10.13147/NYME.2012.015

NYUGAT-MAGYARORSZÁGI EGYETEM

KITAIBEL PÁL KÖRNYEZETTUDOMÁNYI DOKTORI ISKOLA

GEOKÖRNYEZETTUDOMÁNYI PROGRAM

Doktori (PhD) értekezés

Az elektromágneses impedancia-tenzor külső eredetű változásai

Lemperger István

Témavezető: Dr. Wesztergom Viktor

SOPRON

2012

10.13147/NYME.2012.015

Az elektromágneses impedancia-tenzor külső eredetű változásai

Értekezés doktori (PhD) fokozat elnyerése érdekében
a Nyugat-magyarországi Egyetem Kitaibel Pál Környezettudományi Doktori Iskolája
Geokörnyezettudományi programja

Írta:
Lemperger István

Készült a Nyugat-magyarországi Egyetem Kitaibel Pál Környezettudományi Doktori Iskolája
Geokörnyezettudományi programja keretében

Témavezető: Dr. Wesztergom Viktor

Elfogadásra javaslom (igen / nem)

(aláírás)

A jelölt a doktori szigorlaton ..... % -ot ért el,

Sopron/Mosonmagyaróvár .....
a Szigorlati Bizottság elnöke

Az értekezést bírálóként elfogadásra javaslom (igen /nem)

Első bíráló (Dr. ....) igen /nem

(aláírás)

Második bíráló (Dr. ....) igen /nem

(aláírás)

(Esetleg harmadik bíráló (Dr. ....) igen /nem

(aláírás)

A jelölt az értekezés nyilvános vitáján.....% - ot ért el

Sopron/Mosonmagyaróvár,

.....
a Bírálóbizottság elnöke

A doktori (PhD) oklevél minősítése.....

.....
Az EDT elnöke

10.13147/NYME.2012.015

External origin variation of the electromagnetic impedance-tensor

The practical magnetotelluric (MT) data processing is generally based on a simplification related to the sources of the surface electromagnetic (EM) field variations. The main objective of the PhD work is to provide a quantitative estimation of the deviation of the surface impedance tensor (SIT) related to that approximation. In the frame of the theoretical approach general formules of the surface EM fields and impedance has been provided related to ionospheric pulsation current system. Apart of that numerical determination of the MT response function has also been carried out.

By the practical approach four years of observatory data has been processed and systematic daily and annual modulation of the SIT has been demonstrated by means of spectral analysis. A possible physical explanation of the fluctuation has been provided based on the daily polarization variation of the geomagnetic field.

The deviation of the experimental SIT related to different source mechanisms has been examined and the impedance modulation effect of the geomagnetic activity has also been demonstrated.

10.13147/NYME.2012.015

Az elektromágneses impedancia-tenzor külső eredetű változásai

Az elektromágneses (EM) kutatások során a felszín alatti térség elektromágneses paramétereinek térbeli eloszlásáról kapunk közvetett információt. A Föld felszínén tapasztalható természetes eredetű mágneses változásokat felhasználó - ún. passzív forrású-módszerek esetében azonban a rutinszerű adatfeldolgozás során kapott eredmények a földtani információk mellett az EM erőtér forrásainak bizonyos sajátosságait is magában hordozzák. A gyakorlati adatfeldolgozás során azzal a feltételezéssel élünk, hogy az említett torzítások elhanyagolható mértékűek.

Doktori munkám tárgyát az egyik legelterjedtebben alkalmazott, természetes forrású elektromágneses módszer, a felszíni horizontális elektromos és mágneses komponensek regisztrálásán alapuló magnetotellurikus (MT) kutatás képezi. A munkám célja, hogy megvizsgáljam az említett közelítő feltevések jogosságát. Nevezetesen, hogy a választott frekvenciatartományban aktív magnetoszférikus-ionoszférikus forrásokról jelenleg rendelkezésünkre álló ismeretek és modellek felhasználásával kvantitatív elméleti becslést adjak a felszíni impedancia *forráshatás* miatti torzulásaira. A forrás méretéből és térbeli hullámhosszából adódó impedancia változás mértékének becslésére pulzációs ionoszférikus áramtér modellt választottam, melyet időben változó fázisú, térben változó amplitúdójú, azimutális irányban lehatárolt ionoszférikus áramrendszerek összességeként előállítva modelleztem. Elméleti és numerikus becslést adtam arra, hogy fizikailag realisztikus forrásgeometriák esetén milyen jellegű és mekkora torzulás várható az ideális, ún. *síkhullám* feltevés esetéhez képest.

Spektrális vizsgálataimmal kimutattam, hogy közepes földrajzi szélességen, a hosszú periódusú ULF tartományban jelentős impedancia torzulás figyelhető meg a forrás jellemző polarizációjának következtében. Megállapítottam, hogy az utóbbi jellegű forráshatás mértéke nagymértékben függ a fajlagos ellenállás térbeli eloszlásától, a kutatandó szerkezet dimenzionalitásától.

Különböző forrás-mechanizmusokhoz kapcsolódó frekvencia értékeken határoztam meg a tapasztalati MT válaszfüggvényt és bizonyítottam, hogy az obszervatóriumi érzékenységek mellett a számított felszíni impedancia függvények között eltérés nem mutatható ki.

Geomágneses index felhasználásával, különböző aktivitású időszakokban számított tapasztalati impedancia függvények hibahatáron belüli, de határozott eltérését mutattam ki. A doktori munka eredményei az elektromágneses kutatómódszerek során rögzített adatok pontosabb feldolgozását és hitelesebb értelmezését segítik elő.

10.13147/NYME.2012.015

Tartalomjegyzék

Köszönetnyilvánítás **vii**

Bevezetés **1**

A dolgozat témája és célkitűzései **3**

1 Elektromágnesség a Föld környezetében **6**

1.1. Természetes elektromágneses tér a Föld felszínén 6

1.2. A geomágneses variációk magnetoszférikus-ionoszférikus eredetéről 7

1.3. Magnetotellurikus szondázás és felszíni impedancia 43

2 A Price-féle megalapozás kifejtése **53**

2.1. Az alapegyenletek rendszere 54

2.1.1. Az egyenletrendszer következményei 55

2.1.2. Határfeltételek 58

2.2. Az egyenletrendszer megoldása, az erőterek illesztése 58

2.2.1. Megoldások szétválasztása a forrásmentesség feltétel alapján . . . 60

2.2.2. Az egyenletrendszer I. típusú megoldása 60

2.2.3. Az egyenletrendszer II. típusú megoldása 69

2.3. Időben periodikus indukáló tér a nagycenki egyszerűsített közegmodell fölött 76

2.3.1. Az I. típusú megoldás összefüggéseinek alkalmazhatósága 76

2.3.2. Időben periodikus indukció leírása a rétegzett modell esetében . . 77

2.3.3. Határfeltételi egyenletrendszer a lokális modell esetében 79

2.4. Felszínnel párhuzamos áramrendszer, mint periodikus indukáló tér 81

2.4.1. A közeg válasza a gerjesztésre - a c_0 függvény meghatározása . . . 96

2.4.2. Elméleti impedancia függvény kiszámítása a konkrét esetre 100

2.4.3. Általánosított áramtérmodell terének vizsgálata 118

3 Az obszervatóriumi adatok feldolgozása **122**

3.1. A geomágneses és tellurikus adatsor 122

3.2. Az adatbázis előkészítése 123

3.3. A vizsgált terület impedancia és fajlagos ellenállás függvényének meghatározása 123

10.13147/NYME.2012.015

4 Az impedancia függvény változásának spektrális vizsgálata 132
4.1. Rövid periódusú változások 132
4.2. Hosszú távú moduláció spektrális vizsgálata 149
4.3. Rotációs invariáns vizsgálata 149

5 Időben nem periodikus forráshatás vizsgálata 157
5.1. Az impedancia vizsgálata magnetoszférikus üregrezonátor és hullámvezető frekvenciákon 157
5.2. A geomágneses háborgatottság hatása impedancia függvényre 159

6 Következmények, kiegészítések 166
6.1. A forráshatás kritikus következményei az EM-es kutatásban 166
6.2. Az EM háttérzajról 166

7 A vizsgálatok jövőbeli pontosítására vonatkozó tervek 168

8 Összefoglalás, tézisek 169

A Függelék 172
A.1. MHD hullámok lineáris megoldása 173
A.2. A forrás felszíni elektromos és mágneses tere 177
A.2.1. H_y-re vonatkozó eredmények megjelenítése 177
A.2.2. H_z-re vonatkozó eredmények megjelenítése 180
A.2.3. E_x-re vonatkozó eredmények megjelenítése 187

Irodalomjegyzék 194

Jelölések 207

10.13147/NYME.2012.015

Köszönetnyilvánítás

Köszönetet szeretnék mondani témavezetőimnek Wesztergom Viktornak és Verő Józsefnek, a munkám során nyújtott sokrétű segítségükért és útmutató tanácsaikért. Köszönet kollégáimnak Michel Menviell-nek (LATMOS), Bencze Pali bácsinak, Szarka Lászlónak, Ádám Antalnak, Szendrői Jutkának és Prácser Ernőnek az együttműködésért és szakmai támogatásért. Köszönet illeti a Magyar Tudományos Akadémia Geodéziai és Geofizikai Kutatóintézetet, -ma MTA CSFK GGI- szakmai kutatásaimhoz nélkülözhetetlen háttér biztosításáért, illetve a szükséges hardveres informatikai háttér támogatásért. Szeretnék köszönetet mondani mindazoknak, akik közvetlenül vagy közvetve segítették, hogy az értekezés megszülethessen. Végül, de nem utolsó sorban szeretném megköszönni családomnak és barátaimnak munkám során tanúsított odaadó támogatásukat és biztatásukat, amely nélkül ez az értekezés nem készülhetett volna el.

10.13147/NYME.2012.015

„There are two possible outcomes: If the result confirms hypothesis, then you've made a measurement. If the result is contrary to the hypothesis, then you've made a discovery."

Enrico Fermi

10.13147/NYME.2012.015

Bevezetés

A természettudomány, azon belül a geofizika legfontosabb feladatai közé tartozik a Föld és közvetlen környezetünk megismerése, fizikai és geológiai folyamatainak megértése. A napjainkban felmerülő energia és környezetvédelmi problémák megoldása a globális és lokális változások mibenlétének ismerete nélkül elképzelhetetlen. A geofizikai kutatómódszerek széles skálája lehetőséget biztosít mind a földfelszín alatti, mind a Föld körüli térségben végbemenő dinamikus folyamatok megértésére és értelmezésére. Az elektromágneses (EM) módszerek manapság a sekély mélységű, felszínközeli szerkezetkutatások, régészeti feltárások és mérnökgeofizikai vizsgálatokon túl, a nagyobb mélységben található nyersanyag kutatásban, valamint a mélytektonikai változások megismerésében is fontos szerepet kapnak. A hiteles geofizikai információk megszerzésének alapvető feltétele, hogy az alkalmazott módszerek minél pontosabban képezzék le a változatos földtani szerkezeteket. Az EM kutatások során a felszín alatti térség elektromos paramétereinek térbeli eloszlásáról kapunk közvetett információt. A Föld felszínén tapasztalható természetes eredetű mágneses változásokat felhasználó - ún. passzív forrású- módszerek esetében azonban a rutinszerű adatfeldolgozás során kapott eredmények a földtani információk mellett az EM erőtér forrásainak bizonyos sajátosságait is magában hordozzák. A gyakorlati adatfeldolgozás során azzal a feltételezéssel élünk, hogy az említett torzítások elhanyagolható mértékűek a regisztrált adatokat terhelő inkoherens zajok hatásai mellett, vagy azokkal összemérhetők. Jól ismert tapasztalati tény azonban, hogy ez a közelítés bizonyos földrajzi szélességeken -mint pl. az egyenlítő környékén és az aurorális övben- nem alkalmazható. Ezért az elméleti kutatások egyik fontos feladata, hogy rámutasson a gyakorlatban alkalmazott sémák elégtelenségeire és korlátaira, valamint azok rutinszerű felhasználásának feltételeire.

Doktori munkám tárgyát az egyik legelterjedtebben alkalmazott, természetes forrású elektromágneses módszer, a felszíni horizontális elektromos és mágneses komponensek regisztrálásán alapuló magnetotellurikus (MT) kutatás képezi. A kiválasztott frekvenciatartományban aktív magnetoszférikus-ionoszférikus forrásokról jelenleg rendelkezésünkre álló ismeretek és modellek függvényében vizsgáltam a felszíni hullámellenállás, vagy másképpen a felszíni impedancia időbeli stabilitását, forrás függetlenségét. A munkám céljainak megfelelően, ehhez elegendően hosszú időtartamot felölelő háborítatlan tellurikus és mágneses regisztrátumokra volt szükségem. Az MTA Széchenyi István Geofizikai

10.13147/NYME.2012.015

Obszervatórium a világon egyedüliként büszkélkedhet öt évtizedet átívelő, folyamatos elektromos és geomágneses megfigyeléseivel, ezért a mérési adatokon végzett feldolgozás és statisztikai vizsgálatok tárgyául ezeket az idősorokat választottam.

10.13147/NYME.2012.015

A dolgozat témája és célkitűzései

Az EM kutatások során azt vizsgáljuk, hogy a természetes, illetve a mesterséges mágneses változások milyen felszín alatti, ún. tellurikus tereket és áramokat indukálnak. A felszíni elektromos és geomágneses variációk viszonyát a felszíni impedancia tenzor ($\underline{\underline{Z}}$) fejezi ki, melyet bizonyos közelítések érvényessége mellett, csak a felszín alatti fajlagos elektromos vezetőképesség térbeli eloszlása határoz meg. Ez teszi lehetővé hogy horizontális elektromos és mágneses regisztrátumokból a felszín alatti szerkezetekre következtethessünk. A természetes forrású gyakorlati MT kutatások során, azzal az alapvető feltevéssel élünk, hogy a felszínt az EM változások síkhullám formájában, azaz minden felszíni pontban azonos fázisban érik el. Ez a feltételezés egyenértékű azzal az elméleti közelítéssel, hogy az erőterek elsődleges forrásai végtelen kiterjedésűek, vagy végtelen távolságban alakulnak ki. A közelítés a gyakorlatban abban az esetben jogos, ha a forrás karakterisztikus mérete jóval nagyobb, mint a vizsgált sávszélességhez tartozó legnagyobb behatolási mélység, vagy ún. skin-mélység. Amennyiben az említett feltétel bizonyos körülmények között nem teljesül meggyőzően, azaz a forrás mérete a hullám behatolási mélységével összemérhető, akkor a felszín alatti vezetőképesség térbeli eloszlásáról és ennek megfelelően a kutatandó földtani szerkezetről is hibás információt kapunk. A felszíni impedancia ilyen jellegű módosulása *forrás hatás* néven ismert.

Az elméleti megközelítésben a forrás méretéből és térbeli hullámhosszából adódó moduláció mértékének becslésére pulzációs ionoszférikus áramtér modellt vettem alapul. A jelenleg ismert magnetoszférikus forrás-mechanizmusokkal összhangban, időben és térben változó, pulzációs ionoszférikus áramrendszerek összességeként előállítva modelleztem a forrást. Ez alapján elméleti becslést adtam arra, hogy fizikailag realisztikus forrásgeometriák esetén milyen jellegű és mekkora módosulás várható az ideális, síkhullám feltevés esetéhez képest.

A vizsgált frekvenciatartományban a felszíni EM változásoknak csak bizonyos hányadát tudjuk pontosan azonosítani ismert ionoszférikus-magnetoszférikus folyamatokkal. Ennek megfelelően a gyakorlati MT kutatásban felhasznált spektrális térkomponensek forrásainak geometriája csak bizonyos frekvenciaosztályok esetében tekinthetők ismertnek. Az elméleti megközelítés eredményei, valamint az obszervatóriumi megfigyelések alapján meghatározott impedancia függvények összevetéséből a feltételezett forrás geometriájáról is kapunk információt.

10.13147/NYME.2012.015

A forráshatás általánosan nem csak a forrás méretében vagy térbeli hullámhosszában beálló változásokat foglalja magában, hanem bármelyik geometriai tulajdonságának változásából adódó impedancia módosulásokat is. Vizsgálataimmal kimutattam, hogy közepes földrajzi szélességen, a hosszú periódusú ULF tartományban jelentős impedancia torzulás figyelhető meg a forrás jellemző polarizációjának következtében. A dolgozatban kitérek arra is, hogy az utóbbi jellegű forráshatás mértéke nagymértékben függ a fajlagos ellenállás térbeli eloszlásától, a kutatandó szerkezet dimenzionalitásától.

A forrás karakterisztikus hullámhosszában bekövetkező változások impedancia tenzorra gyakorolt hatását is vizsgáltam egy négy éves obszervatóriumi regisztrátum felhasználásával.

Doktori munkámnak nem célja a helyi geológiai környezet rekonstruálása, ezért a szerkezet sajátosságainak következtében megfigyelhető forráshatások lehetséges okának bemutatása során más szerzők publikált közegmodelljeire támaszkodtam.

A dolgozat, az elvégzett munka bemutatásának megfelelően a következő egységekre oszlik:

Az első fejezetben a széles spektrumú felszíni EM változások eredetére vonatkozó alapvető ismereteket foglalom össze. Vázlatosan bemutatom a források többségének eredetét, az ionoszférikus és magnetoszférikus áramtereket, valamint a magnetoszféra felépítését a dolgozat céljának megfelelő részletességgel. Itt ismertetem az EM impedancia fogalmát, valamint annak gyakorlati meghatározásának különböző formuláit és módjait. Rövid áttekintést nyújtok a forrás geometriájára, illetve az impedancia függvény ebből eredő módosulásaira vonatkozó korábbi vizsgálatokról.

A második fejezetben részletesen bemutatom a probléma Price-féle elméleti megközelítését. Az általános alapösszefüggéseket követő szakasz a speciális megoldásokat mutatja be. Mivel Price vázlatosan ismertette a levezetés menetének lényeges állomásait és a részletes, teljes levezetést más szerzők munkájában sem leltem fel, ezért annak kifejtése szintén a doktori munka részét képezi. Ennek megfelelően ez a szakasz részben önálló munka eredménye. A 2.3 fejezettől kezdődően más szerzők munkáinak nyomán fellelhető közegmodellt felhasználva, a helyi, felszíni elektromágneses tér meghatározó formuláinak levezetését mutatom be, az általam kialakított fizikailag realisztikus forrástér esetében. Ez utóbbi szakasz teljesen önálló munka eredménye. A levezetett összefüggések felhasználásával a forrás geometriai tulajdonságainak az elméleti impedancia függvényben megnyilvánuló következményeit modelleztem. A szintetikus szimuláció eredményeként a helyi indukáló és indukált tér viszonyát, az impedancia fázisának és modulusának várható változásait egyaránt meghatároztam.

Az obszervatóriumi adatok feldolgozásának első lépéseit a 3. fejezetben mutatom be.

10.13147/NYME.2012.015

A 4. fejezetben a megfigyelési adatokból számított impedanciafüggvény esetleges periodikus változásait vizsgálom, a függvény hosszú távú időbeli változásainak spektrális elemzése révén.

Az 5. fejezetben nem periodikusan felbukkanó magnetoszférikus folyamatok hatásait keresem az impedancia függvény lehetséges időbeni változásában. Itt bizonyítom, hogy a magnetoszféra hullámvezető és üregrezonátor modelljei által leírt, magasabb földrajzi szélességeken rendszeresen, megfigyelhető intenzív térfluktuációk közepes szélességeken is okozhatnak szignifikáns torzulást az impedanciafüggvény modulusában.

A dolgozatot a *Függeléket* követően az *Irodalomjegyzék*kel és a legfontosabb jelölések összefoglalásával zárom.

10.13147/NYME.2012.015

1 Elektromágnesség a Föld környezetében

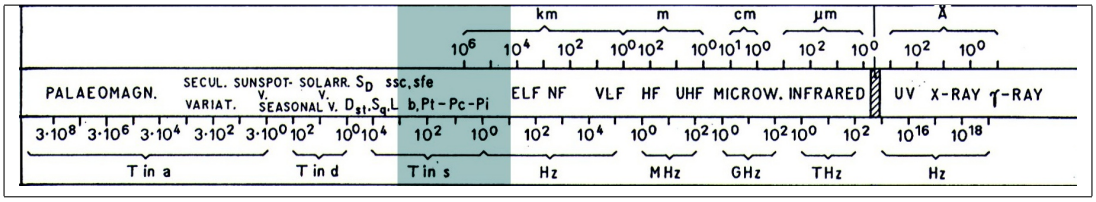
A felszíni természetes elektromágneses tér időbeli és térbeli sajátosságainak vizsgálata lehetővé teszi, hogy az ionoszférában és a magnetoszférában lezajló folyamatokról, jelenségekről pontosabb képet alkossunk, ugyanakkor felhasználható a Föld belsejének felszínközeli, vagy éppen mélytektonikai szerkezetének leképezésére, (Cagniard (1953), Pilipenko and Fedorov (1993)).

A fejezet célja, hogy áttekintést nyújtsak a Föld tágabb plazmakörnyezetéről, amely a felszínen tapasztalható EM-es változások többségéért felelős. Egyben bemutatom ezen változások segítségével meghatározott, földtani információkat tartalmazó fizikai mennyiségek származtatását. Az MT-vel foglalkozó szakemberek általában kevésbe kíváncsiak a felhasznált erőterek pontosabb eredetére. A magnetoszféra fizikusok számára pedig az ionoszférikus-magnetoszférikus folyamatok pontosabb megismerése a kutatás célja. Ennek megfelelően, nem fordítanak figyelmet a szerkezet és nyersanyagkutatásra optimalizált MT szondázás eredményeiben esetlegesen megmutatkozó forrás sajátosságokra. A dolgozat egyik célja az említett két kutatási terület szoros kapcsolatát bemutatni. Az általános bevezetés ennek megfelelően két részre tagolódik: elsőként ismertetem a felszíni EM hullámok eredetét az ionoszféra-magnetoszféra-interplanetáris tér összetett plazmakörnyezetben. A továbbiakban rövid összefoglalást nyújtok az MT szondázás alapjairól, a földtani információk származtatásának módjáról.

1.1. Természetes elektromágneses tér a Föld felszínén

A Föld egyike a Naprendszer azon bolygóinak, melyek számottevő saját mágneses térrel rendelkeznek. Külső torzító hatásoktól eltekintve ez a tér közelíthető egy mágneses dipól terével, mely kb. 11.5°-kal eltér a Föld forgástengelyétől (Merrill and McElhinny (1983)). A tér erőssége a felszínen $25 - 70\mu T$ között mérhető, legerősebb a pólusok környékén. Ez a mágneses mező a bolygó külső magjából ered. Alapvetően a tér keletkezését és fennmaradását a dinamó elv magyarázza, de a mechanizmus részletei jelenleg is intenzív kutatások tárgyát képezik. A belső eredetű tér változásait millió éves skálán vizsgálva nagy eltéréseket tapasztalunk. A paleomágneses vizsgálatok arról tanúskodnak, hogy a földi mágneses térnek nem csak a nagysága, de iránya is változik (pólusátfordulások). Rövidebb léptéket tekintve ennek finomabb részleteit képezik a geomágneses tér szekuláris

10.13147/NYME.2012.015



1.1. ábra. A teljes felszíni elektromágneses spektrum és a kapcsolódó természetes források. A táblázat felső sorától lefelé haladva a hullámhossz-tartományok, az egyes tartományok elnevezései, valamint a vonatkozó periódusidők találhatók.

(évszázados) változásai, melyek már nyomon követhetők az obszervatóriumok regisztrátumain. A Föld felszínének adott pontján tektonikai folyamatok szintén befolyásolják a kialakuló mágneses térerősség irányát és nagyságát. Ide sorolhatók a piezomágneses effektusok, melyek kapcsolódhatnak vulkánkitörésekhez vagy szeizmomágneses effektushoz a földrengések idején. A geomágneses tér szekundumos időskálán történő változásai a napi perióduson keresztül az évtizedesig azonban nem belső eredetűek, hanem a Föld tágabb környezetében, az ionoszférában és a magnetoszférában végbemenő folyamatokra vezethetők vissza. Ezek a fluktuációk a Föld felszínalatti rétegeiben áramokat indukálnak, melyek a primer térre szuperponálódva alakítják ki a felszínen regisztrálható elektromágneses hatásokat. A frekvencia skálán tovább haladva, bizonyos atmoszférikus jelenségek rövidebb periódus-tartományban generálnak elektromágneses hullámokat. A légköri elektromos kisülések rezonanciára gerjesztik a Föld-ionoszféra hullámvezetőt, Schumann-rezonancia módusokat ébresztve a gömbhéjak által határolt üregben ($3-30Hz$), valamint széles sávú elektromágneses impulzust indítanak el az atmoszférában. Energiájuk egy része bizonyos körülmények között kijut a magnetoszférába és whistler módusú hullám formájában terjed az erővonal (*duct*) mentén a konjugált geomágneses pontok között ($300-3000Hz$). A felszínen érzékelhető teljes elektromágneses spektrum nomenklatúrája és természetes forrásai a 1.1 ábrán láthatóak. A sötétített sáv az ULF *(Ultra Low Frequency)* tartományt jelöli, (Hood and Ward (1969) nyomán).

1.2. A geomágneses variációk magnetoszférikus-ionoszférikus eredetéről

Az ULF tartományban regisztrálható oszcillációk, EM jelcsomagok keletkezése magnetoszférikus plazmafizikai folyamatokra vezethetők vissza. Az ionoszféra-magnetoszféra rendszer állapotát és a végbemenő magneto-hidrodinamikai, plazmafizikai effektusokat alapvetően a napszél, illetve az ehhez kapcsolódó interplanetáris mágneses tér határozza meg és szabályozza. A magnetoszféra rendelkezik egyfajta puffer tulajdonsággal, azaz

10.13147/NYME.2012.015

a külső űridőjárási körülmények annak nem csak pillanatnyi állapotát, de későbbi dinamikai folyamatait is befolyásolják. A napszél és a magnetoszféra közötti energiacsatolás rendkívül sokrétű és részleteiben máig nem tisztázott folyamatok révén valósul meg. A következő alfejezetben erről a régióról nyújtok rövid összefoglalást.

A napszél kölcsönhatása a magnetoszférával - a Föld plazmakörnyezete

A Nap külső régiója, a korona, elegendően magas hőmérsékletű ahhoz, hogy az azt alkotó ionizált hidrogén és kisebb részben (˜5%) hélium megszökhessen a gravitációs vonzás ellenében. Ennek következtében az interplanetáris teret egy folytonos, forró, híg plazmaáram tölti ki amit napszélnek nevezünk. A napszél kifelé semleges plazma, lényegében protonokból és elektronokból áll, sűrűsége a Föld távolságában kb. $5\frac{p^+}{cm^3}$ (5 proton köbcentiméterenként). Áramlási sebessége a Föld pályánál 200 és 800 $\frac{km}{s}$ között változik, nyugodt naptevékenységi időszakban átlagosan $320\frac{km}{s}$, (Ludmány (2008)). (Ez 530 eV proton, ill. $0.3eV$ elektron energiának felel meg.) A részecskék rendezett egyirányú mozgására rendezetlen termikus mozgás is szuperponálódik, mely átlagosan $10eV$, azaz kb. 10^5K körül van. Ez a proton esetében $v_p = \sqrt{2\frac{E_{kin}}{m_p}} = 40\frac{km}{s}$ sebességet jelent. A napszél 1-2 napsugárnyi távolság fölött már szuperszonikusra gyorsul (a Föld-Nap távolság $200R_{Nap} \sim 20000R_{Föld}$) – azaz túllépi a benne terjedő gyors kompressziós hullám terjedési sebességét. A kiterjedés közben a plazma a befagyási tétel értelmében magával ragadja a Nap mágneses erővonalait, ezzel alakítva az interplanetáris mágneses teret (IMF). A Föld pályájának távolságában, azaz egy Csillagászati egységnyire a Naptól -(CsE): a Föld és a Nap átlagos távolsága kb. 150 millió km (=8,33 fényperc)-, az IMF $5-10nT$ körül változik A napszél dinamikájával kapcsolatban részletes áttekintés található Hundhausen nyomán (Hundhausen (1972b,a)b)). Azt a térfartományt, ahol a napszél hatása domináns az intergalaktikus szél hatásával szemben, helioszférának nevezzük, melynek határa a heliopauza. A napszél radiális terjedésére aránylag kis érintőirányú sebesség szuperponálódik, azonban a rotáció következtében a plazma által vonszolt mágneses tér, az interplanetáris tér spirális szerkezetet vesz fel. Emiatt a Föld pályájának távolságában az IMF keringés síkjába eső komponense és a Napból a Föld felé mutató képzeletbeli vektor kb. 45°-os szöget zár be, míg a plazma gyakorlatilag a Nap irányából áramlik. A geomágneses tér és a napszél kölcsönhatása során ez utóbbi eltérül, s ennek során eltorzítja a Föld külső magjában generálódó mágneses teret. A napszél egyfajta „kapszulába” zárja a geomágneses erővonalakat, amit magnetoszférának nevezünk. A magnetoszféra és a napszél határa a magnetopauza (1.2 ábra). A napszél hatására a nappali oldali magnetopauza néhány, míg az éjszakai nagyságrendileg 100 földsugár távolságra van a Föld felszínétől. Nyomáshullámok a napszélben kevéssé terjedhetnek,

10.13147/NYME.2012.015

mert az alacsony sűrűség miatt a részecskék szabad úthossza $10^9 km$ nagyságrendű, gyakorlatilag ütközésmentes plazma. A zavarok terjedése az Alfvén-hullámok révén lehetséges. Ezek transzverzális magneto-hidrodinamikai (MHD) hullámok, melyek a mágneses erővonalak mentén terjednek. Az Alfvén-sebesség értéke a Föld környezetében kb. $50\frac{km}{s}$ -szemben a stacionárius napszél sebesség előbb említett $200 - 800\frac{km}{s}$ értékével. Az áramlási és zavarterjedési sebességek arányát a Mach-számmal szokták jellemezni, jelen esetben az ún. Alfvén-Mach szám értéke általában $5 - 15$ között van. Emiatt a földi magnetoszféráról, mint a zavartalan áramlás előtt álló akadályról nem terjed információ a plazma árammal szemben, hogy az érkező részecskék eltérülhessenek. Így a magnetopauza előtt egy (ütközésmentes) lökéshullám, ún. fejhullám -angolul bow shock- formálódik. A plazma áramlási sebessége a lökésfronton átjutva szubszonikusra csökken, turbulenssé válik, hőmérséklete, sűrűsége és nyomása megnő, valamint a mágneses tér is fokozódik. A földi lökéshullámon átáramlott plazma szétterül a magnetoszféra körül és kialakítja az ún. *köpenyt*, vagy *magnetosheath*-t. A sűrűség, sebesség és mágneses tér megmaradását illetve „ugrását" a *Rankin-Hugoniot egyenletek* MHD-folyadékokra érvényes alakjai írják le. A magnetopauzát gyakorlatilag a földi mágneses tér és az áramló magnetosheath plazma kölcsönhatása hozza létre. Ez a felület fizikailag a napszél főként dinamikai, kisebb részben mágneses nyomásának és a magnetoszféra mágneses nyomásának egyensúlyi felülete. Ez az egyensúly a stacionárius napszélsebesség ($400km/s$) esetén a szubszoláris irányban a földfelszíntől kb. 10 földsugárnyi távolságban és kb. 2nPa értéknél áll be, ami a napszélsebességtől függően jelentősen változhat.

A magnetopauzával történő kölcsönhatáskor a napszelet alkotó, rendezett mágneses térbe érkező töltött részecskék töltésük előjele szerint ellentétes irányba térülnek el a Lorentz-erő folytán, majd térnek vissza a magnetosheath-be. Ez a töltésszétválasztó mechanizmus hozza létre a magnetopauza- vagy Chapman-Ferraro áramot. Ez az áramréteg választja el a földi eredetű mágneses tértartományt az interplanetáris tértől. A Föld mágneses tere kb. $30nT$, míg az IMF az előbb említett $5nT$ körül változik $10R_{Föld}$ távolságban, a napszél mégis jelentősen befolyásolja a magnetoszféra állapotát. A magnetopauza alakját nem csak a fenti nyomási egyensúly befolyásolja, a tangenciális feszültségek is. Az IMF aktuális topológiájától (a B_z komponens irányától) függően, a rekonnekció, vagy másképpen erővonal összekapcsolódás is kialakul. Másrészt ott, ahol a napszél a magnetopauzával párhuzamosan halad, fellép az ún. Kelvin-Helmholtz instabilitás, ami különböző sebességű tartományok határfelületeinél szokott jelentkezni (pl. vízfelület-erős szél). Ezek a magnetoszféra külső rétegére egyfajta sodrási erőt fejtenek ki, mely egyrészt magnetoszférikus plazmát vonszol el, másrészt energiát közöl a magnetoszférával, ami továbbadódik az ionoszférának. A magnetopauzán belüli térrészt

10.13147/NYME.2012.015

egy üregnek is tekinthetjük, melynek állapotát és reakcióit a földi dipóltér és a napszél változásai határozzák meg.

