotróp plazmával töltött homogén illetve inhomogén csőtápvonalon terjedő impulzusok leírása. Ez kiemelkedő jelentőségű a magaslégkörü, geofizikai mérések interpretálása során.

A bemutatott modell-számítási eredmények és a regisztrált jelenségek között figyelemre méltó korreláció tapasztalható. E modellek egyik eredménye egy alapjaiban új, konzisztens fizikai interpretáció megalkotása számos mért jelenség keletkezésének magyarázataként (például whistlerek, TiPP-jelenségek). Épp ezért kiemelten fontosak a műholdak fedélzetén elvégzendő szélessávú elektromágneses mérések, és ezek (főleg az ismeretlen eredetűeknek véltek) hullámtanilag pontos kiértékelése. Reményt keltő irány a kutatásokban továbbá a feltételezeten földrengéseket megelőző magaslégkörü anomalisztikus elektromágneses jelek vizsgálata, amely hosszabb távon magában rejtheti egy hatékonyabb földrengés-előrejelzés elméleti alapjait is. A megalkotott új modell alkalmazhatósága e tekintetben is érdemi előrelépést jelent.

Mind a monokromatikus jelek, mind a rövid impulzusok terjedésének pontos elmélete fontos lehet az űreszközök és a földi irányítás közötti kommunikáció és adat-továbbítás során is.

Az általános érvényű módszer és különösen az inhomogén közegekre történő alkalmazása megváltoztatta a terjedő elektromágneses energia fizikai szerkezetéről és természetéről alkotott képet. Tudomásul kell vennünk, hogy fizikailag korrekt alakban kell feltételeznünk a keresett megoldást ahhoz, hogy a Maxwell-egyenleteknek valódi, pontos, ellentmondásoktól mentes megoldását megtalálhassuk. Einstein szavaival szólva [10]:

Az általános érvényű módszer és különösen az inhomogén közegekre történő alkalmazása megváltoztatta a terjedő elektromágneses energia fizikai szerkezetéről és természetéről alkotott képet. Tudomásul kell vennünk, hogy fizikailag korrekt alakban kell feltételeznünk a keresett megoldást ahhoz, hogy a Maxwell-egyenleteknek valódi, pontos, ellentmondásoktól mentes megoldását megtalálhassuk. Einstein szavaival szólva [10]:



6. ábra
Számított reflektált jel spektruma és időfüggvénye különböző elektron-sűrűség és plazmafrequencia profilok esetén

„Egy fizikai elmélet bármely komoly megfontolásánál figyelembe kell venni azt a különbséget, ami a mindenféle elmélettől független objektív valóság és az adott elmélet által alkalmazott fizikai koncepció között fennáll.”

Irodalom

- [1] Budden K.G.: Radio waves in the ionosphere; Cambridge University Press, London 1966.
- [2] Yeh, K. C., Liu, C. H.: Theory of Ionospheric Waves, International Geophysics Series, Vol. 17., pp.23–28., Academic Press New York and London, 1972.
- [3] Ferencz, Cs.: Elektromágneses hullámterjedés, Akadémiai Kiadó, Budapest, 1996.
- [4] Ferencz Cs.: Electromagnetic wave propagation in inhomogeneous media: Method of Inhomogeneous Basic Modes; Acta Technica Ac.Sci.H., Vol. 86(1-2), pp.79–92. 1978.
- [5] Rodger, C.J.: Red sprites, upward lightning, and VLF perturbations, Reviews Geophys. 1999., 37, 3, 317.
- [6] Ferencz Cs., Ferencz O.E., Hamar D., Lichtenberger J.: Whistler Phenomena, Short Impulse Propagation; Kluwer Academic Publishers, Astrophysics and Space Science Library, Dordrecht, 2001.
- [7] Ferencz, E. O.: Impulzus-terjedés vizsgálata vákuummal kitöltött csőtápvonalon, Híradástechnika, Vol. 2004/1, pp.19–24.
- [8] Ferencz Cs.: Real solution of monochromatic wave propagation in inhomogeneous media, in press, Pramana Journal of Physics, 2003.
- [9] Ferencz O. E.: Full-wave solution of short impulses in inhomogeneous plasma, submitted to Pramana Journal of Physics, 2003.
- [10] Einstein A., Podolsky B. and Rosen N.: Physical Review, 47, pp.777–780. (1935)

In memoriam

HORVÁTH IMRE (1936-2004)