A földi magnetoszféra

A Föld mágneses tere jó közelítéssel dipóltérnek mondható. A dipól tengelye nem esik egybe a Föld forgástengelyével. Ez a két tengely valójában semmilyen mágneses térrel rendelkező égitest esetében nem eshet egybe, ez a mágneses terek keletkezését és dinamikáját leíró dinamóelméletek feltétele. A mágneses tér saját változásai százezer éves időskálán történnek, az általunk mérhető változások többségében a Napból áramló plazma hatásait tükrözik. A mágneses dipóltér tengelyszimmetrikus jelenség, de a bolygók mágneses környezete a napszéllel való kölcsönhatás révén -az imént leírtaknak megfelelően- sajátos, elnyúlt csepp alakot formáz.

A magnetoszférikus plazma főként protonokat és elektronokat tartalmaz. A részecskék forrása a napszél és a Föld ionizált felső légköre, az ionoszféra. Ez utóbbiból, He^+ és O^+ ionok is kijutnak, illetve a Napból származó He^{2+}ionok kis százalékban, de szintén megtalálhatóak. A magnetoszféra különböző tartományokra osztható, melyek plazmasűrűségben, illetve jellemző hőmérsékletben térnek el egymástól, továbbá különböző módon és mértékben befolyásolják geometriájukat és jellemző fizikai paramétereiket a napszél jellemzői, lásd 1.2 ábra.

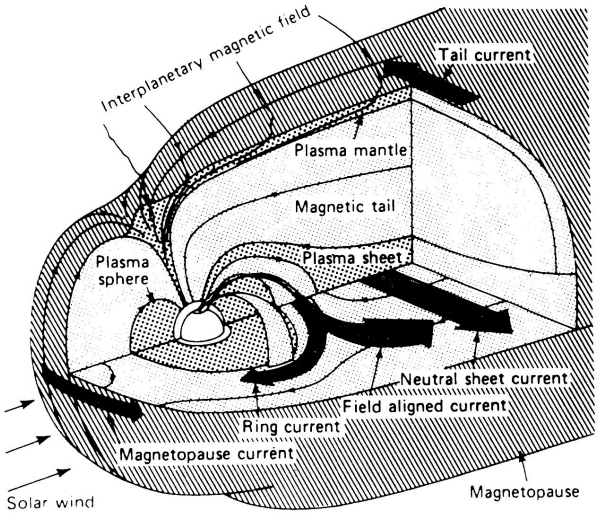
A *plazmaszféra*, vagy másképpen *belső magnetoszféra* az ionoszférából származó, sűrű, hideg plazmát tartalmazó tórusz alakú tartomány, amely a Földdel együtt forog. Az egyenlítői szélességeken az ionoszférától egészen 4 földsugárig (R_f) terjed, ahol a plazmapauza helyét egy határozott plazmasűrűség-esés jelöli ki: több ezer köbcentiméterenkénti részecskeszámról kb. $1cm^{-3}$-es plazmasűrűségre. A részecskék energiája $1keV$ körüli protonok, illetve kisebb részben ionizált hélium alkotja. Alakja közel tengelyszimmetrikusan dipóljellegű. A külső magnetoszférába diffundáló plazma, az előbbi konvekciója révén cserélődik, illetve távozik.

Külső magnetoszférának nevezzük a magnetoszféra plazmaszférán kívüli tartományát, amelynek állapotát gyakorlatilag a napszél dinamikája, illetve az IMF határozza meg.

A csóva, vagy *magnetotail* a külső magnetoszférának az a tartománya, ami a nappal ellentétes irányban húzódik, hosszan elnyúlva, a Hold pályájánál nagyobb távolságra. Ebben a tartományban zajlanak azok az erővonalátkötődések, amelyek révén a Föld felé irányuló plazmaáramlások az ún. szubviharokat okozzák. Az északi és a déli szárnyában rendre befelé (a Föld felé) ill. kifelé mutat a mágneses tér iránya. A két féltér határát nevezzük *neutrális sík*nak.

A *Plazma sheet* az ekvatoriális csóva zárt érővonalai által meghatározott régió. Túlny-

10.13147/NYME.2012.015



1.2. ábra. A Föld magnetoszférájának szerkezete. A 3D-s modellen a nyilak a magnetoszféra néhány jelentős áramrendszerét jelölik (Mareschal (1986)).

omóan néhány keV-es energiájú részecskéket tartalmaz, átlagosan $0.4 - 2\frac{1}{cm^3}$ sűrűségben, melynek változása jól korrelál a napszél sűrűségével. Ez a tény -továbbá, hogy alacsony geomágneses aktivitás idején a H^+ionok száma dominál-, bizonyítja, hogy plazma sheet nagyobb részben a napszélből nyeri a plazmát (Baumjohann et al. (1989)).

A Sugárzási (Van Allen) övek két héjban helyezkednek el a plazmaszféra körül, melyet oszcilláló, nagy energiájú csapdázódott részecskék alkotják. Űrkísérletek egy harmadik héj jelenlétét is kimutatták, mely sporadikusan alakul ki nagy szoláris aktivitás idején.

A *cusp*ot, vagy másképpen tölcsért a mágneses pólusok környékén sajátos topológiát mutató erővonalak alakítják ki. A szoláris eredetű részecskék a *magnetosheat*ből ebben a tartományban tudnak az atmoszféráig behatolni. A tölcsér csúcsa körüli régiót *cleft*nek nevezzük.

A magnetoszféra, illetve részben az ionoszféra dinamikáját a napszél sűrűsége, hőmérséklete, összetétele és dinamikai nyomása, valamint az általa vonszolt mágneses tér határozza meg, illetve befolyásolja. Az interplanetáris tér iránya alapvető jelentőségű a napszél és a magnetoszféra közötti energiacsatolás szempontjából. A magnetoszféra dinamikus változásai, mint az erővonalak, illetve az egész magnetoszféra rezonanciája, az erővonal összekapcsolódások a magnetoszféra nappali és az éjszakai oldalán, az erővonalak kon-

10.13147/NYME.2012.015

vekciója, valamint a különböző magneto-hidrodinamikai instabilitások az erővonalak révén levetülnek az ionoszférára. Ott ezek a változások lokális, vagy nagyobb kiterjedésű áramrendszereket hoznak létre, melyek elektromágneses tere -később részletezett feltételek fennállása esetén- regisztrálható a felszíni obszervatóriumokban.

Az ionoszféra árnyékoló hatásának köszönhetően a magnetoszférikus áramrendszerek elektromágneses terei általában csillapítva jelennek meg a felszíni regisztrátumokon (Hughes and Southwood (1976)), azonban bizonyítható, hogy a felszínen tapasztalható geomágneses változások ekvivalens áramterének biztosítására az ionoszféra nem minden esetben elegendő, azaz bizonyos magnetoszférikus, erővonalmenti áramok fluktuációinak hatásai is érzékelhetőek a felszínen (Hermance (1984), Baumjohann and Nakamura (2009)).

Az ionoszféra

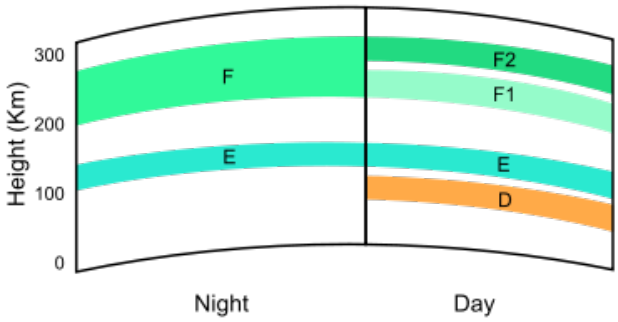
A Nap által kibocsátott UV-sugárzás, illetve a galaktikus kozmikus sugárzás a felső légkör bizonyos tartományát számottevő mértékben képes ionizálni. Az ionizált állapot a nagyobb magasságokban hosszabb időn át fennmaradhat. Ennek az az oka, hogy a felszín fölötti magassággal folyamatosan csökken a semleges részecskék sűrűsége, így nagyobb magasságokban a rekombináció valószínűsége, illetve annak gyakorisága nagyon alacsony. Kb. $80km$-es magasságtól képes az ionizált állapot folytonosan megmaradni. Közepes szélességeken az ionoszféra jellemző elektronsűrűsége nagyságrendileg $10^5 cm^{-3}$, míg hőmérséklete $10^3 K$, $10^4 nT$ mágneses térrel (mágneses indukció értékkel). Az ionoszféra egészen $\sim 1000km-$es magasságig terjed, továbbá alacsony és közepes szélességeken fokozatosan megy át a plazmaszférába.

Rádióhullámokkal történő szondázás felfedte, hogy az ionoszféra nem homogén, hanem különálló rétegekből áll. A különböző rétegek a rádióhullámokat más-más frekvenciatartományban képesek visszaverni, lásd 1.3 ábra.

- A legalacsonyabban elhelyezkedő, fokozott vezetőképességet mutató ún. D tartomány ($50-90km$) létezését a középhullámú ($0.3-3MHz$) rádiójelek nagymértékű csillapítása alapján mutatták ki. Az ionizáció fő forrása a D-régióban az UV-sugárzás, ami a nitrogén-monoxid (NO) molekulákra hat, illetve a kozmikus sugárzás. Mivel a semleges atomok sűrűsége nagy ebben a tartományban, a rekombináció viszonylag gyorsan lejátszódik. Emiatt a D-régió főképp nappali oldalon létezik, bár a kozmikus sugarak az éjszakai oldalon is létrehoznak egy „maradék” ionizációt.

- Az E réteget ($90-150km$) a rádióhullámok segítségével először felfedezett tartomány. Főleg lágy röntgensugarak ($\lambda = 0.1 - 10nm$) és UV-sugárzás hozza létre, amik

10.13147/NYME.2012.015



1.3. ábra. Az ionoszféra szerkezete, rétegeinek elnevezése.

leginkább az oxigénmolekulákra hatnak. Időnként előforduló járulékos ionizáció forrását képezik a légkörbe belépő meteorok, amik felizzanak és az őket körülvevő semleges gázt ionizálják, ezzel a nyomvonalukon egy hosszú ionizációs csíkot hoznak létre. Ionogramokon határozottan azonosítható az időnként, illetve helyenként kialakuló sporadikus E-réteg. Az E-régió legnagyobb sűrűsége kb. 100-szorosa a D-régió legnagyobb sűrűségének, mert a rekombináció itt jóval lassabb. A D-régióhoz hasonlóan az E-réteg is gyengül az éjszaka folyamán, illetve magasabbra tolódik el.

– Az éjszakai órákban észlelhető egybefüggő F réteg ($300 - 500km$) nappal a Föld felszíne felé kiterjed és két megkülönböztethető tartományra válik szét. Ez indokolja az F1 ($150 - 250km$) és F2 ($250 - 400km$) elnevezést. Az ionoszféra legsűrűbb tartománya az F-régió. E fölött a sűrűség lassan csökken, és átmegy a plazmaszférának nevezett tartományba. Az alacsonyabb légrétegben lévő ionoszférában domináló oxigénionok helyét átveszik a nagyobb magasságban elhelyezkedő plazmaszférát alkotó hidrogénionok. Az F-réteg ionizációja is csökken az éjszaka folyamán, de kisebb mértékben, mint a D- vagy E-rétegeké, mivel ebben a magasságban a rekombináció sebessége kisebb (Hargreaves (1979)).

Az E-, F1-, és F2- réteg ionsűrűsége a naptevékenység fokozódásával másfél- kétszeresére, illetve 3-4 szeresére nőhet. Az ionoszféra rétegei külön-külön is mind térben, mind időben rendkívül változékonyak, az egyes nagyobb vezetőképességű rétegek nem válnak el élesen. Az E és a D rétegek által meghatározott tartományt alsó ionoszférának hívjuk. Az ionoszféra szerkezetére vonatkozóan részletes áttekintés megtalálható Ratcliffe nyomán (Ratcliffe (1960)).

A geomágneses változások leírásához elengedhetetlen, hogy az ionoszféra elektromos

10.13147/NYME.2012.015

vezetőképessége milyen tényezőktől és hogyan függ, hiszen a természetes eredetű felszíni mágneses változások jelentős hányada az ionoszférikus áramrendszerek hatására alakul ki. A következő fejezetben, az ionoszférikus vezetőképességgel kapcsolatos alapvető összefüggéseket foglalom össze.

Ionoszférikus vezetőképesség

Az ionoszféra és a magnetoszféra alkotja a Föld szűkebb plazmakörnyezetét. E tértartomány határán kívül a földi -közelítőleg- dipóltér nem érzékelhető. Ezen belül azonban a plazma áramlását a bolygó külső magjában generálódó mágneses tér befolyásolja, illetve határozza meg.

Elektromos tér hatására az elektronok és a pozitív ionok ellentétes irányba mozdulnak, ezzel elektromos áramot hoznak létre. A $e\mathbf{E}$ gyorsító erő mellett az ütközések miatti lassító erő is hat a részecskékre. A gyakorlatilag azonnal beálló, „állandósult” állapot a két ellentétes értelmű erőhatás eredőjeként alakul ki. A részletes levezetés Mitra nyomán megtalálható, (Mitra (1952)), az állandósult állapotra a következő egyensúly érvényes:

$$eE = \bar{v}\nu m, \tag{1.1}$$

ahol e, E, $\bar{v}$, ν, m rendre az elektron töltése, az elektromos tér erőssége, az elektronok átlagos sebessége, az ütközések gyakorisága és az elektron tömege. Az 1.1 egyenlőség azon egyszerűsítő feltevés mellett igaz, amikor az ütközések során a sebesség nullára csökken. Tetszőleges $\mathbf{E}$ és $\mathbf{B}$ esetén, a v sebességgel mozgó töltött részecskére $e(\mathbf{E}+\mathbf{v}\times\mathbf{B})$ Lorentz-erő hat, így

$$e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) = m\mathbf{v}\nu, \tag{1.2}$$

ahol tehát v az átlagos drift sebességet jelöli. 1.2 alkalmazásával tetszőleges elektromos és mágneses térirányok mellett meghatározható az ionok (i) és az elektronok (e) sebessége, melyből kiszámítható az elektromos vezetőképesség, (Parkinson (1983)):

- Ha $\mathbf{E}$ párhuzamos $\mathbf{B}$-vel: ekkor az elektromos térerősség irányában indul meg az áram, melyre nézve az elektromos vezetőképesség

$$\sigma_0 = Ne^2 \left(\frac{1}{\nu_i m_i} + \frac{1}{\nu_e m_e} \right), \tag{1.3}$$

  ahol N jelöli, hogy az adott ion fajtából mennyi van jelen egységnyi térfogatban, m_e és m_i az elektron és a proton tömegét jelöli. Az ilyen konfiguráció mellett meghatározott elektromos vezetőképességet *direkt vezetőképesség*nek nevezzük.

- Amennyiben $\mathbf{E}$ merőleges $\mathbf{B}$-re, két vezetőképesség definiálható:

10.13147/NYME.2012.015

– Az elektromos térrel megegyező irányban

$$\sigma_1 = Ne^2 \left(\frac{\frac{\nu_i}{m_i}}{\nu_i^2 + \omega_i^2} + \frac{\frac{\nu_e}{m_e}}{\nu_e^2 + \omega_e^2} \right), \tag{1.4}$$

– továbbá mindkét térre merőleges irányban

$$\sigma_2 = Ne^2 \left(\frac{\frac{\omega_i}{m_i}}{\nu_i^2 + \omega_i^2} + \frac{\frac{\omega_e}{m_e}}{\nu_e^2 + \omega_e^2} \right), \tag{1.5}$$

amelyben ω_i és ω_e rendre az ion, illetve elektron girofrekvencia -az a körfrekvencia, amellyel a töltött részecske a *Lorentz* erő hatására mozog ($\omega = \frac{eB}{m}$).

$\sigma_1$és σ_2 rendre a *Pedersen* és a *Hall vezetőképességek*. 1.4 és 1.5 összefüggések alapján megállapítható, hogy növekvő ütközési gyakoriság mellett a *Pedersen* vezetőképesség a *direkt*hez tart, míg a Hall vezetés az ütközési frekvencia négyzetével fordított arányban csökken. Továbbá belátható, hogy az ütközési gyakoriság csökkenése -pl. hígabb plazma esetén-, a *direkt* vezetés nem korlátos monoton növekedését eredményezi, valamint a *Pedersen* vezetőképesség nullához tart. A *Hall* vezetéssel kapcsolatban bizonyítható, hogy híg plazma esetén a pozitív ionok és az elektronok egyaránt $v_D = \frac{E}{B}$ drift sebességgel mozognak ugyanabban az irányban, így a nettó áram zérus. A *Hall* hatás abban az esetben jár elektromos árammal, ha az ionok és az elektronok ütközések miatti akadályoztatása különböző -ezek kb. $170km$ magasságban egyenlőek.

A differenciális Ohm törvény vektoriális felírása során a mágneses plazma vezetőképességét tenzoriális alakban adjuk meg:

$$\mathbf{j} = \underline{\underline{\sigma}} \cdot \mathbf{E}, \tag{1.6}$$

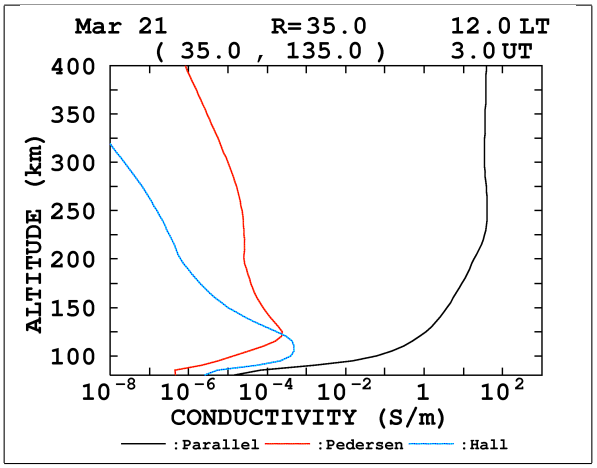
ahol $\mathbf{E} = E\hat{\mathbf{x}}$ és $\mathbf{B} = B\hat{\mathbf{z}}$ irányú:

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{bmatrix} \sigma_1 & \sigma_2 & 0 \\ -\sigma_2 & \sigma_1 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{bmatrix}. \tag{1.7}$$

Az ionoszféra anizotrop vezetőképességének becsléséhez ismernünk kell az ütközési frekvencia és az elektronsűrűség magasság szerinti profilját. Ennek meghatározása általában elegendő néhány egyszerűsítő feltevés mellett (Ratcliffe (1972), Parkinson (1983)), mint, hogy

– az ütközési frekvencia a nyomással egyenesen arányban változik, ezért a magassággal exponenciálisan csökken,

10.13147/NYME.2012.015



1.4. ábra. Ionoszférikus vezetőképesség profil, egy adott dátum, idő és szélesség mellett (lásd az ábrán). Forrás: *World Data Center for Geomagnetism, Kyoto*: http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/ (*http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/ionocond/exp/figs/ionocond.gif*)

– elektron ütközési gyakoriság egyenlő az elektron giro frekvenciával $80km$-es magasságban, illetve a pozitív ionokra hasonlóan $140km$ magasságban.

Az ionsűrűség széles intervallumban változik időben és térben is. Függ a helyi időtől, évszaktól, éves járása is létezik, továbbá függ a naptevékenységtől és a földrajzi szélességtől. Ennek megfelelően kialakított referencia ionoszféra modell áll rendelkezésünkre *(International Reference Ionosphere-IRI).* Adott időponthoz és földrajzi helyhez rendelkezésre álló IRI ionsűrűségprofil mellett, meghatározható a vezetőképesség értékének magasság szerinti függése, lásd 1.4 ábra.

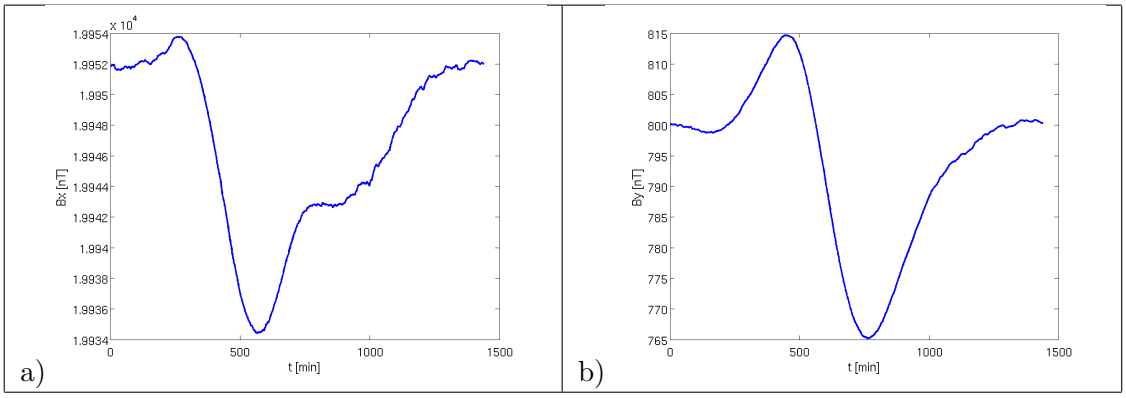
Az ionoszférikus vezetőképességgel kapcsolatban átfogó, részletes leírás megtalálható Madea nyomán, (Maeda (1977)). A geomágnesség szempontjából az ionoszféra magasság szerinti integrált vezetőképessége (Σ) a fontos. Az ionoszféra átlagos integrált *Pedersen* vezetőképessége kb. $9S$, míg a *Hall* vezetőképessége $20S$ körüli.

Az ionoszféra tetszőleges pontjában definiálható olyan vonatkoztatási rendszer, amelynek z tengelye a mágneses tér irányába mutat, az x tengelye pedig illeszkedik a mágneses meridiánra. Ekkor az y tengely keleti irányba mutat. Általában ebben a rendszerben célszerű leírni a geomágneses jelenségeket. A 1.6 és 1.7 összefüggéseket itt alkalmazva igazolható, hogy keleti irányú elektromos erőtér esetén, a szintén keleti irányú effektív vezetőképesség

$$\sigma_{EE} = \frac{\left(\sigma_2^2 + \sigma_1^2\right)\cos^2 I + \sigma_1\sigma_0 \sin^2 I}{\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 cos^2 I} \tag{1.8}$$

alakban írható, ahol I-vel jelöltem a mágneses tér inklinációját -hajlásszögét a horizontális

10.13147/NYME.2012.015



1.5. ábra. Nyugodt napi járás a nagycenki regisztrátumokon. a) észak-déli irányú (X *komponens*), b) kelet-nyugati irányú (Y *komponens*)

síkkal-. Tekintve, hogy $\sigma_0 >> \sigma_1, \sigma_2$ (lásd 1.4 ábra), a mágneses egyenlítő környezetében ($I \sim 0$),

$$\sigma_{EE} = \frac{\left(\sigma_2^2 + \sigma_1^2\right)}{\sigma_1} \tag{1.9}$$

alakra egyszerűsödik. Ez utóbbi vezetőképességet hívják *Cowling* vezetésnek, melynek az ekvatoriális electrojet kialakulásában van kulcs szerepe (lásd később), magasság szerinti integrálja kb. $\Sigma_C \approx 98S$. A föld plazmakörnyezetében jellemző, különböző irány menti vezetőképességek változatos áramrendszerek kialakulását teszik lehetővé.
A geomágneses tér felszíni variációjának jelentős hányada az ionoszférában és a magnetoszférában kialakuló elektromos áramok jelenlétével magyarázható. Ezért a legfontosabb áramrendszereket a következő fejezetben röviden összefoglalom.

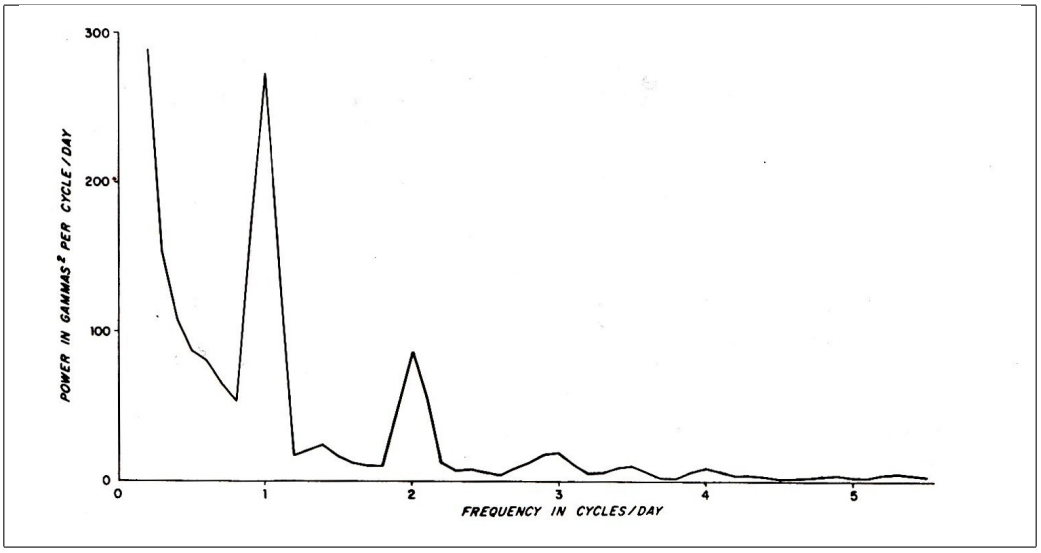
Ionoszférikus-magnetoszférikus áramrendszerek

Az ionoszféra három globális áramrendszerét említem meg: az S_q *-solar quite-* áramrendszert, valamint az egyenlítői és az aurorális electrojetet.

Az Sq áramrendszer. A nyugodt napi járás a geomágneses háborgásoktól jórészt mentes időszakok alatt regisztrált lassú változás. A nagycenki obszervatórium mérései alapján az x és az y irányú komponensek nyugodt napi menete a 1.5 ábrán látható.

Hasonló szélességeken regisztrált napi menetek gyakorlatilag csak fázisban térnek el, helyi időben vizsgálva viszont jó egyezést mutatnak. A szélesség mentén jelentős változást mutat a nyugodt napi variáció lefutása. Schuster vizsgálataival kimutatta, hogy a nyugodt napi variáció, egy időben fennálló két áramrendszer tereként modellezhető, melyek egyike a felszín fölött, míg a másik a felszín alatt folyik (Schuster and Lamb (1889)). A ′60-as

10.13147/NYME.2012.015



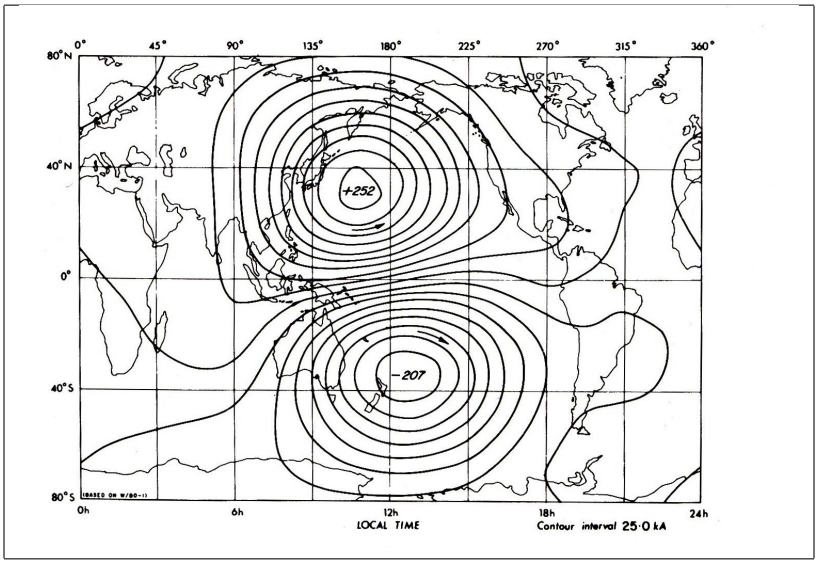
1.6. ábra. A horizontális komponens órás átlag értékeiből számított energiaspektrum (Parkinson (1983))

évek közepére egyre részletesebb és pontosabb kép alakult ki az ekvivalens áramteret illetően (Chapman (1919), Price and Wilkins (1963)).

Egy átlagos hónap horizontális komponensének energia spektruma látható a 1.6 ábrán. Domináns csúcsok figyelhetők meg az 1, 2 és a $3\frac{1}{nap}$-os frekvenciáknál, melyek a *nyugodt napi variáció*nak megfelelő spektrális összetevők.

Több obszervatórium mágneses regisztrátumainak felhasználásával konstruált ekvivalens áramrendszer szintvonalas ábrája látható a 1.7 ábrán. Ez a modell jó összhangban áll Schuster korábban említett elképzelésével. Alapvetően két áramhurok jelenik meg az E rétegben, egyik a déli $\sim -35°$ -on elhelyezkedő centrummal, a másik az északi féltekén, középpontja $\sim 35°$-os szélességen. Az áramerősség értékek határozott évszakos járással változnak, de a centrumok helyzetének napi fluktuációja is van. Az áramrendszer keletkezésére a dinamó modell nyújtja a legegyszerűbb és máig elfogadott magyarázatot. Ennek lényege, hogy a napsugárzás hatására kialakuló légköri árapályhatás gyakorlatilag részben ionizált gázt mozgat a földi mágneses térben. Ennek hatására a mozgó rendszerben $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ keresztszorzatnak megfelelő elektromos tér jön létre, mely az 1.7 ábrán megjelenített áramteret alakítja ki (Fejer (1964)). A modell alkalmazásával, felszíni geomágneses megfigyelések alapján és az ekvivalens áramtér ismeretében a légmozgások térbeli eloszlását is rekonstruálni tudjuk, további a kapott sebességtér összehasonlítható az ismert szélrendszerek modelljeivel. Az összehasonlítás eredménye megerősíti a dinamó modell realitását.

10.13147/NYME.2012.015



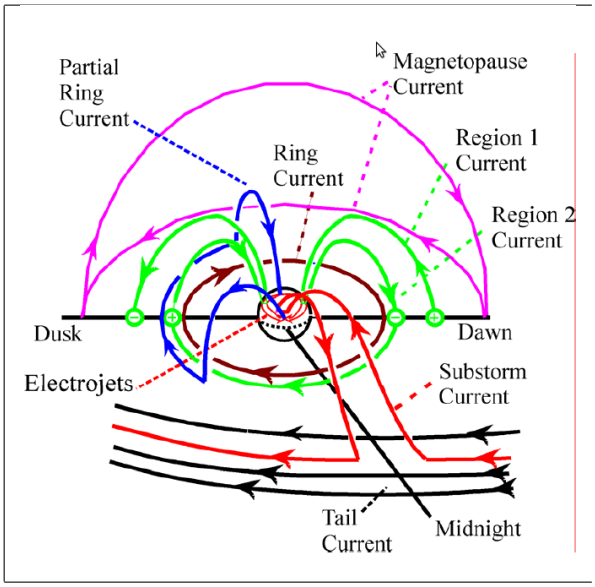
1.7. ábra. Az obszervatóriumi mágneses regisztrátumokból rekonstruált ionoszférikus ekvivalens S_q áramtér, őszi napéjegyenlőség idején. A számértékek felületi áramsűrűség értékeket jeleznek.

Az egyenlítői electrojet. A mágneses egyenlítő kb. 5°-os környezetében rögzített geomágneses regisztrátumok jellegzetes napi járást mutatnak, nevezetesen a horizontális komponens határozott felerősödését a helyi délidőben. A jelenség magyarázatát az ionoszféra anizotrop vezetőképessége szolgáltatja. A 1.9 összefüggés értelmében a mágneses egyenlítő környékén, ahol a mágneses tér erővonalainak csak horizontális komponense van, egy kiemelkedően nagy vezetőképességű kelet-nyugati „csatorna" alakul ki. A csatorna szélessége kb. $600km$. Ugyan az északi irányú direkt vezetőképesség is jelentősen nagyobb, mint a $Hall$ és a $Pedersen$ vezetőképességek, de az egyenlítő környékén kialakuló dinamó hatás kelet-nyugati irányú elektromos teret kelt. Ennek következtében alakul ki az ún. *egyenlítői electrojet*, amely erőssége több tízezer *amper*. Ez az áram szuperponálódik az S_q-ra, így kialakítva egy komplex ionoszférikus áramrendszert.

Az aurorális electrojet. Az 50°-os szélesség fölött az aurorális *electrojet* a domináns ionoszférikus áram. Az *electrojet* egy komplex magnetoszférikus áramrendszernek képezi egy szakaszát.

Az *electrojet* középvonalának földrajzi szélessége, illetve annak szélessége -meridionális kiterjedése- erősen függ a szoláris aktivitástól. A középvonal akár 60° alá is elmozdulhat erős mágneses háborgatottság idején, míg nyugodt magnetoszférikus körülmények mellett 70°-os szélességen jellemző. A *jet* szélessége szintén a mágneses háborgatottság

10.13147/NYME.2012.015



1.8. ábra. A magnetoszférikus áramok sematikus ábrája, (Mareschal (1986), Kivelson and Russell (1995))

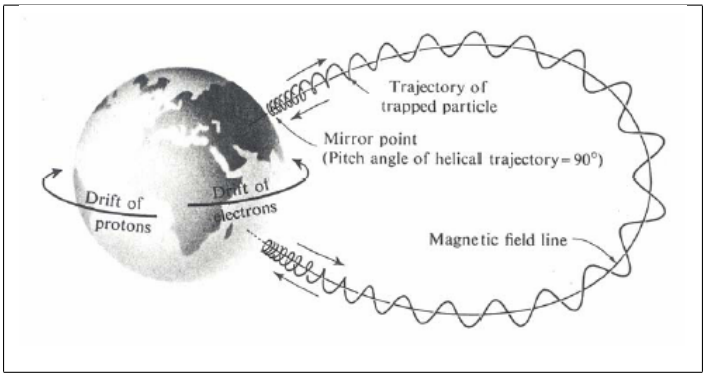
függvényében, $200 - 2000km$ között változik. A teljes keresztmetszeten átfolyó áram erőssége néhány $100kA$-től akár több MA között változik. Az egyenlítői és a sarki *electrojet* mágneses hatása nem érzékelhető, illetve általában elhanyagolható közepes földrajzi szélességeken.

Magnetoszférikus áramrendszerek.

– A magnetoszféra és az interplanetáris tér határát meghatározó magnetopauza, vagy *Chapman-Ferraro* áramot, említettem már a napszél és a magnetoszféra kölcsönhatása kapcsán. A magnetoszférával történő ütközéskor a napszelet alkotó, rendezett mágneses térbe érkező töltött részecskék töltésük előjele szerint ellentétes irányba térülnek el a Lorentz-erő folytán, majd térnek vissza a magnetosheath-be. Ez a töltésszétválasztó mechanizmus alakítja ki a magnetopauza- vagy *Chapman-Ferraro* áramot. A 1.2 és a 1.8 ábrán mutatom be a legfontosabb magnetoszférikus áramrendszereket.

– A csóva áram *(tail current)* a csóva ún. neutrális rétegének árama. Az Ampere törvény értelmében elválasztja a magnetoszféra ellenkező irányú erővonalait *(crosstail current)*, nevezetesen az északi „félhengerben” a Föld felé, míg a déliben az ellenkező irányú mágneses terét. A csóva áram a *Chapman Ferraro* áramok

10.13147/NYME.2012.015



1.9. ábra. Csapdázódott részecskék girációs, oszcilláló és drift mozgása (McPherron (2005a)).

révén záródik a magnetopauzán, ahogyan a 1.2 ábrája szemlélteti. Az iménti két magnetoszférikus áramrendszer erőterei a felszínen nem érzékelhetőek.

– A *gyűrűáram tartományát* a felszíntől $4-7R_{Föld}$ távolságra lévő erővonalak mentén oszcilláló $10-200keV$ energiájú ionok és elektronok alkotják. Ezek a töltött részecskék a geomágneses erővonal körül, mint vezető középpont *(guiding center)* körül ún. girációs mozgást végeznek a $\mathbf{F} = (\mathbf{v} \times \mathbf{B})q$ módon számítható Lorentz-erő hatására. Ezzel egy időben, ha létezik az erővonallal párhuzamos sebesség-komponense, akkor a giromozgásra az erővonal mentén definiált tükörpontok közötti oszcilláló mozgás *(bouncing)* szuperponálódik. Az erővonalak görbültsége, valamint a tér inhomogenitása miatt ($\nabla|\mathbf{B}| \neq 0$) ez előbbi összetett mozgás kiegészül az ún. görbületi, illetve a gradiens drifttel (1.9 ábra). Az előbbit reprezentáló sebességvektor merőleges mind a $\mathbf{B}$ -re, mind pedig a görbületi sugárra, míg az utóbbi sebességvektora szintén merőleges a $\mathbf{B}$ -re, illetve a tér modulusának gradiensére ($\nabla|\mathbf{B}|$). E két sebességvektor a geomágneses tér geometriájából fakadóan kb. egybeesik, továbbá értelmük függ a részecskék töltésének előjelétől. A pozitív töltések nyugat felé, míg a negatívak kelet felé driftelnek, emiatt az említett hatások nyugati irányú áramot hoznak létre, ezt hívjuk gyűrűáramnak (Baumjohann and Treumann (1997)). A gyűrűáram hatására a felszíni horizontális komponens gyakorlatilag minden szélességen csökken. A mágneses viharok során -alacsony és közepes szélességeken- tapasztalható, horizontális komponensben megfigyelhető változást a gyűrűáram fokozódása okozza, mely két hatás következtében alakul ki. Egyrészt a szubviharok expanziós szakaszában plazma injektálódik a belső magnetoszférába, másrészt a fokozott konvekciós elektromos tér következtében *(lásd később, az erővonalkonvekció-nál)* energetizálódnak a plazmasheet részecskék.

10.13147/NYME.2012.015

- A *Birkeland-áramok* - más néven erővonalmenti áramok ($FAC-field\ aligned\ currents$) alapvető fontosságúak a magnetoszféra-ionoszféra csatolások szempontjából. A megfigyelések szerint ezek az áramok magasabb szélességeken sajátos áramrendszert alkotnak, melyek $Pedersen$ áramokat indítanak az ionoszférában, ezek következtében az erőterekre merőleges irányban $Hall$ áramok is kialakulnak. A meghatározó FAC-ok az erővonalak konvekciója révén jönnek létre. A Föld középpontjához rögzített vonatkoztatási rendszerhez képest a napszél és a „befagyott" mágneses erővonalak több száz km/s-os sebességgel mozognak. Viszkózus kölcsönhatás révén a napszél az alacsony szélességi, vagy egyenlítői határréteget *(low latitude boundary layer - LLBL)* részlegesen a csóva felé vonszolja. Ennek következtében a poláris sapkában az erővonalak a csóva irányába konvektálnak mind a reggeli, mind az esti oldalon. Az erővonalak konvekciója nem csak a napszél-$LLBL$ viszkózus kölcsönhatás miatt alakulhat ki. Ha az IMF-nek déli irányú z komponense van, akkor a napos oldalon erővonal átkötődés révén a dipóltér erővonalai a napszél erővonalaival kapcsolódnak össze. A napszél áramlása következtében a magnetoszféra poláris erővonalai a csóva felé sodródnak. Az átkötődések révén kialakuló együttes erővonal konvekció ezért nem stacionárius folyamat, hiszen meghatározó az interplanetáris tér iránya. A Lorentz-törvény értelmében a konvektáló erővonalak a Földhöz képest nyugvó megfigyelő számára elektromos erőteret hoznak létre, mely a gyakorlatilag zérus ellenállású erővonal mentén az aurorális ionoszférára vetül, így kialakítva a ún. poláris *dawn to dusk*, azaz hajnali szektortól az esti szektor irányába mutató elektromos tere, illetve az előzővel ellentétes irányú ún. aurorális *dusk to dawn* elektromos teret. A poláris és aurorális térségben az említett elektromos terek révén *Pedersen* és ezzel együtt komplex *Hall* áramrendszerek alakulnak ki, melyek a nagy földrajzi szélességeken meghatározó ún. S_q^p *(poláris nyugodt napi variációt okozó)* és konvekciós *electrojet* néven ismertek.

- Aurorális szélességeken, szubviharok alkalmával megfigyelhető *szubbvihar electrojet* és további lokális áramrendszerek *(ionoszférikus és erővonalmenti áramok rendszere)*, ionoszféra radar méréssel monitorozhatóak. Ilyen az ún. nyugati irányú hullám (*surge*), vagy a keleti irányú Ω-sáv (Baumjohann (1982)). Ezek bővebb leírása megtalálható az említett hivatkozásban, de közepes szélességen az impedanciafüggvény menetét nem befolyásolja.

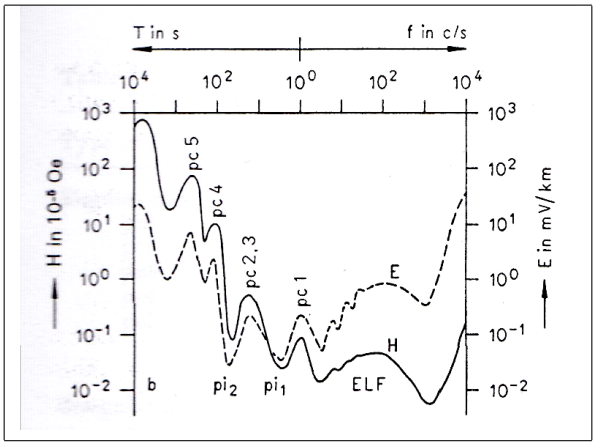
- Közepes szélességeken is jellemző áramrendszer azonban a pulzációk közvetlen ionoszférikus forrásai, melyet a geomágneses pulzációk leírásánál tárgyalok részletesen, a következő fejezetben.

10.13147/NYME.2012.015

Geomágneses pulzációk

ULF tartományban a felszínen érzékelhető, természetes eredetű elektromágneses változások ionoszférikus-magnetoszférikus változásokra vezethetők vissza. Egy részük, hosszabb-rövidebb ideig tartó, kvázisinusos variációk formájában figyelhető meg az obszervatóriumi regisztrátumokon. Ezek az ún. geomágneses pulzációk a földi mágneses tér fluktuációi. Amplitúdójuk néhány tized gammától több tíz gammáig terjedhet ($1\gamma = 1nT$), míg periódusuk jellemzően $0.1sec - 30min$ között állapítható meg. Ez a periódustartomány a jelek fizikai eredetét tekintve magában hordozza a plazmafizikai jelenségek széles palettáját, a magnetoszféra, mint üregrezonátor, illetve hullámvezető sajátrezgésétől az erővonalrezonancián át, az adott mágneses erővonalon jellemző ion-girorezonanciák jelenségéig. Az első hosszú periódusú észlelés A. Celsius nevéhez fűződik, aki 1741-ben Uppsalaban egy iránytű pozíciójának perces változását jegyezte föl sarki fény feltűnésekor. A földi mágneses tér szekundumos, perces periódusú változásait először tervezetten J. Nervander *(Helsinki, 1841)*, majd B. Stewart *(Kew Observatory, 1859)* észlelte, majd egy évszázaddal azelőtt, hogy azt a Föld körüli plazmában bekövetkező rezgésekkel, hullámokkal kapcsolatba hozták. A rövid periódusú pulzációk kutatásának kiindulópontját vitathatatlanul Sucksdorff *(Sodankyla, Finnország)* és Harang *(Tromso, Norvégia)* '30-as évek közepén publikált cikke jelenti, amiben részletes morfológiai leírását adták a később pearl, vagy Pc1 típusú geomágneses pulzációknak. 1953-ban Storey publikálta elképzelését a whistlerek diszperziójáról melyben feltételezte, hogy azok a geomágneses erővonalak mentén plazmahullámokként haladnak egyik féltekéről a másikra (Storey (1953)). Ez azonban felvetette azt a lehetőségét, hogy a korábban vákuumban elképzelt erővonalak valójában véges plazmasűrűségű közegben feszülnek. Dungey (Dungey a) (1954), Dungey b) (1954)) erre alapozva elsőként feltételezte, hogy a felszínen megfigyelhető pulzációs geomágneses változások a „külső légkörben" ébredő magneto-hidrodinamikai hullámokkal hozhatók összefüggésbe, melyek az erővonalak mentén haladnak. Mivel tapasztalatai szerint a pulzációkat jellemző frekvenciaértékek jól elkülöníthető diszkrét sávokat alkotnak, rezonáns folyamatot feltételezett. Sejtése szerint a konjugált ionoszféra pontokat összekötő erővonalakon MHD állóhullámok jönnek létre és ezek hatása leképeződik a felszíni geomágneses térre. Az effektus létezését későbbi elméleti vizsgálatok és műholdas, valamint obszervatóriumi hálózatban mért eredmények is alátámasztották és igazolták széles periódustartományban. A '60-as évek közepén J. A. Jacobs, S. Matsushita, Y. Kato évtizedes geomágneses mérési tapasztalatai alapján a pulzációk máig is érvényes osztályozása terjedt el, amely alapvetően két típust különböztetett meg. A folytonos, hosszan felismerhető, kvázi-sinusos oszcillációk a Pc (*pulsation continuous*) típusba, míg a gyorsabban, kevesebb periódus alatt lecsengő zavarok

10.13147/NYME.2012.015



1.10. ábra. A geomágneses és a tellurikus variációk amplitúdóspektruma 10^{-4} s-tól 10^4 s-ig, (Matsushita and Campbell (1967)).

Altípus	Periódustartomány (sec)
Pc1	0.2-5
Pc2	5-10
Pc3	10-45
Pc4	45-150
Pc5	150-2000

1.1. táblázat. Pc típusú pulzációk osztályozása periódusidő alapján. *(Bizonyos szakirodalmak az* $1000 - 2000s$*-os kvázisinusos variációkat a Pc6 osztályba sorolják.)*

a Pi (*pulsation irregular*) típusúba sorolandók. A szóban forgó frekvencia-intervallumban jellegzetes geomágneses és tellurikus amplitúdóspektrum jeleníthető meg, lásd 1.10 ábra (Matsushita and Campbell (1967)), mely alapját képezte a Pc és Pi típusú pulzációk jellemző periódusok alapján történő besorolásának, 1.1 és 1.2 táblázatok.

A különböző periódustartományba tartozó oszcillációk nem feltétlenül keletkeznek eltérő mechanizmusok folytán, illetve ugyanazon kategóriába sorolandó pulzációk keletkezhetnek eltérő mechanizmus révén. Morfológiai szempontból a rövid periódusú oszcillációk jellegzetes amplitúdó és frekvenciamodulációról tanúskodnak, valamint elmondható, hogy a *Pc3*, illetve hosszabb periódusú hullámokkal ellentétben csak időnként, szórványosan

Altípus	Periódustartomány (sec)
Pi1	1-40
Pi2	40-150

1.2. táblázat. Pi típusú pulzációk osztályozása periódusidő alapján

10.13147/NYME.2012.015

fedezhetők fel a regisztrátumon. A következőkben érintőlegesen ismertetem a különböző típusú pulzációk keletkezésének mechanizmusát.

A *Pi1* típusú geomágneses variációk két osztályba sorolhatók: *PiB* és *PiC*. Alapvetően mindkettő ionoszférikus, illetve erővonalmenti áramrendszerek fluktuációjának eredménye, melyet elektronkiszóródás, illetve az általa modulált ionoszférikus vezetőképesség oszcilláció okoz. A *PiC* altípus erős korrelációt mutat az északi fény intenzitásingadozásával (Grant and Burns (1995)). A szubviharokhoz köthető erősen csillapított irreguláris pulzációk a *Pi2*es típust alkotják (Yumoto (1986)). Magasabb geomágneses szélességen a szubviharok idején kialakuló jellegzetes áramrendszer (részei crosstail, Birkeland, nyugati irányú auroral electrojet, Birkeland, crosstail áramút) hatására jön létre, míg közepes szélességeken a plazmaszféra szubvihar idején tapasztalható oszcillációja okozza a szóban forgó variációt. A *Pc1-2* típusú pulzációk mágneses erővonalak mentén terjedő nem álló *MHD* hullámok, ebben alapvetően különböznek hosszabb periódusú társaitól. E pulzációk valójában a geomágneses egyenlítő közelében, $10 - 100keV$-os protonok által keltett ionciklotron hullámok, melyek kialakulásának feltétele a hőmérsékleti anizotrópia ($T_{merőleges} > T_{párhuzamos}$). Alacsony és közepes szélességeken észlelhető hullámokat keltő ionok származhatnak a gyűrű áramból, míg magasabb szélességeken regisztrálhatók esetén a plazmasheathből. A felszíni észlelés alapján két csoportjuk különböztethető meg periódustól függetlenül: strukturált *(pearl pulzációk)* és nem strukturált pulzációk. A hullámok diszkrét hullámcsomagokként *(pearlök)* érik el az ionoszférát, ahonnan részlegesen visszaverődnek és terjednek a konjugált pont felé. A kiszóródott energia az F rétegben, kb. $200km$ magasságban elterülő maximális elektronsűrűségű felületen, az ionoszférikus hullámvezetőben terjed alacsonyabb szélességek felé (Kangas and Olson (1986)). A *Pc3* típusú pulzációkon belül megkülönböztetünk kompressziós és transzverzális eredetűt. A kompressziós *Pc3* hullám az upstream térségben lejátszódó hullámrészecske kölcsönhatás eredménye. A toroidális típus a geostacionárius pályán megfigyelhető leggyakoribb koherens pulzáció. Keletkezésükre kézenfekvő magyarázat az erővonalrezonancia, ám gyakran mutatnak upstream sajátságokat (magas korreláció az *IMF* irányával, stb.) Emiatt valószínűsíthető, hogy a két pulzációs módus esetenként ugyanannak ez energiának különböző úton való becsatolódása (Verő and Zieger (1994), Anderson (1994)). A tipikus *Pc4* pulzáció radiális irányban polarizált (poloidális) *ULF* hullám az egyenlítői sík szűk környezetében. Érzékelése az $L = 6 - 8$ héjon sugárirányban csekély kiterjedésű, de longitudinálisan több órát felölelő térségben gyakori. Eredetüket tekintve valószínűleg $150keV$ körüli protonok bouncing rezonanciája révén keletkeznek. A *Pc4* típusban ritkán előforduló szigorúan monokromatikus, amplitúdó-modulált oszcillációt *giant pulsation*-nek nevezik, (Green (1985)). Amplitúdója néhányszor $10nT$. Eredetük $5 - 30keV$ -os

10.13147/NYME.2012.015

protonok éjszakai oldalról történő driftjével hozható összefüggésbe, de keletkezésük pontos mechanizmusa jelenleg is vita tárgya. A pulzációk keletkezési mechanizmusairól, illetve a azok napszél paraméterekkel és mágneses háborgatottságával kimutatható kapcsolatáról részletes áttekintés megtalálható McPherron nyomán (McPherron (2005b)).

Mivel a dolgozatomban a $120-3000s$-os periódusú felszíni EM variációkat tárgyalom, a $Pc5$-ös pulzációk morfológiáját, illetve eredetére vonatkozó elképzeléseket részletesebben, a következő alfejezetekben mutatom be.

A Pc5-ös pulzációk morfológiája

A $2.5-30$ perces periódustartományban tapasztalható kvázisinusos oszcillációk akár a több száz γ-s amplitúdót is elérhetik. A regisztrátumokon több órán keresztül folyamatosan nyomon követhetők. Az északi aurora öv környékén előfordulása egy délelőtti és egy délutáni gyakorisági csúccsal jellemezhető. Nyaranta ezek a csúcsok a helyi délhez közelítenek időben. Jellemző frekvenciájukat tekintve a reggeli csúcsok néhány %-kal rövidebb periódusidőt mutatnak, míg évszakos járásukra vonatkozóan elmondható, hogy júliusban hosszabbak. Az amplitúdót illetően az aurora övben tapasztalható átlagosan a legintenzívebb oszcilláció, melyet a geomágneses egyenlítő követ, legkisebb amplitúdóval közepes szélességeken regisztrálunk *Pc5* típusú pulzációkat. Amplitúdómaximumot kb. $65-67^\circ$ GML-en *(geomágneses szélesség)* mutat, míg 50° és 80° GML-re ez ugyanazon események esetén kb. ötödére csökken, ami jellegzetes szélességhez kötött effektust indikál (Kaneda et al. (1964),Obertz and Raspopov (1968)). Az amplitúdómaximum hosszúságirányú kiterjedése kb. 60°, ezt a korlátozott kiterjedésű zónát *Pc5* centrumnak nevezik. A centrum helye *(GML-ben)* eseményenként néhány fokkal különböző lehet, ez az eltérés kimutatható a jellemző periódusidő értékében is. Adott esemény azonban a pulzáció érzékelhetőségének teljes tartományában ugyanazon frekvencián tapasztalható, ugyanakkor az aurora övtől északra, illetve délre megjelenő oszcillációk fázisában és formájában is lehet különbség. A *Pc4* és *Pc5* típusú pulzációk periódusidejének hosszú távú változását először Y. Kato és T. Saito vizsgálta részletesen (Kato and Saito (1964)). Közvetve összehasonlították a jellemző *Pc4* és *Pc5* periódusidőket a plazmaszférikus plazmasűrűség alakulásával több éves időtartamra. Ez utóbbi mennyiséget indirekt módon az Explorer 1 lassulásából, stanfordi whistlermérések alapján számított diszperzióból, Washingtonban regisztrált f_oF2 frekvencia értékekből becsülték, valamint a periódusidők menetét a relatív napfoltszámmal is összevetették. Az összehasonlítás egyértelműen kimutatta, hogy a vizsgált pulzációk jellemző periódusideje alacsonyabb plazmaszférikus plazmasűrűség mellett rövidebb, amiből a naptevékenységgel való korrelációja is alátámasztva látszik. A pulzációs jel horizontális síkban elliptikusan

10.13147/NYME.2012.015

polarizált, aránylag kis vertikális komponenssel. A polarizációra vonatkozóan a korábbi megfigyelések részben az alacsony vizsgált esetszám miatt, részben pedig az egyszerűsített elméleti modellek által sugallt elvárások folytán, az a nagyvonalú megállapítás vált elfogadottá, hogy az északi féltekén a helyi délelőtti órákban az óramutató járásával ellentétes (*counterclockwise–CCW*), míg délután azzal megegyező (*clockwise–CW*) a horizontális komponens mozgása. A jel polarizációja déli féltekén, az északin megállapítottakkal mindig ellentétes irányú. Samson több magnetométerből álló állomásrendszer adatainak feldolgozásával a 3.4 b) ábrán bemutatottnak megfelelő napi polarizációmenetet határozott meg a geomágneses szélesség és a helyi idő függvényében. Részletes polarizációs vizsgálatot végzett a *Pc5*-ös pulzációkon Rostoker és Sullivan (Rostoker and Sullivan (1987)). Felhívták a figyelmet arra, hogy a délutáni *Pc5* aktivitás jóval gyengébb, mint a reggeli/délelőtti. Egyúttal az elfogadott forrásmechanizmust is megkérdőjelezték -nevezetesen a magnetopauza Kelvin-Helmholtz instabilitását. Nagy térbeli felbontású polarizációs analízist végzett *Pc5*-ös pulzációkon Lepidi és Francia (Lepidi and Francia (2003)), melynek eredményeként a *Pc5* polarizációjának korábbiaknál sokkal pontosabb szélesség és helyi idő függését számították ki. Ebből kiderül, hogy a napi polarizációmenet a korábban feltételezettnél jóval bonyolultabb.

A pulzációs geomágneses jelek feldolgozásának menetét, illetve praktikus szabályokat, több szerző nyomán is megtaláljuk, (Fraser (1979); Glangeaud (1981, 1982)).

A hosszú periódusú folytonos pulzációk kutatásának története során legtöbbször a morfológiai, statisztikai vizsgálatok eredményei indították el az újabb, valósághoz közelebb álló elméleti modellek megalkotásának folyamatát. Sok esetben azonban a teoretikusok jóslatát a műholdas, vagy korábbinál részletesebb felszíni mérések igazolták. A következő fejezetben ezért igyekeztem időrendben, a felmerülő „igények” sorrendjében tárgyalni a pulzációk sajátságait egészen az utóbbi évek legjelentősebb eredményeiig.

Pc5-ös pulzációk jelenleg ismert forrásai

Az erővonal rezonancia

A Pc3-as és attól hosszabb periódusú hullámok magyarázatára egyik lehetséges, általánosan elfogadott magyarázat az erővonal-rezonancia *(field line resonance – FLR)* jelensége. Ennek megalapozását, a magnetoszférikus MHD hullámok leírását a A.1 *Függelékben* részletesen bemutatom. Az erővonalrezonancia lényege, hogy a geomágneses tér erővonalai mentén haladó Alfvén hullámok, ionoszférán reflektált hullámkomponenssel történő interferenciája révén állóhullámokat hoz létre. Az állóhullám azokon a frekvenciákon jön létre, amelyekre a „találkozó” hullámok konstruktívan interferálnak,

10.13147/NYME.2012.015

azaz erősítik egymást. A mechanikai hullámoknál ismert módon ez diszkrét rezonanciafrekvenciákat határoz meg, melyeken a rendszer rezeghet (sajátfrekvenciák). DUNGEY az Alfvén hullám általános egyenletét írta föl egyenletes eloszlású hideg plazmára, gömbi polárkoordináta-rendszerben, dipóltér közelítést alkalmazva $\mathbf{B}_0 = (B_R, B_\Theta, 0)$ (Dungey a) (1954)). Valójában a magnetoszférában nagyságrendileg $1000\frac{km}{s}$ Alfvén sebesség érvényes. Ez még $10-600s$-os periódusokkal számolva is $10^4 - 10^6 km$, $\sim (1-100R_E)$ hullámhosszt indikál, mely összemérhető a magnetoszféra méretével. Nyilvánvalóan ezen a skálán a plazmaeloszlás messze nem tekinthető egyenletesnek, a közelítés mégis jól modellezi a valódi hullámokat, valamint a toroidális és poloidális oszcillációk csatolódásának feltételeit és formáját. Az MHD hullámegyenlet hengerkoordináta-rendszerben a következő alakú:

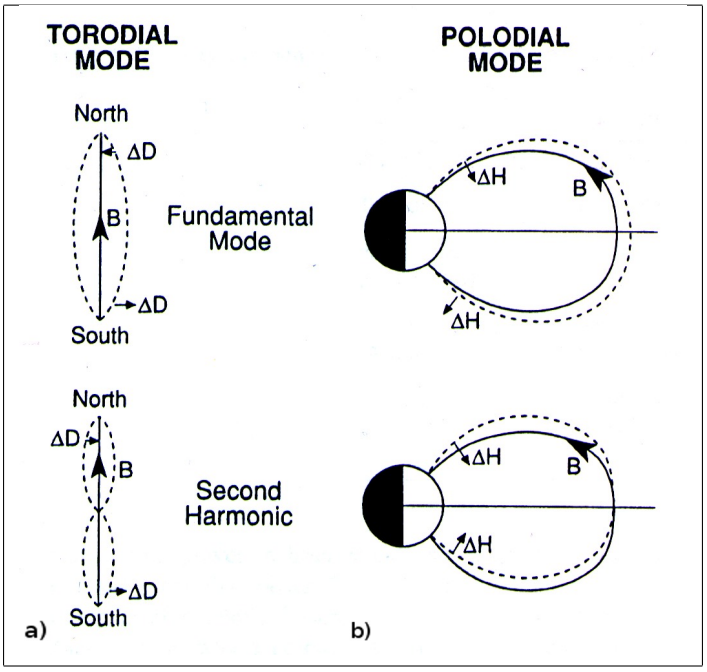
$$\omega^2\mu_0\rho - \frac{1}{r}\left(\mathbf{B}\nabla\right) r^2 \left(\mathbf{B}\nabla\right)\left(\frac{u_\phi}{r}\right) = \omega m \left(\frac{\mathbf{B}\delta\mathbf{b}}{r}\right), \tag{1.10}$$

$$\left(\omega^2\mu_0\rho - rB^2\left(\mathbf{B}\nabla\right)\frac{1}{r^2B^2}\left(\mathbf{B}\nabla\right)\right)\left(E_\phi r\right) = i\omega B^2\left(\mathbf{B}\times\nabla\right)_\phi\left(\frac{\mathbf{B}\delta\mathbf{b}}{B^2}\right), \tag{1.11}$$

$$i\omega\mathbf{B}\delta\mathbf{b} = \frac{1}{r}\left(\mathbf{B}\times\nabla\right)_\phi\left(rE_\phi\right) - imB^2\frac{u_\phi}{r}, \tag{1.12}$$

amennyiben a megoldást $e^{i(m\phi-\omega t)}$ alakban keressük. A ϕ index az azimutális komponensre utal. Az egyenletrendszerben az egyes változók jelentése a következő: perturbált vektorok $\mathbf{E}$, $\mathbf{u}$ (elektromos tér és sebességvektor), ezek az egyensúlyi rendszerben zérusvektorok, továbbá a mágneses tér megváltozása: $\delta\mathbf{b}$. Az általánosságban az erővonal-rezonanciákat, ezen belül a Pc5 típusú pulzációkhoz kapcsolódó MHD oszcillációkat leíró egyenletrendszer máig elfogadható közelítést ad a jelenség leírására. Az egyenletek szerkezetüket tekintve is sokat elárulnak a modell által jósolt lehetséges oszcillációkról. Az első két egyenlet bal oldala formailag egyaránt egydimenziós hullámegyenletet reprezentál, melyben az egyetlen térbeli operátor az erővonalmenti derivált $(\mathbf{B}\nabla)$. Ugyanezen egyenletek jobb oldalai az MHD hullámok kompressziós összetevőjének függvénye $(\mathbf{B}\delta\mathbf{b})$. A harmadik egyenlet teremt kapcsolatot a kompressziós komponens és az E_Φ, u_Φ mennyiségek között, valamint zárja le az egyenletrendszert. Ugyan a probléma általánosan még nem megoldott, bizonyos egyszerűsítő feltételek mellett, elhanyagolásokkal mind a poloidális, mind a toroidális megoldások levezethetőek. Az m értéke az azimutális irányú hullámszámot jelöli, azaz, hogy hány teljes hullámhossz alakul ki a teljes 2π szögtartományban. Az egyenletrendszer egyszerűsítését az m paraméter extrém értékein célszerű elsősorban elvégezni ($m = 0$ és $m- > \infty$). Mindkét esetben az egyenletek függetlenné válnak:

10.13147/NYME.2012.015



1.11. ábra. A két legalacsonyabb frekvenciájú toroidális és poloidális módus -DUNGEY nyomán.

- Az $m = 0$ határeset a hengerszimmetrikus rezgéseket reprezentálja. Ez esetben az első egyenlet jobb oldala zérus, így megszűnik az első két egyenlet közti csatolás. Ekkor az elektromos térerősség tisztán radiális irányban fluktuál, míg a sebesség és mágneses térerősség vektoroknak csak az azimutális komponense oszcillál. Ez a toroidális megoldás magában foglalja a különböző L héjak egymástól független azimutális rezgését. A második egyenlet ebben a határesetben a kompressziós módust írja le 1.11 a) ábra

- A másik határesetben m tart a végtelenbe. Az első egyenlet jobb oldalának végessége csak úgy tartható fenn, ha ezzel párhuzamosan a $(\mathbf{B}\delta\mathbf{b})$ szorzat a nullához tart. Ez esetben a második egyenlet jobb oldala „eltűnik”, így az a poloidális módusú Alfvén állóhullámot reprezentál. Az elektromos tér a toroidális módusszal ellentétben azimutális irányban, míg a mágneses tér radiálisan oszcillál, 1.11 b) ábra.

A modellekben feltételeztük, hogy az ionoszféra ideális vezető, azaz az erővonalak és az ionoszféra találkozásánál $E = u = 0$. Ez nullad rendű közelítésnek elfogadható, különösen a napsütötte oldalon. Előbbi feltételezés egyenértékű azzal, hogy az erővonalak a konjugált ionoszférapontokon rögzítettek. Megfelelő plazmaeloszlást alkalmazva a modell alkalmas az ULF oszcillációk periódusának közelítő meghatározására. Az erővonal-

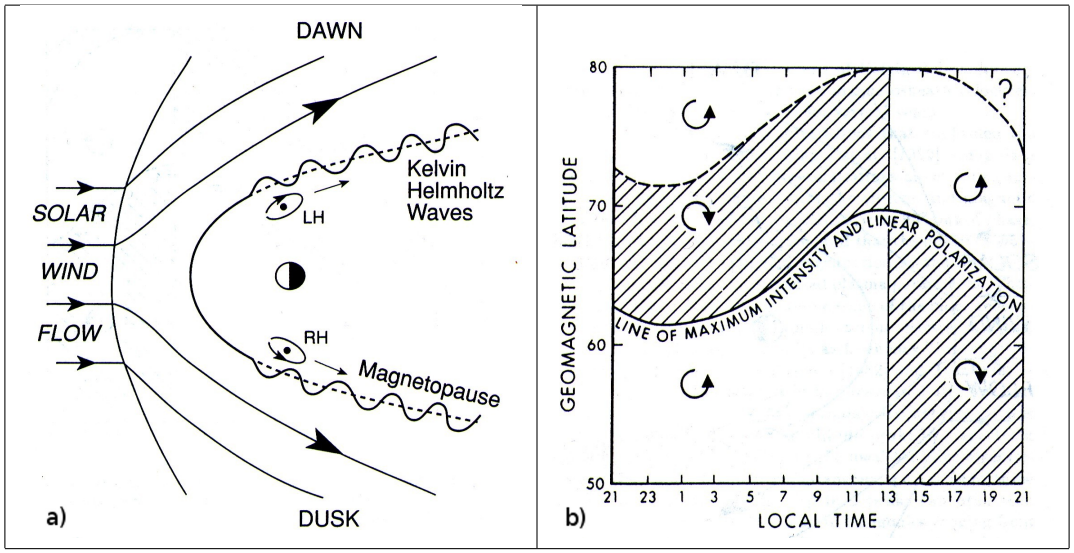
10.13147/NYME.2012.015

rezonancia jelenségének igazolása a ′60-as években megtörtént több periódusra, így a $Pc5$ tartományra is: NAGATA bizonyította, hogy az általa vizsgált időtartamban a pulzációk ciklusról ciklusra azonosíthatók a konjugált geomágneses pontokon (Nagata et al. (1963)), alátámasztva ezzel az FLR-típusú oszcillációk létezését. 1965-ben műholdas megfigyelések is igazolták DUNGEY korábbi elképzelését az Explorer 12 adataira alapozva (Patel (1965)). PATEL a szonda adataiban kimutatta a magnetoszférikus transzverzális és kompressziós MHD hullámok létezését, valamint elsőként korrelált műholdas adatokat a felszíni regisztrátumokkal. CUMMINGS az ATS1 geoszinkron pályán keringő műhold adatain végzett vizsgálatai alapján kimutatta, hogy a hosszú periódusú pulzációk viszonylag hosszú időn keresztül megfigyelhetők így szinte állandóan jelen vannak a magnetoszférában (Cummings et al. (1969)). CUMMINGS integrálta először numerikusan a 1.10 és 1.11 egyenleteket és kapott jó egyezést a jósolt és a tapasztalt FLR periódusok között. Műholdas *in situ* mérések először 1982-ben támasztották alá az erővonal-rezonanciák létezését az $ISEE1$ adatai alapján a Pc5 tartományban is (Singer et al. (1982)). A plazmasűrűség mérési adataikból számított lengésidők pontosan egyeztek a felszínen regisztráltakkal.