A szakmában nagyon sokan becsültük, tiszteltük és szerettük Horváth Imrét, akinek állapotát aggódva kísértük figyelemmel, míg márciusban le nem győzte régóta húzódott súlyos betegsége. Egyetlen munkahelye a BHG Híradástechnikai Vállalat és annak jogelődje volt. Ide 1959-ben az Átviteltechnikai Fejlesztési Osztályra lépett be. Hamarosan ismert és közbecsülésben álló szakember lett, amihez Egyesületünkben végzett munkája is hozzájárult. Abban az időben vitte ki a gyár fiókos kivitelű, rövidesen már félvezető alapú, egyre több csatornás vivőhullámú berendezéseit a piacra, melyek létrehozásában egyre jelentősebb szerepet játszott. Mindazonáltal 1964-ben, amikor az átviteltechnikai gyáregység a Telefongyárba került, ő a BHG-ban maradt és az elektronikus telefonközpontok fejlesztésébe kapcsolódott be. A szakmai ismereteket szorgalmasan gyűjtötte, támaszkodva külföldön szerzett angol nyelvtudására. Tanulmányozta a külföldi szakirodalmat, a CCITT ajánlásokat és azok előkészítő anyagait. 1965 után, a Telefonközpont fejlesztési osztályon a tárolt programvezérlés elsajátítása végett szervezett szemináriumon tartott jelentős előadásokat. A Fejlesztési Intézetben a Rendszertechnikai Főosztályt vezette, ahol fontos feladata volt a közben a vállalatba beolvasztott Elektromechanikai Vállalat fejlesztési témáinak átvétele. Az onnan átvett fejlesztő mérnökökkel indította meg a digitális központok fejlesztését. Közben onnan került a vállalat átszervezése után az 1.sz. gyárba főmérnöknek, a gyár vezetőjének kívánságára. Itt kitűnt szervezőképességével és gyakorlati felkészültségével. Reggel a napot a gyár végigjárásával kezdte, ebben a vállalat háború alatti vezérigazgatójának példáját követte. Ahol szükséges volt, tanácsaival segített, és ha kellett, intézkedett a felbukkant akadályok elhárítására.

Amikor az 1.sz. gyár vezetője más beosztásba lépett elő, Horváth Imrét örömmel fogadták vissza a Fejlesztési Intézetbe. Rövidesen a CCITT XI. sz. Tanulmányi Bizottságának tagja lett, ahol értékes munkát végzett részvételével a digitális központok együttműködését megszervező protokollok kidolgozásában. E megbízásától csak elhatalmasodó betegsége miatt lett kénytelen megválni.

A híradástechnikai iparág külkereskedelmi vállalata, a Budavox gyakran szervezett szemináriumokat külföldi piacain. Ezeket sokszor tartott előadásokat, és tapasztalataival segítette e szemináriumok tartalmi és formai tökéletesítését.

Kommunikatív és kitűnő kapcsolatteremtő volt, ezért szinte mindenkivel jóban volt, akivel a munkája összehozta. Munkatársai, beosztottai, főnökei szerették, mint mindenkivel barátságos, segítőkész kollégát. Eljutott a műszaki igazgató helyettesi beosztásig.

Egyesületünkben jelentős szerepet játszott munkabizottságok tagjaként, figyelmet keltő hozzászólásaival, mint a Távközlési Klub vitáinak aktív résztvevője. Az ITU munkájában szerzett tájékozottságára támaszkodva, Egyesületünkben gyakran tartott előadást az ott folyó munkáról. Legnagyobb hatást a „Missing Link” című tanulmányról és a Bangemann-jelentésről tartott beszámolója gyakorolta, de az ISDN-nel is sok tagtársunk egyesületünkben Horváth Imre segítségével ismerkedett meg részletesen. Eredményes munkáját 1979-ben Egyesületünk Puskás Tivadar díjjal jutalmazta. Híradástechnika c. folyóiratunkban tartalmaz cikkei, köztük úti beszámolóit jelentek meg. Szakirodalmi tevékenységét ezenkívül nyugdíjba vonulása után a MATÁV műszaki lapjában, a Magyar Távközlésben is folytatta.

Kedvenc sportja volt a futball. Gyári barátaival gyakran elment futbalozni, a Vasas csapatában is jól szerepelt, közel kerülve ahhoz, hogy a nemzeti válogatott tagja legyen.

Sajnálatos betegsége folyamatosan hatalmasodott el rajta, míg végül viszonylag fiatalon vagyunk most kénytelenek búcsút venni tőle.

Köszönünk Imre mindent, amit kaptunk Tőled, nyugodjál békében!

Horváth Gyula