A napszél, mint az erővonal-rezonancia forrása - upstream térség és a Kelvin-Helmholtz hullámok

Ugyan az erővonal-rezonancia létezése a földi magnetoszférában teljes egészében bebizonyosodott a ′70-es évek elejére, az oszcilláció okai és forrásai, valamint esetleges összefüggése a napszél paraméterekkel még ismeretlen maradt. Szovjet kutatók ′60-as évek második felében végzett vizsgálatai szerint szignifikáns korreláció mutatható ki bizonyos napszél paraméterek és a pulzációk előfordulásai, valamint jellemző fizikai mutatóik között. E tekintetben BOLSHAKOVA és TROITSKAYA (Bolshakova and Troitskaya (1968)) úttörő munkája jelentett nagy áttörést, cikkükben igazolták, hogy a Pc3-as pulzációk előfordulása erősen függ az interplanetáris tér irányától. Későbbi kutatások, mint GREENSTADT (Greenstadt and Olson (1977)), WOLFE illetve RUSSEL munkáinak eredménye röviden összefoglalva az, hogy ha az IMF a Nap-Föld tengellyel 50°-nál kisebb szöget zár be, akkor a felszínen általában megfigyelhetők Pc3-as pulzációk, míg ellenkező esetben ritkán. TROITSKAYA a ’70-es évek elején bebizonyította, hogy a Pc3-as periódusok kb. lineárisan függnek az IMF erősségétől ($T[sec]$ =160/$B[nT]$). A pontos mechanizmus felismerése a ′80-as évek elejéig váratott magára, majd RUSSEL és HOPPE, publikálták eredményeiket, miszerint a lökéshullám előtti upstream térségben a ébredő plazmahullámok periódusa épp úgy változik az IMF-től függően, mint a felszíni Pc3 pulzációs periódusoké (Russell and Hoppe (1981)). Mivel az upstream hullámok a lökéshullámról reflektált ionok ion ciklotron instabilitása révén keletkeznek, azok periódusát az IMF határozza meg. Az

10.13147/NYME.2012.015



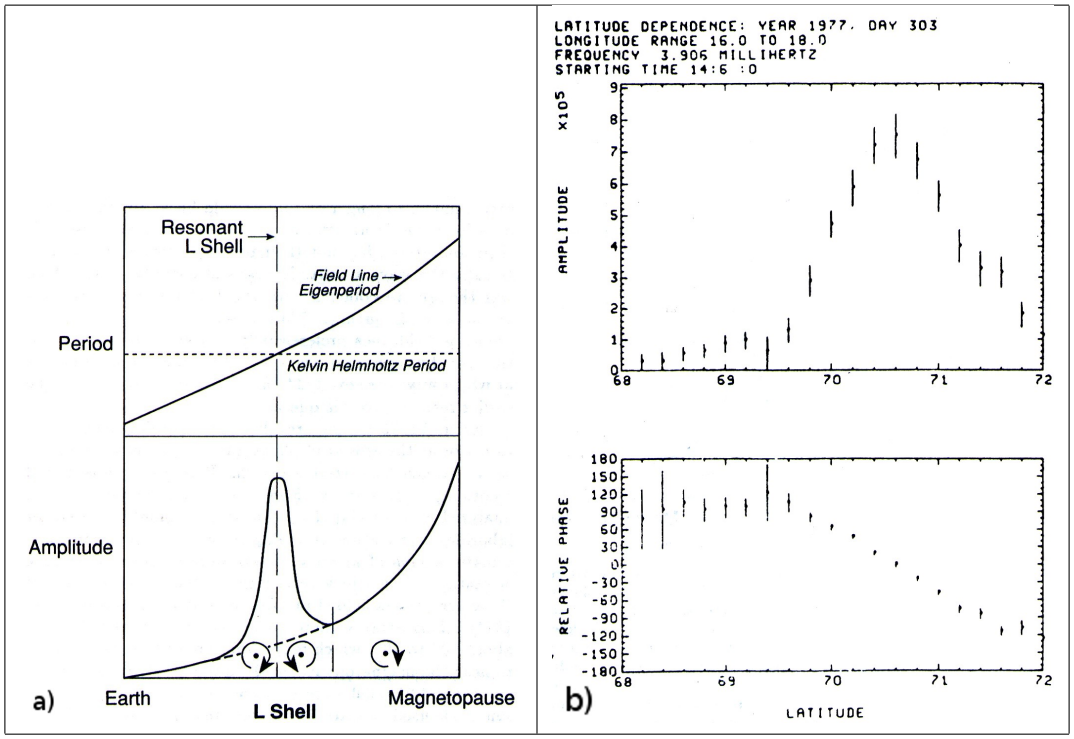
1.12. ábra. a) Az amplitúdómenet sematikus magyarázata a Kelvin-Helmholzt instabilitás, mint forrásmechanizmus feltételezésével. b) Amplitúdó és polarizáció napi menete a szélesség és a helyi idő függvényében magas geomágneses szélességtartományban, (Samson et al. (1971)).

ionok pedig csak abban az esetben haladhatnak a napszéllel ellentétes irányban - és generálhatnak upstream hullámokat -, ha az IMF-nek van elegendő nagyságú, lökéshullámra merőleges komponense. Így a korábbi megfigyelések jelentős többsége előállt a fenti modell következményeként, azonban mivel a földi upstream térségben az ion-ciklotron rezonancia a $Pc3$ periódustartományába esik, az kizárható forrásnak tűnik a hosszabb periódusú, így a $Pc5$ hullámokra vonatkozóan.

A $Pc5$ típusú geomágneses pulzációk eredetére vonatkozóan a $'70$-es évek közepén Samson a - már említett hosszú periódusú jelekre vonatkozó polarizációs vizsgálata nyomán - a következő megállapításra jutott. Feltételezhető, hogy a hullám forrása a Dungey által jósolt (Dungey a) (1954)), Kelvin-Helmholtz instabilitás, mely a magnetopauzán, a magnetoszféra és a magnetosheath határfelületén alakul ki az utóbbit kitöltő szubszonikusan áramló napszél hatására, ahogyan a 1.12 a) ábra szemlélteti.

A felületi hullámok amplitúdója a magnetoszférában, távolodva a magnetopauzától fokozatosan csökken, viszont amikor a befelé terjedő kompressziós hullámnak a periódusa megegyezik az adott L-héjhoz tartozó erővonal-rezonancia periódusával, ott erős csatolódás révén az energia álló Alfvén hullámok keltésére fordítódhat. Ez megmagyarázza a maximális amplitúdójú felszíni nyomvonalat, valamint a polarizációs észlelések eredményeinek korábban részletezett alakulását, legalábbis a helyi délben bekövetkező változást 1.12 b) ábra. Southwood, valamint Chen és Hasegawa egymástól függetlenül

10.13147/NYME.2012.015



1.13. ábra. a) A magnetopauzán ébredő felületi hullámok által keltett erővonal-rezonancia sematikus diagramja. b) Pc5 észleléshez kapcsolódó ionoszférikus elektromos tér amplitúdó és fázismenete a szélesség függvényében.

egyszerűsítések mellett megoldották a 1.10, 1.11 és 1.12 egyenletrendszert, így kvantitatíve alátámasztva Samson következtetéseit, 1.13 a) ábra (Southwood (1974)), (Chen and Hasegawa (1974a,b)).

Az ábrán látható, hogy a fix periódusú Kelvin-Helmholtz felületi hullámok lengésideje egy bizonyos L-héj esetén megegyezik az erővonal rezonancia-periódusával. Ekkor az energia becsatolódása révén nagy amplitúdójú nyíró Alfvén rezgés/erővonal-rezonancia keletkezik. Ezen felül magyarázatot adtak az adott helyi időben érvényes szélesség szerinti polarizációmenetre is, hiszen numerikus eredményeik értelmében a kompressziós hullám helyi amplitúdó szélsőértékeinél polarizációs irány váltás történik 1.13 a) alsó ábra. Stabil csatolás bizonyíthatóan csak akkor jöhet létre, ha a rendszerben energiadisszipáció is zajlik. Newton és társai bebizonyították, hogy a rezonancia energiája elsősorban az erővonal ionoszférikus talppontjánál Joule-hőként disszipálódik (Newton et al. (1978)). A hővé alakuló energia ionoszférikus monitorozásával becslések tehetők az érintett L-héj vastagságára. Hughes és Southwood kimutatta, hogy ha rezonancia az ionoszférában kb. $100km$-nél keskenyebb sávot érint, akkor az a felszínen nem regisztrálható az at-

10.13147/NYME.2012.015

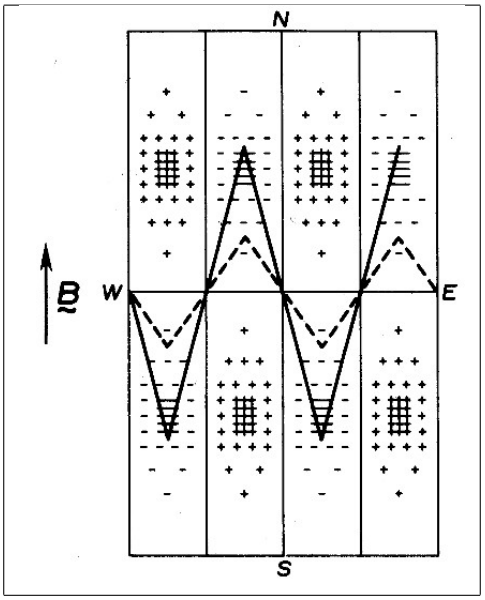
moszféra árnyékoló hatása miatt (Hughes and Southwood (1976)). Ezt a feltételt a modellszámításnál figyelembe vettem, csak $100km$-nél hosszabb hullámhosszakra végeztem el a numerikus számításokat. Ezért a rezonáns héjak vastagságának meghatározására műholdas és felszíni telepítésű radar rendszereket alkalmaztak. WALKER a STARE radar adataiból meghatározott ionoszférikus elektromos tér értékeket vizsgálta Pc5 tartományban (Walker et al. (1979)). Egy aktív esemény kapcsán, a 1.13 b) ábrán látható amplitúdó- és fázismenet szerint változott az ionoszférikus elektromos komponens a szélesség függvényében. Kb.1°-os félérték szélességű amplitúdó csúcs látható és hozzávetőlegesen 2°-os szélességváltozás mellett 180°-os fázisváltozás. Az amplitúdó és a fázis ilyen szélesség menti alakulása mindenképp rezonáns effektust indikál.

Ez a módszer lehetőséget nyújt kisebb tartományra korlátozódó rezonancia ionoszférikus monitorozására. A $Pc5$-ös hullámok kelet-nyugati irányban kimutatható fázis- és amplitúdó változásait illetően HUGHES geoszinkron pályán mozgó műhold adatokból, míg OLSON és ROSTOKER magas szélességeken mért felszíni adatokból jutottak ugyanarra a megállapításra. Eredményeik azt mutatják, hogy a hullámok mind a délelőtti, mind a délutáni oldalon a helyi déltől távolodnak, ahogyan azt a 1.12 a) ábrán felvázolt Kelvin-Helmholtz hullámok feltételezése meg is jósolta.

A rezonáns hullámok eredete, instabilitások

A magnetoszférában, mint üregben kialakuló rezonanciák gerjesztő forrása lehet - a Kelvin-Helmholtz felületi hullámok mellett - a napszél dinamikai nyomásának impulzív változása, ami a magnetopauza szubszoláris pontjának környezetét erőteljesen elmozdíthatva kompressziós hullámot indít el a magnetoszféra belseje felé. Az IMF irányától függő időben változó, nappali oldali erővonal-összekapcsolódás hasonló perturbáló hatást okoz. A napszélben jelen lévő plazmahullámok bizonyos IMF irány esetén áthaladhatnak a lökéshullámon és energiát juttathatnak a magnetopauzán keresztül a magnetoszférába. MHD hullámok kialakulása nem csak direkt külső hatások révén lehetséges. Pl. szubvihar kialakulásakor időben változó erővonal-konvekció a magnetoszférában szintén ébreszt kompressziós hullámokat. Alapvetően minden olyan jelenség kelthet plazmahullámokat a magnetoszférában, amely során a plazma fázistérbeli (koordináta- és/vagy sebességtérbeli) eloszlása lokálisan, vagy nagyobb régiót érintve az egyensúlyitól eltérővé változik (Kivelson and Russell (1995)). Geomágneses viharok vagy szubviharok idején - pl. a nagyszámú részecske beinjektálódása -, a gyűrűáram fokozódását és ezzel a sebességtér anizotrópiáját idézi elő. Ekkor gyakran előfordul bizonyos periódusú és azimutális hullámszámú ULF hullámok felerősödése, ugyanis mindig van az ionoknak egy csoportja amely bouncing-periódusa és irányszöge legalább néhány perióduson keresztül az említett ULF

10.13147/NYME.2012.015



1.14. ábra. Két különböző irányszögű "bouncing" részecske trajektóriája ULF hullámmal való kölcsönhatása közben (Kivelson and Russell (1995)).

hullámokkal fázisban oszcillál, így annak mozgási energiája részben a hullám energiájának gyarapítására fordul, lásd 1.14 ábra. Az ábrán két különböző irányszögű töltött részecske pályája látható a bouncing és a drift mozgás eredőjeként.

A mozgásuk során az egyik energiát nyer, míg a másik energiát veszít (Southwood et al. (1969), Southwood (1973)). A különbözet az ULF hullám energiáját gyarapítja, illetve csökkenti. Amennyiben az anizotrop sebességtérbeli eloszlás miatt a kisebb szóródási szögű részecskék száma nagyobb, a folyamat az ULF hullám erősödéséhez vezet. Alapvetően természetesen a fönti energia források - mint az ULF hullámok generátorai -, ugyancsak a napszél dinamikájának következtében lépnek föl, mint - közvetve vagy közvetlenül - minden, ezen az idő skálán meghatározó magnetoszférikus folyamat.

Kétségek a Kelvin-Helmholtz hullámforrással kapcsolatban

A műholdas mérési adatok tükrében azonban már a $'$80-as évek elején kétségek merültek föl az ULF tartomány hosszabb periódusú komponenseinek keletkezésével kapcsolatban. Feltételezve az erővonalak viszonylagos merevségét az ionoszféra magasságában nyomon követhető a magnetopauza felületi hullámzása, annak erővonal-menti levetülése miatt. Bizonyos $Pc5$ megfigyelések esetén az ionoszféra magasságában kimutatható hullám fázissebességet a magnetopauzára vetítve $500-1000\frac{km}{s}$-os hullámfázis terjedési sebességet eredményezett. Ez már önmagában is irreálisan magas érték a magnetosheatben mért

10.13147/NYME.2012.015

plazmaáramlási sebességekhez képest ($1 - 300\frac{km}{s}$), holott a határfelületen – jelen esetben a magnetopauzán- kialakuló fodrozódás fázissebessége alacsonyabb kell, hogy legyen ($50 - 200\frac{km}{s}$), mint a mozgó féltér jellemző sebessége. Az ellentmondás a több évig feloldatlan maradt. A $Pc5$ típusú pulzációk forrása feltehetőleg nem kizárólag a magnetopauza felületi hullámzása. Ezt megerősíti az is, hogy az ISEE 1 és 2 szondák a magnetopauzán való többszöri áthaladásuk alkalmával, egyszer sem érzékeltek K-H hullámoknak betudható mágneses tér- és sűrűség-fluktuációt, így a domináns forrás-mechanizmussal szemben továbbra is kétségek maradtak fenn (Kivelson and Russell (1995)).

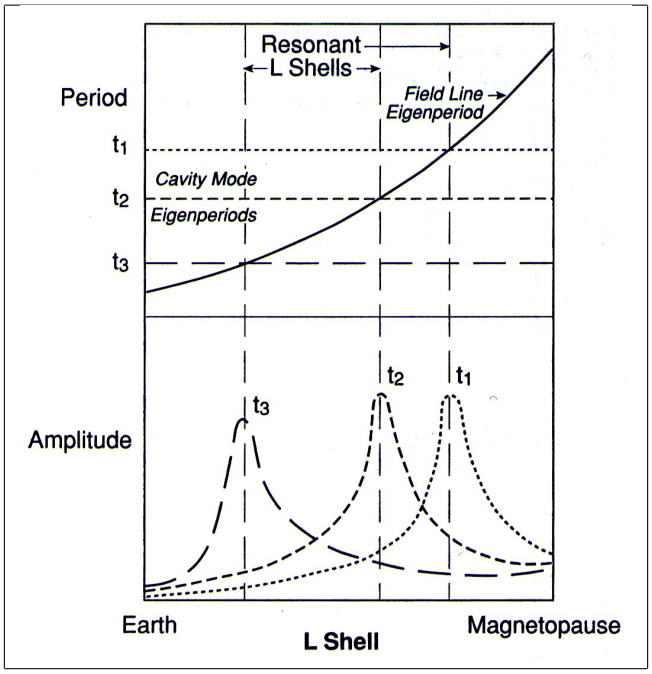
Magnetoszféra-rezonancia

Az ellentmondások feloldására azt a lehetséges megoldást kínálta Kievelson, miszerint a magnetoszféra egészében egy üregként viselkedik és annak saját frekvenciáin rezgésre képes (Kivelson et al. (1984)). A box-modell lényege gyakorlatilag az, hogy párhuzamos erővonalakat feltételezünk, melyek belső határfelülete az ionoszféra (vagy más reflektáló felület), külső határa pedig a magnetopauza. Ezt a megoldást $m = 0$, vagy alacsony m értékek esetén írja le a A.2 egyenlet megoldásfüggvény halmaza. A poloidális (kompressziós) hullám megoldások kis m értékek esetén - de $m \neq 0$ - csatolódnak a nyíró Alfvén hullámokkal, hiszen ekkor a toroidális rezgések nem hengerszimmetrikus lévén rendelkeznek meridionális (kompressziós) elmozdulás-komponenssel is. Így a poloidális rezgések - amelyek a Kelvin-Helmholtz effektus révén is keletkezhetnek -, a A.1 egyenlet által leírt erővonal-rezonanciát gerjesztik, lásd 1.15 ábra.

Az ábra fölső részén vízszintes vonalai a magnetoszféra egy-egy saját-periódusát reprezentálják. Az L-héjak függvényében változó erővonal rezgési idő görbe más-más héjak esetében metszi az említett saját-periódusok egyenesét. Ennek megfelelően az alsó ábrán látható a gerjesztett erővonalhéjak rezgési amplitúdója.

Összefoglalásként elmondható, hogy bizonyos impulzív külső hatások, esetleg belső plazmafizikai instabilitások az egész magnetoszférát oszcillációra késztethetik. Ennek frekvenciáját a magnetoszféra adott időbeli geometriája határozza meg. Az „üregben” ébredő kompressziós hullámok energiája bizonyos erővonalak sajátrezgését gerjeszti. A héjak rezgésének energiája pedig az erővonalak ionoszférikus döféspontjánál indukált elektromos áramok révén Joule-hő formájában disszipálódik. A modell kvantitatív, analitikus formája is elkészült (Kivelson and Southwood (1986)), valamint Lee és Lysak ennek numerikus megoldását szolgáltatták (Lee and Lysak (1991)). A numerikus megoldások viszont a $Pc5$ típusú pulzációk periódusával nem mutattak jó egyezést. Ennek feloldására Harrold és Samson azt feltételezte, hogy az üreg külső határfelülete nem a magnetopauza, hanem a földi lökéshullám. Fizikai feltételeket tekintve az MHD hullámok

10.13147/NYME.2012.015



1.15. ábra. A magnetoszféra rezonancia és az erővonal oszcillációk csatolódásának elvi vázlata.

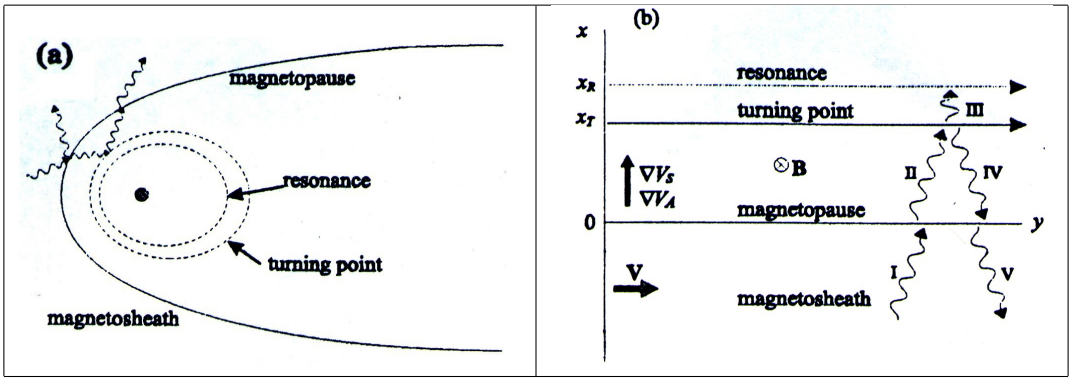
szempontjából a *bow shock* kétségkívül jobb reflektor, mint a magnetopauza. A modell numerikus szimulációját el is végezték (Padilha et al. (1997)). A kapott lengésidők már sokkal jobban megközelítették a néhány mHz-es periódusú Pc5-ös pulzációkét.

A magnetoszféra, mint hullámvezető

Walker megfigyelései egyrészt alátámasztották az üregrezonátor-modellt, ugyanakkor konzekvensen kimutatott olyan frekvenciaértékeket, amelyek nem voltak magyarázhatók a fönti modellel. Ezek voltak az un. „mágikus frekvenciák": $1.3mHz$, $1.9mHz$, $2.7mHz$, $3.3mHz$ és $4.2mHz$. Walker, részben Kivelson, Lee és Samson eredményeire építkezve numerikus közelítésében az analitikusnál használt - a megoldás érdekében - egyszerűsített modell helyett komplexebbet is feltételezhetett (Walker et al. (1992), Walker (1998)). Az általa alkalmazott modell sematikus rajza a 1.16 ábrán látható.

A modell lényege gyakorlatilag az, hogy a magnetoszféra a korábbi feltevéseknek megfelelően egyrészt üregrezonátorként viselkedik az MHD hullámok számára, másrészt hullámvezetőként is. Elméleti modelljében az üreg belső fala, az un. fordulási pontok halmaza által meghatározott felület lesz. A fordulási pont az a pont, ahol $\frac{\omega}{v_A^2} = k_y^2 + k_z^2$, azaz $k_x = 0$ (az irányok a 1.16 b) ábrának megfelelően értendők). E felület és a magnetopauza

10.13147/NYME.2012.015



1.16. ábra. a) A magnetoszféra SAMSON és WALKER által alkalmazott modellje. b) A magnetoszféra box-modellje a reflektáló és rezonáló héjakkal.

(ahol az Alfvén sebesség nagyot esik) vagy a bow shock alkotják az üreg két szemközti falát. Így gyakorlatilag egy azimutális irányú hullámvezető alakul ki. Erővonal-rezonancia viszont a fordulási ponton túl, az üregrezonátoron „kívül" (a 1.16 ábrán a *turning point* és a Föld között) jöhet létre, mivel A.4 nyíró Alfvén hullámokra vonatkozó diszperziós reláció (jelenlegi jelölésekkel $\frac{\omega}{v_A^2} = k_z^2$) ebben a tartományban teljesül (1.16). A megoldások szerint az említett feltételeknek eleget tevő felületek szükségszerűen léteznek, egyszerűen az Alfvén hullám befelé (Föld felé) irányuló fokozatos növekedéséből levezethetők. A kompressziós rezonátor energiájának túlnyomó hányada az üreg/hullámvezető definíciójából fakadóan, annak határain belülre korlátozódik, a magnetopauzához érkező nyomáshullám ebben a hullámcsatornában terjed a csóva irányában olyan fázissebességgel, amilyennel a magnetopauzán haladó felületi zavar terjed. A kompressziós hatás az üreg falán kívül fokozatosan lecseng. Az ω frekvencián rezonáns erővonalak vagy héjak oszcillációja emiatt ezen „átszivárgó" hatásnak a csatolódása révén következik be.

Összefoglalva tehát elmondható, hogy a Kelvin-Helmholtz instabilitással nem magyarázható, erővonal-rezonanciák spektrális csúcsainak eredetére vonatkozóan a magnetoszféra üregrezonátor, valamint hullámvezető (waveguide) modellje kielégítő megoldást szolgáltat. E modellekben a magnetoszféra alakja, mérete, a plazmasűrűség belső eloszlása és a mágneses tér radiális változása határozza meg a rezonanciák diszkrét frekvenciaértékeit. VILLANTE és társai kiterjedt műholdas és alacsony szélességű felszíni adatokon végzett részletes vizsgálata alátámasztja, hogy mikor nagy dinamikai nyomásimpulzus érkezik a magnetopauzához, az általa keltett kompressziós hullámok a Pc5 típusú pulzációk üregrezonátor/hullámvezető modelljével összhangban alakulnak ki (Villante et al. (2001)). A magnetoszféra geometriájának változásai mindhárom módus - üregrezonátor, hullámvezető, FLR - sajátságait befolyásolja. A módusok kölcsönös csatolódásai

10.13147/NYME.2012.015

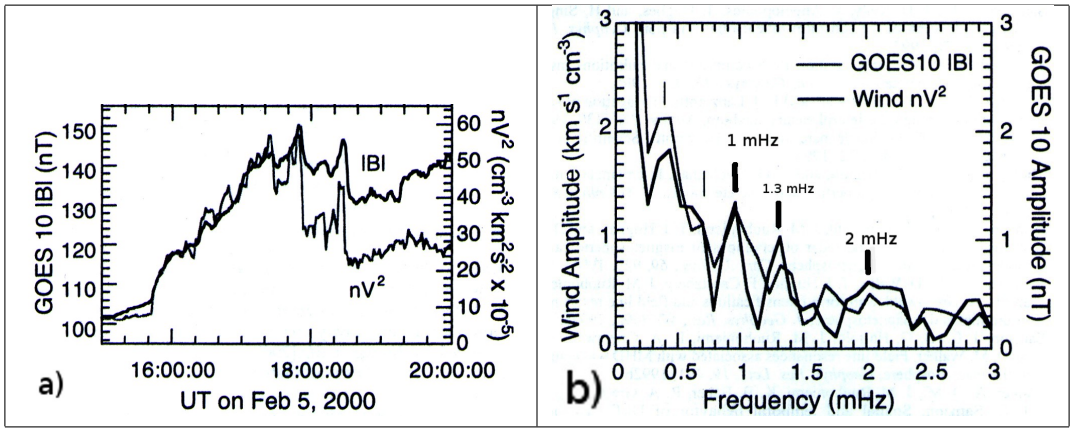
révén a magnetoszféra bonyolult, időben dinamikusan változó rezgőrendszert alkot. A modellel magyarázhatók a mágikus frekvenciák is, azonban maradt néhány látszólagos ellentmondás a tapasztalat és az elmélet között.

Megoldatlan kérdések a magnetoszféra rezonanciát illetően

Walker nagyfrekvenciás ionoszféra radar mérések kiértékelései azt mutatták, hogy létezik még egy $0.8mHz$-es rezonanciacsúcs is, amire - az „üreg" méreténél, illetve geometriájánál fogva - az elmélet nem ad magyarázatot. Másik kérdés a frekvenciaértékek hosszú távú stabilitásával kapcsolatos. A mért frekvenciaértékek érzéketlennek tűnnek az űridőjárási körülményekre, holott az elméletben külső reflektornak tekintett magnetopauza geometriája és helyzete igen változékony a napszél és az IMF függvényében. Az éjszakai oldalon, a helyi éjfélt követően érzékelhető $Pc5$-ös pulzációk periódusa több órán keresztül alig változik ($\Delta T < 5\%$), holott az erővonalak hossza a konvekció folytán ezalatt jóval nagyobb arányban változik (a kérdéses erővonalak talppontja a $69 - 72.5^{\circ}$ geomágneses szélesség között van). A periódusokból következő L-érték $11 - 20$, míg a Tsyganenko-modell szerint e szektor erővonalai $35 - 80$ földsugár távolságban döfik a geomágneses egyenlítőt. A problémák megoldásához nagyban hozzájárulna az erővonalak dinamikájának pontosabb ismerete, ezen keresztül az erővonalak menti ionoszférikus leképeződések torzulásai. A jelenlegi „merev" erővonal modell mindenesetre a magnetoszférikus folyamatok leírásában messze csak közelítésnek tekinthető.

Az üregrezonátor/hullámvezető modell szerint a napszél dinamikai nyomásának impulzusszerű változása a magnetopauzán úgy jut át, mint széles sávú jel egy frekvenciaszűrőn: csak bizonyos periódusok erősödnek annyira, hogy a felszínen érzékelhetők legyenek. A szűrőparamétereket a magnetoszféra adott időpontbeli konfigurációja határozza meg (alak, méret, plazmaeloszlás, mágneses tér radiális függvénye, ezeken keresztül az Alfvén sebesség L-függése). Míg a szóban forgó modellt *in-situ* mérések nem támasztják alá egyértelműen, Kepko és Spence éppen műholdas mérési adatokkal bizonyította két időintervallumra vonatkozólag, hogy a *mágikus* frekvenciák (legalábbis néhány) valójában a napszélben meglévő dinamikus nyomásingadozások frekvenciája (Kepko et al. (2002)). Az általuk vizsgált periódustartományban (minimum hat perc) a magnetoszféra geometriai változásai kvázisztatikusnak tekinthetők, hiszen a nyomásimpulzus kb. öt perc alatt elhagyja a magnetoszféra karakterisztikus hosszát, a belső Alfvén hullám terjedési ideje pedig kb. három percre tehető. Mivel a magnetopauza mágneses nyomása a napszél dinamikai nyomásával tart egyensúlyt, a napszél nyomásának ingadozása a magnetoszféra kis mértékű fölfúvódását és összehúzódását vonja maga után. Vizsgálatukban éppen ezt sikerült tetten érniük: a $WIND$ kb. $90R_E$ távolságban érzékelt

10.13147/NYME.2012.015



1.17. ábra. a) $GEOS10$ magnetoszférikus mágneses térerősség és $WIND$ napszél dinamikai nyomás idősor, b) a két adatsor ugyanazon három órás intervallumának Fourier-transzformáltja (Kepko et al. (2002)).

dinamikus nyomás idősora és a $GEOS10$ geostacionárius műhold totális mágneses tér értékei 17 perc időtolással szignifikánsan fedésbe hozhatók, lásd 1.17 a) ábra.

A kb. három órás időintervallumban rögzített adatok spektrális vizsgálatának eredménye a 1.17 b) ábrán látható. A mágikus frekvenciák (0.8, 1.3, 1.9mHz) és a megjelenített csúcsok közti kis eltérés (1, 1.3, 2mHz) a magnetoszféra kényszerrezgésének következménye lehet. A kérdés ezután igazából arra irányulhat, hogy honnan származnak az említett dinamikai nyomásingadozások a napszélben. 90 földsugár távolságban az upstream eredet egyértelműen kizárható. Egyelőre nem ismeretes olyan plazmainstabilitás ami ilyen változásokat okozhatna a szabadon áramló plazmában, így felmerült, hogy a Nap bizonyos módusú sajátrezgéseinek lenyomata jelenik meg a napszél paramétereiben (Thomson et al. (1995)). Ez a magyarázat még nem nyert megerősítést, de egyértelműen nem is cáfolható. A bemutatott vizsgálat bizonyítja, hogy a $Pc5$-ös pulzációk eredetére vonatkozólag nem csak a korábban ismertetett modellek szolgáltatnak kielégítő magyarázatot. A hosszú periódusú ULF hullámok forrása bizonyos esetekben közvetlenül a napszél. A $Pc5$-ös források eredetének tisztázását célozta meg Kessel, gyors napszél intervallumokra korlátozott statisztikai vizsgálatában (Kessel et al. (2003)). Konklúzióként rögzíti, hogy az analízis szintén nem válaszolta meg a források mibenlétének kérdését: Kelvin-Helmholtz instabilitás, üregrezonátor/hullámvezető modell, vagy pedig a Kepko-féle direkt napszél hatás. Egy újabb vizsgálatban Eriksson az Antarktiszon elhelyezett $SHARE$ nagyfrekvenciás radar rendszer által detektált ionoszférikus plazmaoszcillációkat hasonlította össze az ACE által regisztrált napszél dinamikai nyomás adatokkal (Eriksson et al. (2006)). Az analízis eredménye, hogy a napszél által szállított dinamikai

10.13147/NYME.2012.015

nyomáshullámok a vizsgált esetek egy részében biztosan direkt forrásai a magnetoszférikus ULF-hullámoknak (megerősítve a Kepko-modellt). Bochev és társai az INTERBALL-Auroral műholdak mágneses adatainak spektrumát vetették össze a $WIND$ napszél dinamikai nyomás adataiból képzett energiaspektrummal és hasonló következtetésre jutottak (Bochev et al. (2006)). A magnetoszféra, mint rezonáns üreg oszcillációjánál, illetve az erővonalak rezgéseinek leírásánál az ionoszférát végtelen elektromos vezetőképességű gömbhéjnak tekintettük a szilárd Föld körül. Ennek következtében a mágneses erővonalak azon rezgési módusait vettük számításba, amelyeknek az ionoszférikus végpontokban csomópontja van. Az ionoszféra azonban véges és anizotrop fajlagos vezetőképességű híg plazmaréteg. Annak állapota és dinamikája egyaránt meghatározó az erővonalak oszcillációjának leírásában, valamint a felszíni érzékelést illetően. A következő alfejezetben ezért az ionoszférát, mint a magnetoszférára visszaható rendszert mutatom be, majd a felszínen érzékelhető geomágneses oszcillációk közvetlen forrását, a rezonanciák hatására létrejövő ionoszférikus áramtérmodellt foglalom össze röviden. A $Pc3$-as és hosszabb periódusú geomágneses pulzációk a felszínen közvetetten, az ionoszférában létrehozott áramrendszerek tereként jelennek meg. Az erővonal rezgések, illetve rezonanciák által keltett áramok mágneses terét érzékeljük a felszínen. Az ionoszféra ezért egyfajta szűrőként transzformálja a magnetoszférikus eredetű mágneses variációkat, erővonal rezgéseket.

Az egyenlítői és a sarki electrojet, valamint az erővonalmenti áramok határozottan kimutatható járulékot adnak a közepes szélességeken tapasztalható felszíni mágneses változásokhoz. Ez részben közvetetten történik, az S_q áramrendszer módosításán keresztül (Mareschal (1986)). Mareschal szerint, az S_q áramtér változásában kimutatható olyan -nem napi periódusú- időbeli változás, amit részben magnetoszférikus-ionoszférikus folyamatok okoznak, részben pedig a nagy szélességeken becsatlakozó erővonalmenti áramok. Ez a hatás nyugodt, mágneses háborgásoktól mentes időszakokban is folyamatosan jelen van (Mishin et al. (1979)).

A pulzációs ionoszférikus áramtér

A magnetoszférikus folyamatok eredményeiként ébredő MHD hullámok hatásai az ionoszférán, mint egyfajta szűrőn keresztül juthatnak el a felszínre. Az ionoszféra-magnetoszféra csatolás, az energia- és részecsketranszfer állandóan jelenlévő, igen sokrétű dinamikus folyamat, melynek csak szigorúan releváns szegmensét áll módomban vázolni.

10.13147/NYME.2012.015

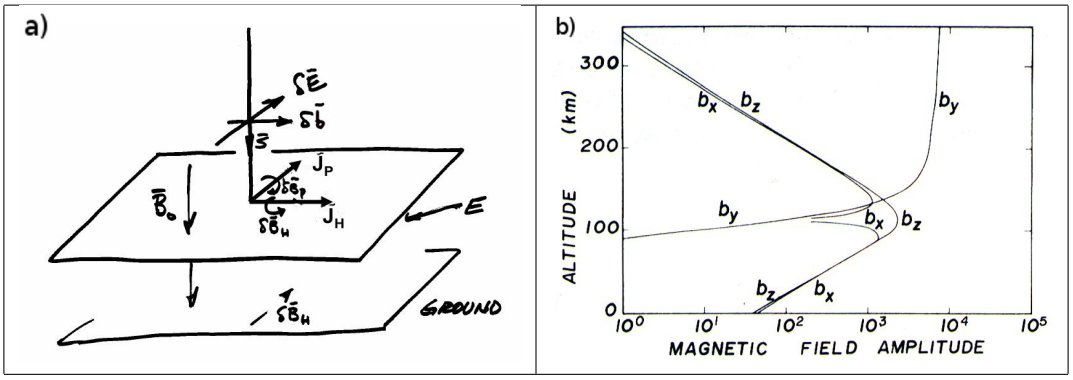
Az ionoszféra, mint határfeltétel

Az ionoszféra szerepét itt az erővonalak rezgésére gyakorolt hatása szempontjából vizsgálom. Mindkét féltekén az ionoszféra vezetőképességének következményeként verődnek vissza az erővonalak mentén haladó nyíró Alfvén hullámok. Az ionoszféra vezetőképessége véges és anizotrop: definiálható direkt, Pedersen, valamint Hall skaláris vezetőképességek, melyek rendre a mágneses erővonal mentén, arra merőleges, de az elektromos térrel megegyező irányú, valamint mindkét térerősség vektorra merőleges irányban értendő elektromos vezetőképesség. Maltsev és társai levezették az ionoszféra reflexiós koefficiensét a nyíró Alfvén hullámokra vonatkozólag (Maltsev (1977)):

$$\frac{E_v}{E_b} = \frac{1 - \mu_0 \Sigma_P v_A}{1 + \mu_0 \Sigma_P v_A}, \tag{1.13}$$

ahol Σ_P az ionoszféra magasság szerint integrált vezetőképessége, E_v és E_b pedig rendre a visszavert és a beeső hullám elektromos tere. Gyakorlatilag a hullám egy $\mu_0 v_A$ effektív impedanciájú fluxuscső mentén terjed, a visszaverődést az okozza, hogy az ionoszféra által képviselt $\frac{1}{\Sigma_P}$ impedancia ettől eltérő értékű. Az elnyelt energia Joule hőként disszipálódik az ionoszférában. Ennek kísérleti bizonyítékát Glassmeier és társai szolgáltatták (Glassmeier et al. (1984)) egy Sudden Impulse alkalmával gerjesztett pulzáció felszíni regisztrátumainak vizsgálatával. Az általuk feltételezett modell alkalmazásával a pulzációs csillapodásból számított, magasság szerint integrált ionoszférikus vezetőképesség értékére a kísérletivel jó egyezést mutattak ki. Ha az ionoszféra vezetőkepessége nagy, akkor a beeső energia túlnyomó hányada visszaverődik, ($E_v \approx -E_b$), azaz a visszavert elektromos tér mintegy „kioltja” a beesőt, így az ionoszférikus elektromos tér értéke alacsony, az erővonal pedig kvázi rögzített. Az éjszakai ionoszférikus fajlagos ellenállás magas. Ekkor a visszavert elektromos tér jóval kisebb a beesőnél, az erővonal ionoszférikus döféspontja szabadvégként viselkedhet. Ez esetben olyan fundamentális módus ébredhet, mely mindkét végén szabadvéggel, geomágneses egyenlítő síkjában pedig csomóponttal rendelkezik. Előfordulhat magasabb szélességeken, hogy a konjugált ionoszféra felszínek fajlagos elektromos vezetőképessége nagyon különböző, ekkor negyedhullámhossznyi alapmódusok is létre jöhetnek (Allan and Knox (1979)). Analitikusan bizonyítható, hogy az ionoszféra vezetőképesség anizotrópiája következtében csatolás is létrejöhet a toroidális és a poloidális módusok között, így tisztán polarizált rezonanciák általában nem figyelhetők meg. A magnetoszférikus MHD hullámok természetesen nem terjedhetnek a szigetelő atmoszférán keresztül a felszínig, mégis érzékelhetőek a felszíni megfigyelések során. A következő bekezdésben azt mutatom be, hogyan keletkezik felszínen tapasztalható térfluktuáció a magnetoszférikus ULF hullámok hatására.

10.13147/NYME.2012.015



1.18. ábra. a) Az ionoszféra hatására a polarizáció iránya 90°-os forgatást szenved. b) pulzációs mágneses komponensek fluktuációjának magasságfüggése.

A pulzációs áramtér

A felszínen érzékelhető geomágneses oszcillációk közvetlen forrása, a magnetoszférikus MHD hullámok hatására kialakuló ionoszférikus áramtér, lásd 1.18 a) ábra. A közelítőleg merőlegesen beeső hullám elektromos komponense az ionoszférában **B**-re merőleges, azaz Pedersen áramot indít meg. Mivel az ionoszférikus Hall vezetőképesség nullától különböző, szükségszerűen mindkét erőtérre merőleges irányban Hall áram is megindul.

A felszínről szemlélve a Pedersen áram mágneses tere kompenzálni igyekszik a beeső hullám mágneses komponensét. Ez a járulékos mágneses tér hatékonyan árnyékolja le az ionoszféra fölött MHD hullámként terjedő zavar által képviselt mágneses perturbációt. Az ionoszférikus Hall áram mágneses tere azonban a felszínen érzékelhető és a 1.18 a) ábrán vázolt irányban fluktuál. Ennek iránya a magnetoszférikus $\delta\mathbf{b}$ (mágneses perturbációs vektor) irányával 90°-os szöget zár be. Ez a jelenség okozza a transzverzális MHD hullámok polarizációjának látszólagos ionoszférikus elforgatását. Az áramtér hatására létrejövő transzformált mágneses oszcilláció és a gerjesztő MHD hullám sajátságainak kapcsolatát többen vizsgálták különböző analitikus közelítésekben (Nishida (1964), Hughes (1974)). Bebizonyították, hogy a hullám mágneses komponense és a felszínen regisztrálható mágneses pulzáció amplitúdója között a következő összefüggés áll fenn:

$$\frac{b_{ym}}{b_{xg}} = (1-\epsilon)\, e^{mh} \frac{\Sigma_P}{\Sigma_H}, \tag{1.14}$$

ahol b_{ym} az y irányban polarizált transzverzális mágneses tér a magnetoszférában, b_{xg} a felszíni geomágneses térváltozás, amely az x irányban mérhető. Az egyenlet jobb oldalán Σ_P és Σ_H rendre az ionoszférikus Pedersen és Hall magasság szerint integrált vezetőképességek, m a jel hullámszáma, h az ionoszféra E-rétegének felszíntől mért

10.13147/NYME.2012.015

magassága ($\approx 120km$); ϵ-t a következő összefüggés definiálja:

$$\epsilon = \frac{m\delta_S}{\sqrt{m^2\delta_S^2 + 2i}}, \tag{1.15}$$

melyben δ_S az adott frekvencián értendő skin-mélység. A 1.14 összefüggésből könnyen kiolvasható, hogy a nagy m hullámszámmal rendelkező (kis hullámhosszú) hullámok felszíni mágneses jelei sokkal kisebbek a magnetoszférában mérhető értéknél. Ez az árnyékoló, vagy maszkoló hatás $\frac{1}{m} < h$ esetben válik jelentőssé. Az ϵ paraméter a felszínen mérhető vertikális és x irányú mágneses pulzációs amplitúdót közvetlen kapcsolja össze: $\frac{b_z}{b_x} = i\epsilon$.

A magnetoszférikus kompressziós módusokat reprezentáló b_x és b_z komponensek az ionoszférán forgatás nélkül haladnak át, majd az atmoszférában exponenciálisan lecseng, lásd 1.18 b) ábra. Látható, hogy ez esetben a magnetoszférikus mágneses hullámkomponens és a felszínen regisztrálható horizontális amplitúdó között kb. két nagyságrendnyi különbség van.

A folytonos pulzációk, a felszíni mágneses változások jól azonosítható forrásai, aminek magnetoszférikus és ionoszférikus eredetét korábban ismertettem. A geomágneses változások energia-spektrumát vizsgálva azonban azt tapasztaljuk, hogy a -szintén ionoszférikus/magnetoszférikus-tranziens változások, erővonalmenti áramok következtében nem csak diszkrét frekvenciákon jelenik meg szignifikáns energia a $Pc5$ tartományban. A nagy mélységű elektromágneses kutatások során, ennek megfelelően a teljes vizsgált sávszélességben megbízható információt kapunk a válaszfüggvényről -természetesen a megfelelő statisztikai módszerek alkalmazásával-.

1.3. Magnetotellurikus szondázás és felszíni impedancia

Mint az előző alfejezetben bemutattam a földfelszíni természetes elektromágneses variációk ULF tartományának forrásait ionoszférikus és magnetoszférikus áramok, áramrendszerek képezik. Az ULF mikropulzációk fontos szerepet játszanak az ionoszféra-magnetoszféra összetett plazmafizikai rendszer folyamatainak megismerésében, (Pilipenko and Fedorov (1993), Vellante (1997)). Emellett a felszíni EM variációk e tartományát a földkéreg magnetotellurikus kutatásában is felhasználjuk. Az indukciós módszerek alkalmazásánál azonban több feltevéssel élünk, melyek a gyakorlati kutatásban jó közelítésnek bizonyultak, és hibahatáron belül megbízható eredményeket szolgáltatnak. E módszerek alapját egyrészt a földkéreg elektromos tulajdonságaira, valamint a felszíni EM változások forrásaira vonatkozó feltevéseink képezik. Nevezetesen, ha feltételezzük, hogy a kéreg elektromos vezetőlépesség-eloszlása horizontális irányú homogenitást mutat, valamint az

10.13147/NYME.2012.015

EM változások szintén homogénnek tekinthetők a kutatandó terület által meghatározott térbeli skálán, akkor a fajlagos ellenállás vertikális eloszlása közvetlenül meghatározható időben párhuzamosan végzett tellurikus és geomágneses mérések adataiból, (Tikhonov (1950), Cagniard (1953)). A horizontális síkban egymásra merőleges geoelektromos és geomágneses mérések megfelelő spektrális komponenseinek hányadosa az ún. felszíni impedancia, vagy bemeneti impedancia függvény.

Az impedancia komplex tenzorral reprezentálható, amely a horizontális elektromos és mágneses tér adott frekvenciára vonatkoztatott kapcsolatát írja le, (Cantwell (1960)) :

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix} \tag{1.16}$$

Az elektromos és mágneses térerősség komponensek kapcsolatát leíró egyenletek a következő formában írhatóak:

$$E_x = Z_{xx}H_x + Z_{xy}H_y \tag{1.17}$$

$$E_y = Z_{yx}H_x + Z_{yy}H_y \tag{1.18}$$

Ha a síkhullám feltétel valóban fennáll, akkor az impedanciatenzor elemei a teljes frekvenciatartományban, csak a felszín alatti elektromos vezetőképességtől függnek. Általánosan alkalmazott eljárás, hogy az impedancia tenzort főtengely-rendszerbe forgatva minimalizálhatjuk a főátlóbeli elemeket, egyben maximalizáljuk a mellékátlóban helyet foglaló elemek abszolút értékét. Ebben az esetben az új vonatkoztatási rendszer illeszkedik a fő szerkezeti irányokhoz, azaz ily módon lehetőségünk van a csapásirány és a lejtőirány kijelölésére.

Az impedancia-függvényből számított ún. látszólagos fajlagos ellenállás (ρ_a) eloszlás szintén a frekvencia függvénye (Kunetz and Parasnis (1975)):

$$\rho_a = \frac{1}{\omega\mu_0}|Z_{ij}|^2 \; [\Omega m \; ill. \; \frac{mV}{km \; nT}] \tag{1.19}$$

Rövid periódusokon felvett értéke a sekély szerkezetek jellemző fajlagos ellenállását tükrözi, míg hosszabb periódusokon a teljes mintázott mélységtartomány integrális, mintegy átlagos fajlagos vezetőképességét adja vissza. Ennek megfelelően homogén féltér esetén az impedancia egy frekvenciafüggetlen komplex érték, ezért ez esetben a látszólagos fajlagos ellenállás is frekvenciafüggetlen mennyiség.

Homogén rétegzett féltér esetében az impedancia és ennek következtében a ρ_a, az alkalmazott frekvencia függvényében változik. A magnetotellurikus direkt feladat megoldásának menete horizontálisan rétegzett közegmodell felszínén megtalálható több könyvben, egyéb

10.13147/NYME.2012.015

publikációkban (Renner et al. (1970), Kunetz and Parasnis (1975)). A direkt feladat megoldása során nem csak a felszínen, de rekurzív módon a vezető rétegek határán is meghatározzuk az elektromágneses impedancia függvényt. A látszólagos fajlagos ellenállás ebben az esetben, adott frekvencián felvett értéke, az egyes rétegek ellenállásának súlyozott átlagaként áll elő, illetve megegyezik az ekvivalens homogén féltér fajlagos ellenállásával. A főtengely-rendszerbe transzformált tenzor elemeiből, 1.19 összefüggéssel meghatározott ρ_a értékek $2D$-s közeg esetén, a szerkezeti irányok mentén érvényes látszólagos fajlagos ellenállás értékek. EM tér a vezető földkéregben a mélységgel fokozatosan csillapodik. A lecsengést az ún. skin-mélységgel jellemezzük a gyakorlatban, amely megmutatja, hogy az adott periódusú jel amplitúdója, a vizsgált közeg $EM - es$ paramétereinek eloszlását figyelembe véve, milyen mélységben csökken az $e - ad$ részére (Vozoff (1991)):

$$\begin{aligned} \delta_S &= \sqrt{\frac{2}{\mu\sigma\omega}} \\ &\approx 500\sqrt{\rho T}\ [m] \end{aligned} \tag{1.20}$$

A magnetotellurikus átviteli függvény gyakorlati meghatározása több munkafázist foglal magában:

- a terepi mérések regisztrátumait szakaszokra bontjuk, melyek hosszát -gyakorlati okoknál fogva- érdemes 2^k hatvány formájában előállítani, továbbá kisebb, mint 50%-ban átfedhetnek,
- az ablakon belül meghatározott átlagérték eltávolítása: $X_i = X_i - \bar{X}$,
- trendeltávolítás, azaz a szakaszok kezdő és utolsó időpontját reprezentáló értékek különbségének megfelelő hányadát kivonjuk a mintákból:$X_i = X_i - \frac{i}{N}(X_N - X_1)$, vagy az adatsorra illesztett lineárist távolítjuk el
- ablakozó függvény alkalmazása, hogy a spektrumok számításánál megelőzzük esetleges $artifact$ek megjelenését,
- $Fourier-transzformáció$ alkalmazása (FFT) a spektrális összetevők amplitúdójának és fázisának meghatározására,
- Az egyes időablakok transzformációja eredményeként kapott spektrumokból számítva az impedancia tenzor elemeit, azok jellegzetes szórást mutatnak, általában $Gauss$ eloszlással közelítik. Ennek oka a megfigyelési adatok zajterheltsége. A pontosabb becslés elérése érdekében az elektromos és mágneses spektrális komponenseket frekvencia-osztályokba soroljuk. Az azonos osztályba tartozó komponenseket átlaga

10.13147/NYME.2012.015

reprezentálja az osztály centrális frekvenciájához tartozó spektrális összetevő értékét. Az elektromos és mágneses átlagok hányadosaként határozzuk meg az impedancia függvényt. Ez a gyakorlatban frekvencia dekádonként $6 - 10$ pont meghatározását jelenti. A gyakorlati EM kutatás során, az FFT ablak hosszához képest hosszú időtartamon keresztül folyamatos megfigyelést végeznek. Az egyes szakaszokból a fönti módon meghatározott impedancia statisztikus feldolgozása eredményeként kapjuk -legegyszerűbb esetben, minden frekvencián az egyes minták átlagaként-.

- A becslés pontosítható a felhasználandó időablakok válogatásával. Az elfogadás kritériuma $0.8 - 0.9$ minimális koherencia a megfelelő tellurikus és mágneses csatornák között, az egyes frekvenciaosztályokon.

- *Robusztus becslések:* A megfigyelési adatok alapján meghatározott egyedi impedancia értékek általában nem Gauss eloszlást mutatnak. Ezért a legvalószínűbb érték meghatározásához különböző *outlier* eltávolító algoritmusokat, illetve robusztus becsléseket fejlesztettek ki (Egbert and Booker (1986)).

- *Dimenzionalitás:* $2D$-s szerkezeteke esetén, a válaszfüggvény függ a mérés tájolásától. Mivel a szerkezet csapásiránya általában nem ismert a mérés kivitelezésekor, ezért az impedanciatenzort utólagos forgatási transzformációval helyezzük a csapás és a lejtő irányok által meghatározott koordinátarendszerbe (Zonge and Huges (1991)). Az új rendszerben a főátlóbeli elemek értéke zérus, továbbá az $1D$ modellel ellentétben a mellékátló elemei nem lesznek egymás -1-szeresei. $3D$-s szerkezet esetén pedig a főátló elemei nem minimalizálhatóak zérusra. A dimenzionalitásról az ún. *skew* paraméter meghatározásával kapunk információt

$$S = \frac{|Z_{xx} - Z_{yy}|}{|Z_{xy} + Z_{yx}|} \tag{1.21}$$

A *skew* rotációs invariáns, ezért bármilyen tájolású mérés esetén ugyanazt az értéket határozza meg. $1D$ -s és $2D$-s esetben zérus, $3D$-ben attól különböző értékű. A gyakorlatban $S < 0.1$ esetén, ha az egymásra merőleges látszólagos fajlagos ellenállás görbék jól illeszkednek, akkor a szerkezet $1D$-snek tekinthető. Kis S esetén, amikor a ρ_{xy} és a ρ_{yx} nem illeszkednek jól, akkor két dimenziós szerkezetről beszélünk, míg $S > 0.3$ esetén nem hanyagolható el a $3D$-s jelleg. Ez utóbbi esetben tenzor dekompozícióval határozható meg, hogy a $3D$ hatás lokális, felszín közeli inhomogenitások eredménye, vagy regionális, nagyobb mélységű inhomogenitás következménye (Bahr (1991), Groom and Bahr (1992)).

10.13147/NYME.2012.015

A gyakorlati MT mérések feldolgozása során ezek után következik a látszólagos fajlagos ellenállás függvény meghatározása 1.19 összefüggés alapján. Az impedancia fázisfüggvényével kiegészítve inverziós algoritmusok alkalmazásával -a határfeltételek esetleges a priori ismeretek alapján történő rögzítésével- meghatározzuk a legvalószínűbb közegmodellt. Az inverziós feladat általában nem egyértelmű, azaz több közegmodell is szolgáltathatja ugyanazt a $\rho_{app}(\omega)$ és $\phi(\omega)$ függvénypárost. Ezen még bonyolít az a körülmény, hogy a forrás geometriája és kiterjedése is befolyásolja az impedanciafüggvényt -mint a későbbi modellszámításaimmal igazoltam-, ezért a felszín alatti elektromos vezetőképesség eloszlás és a forrás tulajdonságainak együttes eredményeként áll elő a felszíni regisztrátum. Általában azzal a közelítéssel élünk, hogy a felszíni változások síkhullámmal közelíthetőek, ez bizonyos körülmények között nem teljesül. A Föld jó elektromos vezetőképessége miatt azonban a síkhullám közelítés érvényesnek tekinthető, ha a forrás tere horizontális irányban viszonylag lassan változik.

A válaszfüggvény meghatározása a gyakorlatban nem csak közvetlenül a definiáló formula alapján történik. A koherencia szűrés eredményeként megmaradt időablakok spektrumait felhasználva, átlagos impedancia függvény stabilabb, a zavarokra kevésbé érzékeny meghatározása a következő módon adódik: az 1.17 összefüggést jobbról először H_x^*-gal, másodszor H_y^*-gal szorozzuk meg *(*-gal a komplex konjugáltat jelölöm)*, akkor egyrészt

$$\langle E_x H_x^* \rangle = Z_{xx} \langle H_x H_x^* \rangle + Z_{xy} \langle H_y H_x^* \rangle \,, \tag{1.22}$$

másrészt

$$\left\langle E_x H_y^* \right\rangle = Z_{xx} \left\langle H_x H_y^* \right\rangle + Z_{xy} \left\langle H_y H_y^* \right\rangle \tag{1.23}$$

adódik. A $\langle\rangle$ jelölés azt jelenti, hogy az keresztspektrumok több, azonos frekvenciaosztályba tartozó egyedi érték átlagaként áll elő. 1.22 -ot $\left\langle H_x H_y^* \right\rangle$-gal és 1.23 mindkét oldalát $\langle H_x H_x^* \rangle$ -gal megszorozva, a két egyenlőséget kivonva egymásból, egyszerűsítéssel adódik, hogy

$$Z_{xy} = \frac{\left\langle E_x H_y^* \right\rangle \left\langle H_x H_y^* \right\rangle - \langle E_x H_x^* \rangle \left\langle H_x H_y^* \right\rangle}{\left\langle H_y H_y^* \right\rangle \langle H_x H_x^* \rangle - \langle H_y H_x^* \rangle \left\langle H_x H_y^* \right\rangle}. \tag{1.24}$$

A másik három impedancia elemre szintén levezethető ehhez hasonló összefüggés (Singh and Gokarn (1996)).

A magnetotellurika (MT) az általános indukciós problémának, mint differenciálegyenlet rendszernek csak parciális megoldását képezi, azzal a megszorítással, hogy az EM hullámtér síkhullámok szuperpozíciójaként áll elő. E közelítő feltevés miatt a gyakorlatban alkalmazott MT feldolgozás bizonyos körülmények között ($\textit{földrajzi elhelyezkedés}$, $\textit{helyi idő}$) szisztematikus hibához vezet, amit $\textit{forrás hatásnak}$ hívunk. Az esetek többségében

10.13147/NYME.2012.015

a síkhullám feltevés jó közelítést ad, de magasabb szélességeken az aurorális electrojet (Pirjola (1992)), illetve a mágneses egyenlítő környezetében az egyenlítői electrojet köztudottan okoz ilyen jellegű eltéréseket, (Padilha (1999)). Az impedancia tenzort meghatározó körülményekkel kapcsolatban, illetve a forráshatásra vonatkozóan végzett megelőző vizsgálatokról a következő fejezet nyújt rövid összefoglalást.

Áttekintés az MT impedancia és a forrás viszonyával kapcsolatos korábbi vizsgálatokról

A magnetotellurikus módszert egy tapasztalati felismerés alapozta meg: Tikhonov 1950-ben publikálta megfigyelését, miszerint a felszíni geomágneses változások és a felszín alatti áramok jól meghatározható relációban állnak egymással (Tikhonov (1950)). Azzal az implicit feltevéssel élt, hogy a forrás tere minden felszíni pontban azonos fázisban változik -síkhullám feltétel-. Ebben az évben jelentette meg Price tanulmányát, melyben a felszíni elektromos és mágneses tér, mágneses skalárpotenciállal történő kifejezését vázolta (Price (1950)). Erre a megközelítésre alapozva készítettem el a pulzációs, általános forrásmodell eredményeként kialakuló, helyi geológiai modell felszínén mérhető elektromos és mágneses variációkat levezetését, illetve az elméleti felszíni impedancia függvényt. Két évvel később Lipskayával közös munkájának eredményét mutatta be, melyben a két erőtér kapcsolatát véges horizontális térgradiens mellett határozta meg (Tikhonov and Lipskaya (1952)). A harmadik legfontosabb eredmény a témában 1953-ban jelent meg, melyben Lipskaya, egy rögzített rétegmodell felszínén kialakuló elektromos és mágneses erőtér komponensek pontos kapcsolatát határozza meg (Lipskaya (1953)). Ugyanebben az évben publikálta Cagniard, a magnetotellurika alapvető tanulmányát, rétegzett féltér fölött kialakuló horizontális elektromos és mágneses térkomponensek kapcsolatáról, a felszíni impedancia meghatározásáról, síkhullám feltevés mellett (Cagniard (1953)). A módszer eredményeként előálló fizikai mennyiséget nevezzük Tikhonov-Cagniard (CT) impedanciának. Egy évvel később Wait hívta fel a figyelmet, hogy az említett mennyiségek arányossága csak abban az esetben áll fenn, ha a geomágneses tér, legalább a behatolási mélység nagyságrendjével megegyező horizontális skálán állandónak tekintető, (Wait (1954)). Olyan véges források esetén, ahol az iménti feltétel nem teljesül, a rekonstruált felszín alatti elektromos vezetőképesség eloszlás eltér a valóditól. 1956-ban Tikhonov és Shakhsuvarov meghatározta a felszíni admittanciát -az impedancia reciprokát- tetszőleges vízszintesen rétegzett féltér esetén, továbbra is síkhullám feltevés mellett, (Tikhonov and Shakhsuvarov (1956)). Scholte a felszíni elektromágneses tér megfigyelései mellett bizonyította, hogy a Föld görbülete magnetotellurikus vizsgálatok esetén elhanyagolható hatással van az impedancia függvényre (Schole and Veldcamp (1955)). Négy évvel később lehetővé

10.13147/NYME.2012.015

vált az impedancia függvény meghatározása, folytonosan változó fajlagos vezetőképességű féltér felszínén (Bossy and de Vuyst (1959)). VLADIMIROV vizsgálta először $1Hz$ fölötti $-1-1000Hz-$ frekvenciákra felszíni terek variációját (Vladimirov (1960)). Időben következő fontos fejlesztés anizotrop közegek EM kutatásához kapcsolódik, nevezetesen CHATAEV kimutatta, hogy ha $\mathbf{E_y}$ merőleges a szerkezet csapásirányára, akkor

$$\begin{aligned} Z_{yx} &= \frac{E_y}{H_x} \\ &= -\sqrt{\frac{i\mu\omega}{\sigma_t}}\sqrt{1+(\frac{\sigma_t}{\sigma_l}-1)\sin^2\alpha}, \end{aligned} \tag{1.25}$$

ahol α az anizotrópia inklinációját jelöli, továbbá ekkor $\mathbf{E_x}$ és

$$\begin{aligned} Z_{xy} &= \frac{E_x}{H_y} \\ &= \sqrt{\frac{i\mu\omega}{\sigma_l}}. \end{aligned} \tag{1.26}$$

Ebből következik, hogy anizotrop közeg esetén az impedanciatenzor főtengelyrendszerbe forgatásával, a minimális abszolút értékű antidiagonális elem jelöli ki a csapásirányt. A minimális impedancia elemhez tartozó elektromos térerősség iránya ekkor megegyezik a szerkezet csapásirányával.

A gyakorlatban ez azt jelenti, hogy egy homogén, anizotrop vagy egy inhomogén közeg esetében, -azaz, ha létezik olyan horizontális irány, amely mentén a fajlagos ellenállás nem változik, akkor- mindig található olyan vonatkoztatási rendszer $(\mathbf{u}, \mathbf{v})$, amelyekre nézve $E_u = Z_1 H_v$, illetve $E_v = Z_2 H_u$, ahol Z_1 és Z_2 az impedancia tenzor főértékei. A természetes forrású felszíni terek morfológiáját illetően, FORBUSH és CASAVERDE 1961-ben publikálta az első vizsgálatokat az egyenlítői electrojet környezetében tapasztalható mágneses gradiensről (Forbush and Casaverde (1961)).

A következő kritikát PRICE fogalmazta meg a CT impedancia alkalmazását illetően, aki felhívta a figyelmet arra, hogy a forrás kiterjedése meghatározó lehet a síkhullám feltevés mellett számított impedancia függvényre (Price (1962)). Ugyan ebben az évben jelent meg WAIT áttekintő cikke a magnetotellurika akkori eredményeinek összefoglalásaként, valamint konkrét közegmodellekhez kapcsolódó görbeseregeket is közölt a gyakorlati mérések értelmezésének megkönnyítésére (Wait (1962)). A magnetotellurikus impedancia *Price-Wait* féle megközelítése mellett a szovjet geoelektromos iskola általános, egzakt tárgyalását megtaláljuk BERDICHEVSKY nyomán. A két megközelítéssel kapcsolatban született egy hazai összehasonlító tanulmány is, melyben a szerző, a természetes források kiterjedésével kapcsolatos megelőző vizsgálatának összefoglalását

10.13147/NYME.2012.015

is bemutatja (Ádám (1966)). Hivatkozik a megelőző évben napvilágot látott kétrészes publikációra, mely részletes áttekintést nyújt a források terére vonatkozó elképzelések és becslések vonatkozásában, továbbá saját, pulzációs terek kiterjedésére vonatkozó vizsgálatait is részletesen ismerteti, illetve az MT kutatás számára közvetlenül felhasználható kontextusba foglalja (Ádám et al. (1965)). Srivastava 1965-ben, különböző közegmodellek feltételezése mellett, zérustól különböző *Price-féle* hullámszám paraméterek behelyettesítésével mestergörbéket gyártott (Srivastava (1965)). Elképzelése szerint, ha a későbbiekben pontosabb információk állnak rendelkezésre a forrás geometriájával kapcsolatban, akkor pontosabb értelmezést tudunk társítani a kapott fajlagos ellenállás értékekhez. Weaver 1970-ben *Hertz*-potenciálok segítségével határozta meg az elektromos és mágneses teret, aperiodikus és periodikus források esetében (Weaver (1971)). Megoldásait felszínre merőleges aperiodikus mágneses dipólra, felszínnel párhuzamos mágneses dipólra, illetve felszínnel párhuzamos vonal menti áram esetére konkretizálta. Ezzel igazolta és általánosabb keretbe foglalta Price megközelítését. Bizonyította, hogy az elektromos *Hertz* vektorhoz kapcsolódó megoldások, Price szabadon lecsengő megoldásának felel meg, illetve, ennek megfelelően az indukciós probléma megoldása levezethető a mágneses *Hertz* vektor egyetlen skaláris komponensének segítségével. A *Price*-féle elméletet Hermance konkretizálta egyenes vonal menti $2D$ áramterekre, az által, hogy a felszíni tereket egyedi vonaláramok terének felösszegezésével állítja elő. Az elméleti impedancia meghatározását, a konkrét pulzációs áramtérre vonatkozólag én is hasonló elv mentén végeztem, nevezetesen laterális azimutális irányban periodikus áramsűrűségű, infinitezimálisan vékony „áramszalagok” terének összegeként állítottam elő, lásd a 2. fejezetben. Az általam választott áramtér felszíni terének elméleti meghatározása ennek megfelelően a *Hermance*-féle módszer specializációjaként is elvégezhető. Hermance a $'$80-as évek elején, kiterjesztette vizsgálatát az említett források $2D$ inhomogenitások fölötti meghatározására (Hermance (1984)), azzal a feltétellel, hogy a forrás áramtér a csapásiránnyal párhuzamos. 1972-ben jelentette meg Hutton két részben, a mágneses egyenlítő környezetében, az egyenlítői electrojet révén kialakuló elektromos és mágneses variációkat leíró általános formuláit, illetve numerikus eredményeit különböző közegmodellek esetére (Hutton (1972), Hutton and Leggeat (1972)). A térben korlátozott kiterjedésű *jet*ek felszíni terére, illetve a felszíni impedanciára vonatkozóan Hibbs és Jones végeztek vizsgálatokat (Hibbs and Jones (1973)). Az electrojet teréből meghatározott impedancia és a TC-impedancia összevetéséből arra a megállapításra jutottak, hogy a két görbe között jelentős eltérés lehet, amely a hosszabb periódusok esetében erőteljesebben jelentkezik. A közepes szélességeken mutatkozó forráshatással kapcsolatban először Beamish közölte eredményeit (Beamish (1979)). Három, közepes szélességen telepített obszer-

10.13147/NYME.2012.015

vatórium regisztrátumainak vizsgálata alapján azt állítja, hogy a forráshatás közepes szélességen is befolyásolja az átviteli függvényt, továbbá az eltérés mértéke földrajzi szélességgel és a periódus hosszával egyaránt nő. Egyben alternatívát kínált a torzításmentes válaszfüggvény becslésére, mégpedig az egyes időablakok eredményeként kapott impedancia függvényt súlyozottan vette figyelembe a legvalószínűbb értékek becslésekor. A súlyfaktort a mért és az elméletileg jósolt vertikális tér koherenciája alapján határozta meg. Egy későbbi cikkében, $500s$-nál rövidebb periódusokra, négy közepes szélességen működő obszervatórium regisztrátumából meghatározott válaszfüggvény napi változását vizsgálta. Megállapította, hogy az impedanciafüggvény határozott napi menetet mutat, amit kvalitatíve az ionoszféra -mint a források régiójának- nappali/éjjeli változásával magyaráz (Beamish (1980)). Dmitriev és Berdichevski, majd Wait igazolta, hogy a homogén féltér esetén érvényes $Z = \sqrt{\frac{\mu\omega}{\sigma}} \cdot e^{i\frac{\pi}{4}}$ összefüggést inhomogén indukáló tér esetében additív korrekciós taggal kell kiegészíteni, amely a horizontális mágneses tér, térbeli második parciális deriváltjaival arányos $\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}, \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)$(Dmitriev and Berdichevsky (1979), Wait (1983)).

Az elméleti válaszfüggvény direkt meghatározását Lehto, Hakkinen és Pirjola általánosította olyan áramtérre, ahol az erővonalmenti áramok következtében, az áramsűrűség, az árammal párhuzamos irányban is változhat (Lehto (1984), Hakkinen and Pirjola (1986)).

Az indukáló geomágneses variációk síkhullám tulajdonságát vizsgálta Ernst és Jankowski. Az általuk bevezetett $\eta = \sqrt{\frac{P_{Z_e}}{P_X+P_Y}}$paraméter *(a külső eredetű vertikális mágneses variáció energiájának és a teljes horizontális mágneses energiának a hányadosa, $T = 240 - 10800s$-os periódusok között)* annak jelzésére szolgál, hogy az adott eseményt kiváltó mágneses változás betudható-e vertikálisan beeső síkhullám gerjesztésnek, vagy nem (Ernst and Jankowski (2005)). Kis η-k esetén ($\eta < 0.2$) a gerjesztő tér síkhullámnak tekinthető, míg növekvő η-k egyre rövidebb térbeli hullámhosszú forrásokat indikál. Nyolc obszervatórium hosszú idejű regisztrátumainak felhasználásával azt az eredményt kapta, hogy közepes szélességeken (SPT, CLF, THY obszervatóriumok) az események kb. fele tekinthető síkhullámmal jellemzett gerjesztő térnek, míg magasabb szélességeken (LER, NOV, NUR obszervatóriumok) ez maximum csak néhány %-a az összes eseménynek. Ez a vizsgálat különösen indokolja, hogy közepes szélességen pontosabb képet kapjunk a forrás geometriájáról, illetve annak változásáról. A dolgozatom egyik célja éppen ennek feltárása.

Doktori munkám során azt vizsgáltam, hogy közepes szélességen, nevezetesen a Széchenyi István Geofizikai Obszervatórium regisztrátumain is azonosítható-e az említett jelenség. A dolgozat további fejezetei, e munka fázisait részletezik, először az elméleti

10.13147/NYME.2012.015

háttér lefektetésével, majd a megfigyelési adatok feldolgozása révén.

A korábban részletezett pulzációs terek köztudottan a legenergikusabb periodikus források a felszínen, főként, ha azok épp az adott $L-$héjhoz tartozó rezonancia következménye. Fontos megjegyezni azonban, hogy magnetotellurikus kutatásnál épp a megfelelő erővonal rezonancia-frekvencia szűk környezetében kell fokozott óvatossággal eljárnunk az egyes minták elfogadásánál/elutasításánál (Pilipenko and Fedorov (1993)). Ennek az az oka, hogy a rezonáns erővonal felszíni döféspontjának szűk (néhány °-os) meridionális szélességű környezetében a legnagyobb a horizontális mágneses tér modulusának gradiense. A rezonancia frekvenciákon emiatt bekövetkező torzulások kiküszöbölése érdekében a CT- impedanciát ki kell egészíteni a tér gradiensétől függő tagokkal, lásd (Dmitriev and Berdichevsky (1979)).

A felszíni teret és ezen keresztül az MT válaszfüggvényt az ismertetett szakirodalom nyomán több módszerrel is meghatározhatjuk. Az általam modellezett ionoszférikus áramrendszer geomágneses terét egyik megközelítésben felszínnel párhuzamos elektromos dipólok egyedi tere vektorpotenciáljának felösszegzésével határozhatjuk meg -azimutálisan változó erősségű elektromos dipólok alkalmazásával- , lásd (Weaver (1971)). Egy másik, a feladat megoldására szintén alkalmas módszer az ún. *Complex Image Method* (CIM) . Ez a felszíni elektromágneses tér meghatározására kifejlesztett eljárás, melynek során speciális, komplex mélységben elhelyezkedő indukált tükröáramtérrel modellezzük az indukált mágneses tér forrását. Az ötlet eredetileg Wait és Spies közös munkája révén jött létre (Wait and Spies (1969)), majd Boteler és Pirjola fejlesztette tovább (Boteler and Pirjola (1998)). A módszert, véges, horizontális ionoszférikus áram esetére először Thomson és Weaver (Thomson and Weaver (1975)), majd Pirjola és Viljanen alkalmazta (Pirjola and Viljanen (1998)). Az erővonalmenti áramokat, az ionoszférikus áramvonalak végein, az áramsűrűség tér divergenciamentessége határozza meg. Az eljárás során a „tükör-áramtér”-hez komplex mélységet rendelünk. Ennek valós része az ún. *in-phase* -azonos fázisú- jelet generáló modell áramtér mélységét jelenti, míg képzetes része az ún. *out-of-phase* áramtér felszín alatti mélységére utal (Weidelt (1998), Szarka and Fischer (1989)).

Doktori munkám során a Price-féle megközelítést választottam, részben azért, mert a legtöbb, forráshatással foglalkozó tanulmány ezekre az alapokra épít. Ugyanakkor, ezek a kutatások általában a Price modell végső összefüggéseiből indulnak ki. Munkám részét képezi, hogy az említett megközelítés részletes levezetését elkészítsem, az általam választott modell áramtér felszíni hatásainak leírására.

10.13147/NYME.2012.015

2 A Price-féle megalapozás kifejtése

A Maxwell egyenletek az elektromágneses jelenség alapegyenletei, alapaxiómái. Matematikailag egzakt formában felírt tapasztalatokon alapuló összefüggések rendszere, mely az elektromos és mágneses tér, tetszőleges közegbeli leírását teszi lehetővé.

E fejezetben bemutatom, hogyan vezethető le a Maxwell egyenletekből, rétegzett vezető féltér és szigetelő határfelületére jellemző elektromágneses impedancia, adott geometriai jelleggel rendelkező forrás esetében. Ehhez a különböző közegekben ébredő elektromos és mágneses terek idő- és térbeli változását vezetem le először. A célom az, hogy egy általam előírt forrás-geometria esetében, meghatározzam a nagycenki közegmodell felszínére jellemző bemeneti impedanciát, valamint annak változásait a forrás modellben szereplő magnetoszférikus-ionoszférikus paraméterek változásainak függvényeként azonosítsam. A levezetést Price 1950-es cikkében (Price (1950)) vázolt módon indultam el. A Maxwell-egyenletekből kiindulva, az elektromos és mágneses tereket meghatározó általános távíró egyenletet írom fel, majd annak speciális eseteit, a szigetelőben érvényes hullámegyenletet és a vezető féltérben használható diffúziós egyenlet közelítést. A tereket leíró iménti formulák a legtöbb elektromágnességgel foglalkozó irodalomban föllelhetőek, de a további levezetés könnyebb követhetősége érdekében, ezt az általános szakaszt sem a *Függelékben* helyeztem el. Ugyan, az eredményül kapott összefüggéseket több szerző is felhasználta, illetve alkalmazta, az egyenletek megoldásai, a forrás terének ez a megközelítése, más szerzők tollából nem volt fellelhető, az említett hivatkozás pedig csak vázlatosan ismertette a levezetést. Ezért fontosnak tartottam a teljes, részletes levezetés, a szükséges matematikai bizonyítások elkészítését és bemutatását a dolgozatban. A felszínnel párhuzamos áramrendszert bevezető fejezettől kezdve, az általam kialakított forrás geometria mellett, a felszíni terek és a bemeneti impedancia meghatározása önálló munka eredménye.

A fejezet következő szakaszában az ismertetett eredményeket felhasználva szintetikus szimuláció révén vizsgálom az indukáló és az indukált terek viszonyát, valamint a helyi geológiai modellnek megfelelően kialakuló felszíni erőtereket. Továbbá bemutatom az erőterek viszonyából meghatározott elméleti impedanciafüggvény változásait, a feltételezett mod-

10.13147/NYME.2012.015

elláramtér geometriai paramétereinek függvényében.

2.1. Az alapegyenletek rendszere

Kiindulás a Maxwell-egyenletekből:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \dot{\boldsymbol{D}} \tag{2.1}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}} \tag{2.2}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \tag{2.3}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \tag{2.4}$$

valamint az 2.1 és 2.4 összefüggésekből adódó töltésekre vonatkozó kontinuitási egyenlet[1]:

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = -\dot{\rho} \tag{2.5}$$

A nevezéktanban feltüntetett jelöléseknek megfelelően $\mathbf{H}$ a mágneses térerősséget, $\mathbf{B}$ a mágneses fluxussűrűséget (vagy mágneses indukciót), $\mathbf{E}$ az elektromos térerősséget, $\mathbf{D}$ az elektromos eltolási teret, $\mathbf{j}$ a szabad töltések áramsűrűségét, valamint ρ a szabad töltésekre vonatkozó töltéssűrűséget jelöli. Az erőterek és az áramsűrűség vektormennyiségek, míg a töltéssűrűség skaláris jellegű.

Homogén, izotróp közegeket feltételezve, azaz a közegekre jellemző mágneses permeabilitás, elektromos permittivitás, illetve fajlagos elektromos vezetőképesség (μ, ϵ, σ) térben és időben állandónak tekintve, a kiegészítő anyagegyenletek:

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \tag{2.6}$$

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \tag{2.7}$$

alakra egyszerűsíthetőek. Adott közegre jellemző mágneses permeabilitás, illetve elektromos permittivitás a vákuumra jellemző megfelelő paraméterekből, nevezetesen a vákuum mágneses permeabilitásából (μ_0) és annak elektromos permittivitásából (ϵ_0) a következő módon számítandó:

$$\mu = \mu_0 \mu_{relatív} \tag{2.8}$$

valamint

$$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_{relatív} \tag{2.9}$$

[1] 2.1 divergenciáját képezve az egyenlet bal oldala zérussá válik -mert tetszőleges vektortér rotációjának divergenciája zérus-, így az 2.4 időbeli deriváltjának behelyettesítésével közvetlenül adódik 2.5.

10.13147/NYME.2012.015

ahol a „relatív” indexszel ellátott paraméterek az adott anyagra jellemző állandók *(általános esetben tenzorok).*

Az elektromos tér és az általa a közegben keltett áram viszonyát leíró általános összefüggés szintén a kiegészítő egyenletek közé tartozik. Az általunk alkalmazott egyszerűsítő feltételek mellett, nevezetesen, hogy lineáris függvényekkel leírható közegekkel van dolgunk, az áramsűrűség vektor az Ohm-törvénnyel számítható:

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} \tag{2.10}$$

2.1.1. Az egyenletrendszer következményei

Az elektromágneses változásokat meghatározó összefüggések a gyakorlatban jellemzően előforduló paraméteregyüttes alkalmazásával egyszerűbb alakot öltenek.

Az elektromos tér forrásmentessége

A 2.1 Maxwell-egyenlet mindkét oldalának divergenciáját képezve,

$$0 = \nabla \cdot (\frac{\sigma}{\epsilon} \cdot \mathbf{D}) + \nabla \cdot \dot{\mathbf{D}} \tag{2.11}$$

és felhasználva 2.4-t, valamint a közegre vonatkozó kikötéseket:

$$\frac{\sigma}{\epsilon}\rho + \dot{\rho} = 0 \tag{2.12}$$

A térfogati töltéssűrűségre vonatkozó elsőrendű közönséges differenciálegyenlet megoldása a

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{\sigma}{\epsilon}t} \tag{2.13}$$

alakban keresendő. Azaz, a vezetőben $\sigma \gg \epsilon$ miatt minden térfogati töltésfelhalmozódás hamar megszűnik, függetlenül a tér sajátságaitól. Ezért a továbbiakban az általánosság megsértése nélkül feltételezhető, hogy térfogati töltéssűrűség értéke mindenütt zérus. Az állításból pedig a 2.4 egyenlet révén következik az elektromos eltolási tér, illetve -homogén, izotróp közeget feltételezve ($\epsilon_{relatív} = állandó$)- az elektromos erőtér forrásmentessége:

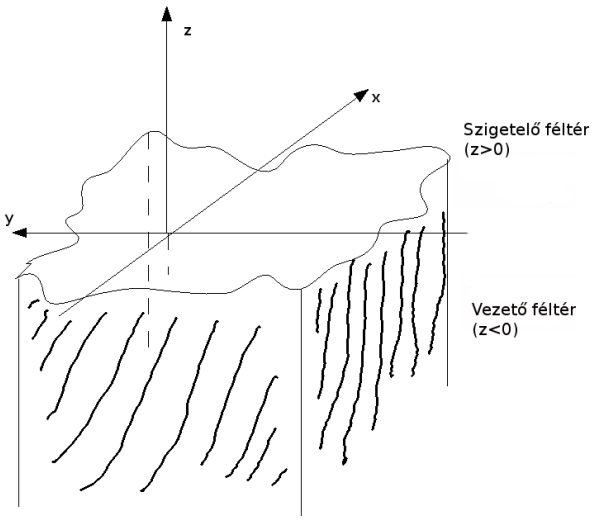
$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \tag{2.14}$$

A fizikai tereket meghatározó formulák felszín alatt és fölött

A 2.1 egyenlet mindkét oldalának rotációját képezve és felhasználva a 2.2 Maxwell-egyenletet és a 1.6 Ohm törvényt adódik:

$$-\triangle \mathbf{H} = -\sigma\mu\dot{\mathbf{H}} - \mu\epsilon\ddot{\mathbf{H}} \tag{2.15}$$

10.13147/NYME.2012.015



2.1. ábra. Egyszerűsített közegmodell a felszíni elektromos és mágneses változások vizsgálatához. Az x tengely Észak felé, míg az y nyugat felé mutat. (Az x iránya megegyezik, az y tengely ellentétes az obszervatóriumi és a magnetotellurikus gyakorlatban megszokottal. Ennek oka az, hogy a levezetések során szemléletesebb a felszín alatti térséget negatív, a felszín fölöttit pedig pozitív magasságértékekkel jellemezni -jobbsodrású rendszert fenntartva.)

Ugyanez az egyenlet az elektromos tér vektorra is levezethető szimmetrikusan a 2.2 Maxwell-egyenletből kiindulva, azaz egyszerűsítve a

$$\triangle u = \mu \frac{\partial}{\partial t}(\sigma + \epsilon \frac{\partial}{\partial t})u \tag{2.16}$$

ún. távíróegyenlet mind az elektromos, mind a mágneses térerősség vektor komponenseire érvényes skalár egyenlet.

A vezető féltérben:. Az elektromos és mágneses terek meghatározásához a 2.1.1 ábrán látható koordináta-rendszert vettem fel.

A kéregre, illetve a felső köpenyre jellemző fajlagos vezetőképesség mellett (Schwarz (1990): $10^{-5} - 10\frac{S}{m}$ -valójában az idézett fajlagos ellenállás-intervallum a Föld egészére is igaznak mondható-), valamint az általunk vizsgált periódustartományban ($T > 120s$) érvényes a

$$\epsilon \frac{\partial u}{\partial t} \ll \sigma u \tag{2.17}$$

egyenlőtlenség,[2]melynek révén az 2.16 távíróegyenlet a diffúziós (vagy indukciós) egyenle-

[2]Harmonikus időbeli változást és a legkisebb fajlagos vezetőképességet feltételezve ($10^{-5}\frac{S}{m}$), viszonylag

10.13147/NYME.2012.015

tre egyszerűsödik a vezető féltérben:

$$\triangle u = \mu\sigma\dot{u} \tag{2.18}$$

Az iménti közelítés alkalmazása az eltolási áram elhanyagolását jelenti a vezetési áram mellett.

A szigetelő féltérben:. Szigetelőben $\sigma = 0$, a szilárd Földhöz tartozó légkör ugyan nem tökéletes szigetelő ($\sigma = 0.3 - 0.8 \cdot 10^{-14}\frac{S}{m}$), de a kéreg és az ionoszféra átlagos fajlagos vezetőképességének ismeretében elektromos szempontból gyakorlatilag szigetelőnek tekinthető. Az elhanyagolás miatt a felszín fölötti térségben a 2.16 távíróegyenlet az ún. hullámegyenletre egyszerűsödik:

$$\triangle u = \mu\epsilon\ddot{u} \tag{2.19}$$

Az időbeli és térbeli második deriváltak fönti kapcsolata pedig egy $c = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}$ sebességgel terjedő hullámot ír le. A földi atmoszférában ez a sebesség gyakorlatilag a vákuumbeli fénysebességgel egyenlő ($c_{atm} \approx c_0 \approx 3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$). A hullámegyenlet megoldását térbeli és időbeli periodicitás jellemzi $\left(u = u_0 e^{i\frac{2\pi}{T}(t - \frac{\mathbf{k_0 r}}{c})}\right)$, nevezetesen az elektromágneses hullám hullámhossza $\Lambda = cT$, és T a periodikus változás periódusideje. A néhány perces lengésidők esetében ez $10^{11}m$ -es hullámhossznak felel meg. A Föld sugara $6.378 \cdot 10^6 m$, azaz a szóban forgó időbeni változások révén kialakuló térbeli fáziskülönbség két felszíni pont között elhanyagolhatónak tekinthető. Ez az elhanyagolás, a 2.19 hullámegyenlet jobb oldalának nullával közelítését jelenti, ami valójában az eltolási áram hatásának eliminálásával jár. Így a hullámegyenlet Laplace egyenletre egyszerűsödik:

$$\triangle u = 0 \tag{2.20}$$

(az elektromos és a mágneses térerősség komponensek viselkedését leíró formula a szigetelő féltérben). A 2.20 közelítés 2.1 alapján a mágneses tér örvénymentességét is jelenti, ami lehetővé teszi, hogy a szigetelő féltérben a mágneses teret egy potenciáltér negatív gradienseként állítsuk elő:

$$\mathbf{H} = -\nabla\Omega \tag{2.21}$$

A mágneses tér forrásmentessége révén (2.3) ez egyben azt is jelenti, hogy az Ω potenciáltér eleget tesz a Laplace egyenletnek:

$$\triangle\Omega = 0 \tag{2.22}$$

nagy dielektromos állandó mellett ($\epsilon_{relatív} = 80$) is $\approx \frac{10^{-4}}{T[sec]}$ nagyságrendi becslést kapunk a $\frac{\epsilon\frac{\partial u}{\partial t}}{\sigma u}$ arányra. Ez azt jelenti, hogy még 10Hz-es frekvencia esetén is ezredekben mérhető a fönti hányados értéke, a példában használt globális értelemben irreális paraméterpáros alkalmazása esetében is.

10.13147/NYME.2012.015

2.1.2. Határfeltételek

Az erőterek, két közeg határfelületén bizonyos határfeltételek mellett „illeszkednek". E feltételek legegyszerűbben a Maxwell egyenletek integrális alakjának közeghatárra való alkalmazásával vezethetők le:

– Az elektromos tér érintőirányú komponense közeghatáron folytonos:

$$\mathbf{n}_{12} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = \mathbf{0} \tag{2.23}$$

– A mágneses tér érintőirányú komponense közeghatáron általában nem folytonos, a változás mértéke és iránya megegyezik a felületi áramsűrűség vektorral:

$$\mathbf{n}_{12} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) = \mathbf{j_s} \tag{2.24}$$

– Az elektromos eltolási tér normális komponense nem folytonos a két közeg határfelületén, a változás megegyezik a felületi töltéssűrűség (ρ_s) értékével:

$$\mathbf{n}_{12} \cdot (\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) = \rho_s \tag{2.25}$$

– A mágneses indukció vektor normális komponense folytonos:

$$\mathbf{n}_{12} \cdot (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) = 0 \tag{2.26}$$

A további közeghatár-átmeneti összefüggések a 2.6 és 2.7 egyenletekből adódnak a fönti négy törvényből.

2.2. Az egyenletrendszer megoldása, az erőterek illesztése

Az 2.6 ábrán feltételezett modellnek megfelelően a vezető és szigetelő félterekben a 2.18 diffúziós egyenlet, illetve a 2.20 Laplace egyenlet szabja meg a erőtér-komponensek tér- és időbeli viselkedését. Mindkettő a Helmholtz-egyenlet ($\triangle\psi + k^2\psi = 0$) egy-egy speciális esetének tekinthető, nevezetesen az első esetben a k konstans részben az idő szerinti deriválás révén adódik, míg a második esetben $k = 0$. A Helmholtz-egyenlet tizenegy koordináta-rendszerben oldható meg a változók szétválasztásának módszerével, e rendszerek közé tartozik a Descartes-féle rendszer is. A közegmodell szimmetria-tulajdonságai révén *(hengerszimmetrikus rendszer)* a horizontális koordináták szerinti függést a levezetés során az egyszerűség kedvéért nem választjuk szét. Eszerint pl. az elektromos tér vektor előállítható a következő alakú elemi megoldások lineáris kombinációjaként:

$$\mathbf{E} = Z(z,t)\mathbf{F}(x,y) \tag{2.27}$$

10.13147/NYME.2012.015

Ezt a felbontást behelyettesítve a 2.20, valamint 2.18 komponens-egyenleteknek megfelelő vektor-egyenletekbe: z<0 esetén *(vezető féltérben)*

$$\left(\frac{\partial^2 \mathbf{F}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{F}}{\partial y^2}\right) = \frac{1}{Z}\left(\mu\sigma\frac{\partial Z}{\partial t} - \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2}\right)\mathbf{F}, \tag{2.28}$$

továbbá z>0 feltétel mellett *(szigetelő féltérben)*

$$\left(\frac{\partial^2 \mathbf{F}_{sz}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{F}_{sz}}{\partial y^2}\right) = -\frac{1}{Z_{sz}}\frac{\partial^2 Z_{sz}}{\partial z^2}\mathbf{F}_{sz} \tag{2.29}$$

formulákat kapjuk. Mivel az $\mathbf{F}$ együtthatója mindkét egyenlet jobb oldalán független x-től és y-tól, ezért azok az $\mathbf{F}$ szempontjából konstansnak tekinthetők (csak z-től és t-től függnek). Másképp fogalmazva: ha az egyenleteket komponens-egyenletek formájában írjuk fel, $F_i \neq 0$ ($F_{i,sz} \neq 0$) feltétel mellett mindkét oldal F_i-vel ($F_{i,sz}$-szel) képzett hányadosát tekintjük, akkor a 2.28, illetve 2.29 jobb oldala csak x,y, míg bal oldala csak z és t függvénye. Ez csak úgy valósulhat meg, ha azok valós konstans értékek[3], rendre λ, ν:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{F}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{F}}{\partial y^2} + \lambda^2 \mathbf{F} = \mathbf{0} \tag{2.30}$$

és

$$\mu\sigma\frac{\partial Z}{\partial t} - \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} + \lambda^2 Z = 0, \tag{2.31}$$

ha z<0, valamint

$$\frac{\partial^2 \mathbf{F}_{sz}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{F}_{sz}}{\partial y^2} + \nu^2 \mathbf{F}_{sz} = \mathbf{0} \tag{2.32}$$

és

$$\frac{\partial^2 Z_{sz}}{\partial z^2} - \nu^2 Z_{sz} = 0, \tag{2.33}$$

ha z>0.

Az elektromos térre érvényes 2.23 határfeltétel értelmében $F_{x,sz} = F_x$ *és* $F_{y,sz} = F_y$ miatt a $\frac{\partial^2 \mathbf{F}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{F}}{\partial y^2}$ kifejezés a felszín alatt és fölött egyenlő kell, hogy legyen, emiatt $\nu = \lambda$ egyenlőség adódik, így

$$\frac{\partial^2 \mathbf{F}_{sz}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{F}_{sz}}{\partial y^2} + \lambda^2 \mathbf{F}_{sz} = \mathbf{0} \tag{2.34}$$

és

$$\frac{\partial^2 Z_{sz}}{\partial z^2} - \lambda^2 Z_{sz} = 0, \tag{2.35}$$

következik a szigetelő féltérre, z>0 feltétel mellett.

[3] A továbbiakban 2.35 alapján igazolható, hogy a konstans valós voltának feltétele, hogy negatív valós értéknek feltételezzük: $-\lambda^2$

10.13147/NYME.2012.015

2.2.1. Megoldások szétválasztása a forrásmentesség feltétel alapján

A vezető féltérben az elektromos tér forrásmentességét 2.14 az 2.27 felbontás segítségével kifejtve:

$$Z\left(\frac{\partial F_x}{\partial x}+\frac{\partial F_y}{\partial y}\right)+F_z\frac{\partial Z}{\partial z}=0 \tag{2.36}$$

E feltétel két módon valósulhat meg:

1. *Az összeg mindkét tagja zérus*: matematikailag három módon lehetséges:

   a) $Z=0$ a triviális megoldás források hiányában az erőterek zérusvektorok.

   b) $Z\neq 0$, de $\frac{\partial Z}{\partial z}=0$ és $\frac{\partial F_x}{\partial x}+\frac{\partial F_y}{\partial y}=0$ lehetőség $Z=const$ és $\lim_{z\to-\infty}Z(z)=0$ miatt szintén a $Z=0$, triviális megoldásra vezet.

   c)

$$\boxed{F_z=0\ és\ \frac{\partial F_x}{\partial x}+\frac{\partial F_y}{\partial y}=0} \tag{2.37}$$

2. Másik lehetőség, ha a független változókat tartalmazó matematikai kifejezések, nevezetesen $F_z\left(\frac{\partial F_x}{\partial x}+\frac{\partial F_y}{\partial y}\right)$ *és* $-Z\frac{\partial Z}{\partial z}$ egyenlő ugyanazon konstanssal (az előző esetek alapján kizártuk , hogy $F_z=0$ *vagy* $Z=0$, így azokkal elvégezhetjük a 2.36 osztását):

$$\boxed{\frac{1}{F_z}\left(\frac{\partial F_x}{\partial x}+\frac{\partial F_y}{\partial y}\right)=-\frac{1}{Z}\frac{\partial Z}{\partial z}=-\alpha} \tag{2.38}$$

Az 1/c) és a 2. esetet, illetve a hozzájuk tartozó megoldás fizikai interpretációját külön tárgyalom, a következő két alfejezet során I. illetve II. típusú megoldásra hivatkozva.

2.2.2. Az egyenletrendszer I. típusú megoldása

Vezető féltérben:. A 2.37 feltételrendszer alapján az $\mathbf{F}$ vektor kézenfekvő előállítása kínálkozik a vezető féltérben az

$$\mathbf{F}=\begin{pmatrix}\frac{\partial P}{\partial y}\\ -\frac{\partial P}{\partial x}\\ 0\end{pmatrix} \tag{2.39}$$

formában. $\mathbf{F}$ fönti alakját behelyettesítve a 2.30-be, némi egyszerűsítés után a

$$\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 P}{\partial y^2}+\lambda^2 P\right)=0 \tag{2.40}$$

10.13147/NYME.2012.015

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 P}{\partial y^2}+\lambda^2 P\right)=0 \tag{2.41}$$

$$0=0 \tag{2.42}$$

komponens-egyenletekhez jutunk. Az első két egyenletben y és x szerinti parciális deriválás argumentuma megegyezik. Az első egyenletből következik, hogy az argumentum legfeljebb x függvénye lehet $(f(x))$, míg a második egyenletből adódik, hogy legfeljebb y-tól függ. A két megállapításból egyértelműen adódik, hogy a $\left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 P}{\partial y^2}+\lambda^2 P\right)$kifejezés a két változótól független, konstans (G). Mivel az elektromos tér meghatározásánál a $P:\mathbb{R}^2\to\mathbb{R}$ vektorváltozós függvénynek csak a deriváltjai fordulnak elő, így az elektromos tér viselkedése nem jelent megszorítást G értékére vonatkozóan. A későbbiekben azonban bizonyítom *(lásd 2.45)*, hogy az I. típusú megoldás keretében előálló mágneses tér z komponensében explicit megjelenik a P függvény. Ez megkötést jelent a G értékére vonatkozóan a következő értelemben: $G:=0$ [4].

Összefoglalva a föntieket, **F** 2.39 előállítása eleget tesz a szükséges feltételeknek minden olyan $P:\mathbb{R}^2\to\mathbb{R}$ függvény esetén, mely kielégíti a

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 P}{\partial y^2}+\lambda^2 P=0 \tag{2.43}$$

egyenletet. Ennek megfelelően az elektromos térerősség a vezető féltérben

$$\boxed{\mathbf{E}(z<0,t)=Z(z,t)\begin{pmatrix}\frac{\partial P}{\partial y}\\ -\frac{\partial P}{\partial x}\\ 0\end{pmatrix}} \tag{2.44}$$

alakban írható, ahol P kielégíti a 2.43 feltételt és *Z(z,t)* megoldása 2.31-nak. A vezető féltérben kialakuló mágneses tér *(időbeli első deriváltjának)* leírását a 2.2 Maxwell-egyenlet

[4] A szóban forgó összefüggés egy inhomogén Helmholtz egyenlet, melyet a változók szétválasztásának módszerével oldottam meg. Az inhomogén differenciálegyenlet teljes megoldása a homogén egyenlet megoldásának és az inhomogén egyenlet egy parciális megoldásának összegeként áll elő. Ennek megfelelően a homogén egyenlet megoldása $P_h:=Ce^{\alpha x+\beta y}$ alakban keresendő, ahol $\beta^2=-(\lambda^2+\alpha^2)$. Az inhomogén egyenlet egy parciális megoldása lehet a $P_{inh}:=\frac{G}{\lambda^2}$ függvény, melyről behelyettesítéssel könnyen meggyőződhetünk. Az inhomogén egyenlet teljes megoldása így $P:=Ce^{\alpha x+\beta y}+\frac{G}{\lambda^2}$ alakú.

Vezető közegben a mágneses tér időbeli deriváltjának z komponense az 2.45 formula szerint explicit módon tartalmazza a P függvényt. Tekintve, hogy véges mélységben a horizontális végtelenbe tartva a mágneses térerősség 0-hoz kell, hogy tartson, így annak időbeli deriváltja is 0-hoz tart -természetesen ez a megkötés az α és β valós komponenseinek negatív előjelét is megköveteli-:$\lim_{x,y->\infty}(H_z)=0\ \Rightarrow \lim_{x,y->\infty}(\dot{H}_z)=0$. Ebből $\lim_{x,y->\infty}\left(\lambda^2 Z(z=z_0,t)(Ce^{\alpha x+\beta y}+\frac{G}{\lambda^2})\right)=0$, ami maga után vonja az α és β paraméterek említett megszorításait, valamint a $G=0$ következményt.

10.13147/NYME.2012.015

alkalmazásával kaphatjuk meg 2.44-ből, a vektortér rotációjának képzésével:

$$\boxed{\dot{\mathbf{H}}(z<0,t) = -\frac{1}{\mu_v}\cdot\nabla\times\mathbf{E}(z<0) = -\frac{1}{\mu_v}\begin{pmatrix}\frac{\partial P}{\partial x}\frac{\partial Z}{\partial z}\\ \frac{\partial P}{\partial y}\frac{\partial Z}{\partial z}\\ \lambda^2 ZP\end{pmatrix}} \tag{2.45}$$

ahol μ_v a vezető közegre jellemző mágneses permeabilitást jelöli, P kielégíti a 2.43 feltételt és $Z\,(z,t)$ megoldása 2.31-nak.

Srivastava ebből az általános megoldásból kiindulva görbeseregeket gyártott különböző rétegmodellek és különböző λ paraméter esetén, (Srivastava (1965)). A felső rétegre normált látszólagos fajlagos ellenállás görbéket és impedancia fázis görbéket készített több rétegmodell fölött, hogy a forráshatását az inverzió, illetve az értelmezés során eliminálni tudja. Ebben a munkában azonban a forrás mibenlétére vonatkozólag semmi feltételezés nem szerepel, így a λ paramétert -mind hullámszámot- sem származtatja, illetve határozza meg. Dolgozatomban bemutatom, hogy az általam létrehozott, realisztikus ionoszférikus forrás estében Price megoldásai hogyan konkretizálódnak.

Szigetelő féltérben:. Magyarázatra szorul, hogy a szigetelő ($z>0$) és a vezető ($z<0$) féltérben az $\mathbf{F}$ alakja miért hasonló. 2.39 összefüggésben leírt módon állítottam elő az $\mathbf{F}$ vektort a $z<0$ tartományban. 2.34 és 2.35 levezetésénél *($\nu=\lambda$ igazolásánál)* megmutattam, hogy $\mathbf{F}$ x és y komponense egyenlő a vezető és a dielektrikum esetében *(az elektromos tér tangenciális komponensének folytonos átmenetéből következik)*. Az a tény azonban, hogy az I. típusú megoldás esetén a z komponens értéke is *(zérus)* „átöröklődik" a szigetelő féltérre, nem triviális. Szigetelőben *(dielektrikumban)* az elektromos tér általánosan

$$\mathbf{E} = Z_{sz}(z,t)\begin{pmatrix}F_x\\ F_y\\ F_{z,sz}\end{pmatrix} \tag{2.46}$$

alakban írható föl. Szabad töltések hiányában az elektromos erőtér forrásmentes:

$$Z_{sz}\frac{\partial F_x}{\partial x} + Z_{sz}\frac{\partial F_y}{\partial y} + F_{z,sz}\frac{\partial Z_{sz}}{\partial z} = 0$$

Felhasználva a tangenciális komponensek folytonos átmenetét, valamint $\mathbf{F}$ 2.39 előállítását:

$$Z_{sz}\left(\frac{\partial^2 P}{\partial x\partial y} - \frac{\partial^2 P}{\partial x\partial y}\right) + F_{z,sz}\frac{\partial Z_{sz}}{\partial z} = 0$$

amelyből

$$F_{z,sz}\frac{\partial Z_{sz}}{\partial z} = 0$$

10.13147/NYME.2012.015

következik. Az elektromos térerősség vertikális függvénye azonban 2.35 alapján nem csak a triviális megoldás lehet, tehát $\frac{\partial Z_{sz}}{\partial z} \neq 0$ kitétel miatt $F_{z,sz} = 0$ következik. Ezzel beláttuk, hogy

$$\mathbf{F}_{sz}(x, y) = \mathbf{F}(x, y), \tag{2.47}$$

azaz az I. típusú megoldás esetében az elektromos tér *(mindhárom komponensének)* horizontális függése a felszín alatt és fölött megegyezik.

Tekintsük a dielektrikumban érvényes elektromos erőtér vertikális függvényét! 2.35 megoldása exponenciálisok lineáris kombinációjaként állítható elő a következő alakban:

$$Z_{sz}(z, t) = \mathcal{A}(t)e^{\lambda z} + \mathcal{B}(t)e^{-\lambda z} \tag{2.48}$$

Összegzésként tehát az 2.27 előállítás értelmében az elektromos tér, az I. típusú megoldás keretein belül, dielektrikumban a következő formulával írható le:

$$\boxed{\mathbf{E}(z \geq 0, t) = \left(\mathcal{A}(t)e^{\lambda z} + \mathcal{B}(t)e^{-\lambda z}\right) \begin{pmatrix} \frac{\partial P}{\partial y} \\ -\frac{\partial P}{\partial x} \\ 0 \end{pmatrix}} \tag{2.49}$$

ahol P kielégíti a 2.43 feltételt. Maxwell 2. egyenletét (2.2) felhasználva 2.49-ből következik a mágneses tér időbeli első deriváltját leíró formula:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{H}}(z \geq 0, t) &= -\frac{1}{\mu_{sz}} \cdot \nabla \times \mathbf{E}(z \geq 0) \\ &= -\frac{1}{\mu_{sz}} \begin{pmatrix} \frac{\partial P}{\partial x}\lambda \left(\mathcal{A}(t)e^{\lambda z} - \mathcal{B}(t)e^{-\lambda z}\right) \\ \frac{\partial P}{\partial y}\lambda \left(\mathcal{A}(t)e^{\lambda z} - \mathcal{B}(t)e^{-\lambda z}\right) \\ \lambda^2 P \left(\mathcal{A}(t)e^{\lambda z} + \mathcal{B}(t)e^{-\lambda z}\right) \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{2.50}$$

amiről -a térbeli deriválások végrehajtásával- egyszerűen belátható, hogy a következő gradiens formában is felírható:

$$\boxed{\dot{\mathbf{H}}(z \geq 0, t) = -\frac{\lambda}{\mu_{sz}} \nabla \left[\left(\mathcal{A}(t)e^{\lambda z} - \mathcal{B}(t)e^{-\lambda z}\right) P\right]} \tag{2.51}$$

Az egyenletben μ_{sz} a dielektrikumra vonatkozó mágneses permeabilitást jelöli, P pedig kielégíti 2.43 feltételt. 2.51-ből következik, hogy dielektrikumban a mágneses térerősség felírható egy potenciáltér gradienseként, azaz $\mathbf{H} = \nabla\Omega$ alakban, ahol Ω:

$$\Omega = -\frac{1}{\mu_{sz}} \left(A(t)e^{\lambda z} + B(t)e^{-\lambda z}\right) P(x, y) \tag{2.52}$$

10.13147/NYME.2012.015

ahol $\lambda \in \mathbb{R}^+$és $P(x, y)$ kielégíti a 2.43 differenciálegyenletet. 2.51 és 2.52 iménti felírásából következik, hogy

$$\begin{aligned} \lambda\mathcal{A}(t) &= -\dot{A}(t) \textit{ és } \lambda\mathcal{B}(t) \\ &= \dot{B}(t) \end{aligned} \tag{2.53}$$

Az erőterek dielektrikumban leíró összefüggések szerkezetéből nyilvánvaló (2.51,2.49), hogy a dielektrikum fölötti ($z > h$) tartományban *(ahol h az ionoszférikus áramok jellemző magasságtartományának alsó határa)* ébredő források által közvetlenül létrehozott, ún. indukáló tér leírása az $\mathcal{A}(t)$, illetve $A(t)$ függvényekhez köthető, míg az $e^{-\lambda z}$ együtthatójaként megjelenő $\mathcal{B}(t)$, illetve $B(t)$ függvények a $z < 0$ tartományban ébredő indukált terek járulékáért felelősek.

A közegbeli megoldások illesztése a határfelületen:. A dielektrikum-vezető határfelületén két határfeltételi előírást vizsgálok meg:

1. Az elektromos tér érintőirányú komponensének folytonos átmenetét garantálva

$$Z(z = 0, t) = \mathcal{A}(t) + \mathcal{B}(t) \tag{2.54}$$

2. A mágneses tér érintőirányú komponensének folytonos átmenetét előírva

$$\begin{aligned} &\frac{\partial Z}{\partial z} \Big|_{(z=0,t)} \\ &= \frac{\mu_v}{\mu_{sz}} \lambda \left[\mathcal{A}(t) - \mathcal{B}(t)\right] \end{aligned} \tag{2.55}$$

A mágneses indukció vektor normális komponensének folytonos átmenete automatikusan következik ebben az esetben, nem szab újabb megkötést. A vezető féltérben fölírt erőtér egyenletekben, 2.44 és 2.45, a vertikális és időbeli változást leíró $Z(z, t)$ függvénynek úgy kell kielégítenie 2.31-ot, hogy az iménti két határfeltétel mellett az erőterek végtelen mélységbe tartva, nullához konvergáljanak:

$$\lim_{z \to -\infty} (Z) = 0 \tag{2.56}$$

E feltételek egyértelműen meghatározzák $Z(z, t)$-t az $\mathcal{A}(t)$ indukáló tér függvényében. A fajlagos vezetőképesség mélységfüggése fontos tényező az 2.31 differenciálegyenlet megoldásának tekintetében. Csak néhány $\sigma(z)$ függvény esetén létezik analitikus megoldása a problémának, pl. $\sigma(z) = Q$, $\sigma(z) = \frac{Q}{z^2}$, ill. $\sigma(z) = Qe^{\pm\gamma z}$, ahol Q és γ valós konstansok. Az esetek többségében, azaz a valóságban előforduló szerkezetek modelljeinél általában csak a numerikus megoldási módszerek alkalmazhatóak.

10.13147/NYME.2012.015

Szabadon lecsengő tér az I. megoldásaként. Az I. típusú megoldás magában foglal időben lecsengő módusokat is. E megoldások fizikai jelentése valójában a -pl. külső forráshatására kialakuló- töltés-átrendeződések kiegyenlítődése, mely a tárgyalt elektromágneses változások periódusának több nagyságrenddel kisebb töredéke.

Ahhoz, hogy az indukáló tér hatását eliminájuk, a 2.49 és 2.51 összefüggésekben az $\mathcal{A}(t)$ időfüggvényt konstans zérusnak feltételezzük. Így csak a felszín alatti áramok, illetve felületi töltés-felhalmozódások hatásait vizsgáljuk. Emiatt 2.54 és 2.55 határfeltételi egyenletek jobb oldalán csak a $\mathcal{B}(t)$ időfüggés szerepel:

$$Z(z=0,t) = \mathcal{B}(t)$$

és

$$\frac{\partial Z}{\partial z}|_{z=0} = -\frac{\mu_v}{\mu_{sz}}\lambda\mathcal{B}(t),$$

amelyekből közvetlenül adódik, hogy

$$\frac{\partial Z}{\partial z}|_{z=0} = -\lambda Z(0,t)\frac{\mu_v}{\mu_{sz}}. \tag{2.57}$$

Vezető féltérben:. Az I. típusú megoldás szabadon lecsengő módusainak bemutatásához, tekintsük az 2.31 összefüggést az erőterek vezető féltérbeli vertikális és időbeli függésének leírására! Átrendezve

$$\begin{aligned}\mu\sigma\frac{\partial Z}{\partial t} &= \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} - \lambda^2 Z \\ &= 0,\end{aligned} \tag{2.58}$$

ha z negatív, mely változók szerint szeparálva ($Z(z,t) = f(t)g(z)$) egyszerű megoldásra vezet, ha homogén félteret feltételezünk ($\sigma = \textit{állandó}$):

$$f(t)\frac{\partial^2 g(z)}{\partial z^2} - \lambda^2 g(z)f(t) = \mu\sigma\frac{\partial f(t)}{\partial t}g(z).$$

Eszerint f és g a következő differenciálegyenleteket kell, hogy kielégítse:

$$\frac{\partial^2 g(z)}{\partial z^2} = Q^2 g(z), \tag{2.59}$$

valamint

$$\frac{\partial f(t)}{\partial t} = \frac{Q^2 - \lambda^2}{\mu_v\sigma}f(t). \tag{2.60}$$

A differenciálegyenletek megoldásai általános formában, rendre

$$g(z) = a_1 e^{Qz} + a_2 e^{-Qz}, \tag{2.61}$$

10.13147/NYME.2012.015

illetve

$$f(t) = be^{-\frac{\lambda^2 - Q^2}{\mu_v \sigma} t}. \tag{2.62}$$

Az eredő $Z(z,t)$ függvény a vezető féltérben a

$$Z(z<0,t) = \left(k_1 e^{Qz} + k_2 e^{-Qz}\right) e^{-\frac{\lambda^2 - Q^2}{\mu_v \sigma} t} \tag{2.63}$$

alakban írható. Ahhoz, hogy időben nem periodikus, hanem szabadon lecsengő megoldást kapjunk, az időtől függő exponenciális argumentuma valós kell, hogy legyen, másodsorban negatív. A $-\frac{\lambda^2 - Q^2}{\mu_v \sigma}$ kifejezés valós voltát úgy biztosíthatjuk, ha feltételezzük, hogy $Q \epsilon \mathbb{R}$ vagy $Q \epsilon i\mathbb{R}$. E két eset vizsgálata következik:

- $Q \epsilon \mathbb{R}$: először feltételezem, hogy $Q > 0$. Ez esetben $k_2 = 0$ feltételt ki kell kötnünk, hogy a

  $$\lim_{z \to -\infty} Z \neq \infty$$

  következményt elkerüljük. Ha a Z 2.63 -ban fölírt alakját behelyettesítjük az 2.57 határfeltételi egyenletbe, akkor

  $$Q = -\lambda \frac{\mu_v}{\mu_{sz}} \tag{2.64}$$

  összefüggést kapjuk Q-ra. Ez viszont ellentmondás, hiszen λ és $\frac{\mu_v}{\mu_{sz}}$ mindkettő pozitív, így összeütközésbe kerültünk az erre a pontra érvényes alapfeltevésünkkel.

- $Q \epsilon \mathbb{R}^-$: Ekkor 2.57 -be helyettesítve 2.63-at, átrendezéssel:

  $$Q = -\lambda \frac{k_1 + k_2}{k_1 - k_2} \frac{\mu_v}{\mu_{sz}} \tag{2.65}$$

  Jelen esetben, hogy elkerüljük $\lim_{z \to -\infty} Z \neq \infty$ következményt $k_1 = 0$-t ki kell kötnünk. Ezzel együtt Q alakja a következő formára egyszerűsödik:

  $$Q = \lambda \frac{\mu_v}{\mu_{sz}}, \tag{2.66}$$

  amely viszont pozitív valós szám, ez pedig ellentmond a kiindulási feltételnek.

- A másik lehetőség, ha $Q \epsilon i\mathbb{R}$, tisztán képzetes. Legyen $Q = iq$, ahol $q \epsilon \mathbb{R}$. Ez esetben 2.63 a következő alakban írható:

  $$\begin{aligned} Z(z<0,t) &= \left(k_1 e^{iqz} + k_2 e^{-iqz}\right) e^{-\frac{\lambda^2 + q^2}{\mu_v \sigma}} \\ &= \left(G_1 \cos(qz) + iG_2 \sin(qz)\right) e^{-\phi t}, \end{aligned} \tag{2.67}$$

10.13147/NYME.2012.015

ahol $\phi = -\frac{\lambda^2+q^2}{\mu_v\sigma}$, $G_1 = (k_1 + k_2)$ és $G_2 = (k_1 - k_2)$ jelölést vezettem be. 2.57 határfeltételekből adódó egyenlőséget felhasználva a $z = 0$ szinten olyan egyenlőséget kapunk, amely a következő relációt követeli meg a G_1 és G_2 paraméterek között:

$$G_2 = i\lambda \frac{\mu_v}{\mu_{sz}} \frac{G_1}{q}$$

Ezzel az egyszerűsítéssel

$$Z\left(z < 0, t\right) = G_1 \left(\cos\left(qz\right) - \frac{\lambda}{q}\frac{\mu_v}{\mu_{sz}} \sin\left(qz\right)\right) e^{-\phi t},$$

illetve az elektromos térre

$$\boxed{\mathbf{E}\left(z < 0, t\right) = G_1 \left(\cos\left(qz\right) - \frac{\lambda}{q}\frac{\mu_v}{\mu_{sz}} \sin\left(qz\right)\right) e^{-\frac{\lambda^2+q^2}{\mu_v\sigma}t} \begin{pmatrix} \frac{\partial P}{\partial y} \\ -\frac{\partial P}{\partial x} \\ 0 \end{pmatrix}} \quad (2.68)$$

Ennek megfelelően a vezetőben folyó áram sűrűségét a $\mathbf{j} = \sigma\mathbf{E}$ differenciális Ohm-törvénnyel számíthatjuk. E módusoknak megfelelő mágneses térerősség idő szerinti első deriváltja a 2.2 Maxwell-egyenlet felhasználásával, illetve a 2.45-ben korábban kiszámított rotáció értelmében

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{H}}(z < 0, t) = \\ -\frac{1}{\mu_v} \cdot \nabla \times \mathbf{E}(z < 0) = \\ -\frac{1}{\mu_v} \begin{pmatrix} \frac{\partial P}{\partial x}\frac{\partial Z}{\partial z} \\ \frac{\partial P}{\partial y}\frac{\partial Z}{\partial z} \\ \lambda^2 ZP \end{pmatrix} = \\ \frac{1}{\mu_v} G_1 e^{-\frac{\lambda^2+q^2}{\mu_v\sigma}t} \begin{pmatrix} \left[q\sin\left(qz\right) + \frac{\lambda\mu_v}{\mu_{sz}}\cos\left(qz\right)\right]\frac{\partial P}{\partial x} \\ \left[q\sin\left(qz\right) + \frac{\lambda\mu_v}{\mu_{sz}}\cos\left(qz\right)\right]\frac{\partial P}{\partial y} \\ -\lambda^2\left[\cos\left(qz\right) - \frac{\lambda\mu_v}{q\mu_{sz}}\sin\left(qz\right)\right]P \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (2.69)$$

amelynek idő szerinti integrálásával a vezető féltérbeli mágneses térerősség

$$\boxed{\mathbf{H}(z < 0, t) = -\frac{\sigma G_1}{\lambda^2 + q^2} e^{-\frac{\lambda^2+q^2}{\mu_v\sigma}t} \begin{pmatrix} \left[q\sin\left(qz\right) + \frac{\lambda\mu_v}{\mu_{sz}}\cos\left(qz\right)\right]\frac{\partial P}{\partial x} \\ \left[q\sin\left(qz\right) + \frac{\lambda\mu_v}{\mu_{sz}}\cos\left(qz\right)\right]\frac{\partial P}{\partial y} \\ -\lambda^2\left[\cos\left(qz\right) - \frac{\lambda\mu_v}{q\mu_{sz}}\sin\left(qz\right)\right]P \end{pmatrix}} \quad (2.70)$$

alakban írható.

10.13147/NYME.2012.015

Szigetelő féltérben:. Az 2.49 alapján az elektromos tér - a jelen vizsgálatnak megfelelően, a források terét szintén zérusnak tekintve ($\mathcal{A}(t) = 0$) -

$$\mathbf{E}(z \geq 0, t) = \mathcal{B}(t) e^{-\lambda z} \begin{pmatrix} \frac{\partial P}{\partial y} \\ -\frac{\partial P}{\partial x} \\ 0 \end{pmatrix} \tag{2.71}$$

egyenlőségnek engedelmeskedik. 2.68 és 2.71 erőterek tangenciális komponensének felszíni illesztéséből következik, hogy

$$\left[\mathcal{B}(t) \begin{pmatrix} \frac{\partial P}{\partial y} \\ -\frac{\partial P}{\partial x} \\ 0 \end{pmatrix}_{\text{érintő komp.}-ek} \right]_{z=0} = \left[G_1 e^{-\frac{\lambda^2+q^2}{\mu_v \sigma} t} \begin{pmatrix} \frac{\partial P}{\partial y} \\ -\frac{\partial P}{\partial x} \\ 0 \end{pmatrix}_{\text{érintő komp.}-ek} \right]_{z=0},$$

azaz

$$\mathcal{B}(t) = G_1 e^{-\frac{\lambda^2+q^2}{\mu_v \sigma} t}.$$

$\mathcal{B}(t)$-t behelyettesítve 2.71-be, adódik az elektromos térerősség szabadon lecsengő módusainak szigetelő féltérbeli leírása:

$$\boxed{\mathbf{E}(z \geq 0, t) = G_1 e^{-\frac{\lambda^2+q^2}{\mu_v \sigma} t} e^{-\lambda z} \begin{pmatrix} \frac{\partial P}{\partial y} \\ -\frac{\partial P}{\partial x} \\ 0 \end{pmatrix}.} \tag{2.72}$$

A mágneses tér jelen esetben ugyancsak a 2.2 Maxwell-egyenlet felhasználásával számítható, praktikusan 2.73 alapján

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{H}}(z \geq 0, t) = \\ -\frac{1}{\mu_v} \cdot \nabla \times \mathbf{E}(z \geq 0) = \\ -\frac{1}{\mu_v} \begin{pmatrix} \frac{\partial P}{\partial x} \frac{\partial Z}{\partial z} \\ \frac{\partial P}{\partial y} \frac{\partial Z}{\partial z} \\ \lambda^2 Z P \end{pmatrix} = \\ -\frac{1}{\mu_v} G_1 e^{-\frac{\lambda^2+q^2}{\mu_v \sigma} t} \begin{pmatrix} -\lambda e^{-\lambda z} \frac{\partial P}{\partial x} \\ -\lambda e^{-\lambda z} \frac{\partial P}{\partial y} \\ \lambda^2 e^{-\lambda z} P \end{pmatrix}, \end{aligned} \tag{2.73}$$

amely egy potenciálos tér, hiszen előállítható egy skalárfüggvény gradienseként a következő alakban:

$$\dot{\mathbf{H}}(z \geq 0, t) = -\lambda G_1 e^{-\frac{\lambda^2+q^2}{\mu_v \sigma} t} \nabla \left(e^{-\lambda z} P \right).$$

10.13147/NYME.2012.015

Idő szerinti integrálás után, a szabadon lecsengő módusok mágneses térerősség komponense a szigetelő féltérben

$$\boxed{\mathbf{H}(z \geq 0, t) = \frac{G_1 \lambda \mu_v \sigma}{\lambda^2 + q^2} e^{-\frac{\lambda^2+q^2}{\mu_v \sigma} t} \nabla \left(e^{-\lambda z} P \right)} \tag{2.74}$$

alakban írható.

Ez utóbbi négy bekeretezett összefüggés határozza meg az elektromos és mágneses térerősség-vektorok viselkedését a szigetelő és vezető féltérben, az I. típusú megoldás szabadon lecsengő módusaira vonatkozóan. Természetesen általános esetben ez is kontinuum számosságú megoldás módust jelent, hiszen minden $\lambda \epsilon \mathbb{R}^+$, $q \epsilon \mathbb{R}^+$ és minden $P(x, y)$, mely kielégíti a 2.43 differenciálegyenletet, az elektromágneses tér egy-egy szabadon lecsengő megoldását reprezentálja. Fontosnak tartom kiemelni, hogy -mint az általános I. típusú megoldásfüggvények esetén- a felszín alatti áramsűrűség vektorok a felszínnel párhuzamosak (lásd 2.68 és differenciális Ohm-törvény), hiszen az elektromos térerősségnek nincs felszínre merőleges komponense. 2.68-ből egyben az is következik, hogy a horizontális áramsűrűség komponensek a mélység periodikus függvényei -akárcsak a II. típusú megoldás által nyújtott szabadon lecsengő módusok esetében.

2.2.3. Az egyenletrendszer II. típusú megoldása

Vezető féltérben:. Ha az elektromos erőtér vezető féltérbeli divergencia-mentességét az 2.38 előírásával garantáljuk, akkor a $Z(z, t)$ függvényre egyszerűen adódik a differenciálegyenlet megoldása:

$$Z(z < 0, t) = C(t) e^{\alpha z} \tag{2.75}$$

ahol $C(t)$ az egyelőre ismeretlen időfüggést jelöli, $\alpha \epsilon R^+$. Az 2.31 differenciálegyenletbe behelyettesítve ezt a formulát

$$(\alpha^2 - \lambda^2) C(t) = \mu \sigma \dot{C}(t)$$

amely $C(t)$-re a következő alakot engedi meg:

$$C(t) = C_0 e^{-\beta t}, \tag{2.76}$$

ahol

$$\beta := \frac{\lambda^2 - \alpha^2}{\mu \sigma}. \tag{2.77}$$

Ezzel a $Z(z, t)$ függvény az alábbi kompakt alakban írható:

$$Z(z, t) = C_0 e^{\alpha z} e^{\frac{\lambda^2 - \alpha^2}{\mu \sigma} t} \tag{2.78}$$

10.13147/NYME.2012.015

2.38 másik következménye a horizontális változást leíró $\mathbf{F}(x, y)$-re vonatkozik, nevezetesen

$$\frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} = -\alpha F_z \tag{2.79}$$

Figyelembe véve az $\mathbf{E} = \mathbf{F}Z$ felbontásból egyenesen következő 2.32 összefüggést az $\mathbf{F}$ komponenseire vonatkozólag, $\mathbf{F}$ horizontális komponensei és a vertikális összetevője közti kapcsolatot a következő módon célszerű feltételezni:

$$\begin{aligned} F_x &= \frac{\alpha}{\lambda^2}\frac{\partial F_z}{\partial x}, \ \textit{illetve } F_y \\ &= \frac{\alpha}{\lambda^2}\frac{\partial F_z}{\partial y} \end{aligned} \tag{2.80}$$

A komponenseket visszahelyettesítve 2.79-be és felhasználva 2.32-et

$$\begin{aligned} \frac{\alpha}{\lambda^2}\left[\frac{\partial^2 F_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F_z}{\partial y^2}\right] &= \frac{\alpha}{\lambda^2}\left[-\lambda^2 F_z\right] \\ &= -\alpha F_z \end{aligned}$$

azaz a horizontális komponensek vertikálissal való fönti kifejezése leegyszerűsíti a problémát az F_z meghatározására [5].

Az imént csak F_x és F_y felírását mutattam meg, az F_z függvényében, viszont ez utóbbinak csak 2.32 Helmholtz-egyenletet kell kielégítenie. Mivel F_z ezáltal egy multiplikatív konstans erejéig meghatározott, a következetes jelölés érdekében $F_z = const \cdot P$ formában írható. Mivel a konstans szabadon megválasztható, a praktikus okok miatt célszerű

$$F_z := \lambda P$$

felírás nem sérti az általánosságot. Így az elektromos térerősség a vezető féltérben

$$\boxed{\mathbf{E}(z < 0, t) = C_0 e^{-\beta t} e^{\alpha z} \begin{pmatrix} \frac{\alpha}{\lambda}\frac{\partial P}{\partial x} \\ \frac{\alpha}{\lambda}\frac{\partial P}{\partial y} \\ \lambda P \end{pmatrix}} \tag{2.81}$$

[5] Megjegyzés:A megoldást általánosabb alakjához jutunk, ha a horizontális komponenseket meghatározó relációkban pozitív, illetve -a másik egyenlőségben- negatív előjellel egy olyan $P_1(x, y)$ megfelelő parciális deriváltjait is elhelyezzük, amely kielégíti a Helmholtz-egyenletet:

$$\frac{\partial^2 P_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P_1}{\partial y^2} + \lambda^2 P_1 = 0$$

(Behelyettesítéssel egyszerűen ellenőrizhető.) Emiatt az $\mathbf{F}$ komponensei közötti összefüggés általánosan

$$\begin{aligned} F_x &= \frac{\alpha}{\lambda^2}\frac{\partial F_z}{\partial x} + \frac{\partial P_1}{\partial y}, \ \textit{illetve } F_y \\ &= \frac{\alpha}{\lambda^2}\frac{\partial F_z}{\partial y} - \frac{\partial P_1}{\partial x} \end{aligned}$$

alakban adható meg, mely formában a komponensek kielégítik a forrásmentességet biztosító feltételt (2.79) és eleget tesznek a 2.32 kritériumnak. Mivel a P_1 kibővítés az I. típusú megoldást reprezentálná, így a teljes megoldáshalmaz tekintetében az általánosság megsértése nélkül elhagyható.

10.13147/NYME.2012.015

alakban írható a II. típusú megoldás esetében. A vezető féltérben kialakuló mágneses térerősségre, illetve fluxussűrűségre vonatkozólag a 2.2 Maxwell-egyenlet felhasználásával kaphatunk információt:

$$\begin{aligned}\dot{\mathbf{B}}(z<0,t) &= -\nabla\times\left[C_0 e^{-\beta t}e^{\alpha z}\begin{pmatrix}\frac{\alpha}{\lambda}\frac{\partial P}{\partial x}\\ \frac{\alpha}{\lambda}\frac{\partial P}{\partial y}\\ \lambda P\end{pmatrix}\right]\\ &= -C_0 e^{-\beta t+\alpha z}(\lambda-\frac{\alpha^2}{\lambda})\begin{pmatrix}\frac{\partial P}{\partial y}\\ -\frac{\partial P}{\partial x}\\ 0\end{pmatrix},\end{aligned} \tag{2.82}$$

időbeli integrálással a mágneses térerősség:

$$\boxed{\mathbf{H}(z<0,t) = \nabla\times\left[\frac{C_0}{\mu\beta}e^{-\beta t}e^{\alpha z}\begin{pmatrix}\frac{\alpha}{\lambda}\frac{\partial P}{\partial x}\\ \frac{\alpha}{\lambda}\frac{\partial P}{\partial y}\\ \lambda P\end{pmatrix}\right] = \frac{C_0}{\mu\beta}e^{-\beta t+\alpha z}(\lambda-\frac{\alpha^2}{\lambda})\begin{pmatrix}\frac{\partial P}{\partial y}\\ -\frac{\partial P}{\partial x}\\ 0\end{pmatrix}} \tag{2.83}$$

Szigetelő féltérben:. Szigetelő féltérben ($z>0$) a 2.35 összefüggés szabja meg a térerő komponensek vertikális változását, akárcsak az I. típusú megoldásnál. Ezt általánosan a

$$Z_{sz}(z>0,t) = D(t)(A'e^{\lambda z}+B'e^{-\lambda z}) \tag{2.84}$$

függvény elégíti ki, ahol A' és B' konstansok. Emellett tudjuk, hogy az elektromos erőtér tangenciális komponens folytonos a közeghatáron

$$\begin{aligned}E_x(z=0,t) &= D(t)(A'+B')F_{sz,x}\\ &= C_0 e^{-\beta t}\frac{\alpha}{\lambda}\frac{\partial P}{\partial x}\end{aligned} \tag{2.85}$$

$$\begin{aligned}E_y(z=0,t) &= D(t)(A'+B')F_{sz,y}\\ &= C_0 e^{-\beta t}\frac{\alpha}{\lambda}\frac{\partial P}{\partial y}\end{aligned} \tag{2.86}$$

így a z komponenstől eltekintve, az a következő formában írható[6]

$$\mathbf{E}(z\geq 0,t) = e^{-\beta t}\begin{pmatrix}\frac{\alpha}{\lambda}\left(A'e^{\lambda z}+(C_0-A')e^{-\lambda z}\right)\frac{\partial P}{\partial x}\\ \frac{\alpha}{\lambda}\left(A'e^{\lambda z}+(C_0-A')e^{-\lambda z}\right)\frac{\partial P}{\partial y}\\ Z_{sz}F_{sz,z}\end{pmatrix} \tag{2.87}$$

[6] A komponensek 2.87 alakú előállítása az általánosság biztosítása érdekében szükséges, nevezetesen, hogy a z komponenstől való függést nem emeltem ki a vektor elé. Így nem követeltem meg a feltételt, hogy $\mathbf{E}$ szeparábilis módon előállítható legyen, holott az 2.27 alapját képezi a probléma fönti tárgyalásának. A látszólagos ellentmondás feloldása abban áll, hogy 2.87 felírásban a térerő-komponensek nem elemi, hanem összetett megoldásai jelennek meg a z szerinti, különböző előjelű exponenciális függvények összegeként. Emiatt nem várható el, hogy a térerősség vertikális komponense ugyanolyan formában függjön z-től, mint a horizontális összetevők.

10.13147/NYME.2012.015

A harmadik komponens meghatározásában a szabad töltések hiányából következő forrásmentesség kritériumot használom föl, $\nabla\mathbf{E} = 0$-ból következik:

$$\frac{\alpha}{\lambda}\left(A'e^{\lambda z} + (C_0 - A')e^{-\lambda z}\right)\left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2}\right) + \frac{\partial Z_{sz} F_{sz,z}}{\partial z} = 0, \tag{2.88}$$

amelyből adódik

$$F_{sz,z}\frac{\partial Z_{sz}}{\partial z} = \left(A'e^{\lambda z} + (C_0 - A')e^{-\lambda z}\right)\alpha\lambda P, \tag{2.89}$$

illetve z-szerinti integrálásával

$$F_{sz,z}Z_{sz} = \alpha P\left(A'e^{\lambda z} - (C_0 - A')e^{-\lambda z}\right), \tag{2.90}$$

ahol az integrációs additív konstanst nullának tekintettem, hogy az elektromos térerősség, a forrástól való végtelen távolságba tartva zérus legyen. Ebből adódóan a II. típusú megoldás, dielektrikumban a következő alakú elektromos teret engedi meg:

$$\boxed{\mathbf{E}(z \geq 0, t) = e^{-\beta t}\begin{pmatrix} \frac{\alpha}{\lambda}\left(A'e^{\lambda z} + (C_0 - A')e^{-\lambda z}\right)\frac{\partial P}{\partial x} \\ \frac{\alpha}{\lambda}\left(A'e^{\lambda z} + (C_0 - A')e^{-\lambda z}\right)\frac{\partial P}{\partial y} \\ \left(A'e^{\lambda z} - (C_0 - A')e^{-\lambda z}\right)\alpha P \end{pmatrix}} \tag{2.91}$$

Későbbiekben bizonyítom, hogy $\beta\epsilon\mathbb{R}^+$, ebből azonban következik, hogy az elektromos tér iménti formulája a szigetelő közegben, szabadon lecsengő megoldást reprezentálja. Ez a tér azonban előállítható -egy konstans erejéig határozott- potenciálfüggvény gradienseként, nevezetesen[7]

$$\boxed{\mathbf{E}(z \geq 0, t) = \nabla\left(\frac{\alpha}{\lambda}\left(A'e^{\lambda z} + (C_0 - A')e^{-\lambda z}\right)Pe^{-\beta t}\right)} \tag{2.92}$$

formában. A dielektrikumbeli mágneses fluxussűrűségre a 2.2 Maxwell egyenlet alapján származtatva arra a következtetésre jutunk, hogy

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{B}}(z \geq 0, t) &= \mathbf{0}\ azaz\ \mathbf{B}(z \\ &\geq 0) \\ &= \mathbf{const.}, \end{aligned} \tag{2.93}$$

[7]Megjegyzés: A szeparálhatósággal kapcsolatos előbbi lábjegyzethez, annyit fűzök hozzá, hogy a 2.91, ill. 2.92 képletekkel leírt erőtér természetesen előállítható $\mathbf{F}Z$ (szétválasztható változójú) alakú elemi terek összegeként a következő értelemben:

$$\mathbf{E}(z \geq 0, t) = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2\ ahol$$

$$\mathbf{E}_1 = \nabla\left(e^{-\beta t}\frac{\alpha}{\lambda}D_{1,0}e^{\lambda z}P\right)\ illetve$$

$$\mathbf{E}_2 = \nabla\left(e^{-\beta t}\frac{\alpha}{\lambda}(C_0 - D_{1,0})e^{-\lambda z}P\right)$$

noha $\mathbf{E}$ önmagában nem szeparábilis.

10.13147/NYME.2012.015

tehát

$$\mathbf{H}(z \geq 0) = \mathbf{const.}, \tag{2.94}$$

hiszen potenciálos elektromos tér örvénymentes, azaz $\nabla \times \mathbf{E} = \mathbf{0}$. Ez fizikai értelemben annyit jelent, hogy a II. típusú megoldás nem ad járulékot a felszín feletti mágneses térhez.

Az erőterek további illesztése a határfelületen:.

- Az elektromos tér tangenciális komponensének illesztését az 2.85 és 2.86 összefüggések felírásakor, a dielektrikumbeli horizontális erőtérkomponensek meghatározásakor használtam föl, így azok nem szabnak újabb feltételt vagy megszorítást.
- A mágneses fluxussűrűség normális komponensének folytonos átmenete biztosított, hiszen a felszín alatt és fölött is zérus.
- A tangenciális mágneses térerősség-komponensek folytonos átmenetének biztosítása -a felszín alatti mágneses tér, vezető féltérben számított értéke zérus kell, hogy legyen-, több módon lehetséges:
  - Ha feltételezzük, hogy $\alpha \epsilon \mathbb{R}$, akkor 2.82 értelmében a vezető féltérbeli mágneses térerősség érintőirányú komponensei a felszínen csak abban az esetben lehetnek zérusok, ha $C_0 = 0$ [8]. Ez viszont a triviális megoldás.
  - Triviálistól eltérő megoldást akkor kapunk, ha feltételezzük, hogy α, *és* $C_0 \epsilon \mathbb{C}$. Ez esetben célravezető a valós és képzetes összetevők szerinti felbontás mindkét említett paraméter esetében:

$$\begin{aligned} C_0 &= A_0 + iB_0, \; \textit{illetve } \alpha \\ &= \phi + i\omega \end{aligned} \tag{2.95}$$

    (természetesen ennek a B_0-nak nincs köze a mágneses fluxussűrűség abszolút értékéhez).
  - A szóban forgó határfeltételt

$$\left\{ Re\left[C_0 e^{-\beta t + \alpha z} \left(\lambda - \frac{\alpha^2}{\lambda} \right) \right] \right\}_{z=0} = 0 \tag{2.96}$$

[8] Magyarázat: az exponenciális függvény semmilyen véges valós argumentum esetén nem vesz fel zérus értéket

10.13147/NYME.2012.015

garantálásával biztosíthatjuk, melybe a 2.95 behelyettesítésével, egyszerűsítés után

$$A_0\left(\lambda - \frac{\phi^2-\omega^2}{\lambda}\right) + B_0\frac{2\phi\omega}{\lambda} = 0 \qquad (2.97)$$

kritériumhoz jutunk. E feltétel hat különböző paraméter-konfiguráció mellett valósulhat meg:

* $A_0 = 0$ és $B_0 = 0$: ez a triviális megoldás.
* $A_0 = 0$ és $\phi = 0$
* $A_0 = 0$ és $\omega = 0$: $\alpha\epsilon\mathbb{R}$ következik, ami az első esethez, azaz szintén a triviális megoldáshoz vezet.
* $B_0 = 0$ és $\phi^2 - \omega^2 = \lambda^2$: ellentmondáshoz vezet[9].
* $\omega = 0$ és $\phi = \pm\lambda$: $\alpha\epsilon\mathbb{R}$ miatt $A_0 = 0$ *és* $B_0 = 0$, ez pedig ismét a triviális megoldás.

Az iménti vizsgálat szerint egyedül a második lehetőség nyújt nem-triviális megoldást. Ez azt jelenti, hogy az α kitevő, illetve a C_0 együttható egyaránt képzetes mennyiségek. Figyelembe véve β definícióját (2.76) az α paraméter

[9]Ha $\phi^2 - \omega^2 = \lambda^2$, akkor $\alpha = \phi + i\omega$ felbontás értelmében (2.95) $\alpha^2 = \lambda^2 + 2i\phi\omega$. Azonban β definíciója (2.76) szerint $\beta = \frac{\lambda^2-\alpha^2}{\mu\sigma}$, amelybe helyettesítve α iménti alakját

$$\beta = i\frac{2\phi\omega}{\mu\sigma}$$

Mivel $B_0 = 0$, így $C_0\epsilon\mathbb{R}$.Ebből 2.96 miatt, illetve β jelen alakját figyelembe véve következik, hogy

$$Re\left[e^{-i\frac{2\phi\omega}{\mu\sigma}t}\left(\lambda - \frac{\lambda^2+2i\phi\omega}{\lambda}\right)\right] = 0, \qquad (2.98)$$

vagyis

$$Re\left[e^{-i\frac{2\phi\omega}{\mu\sigma}t}\left(\frac{2i\phi\omega}{\lambda}\right)\right] = 0.$$

Az Euler-féle felbontást alkalmazva, ez egyenértékű a

$$\sin\left(\frac{2\phi\omega}{\mu\sigma}t\right)\left(\frac{2\phi\omega}{\lambda}\right) = 0$$

feltétellel. A szorzat értéke csak úgy lesz minden t időpillanatban zérus, ha a szorzat második tényezője zérus, azaz $\phi\omega = 0$ feltételt követeljük meg, azaz ϕ vagy ω, esetleg mindkettő egyidejűleg zérus:

· $\omega = 0$: Ekkor $\alpha\epsilon\mathbb{R}^+$, ami ismét a triviális megoldáshoz vezet.

· $\phi = 0$: Ekkor $-\omega^2 = \lambda^2$, ami -tekintve, hogy $\lambda\epsilon\mathbb{R}^+$és $\omega\epsilon\mathbb{R}$- ellentmondáshoz vezet.

· $\omega = \phi = 0$: következik, hogy $\alpha = 0$, azaz $\alpha\epsilon\mathbb{R}$, amely szintén a triviális megoldásra vezet.

Ezzel beláttuk, hogy a 4. paraméter-együttes nem vezet új megoldásra.

10.13147/NYME.2012.015

tisztán képzetes volta maga után vonja, hogy $\beta \epsilon \mathbb{R}^+$:

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{\lambda^2 - \alpha^2}{\mu\sigma} \\ &= \frac{\lambda^2 + \omega^2}{\mu\sigma} \\ &> 0 \end{aligned} \tag{2.99}$$

Tekintve 2.81 és 2.82 vezetőbeli erőtereket leíró összefüggéseket, $C_0 = iB_0$, valamint $\alpha = i\omega$ behelyettesítésével, az erőterek valós komponense a következő alakra egyszerűsödik:

$$\boxed{\mathbf{E}(z<0,t) = -B_0 e^{-\beta t} \begin{pmatrix} \frac{\omega}{\lambda}\cos(\omega z)\frac{\partial P}{\partial x} \\ \frac{\omega}{\lambda}\cos(\omega z)\frac{\partial P}{\partial y} \\ \lambda \sin(\omega z) P \end{pmatrix}} \tag{2.100}$$

valamint

$$\dot{\mathbf{B}}(z<0,t) = B_0 e^{-\beta t}\sin(\omega z)(\lambda + \frac{\omega^2}{\lambda}) \begin{pmatrix} \frac{\partial P}{\partial y} \\ -\frac{\partial P}{\partial x} \\ 0 \end{pmatrix}, \tag{2.101}$$

azaz

$$\boxed{\mathbf{H}(z<0,t) = -\frac{B_0}{\mu\beta} e^{-\beta t}\sin(\omega z)(\lambda + \frac{\omega^2}{\lambda}) \begin{pmatrix} \frac{\partial P}{\partial y} \\ -\frac{\partial P}{\partial x} \\ 0 \end{pmatrix}} \tag{2.102}$$

A II. típusú megoldás következményeinek megfontolása. Vezető féltérben 2.100 értelmében -1.6 Ohm törvényt alkalmazva-, az áramsűrűség mindhárom komponense a mélység periodikus függvénye, geometriáját tekintve állandó, erősségét tekintve időben szabadon lecsengő megoldást reprezentál. Az áramsűrűség vertikális komponense a felszínen ($z = 0$) zérus.

A megoldások értelmezése:. Az 2.44 és 2.45, illetve 2.49 és 2.51, valamint 2.92 és 2.93, továbbá 2.100 és 2.101, végül a 2.68, 2.70 és 2.72, 2.74 összefüggések a valóságban kialakuló tér elemi megoldásait, elemi összetevőit jelentik. Minden ω, q, λ és minden 2.43-t kielégítő $P(x,y)$ egy-egy módust képvisel, melyek lineáris kombinációjaként állítható elő a valós erőtér.

10.13147/NYME.2012.015

2.3. Időben periodikus indukáló tér a nagycenki egyszerűsített közegmodell fölött

Időben periodikus erőteret, elemi harmonikus megoldások szuperpozíciójaként állíthatunk elő (mivel homogén, lineáris operátorokat alkalmazunk). Az eredő, felszínen kialakuló erőtér indukáló, indukált és tranziens terek eredőjeként áll elő -lásd az általános I. típusú módusok, illetve a II. és az I. típusú megoldások egy részhalmaza. Ez utóbbit, hosszan tartó (több perióduson átívelő) megfigyelés esetén elhanyagolhatjuk. Ez a megközelítés a további munka szempontjából annyit jelent, hogy a korábban ismertetett megoldások halmazából az I. típusú, nem tranziens megoldásokat ragadjuk ki. (Ettől a ponttól kezdve az ω paraméter a periodikus változás körfrekvenciáját jelöli, függetlenül attól, mit jelölt a korábbi levezetések során.) Az 2.52-ban definiált, dielektrikumban érvényes

$$\Omega = -\frac{1}{\mu_{sz}} \left(A(t)e^{\lambda z} + B(t)e^{-\lambda z} \right) P(x, y) \tag{2.103}$$

mágneses skalárpotenciálban szereplő $A(t)$, illetve $B(t)$ időfüggvények rendre az indukáló és a felszín alatt indukált áramok terét reprezentálja. Általános esetben mindkét függvény valós változós komplex értékű, az amplitúdók hányadosa $\left(\frac{|A(t)|}{|B(t)|}\right)$ az indukáló és az indukált tér erősségének arányát, míg a komplex hányados argumentuma $\left(\arg\left(\frac{A(t)}{B(t)}\right)\right)$ a két tér közötti fáziskülönbséget mutatja. A teljes mágneses potenciál, e kettő összegeként áll elő. Ahhoz, hogy az adott környezetben az impedanciafüggvény forrás-geometriától való függését meghatározzam, először az indukáló és az indukált terek potenciáljának viszonyát kell leírnom. Ehhez egy egyszerűsített közegmodellre van szükségem, hiszen az indukált tér valójában a felszín alatti térség „válasza” az indukáló elektromágneses változásokra. A közegmodellt egyrészt a négy évnyi tellurikus és mágneses idősor felhasználásával számított átlag impedanciafüggvény abszolút értékének 1D-s inverziója eredményeként, valamint a nagycenki MT szondázásokkal kapcsolatban megjelent publikációkkal összhangban (Ádám and Verő (1970)) készítettem el, lásd később 2.6 ábra.

2.3.1. Az I. típusú megoldás összefüggéseinek alkalmazhatósága

Az I. típusú megoldás releváns az időben harmonikus terek leírására, emiatt az I. típusú megoldás alapegyenleteiből indulok ki. Először azt akarom belátni, hogy az 2.44 és az 2.45 alakú összefüggések írják elő az erőterek térbeli és időbeli változását minden egyes rétegben.

Az elektromos erőtér 2.27 alakban való felírása minden rétegben érvényes, mivel a Helmholtz egyenlet Descartes-rendszerben megoldható a változók szétválasztásának

10.13147/NYME.2012.015

módszerével. E felbontás 2.28 alakú egyenletekhez vezet az egyes rétegekben, amely révén 2.30 és 2.31 szeparált differenciálegyenleteket írhatjuk fel:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{F_n}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{F_n}}{\partial y^2} + \lambda_n^2 \mathbf{F} = \mathbf{0} \tag{2.104}$$

és

$$\mu_n \sigma_n \frac{\partial Z_n}{\partial t} - \frac{\partial^2 Z_n}{\partial z^2} + \lambda_n^2 Z_n = 0. \tag{2.105}$$

(μ_n az n-edik rétegre jellemző mágneses permeabilitását, σ_n az n-edik réteg fajlagos elektromos vezetőképességét jelöli.) Az n index 0-tól N-ig fut, ahol N az alkalmazott közegmodellre jellemző rétegszámot jelöli. A 0 index a felszín fölötti dielektrikum azonosító indexe. Ezt az általánosítást a különböző közegekben érvényes $\mathbf{F}_n$ és Z_n függvényekre fölírt 2.30, 2.31 és 2.34, 2.35 formulák analóg alakja révén tehetjük meg, ahol figyelembe vesszük, hogy $\sigma_0 = 0$.

Az egyes réteghatárokon azonban, alkalmazva az elektromos térerősség tangenciális komponensének folytonos átmenetére vonatkozó feltételt, következik, hogy $\lambda_1 = \lambda_2 = ... = \lambda_n$, továbbá $\mathbf{F_1} = \mathbf{F_2} = ... = \mathbf{F_n}$. Az I. típusú megoldás logikáját követve az $\mathbf{F}$-re vonatkozó 2.39 felírás, valamint a P-re előírt 2.43 feltétel továbbra is érvényes minden egyes rétegben. Az $\mathbf{F_i}$-k egyenlőségéből additív konstans erejéig pedig következik a P_i-k egyenlősége a különböző rétegekben. Itt visszautalok az 2.2.2 alfejezetre, ahol igazoltam, hogy a G additív konstans értéke zérus kell, hogy legyen, minden vezető rétegben.

Az előbbiekben bizonyítottam, hogy az 2.44 és 2.45 alakú összefüggések érvényesek az egyes rétegekben kialakuló erőterek térbeli és időbeli változásainak leírására. *(A dielektrikumra fölírt 2.49 és 2.51 egyenletek érvényességét korábban bizonyítottam.)* A térleíró egyenletek általános alakját a határfeltételek felhasználásával tudjuk -a forrás erősségére jellemző multiplikatív konstans erejéig- konkretizálni. A következő alfejezetben az imént igazolt állításokra támaszkodva, időben periodikus erőterek leírását nyújtom, melyek határfelületi illesztése révén -a következő fejezetben- a forrás geometriájának függvényében, egyértelműen fölírom a különböző közegekben ébredő elektromágneses teret.

2.3.2. Időben periodikus indukció leírása a rétegzett modell esetében

Az erőterek időbeni periodicitását a $Z(z,t)$ függvény hordozza magában. Ennek megfelelően kézenfekvő, hogy a Z a következő alakra írható:

$$\begin{aligned} Z(z \geq 0, t) &= f_0(t) g_0(z) \\ &= e^{i\omega t} g_0(z), \end{aligned} \tag{2.106}$$

10.13147/NYME.2012.015

ahol a multiplikatív konstanst a g_0 függvénybe csoportosítottam.

Az ω körfrekvenciájú időbeli periodicitás az elektromos erőtér tangenciális komponenseinek folytonos átmenete miatt, a fölső vezető rétegre, majd a mélyebben elhelyezkedő rétegekre is tovább „öröklődik". Emiatt, a különböző rétegekben érvényes

$$Z_n(h_{n-1} \geq z > h_n, t) = f_n(t) g_n(z), \tag{2.107}$$

föntihez hasonló, változók szerint szeparált alakban való felírása mellett teljesül, hogy[10]

$$\begin{aligned} f_0(t) &= f_1(t) \\ &= ...f_n(t) \\ &= e^{i\omega t}. \end{aligned} \tag{2.108}$$

Az egyes rétegekben fölírt 2.105 differenciálegyenletbe helyettesítve a Z 2.107 alakját,

$$i\mu_n\sigma_n g_n(z)\,\omega e^{i\omega t} - e^{i\omega t}\frac{d^2 g_n(z)}{dz^2} + \lambda^2 g_n(z)\, e^{i\omega t} = 0 \tag{2.109}$$

összefüggésre, majd egyszerűsítéssel

$$\frac{d^2 g_n(z)}{dz^2} = \left(i\mu_n\sigma_n\omega + \lambda^2\right) g_n(z) \tag{2.110}$$

differenciálegyenlethez jutunk. A megoldás exponenciális alakban keresendő:

$$g_n(z) = a_n e^{\chi_n z} + b_n e^{-\chi_n z}, \tag{2.111}$$

ahol

$$\chi_n^2 = i\mu_n\sigma_n\omega + \lambda^2, \tag{2.112}$$

illetve

$$\begin{aligned} \chi_n &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left\{\left[\left(\kappa_n^4 + \lambda^4\right)^{\frac{1}{2}} + \lambda^2\right]^{\frac{1}{2}} + i\left[\left(\kappa_n^4 + \lambda^4\right)^{\frac{1}{2}} - \lambda^2\right]^{\frac{1}{2}}\right\},\ \kappa_n \\ &= \mu_n\sigma_n\omega. \end{aligned}$$

Az 2.112 definiáló egyenlőségből világosan adódik, hogy a dielektrikumra vonatkozó χ_0 értéke egyenlő λ-val. Emiatt a továbbiakban a λ geometriai faktort a formai következetesség kedvéért χ_0-lal jelölöm -mint az n. rétegben érvényes χ. A Z 2.107 szerinti felbontásába helyettesítve f_n 2.108, valamint g_n 2.111 alakját,

$$Z_n(h_{n-1} \geq z > h_n, t) = \left(a_n e^{\chi_n z} + b_n e^{-\chi_n z}\right) e^{i\omega t} \tag{2.113}$$

[10]

- A fénysebesség véges voltából adódó fáziskülönbség az atmoszféra, de az egész Föld méretét tekintve elhanyagolható a vizsgált periódustartományban.
- Megjegyzés: a multiplikatív konstansokat minden közegben az aktuális $g_i(z)$-be társítottam.

10.13147/NYME.2012.015

n-edik rétegben érvényes formulához jutunk. Behelyettesítve 2.113-t 2.44 és 2.45 általános erőtér-egyenletekbe,

$$\boxed{\mathbf{E}(h_{n-1} \geq z > h_n, t) = \left(a_n e^{\chi_n z} + b_n e^{-\chi_n z}\right) e^{i\omega t} \begin{pmatrix} \frac{\partial P}{\partial y} \\ -\frac{\partial P}{\partial x} \\ 0 \end{pmatrix}}, \tag{2.114}$$

illetve

$$\boxed{\mathbf{H}(h_{n-1} \geq z > h_n, t) = \frac{i}{\mu_n \omega} e^{i\omega t} \begin{pmatrix} \frac{\partial P}{\partial x} \chi_n \left(a_n e^{\chi_n z} - b_n e^{-\chi_n z}\right) \\ \frac{\partial P}{\partial y} \chi_n \left(a_n e^{\chi_n z} - b_n e^{-\chi_n z}\right) \\ P \chi_0^2 \left(a_n e^{\chi_n z} + b_n e^{-\chi_n z}\right) \end{pmatrix}}. \tag{2.115}$$

Az elektromos térerősség dielektrikumban, harmonikus időfüggés behelyettesítésével 2.49 alapján -a következetesen $a_0 := \mathcal{A}$ és $b_0 := \mathcal{B}$ jelöléssel-:

$$\boxed{\mathbf{E}(z \geq 0, t) = \left(a_0 e^{\chi_0 z} + b_0 e^{-\chi_0 z}\right) e^{i\omega t} \begin{pmatrix} \frac{\partial P}{\partial y} \\ -\frac{\partial P}{\partial x} \\ 0 \end{pmatrix}}, \tag{2.116}$$

továbbá a mágneses térerősség 2.50 időbeli integrálásával

$$\mathbf{H}(z \geq 0, t) = \frac{i}{\mu_0 \omega} e^{i\omega t} \begin{pmatrix} \frac{\partial P}{\partial x} \chi_0 \left(a_0 e^{\chi_0 z} - b_0 e^{-\chi_0 z}\right) \\ \frac{\partial P}{\partial y} \chi_0 \left(a_0 e^{\chi_0 z} - b_0 e^{-\chi_0 z}\right) \\ P \chi_0^2 \left(a_0 e^{\chi_0 z} + b_0 e^{-\chi_0 z}\right) \end{pmatrix} \tag{2.117}$$

$$\mathbf{H}(z \geq 0, t) = \frac{i}{\mu_0 \omega} e^{i\omega t} \nabla \left(\chi_0 P \left(a_0 e^{\chi_0 z} - b_0 e^{-\chi_0 z}\right)\right) \tag{2.118}$$

Hermance, szintén a Price által vázolt megközelítés iménti egyenleteit felhasználva vizsgálta a $2D$-s geológiai szerkezetek fölött kialakuló elektromágneses teret és igazolta, hogy véges forrás esetén, egy vertikális diszkontinuitástól -bármelyik, szerkezetre merőleges irányban- távolodva, a horizontális térkomponensek gyorsabban változnak, mint végtelen kiterjedésűnek feltételezett forrás esetében (Hermance (1984)). Ez azt jelenti, hogy $2D$-s szerkezetek elektromágneses kutatásának eredményei érzékenyebbek a forrás kiterjedésére, mint a horizontális rétegmodellel leírható, egyszerűbb szerkezetek.

A következő bekezdésben célom, -a föntebb igazolt összefüggések alapján felírható-, a határfeltételi egyenletrendszer előállítása.

2.3.3. Határfeltételi egyenletrendszer a lokális modell esetében

A réteghatárokra érvényes határfeltételi egyenletrendszer megoldásával a forrás erősségét meghatározó multiplikatív konstans függvényében egyértelműen írhatjuk fel az indukáló,

10.13147/NYME.2012.015

az indukált és a totális mágneses potenciált a dielektrikumban, továbbá az elektromos és mágneses tér, valamint az áramsűrűség vektor térbeli és időbeli változását a vezető rétegekben *(időben periodikus indukáló teret tekintve).* Tekintve egy általános N-rétegű közegmodellt, az elektromos és mágneses térerősség tangenciális komponenseire vonatkozó folytonosság 2.114, 2.115, 2.116 és 2.117 összefüggések réteghatár-mélységekben való illesztését jelenti, amely némi egyszerűsítéssel a következő egyenlet-rendszer formájában írható:

$$a_0 + b_0 = a_1 + b_1 \tag{2.119}$$

$$\frac{\chi_0}{\mu_0}(a_0 - b_0) = \frac{\chi_1}{\mu_1}(a_1 - b_1) \tag{2.120}$$

$$a_1 e^{\chi_1 h_1} + b_1 e^{-\chi_1 h_1} = a_2 e^{\chi_2 h_1} + b_2 e^{-\chi_2 h_1} \tag{2.121}$$

$$\frac{\chi_1}{\mu_1}\left(a_1 e^{\chi_1 h_1} - b_1 e^{-\chi_1 h_1}\right) = \frac{\chi_2}{\mu_2}\left(a_2 e^{\chi_2 h_1} - b_2 e^{-\chi_2 h_1}\right) \tag{2.122}$$

$$a_2 e^{\chi_2 h_2} + b_2 e^{-\chi_2 h_2} = a_3 e^{\chi_3 h_2} + b_3 e^{-\chi_3 h_2} \tag{2.123}$$

$$\frac{\chi_2}{\mu_2}\left(a_2 e^{\chi_2 h_2} - b_2 e^{-\chi_2 h_2}\right) = \frac{\chi_3}{\mu_3}\left(a_3 e^{\chi_3 h_2} - b_3 e^{-\chi_3 h_2}\right) \tag{2.124}$$

$$\vdots$$

$$a_{N-1} e^{\chi_{N-1} h_{N-1}} + b_{N-1} e^{-\chi_{N-1} h_{N-1}} = a_N e^{\chi_N h_{N-1}} + b_N e^{-\chi_N h_{N-1}} \tag{2.125}$$

$$\frac{\chi_{N-1}}{\mu_{N-1}}\left(a_{N-1} e^{\chi_{N-1} h_{N-1}} - b_{N-1} e^{-\chi_{N-1} h_{N-1}}\right) = \frac{\chi_N}{\mu_N}\left(a_N e^{\chi_N h_{N-1}} - b_N e^{-\chi_N h_{N-1}}\right) \tag{2.126}$$

Az 2.125 és 2.126 egyenletben a b_N együttható értéke zérus kell, hogy legyen, elkerülendő a $\lim_{z\to-\infty}|\mathbf{E}| = \infty$, illetve $\lim_{z\to-\infty}|\mathbf{H}| = \infty$ fizikai értelemben irreleváns megoldásokat. A $b_N = 0$ feltétel miatt, $2N$ egyenlet, $2N+1$ ismeretlent tartalmaz: a_0, a_1, a_2, a_3, a_4, $...a_N$, b_0, b_1, b_2, $b_3...b_{N-1}$. Azaz az egyenletrendszer a forrásra jellemző multiplikatív konstans, a_0 függvényében az összes többi együtthatót meghatározza. Az együtthatók révén pedig a dielektrikumban, valamint a vezető rétegekben konkretizálja a kialakuló elektromos és mágneses térerősséget az 2.114, 2.115, 2.116, 2.117 összefüggésekbe való behelyettesítés révén. Továbbá az 1.6 differenciális

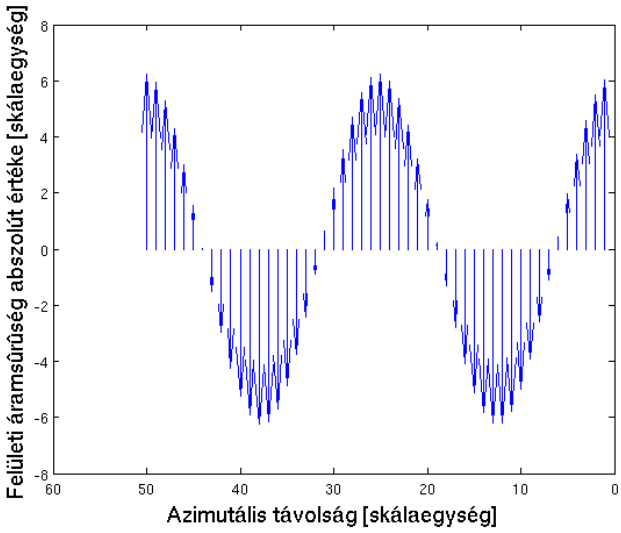
10.13147/NYME.2012.015

Ohm-törvény felhasználásával az egyes rétegekben jellemző áramsűrűség vektorok is meghatározhatóak. A felszíni impedancia meghatározása érdekében számunkra a b_0 együttható kifejtése a legfontosabb, hiszen gyakorlatilag ez a paraméter határozza meg, hogy tetszőleges harmonikus indukáló tér esetén, az indukált tér milyen relációban áll a gerjesztő térrel. A két térre jellemző mágneses potenciál összegeként áll elő a dielektrikumban jellemző totális mágneses tér potenciálja. A következő alfejezetben, az általam vizsgált periódus-tartományban jelenleg elfogadott magnetoszférikus-ionoszférikus forrásmechanizmus egyik ekvivalens ionoszférikus áramterét modellezem. Az áramtér által kialakított mágneses erőtér potenciálját meghatározva, az alkalmazott közegmodellnek megfelelő indukált „válasz”, illetve a totális tér is meghatározhatóvá válik. Célom tehát, hogy egy valós magnetoszférikus forrásmechanizmus hatására az ionoszférában kialakuló áramtér egy ekvivalens megfelelőjének modellezésével és a közegmodell ismeretében, az általunk vizsgált periódustartományban a felszíni erőterek és a bemeneti impedancia függvényre minél jobb becslést adjak.

2.4. Felszínnel párhuzamos áramrendszer, mint periodikus indukáló tér

Az időben harmonikus terek speciális esetét képezik a valóságban kialakuló, pulzációs áramrendszerek terei. Az általam vizsgált periódus-tartományban több modell is létezik a források mibenlétének leírására, melyek a valóságban időben egyszerre is kialakulhatnak. Ezek a modellek részben kiegészítik egymást -mint a magnetoszféra üregrezonátor, illetve hullámvezető tulajdonságain alapuló elméletek-, részben kizárják egymást -ahogyan azt az előző két modell és a Kepko-féle elképzelés esetében történik. Célom az, hogy az ebben a periódus-tartományban jelenleg elfogadott forrás-mechanizmusoknak leginkább megfelelő ionoszférikus-magnetoszférikus áramtér modellt hozzak létre. A további munka során azt vizsgálom, hogy azok a nagycenki egyszerűsített rétegsormodell mellett, fizikai értelemben realisztikus forrásgeometria és kiterjedés függvényében milyen eltérést eredményeznek az impedancia-tenzor abszolút értékének idősorában. A fönti célokat szem előtt tartva egy azimutálisan periodikus áramtérmodellt választottam. Mivel a Föld görbületét jelen vizsgálat során elhanyagolhatjuk (Srivastava (1965)), az az 2.2 ábrán sematikusan szemléltetett 2D áramtérre egyszerűsödik. Ez csak egy ekvivalens áramtér, amely felszínen az általunk érzékelt elektromágneses változásokat eredményezi. Az elméletben felírható ekvivalens áramterek közül azonban az általam felvett modell, a magnetoszférikus forrásmechanizmusok ionoszférikus vetületeivel is konzisztens. Az iménti elvek keretein belül a legegyszerűbb az 2.2 ábrán bemutatott, időben és azimutális irányban térben is periodikus áramtérmodell.

10.13147/NYME.2012.015



2.2. ábra. Az általam alkalmazott 2D áramtérmodell sematikus rajza felülnézetben, h magasságban az ionoszférában, t időpontban.

A modellhez tartozó mágneses teret egyedi, észak-déli irányú infinitezimálisan kicsiny szélességű 2D-s elemi felületi „áramszalagok” terének felösszegzésével hozom létre. A Biot-Savart törvény értelmében egy $\mathbf{I}$ áram járuléka egy $P'(x', y', z')$ pontban mérhető mágneses térerősséghez[11]

$$\mathbf{H} = \frac{1}{4\pi} \int \frac{\mathbf{I}dl \times \mathbf{r}}{r^3} \tag{2.127}$$

összefüggéssel számítható, amely gyakorlatilag $\mathbf{I}dl$ elemi áramok hatásának felösszegzése $\left(\mathbf{r}(P, P') := \begin{pmatrix} x - x' \\ y - y' \\ z - z' \end{pmatrix}\right)$. Az általam kialakított áramtér esetében egy $\mathbf{I} = \mathbf{j}(y)dy$ formában írható, ahol $\mathbf{j}(y)$ az azimutális irányban és időben is periodikus 2D-s áramsűrűség vektor:

$$\mathbf{j}(y) = j_0 e^{i\omega t} e^{i\Lambda y} \hat{\mathbf{x}} \tag{2.128}$$

ω az időbeli periodicitás körfrekvenciáját, míg Λ-t az azimutális irányú térbeli változás határozza meg *(térfrekvencia)*. Az $\hat{\mathbf{x}}$ az északi irányú egységvektort jelöli.

2D-s áramrendszer lévén a megfigyelési pont $P'(x', y', z')$ észak-déli irányban való elmozdulására a kiszámított fizikai mennyiségek *(térerősségek)* érzéketlenek, emiatt x' koordinátát önkényesen zérusnak választom -nem sértve ezzel a probléma megoldásának

[11] E ponttól kezdve a megfigyelési pont koordinátái a vesszős koordináták (x', y', z'), míg a vessző nélküli (x, y, z) koordináták a forrás különböző pontjait lokalizálják. Emiatt az erőterek horizontális függését leíró P függvény változói x, y, $(P(x, y))$.

10.13147/NYME.2012.015

általánosságát-. A 2D-s áramrendszert a felszínnel párhuzamos síkba illesztettem, így annak felszíntől számított magassága állandó, amit a továbbiakban h-val jelölök. Azaz a relatív helyvektor

$$\mathbf{r} = \begin{pmatrix} x \\ y - y' \\ h - z' \end{pmatrix}$$

alakban írható.

Visszahelyettesítve, továbbá azimutális irányban felösszegezve az elemi áramok hatását, a Biot-Savart törvényből

$$\mathbf{H} = \frac{j_0 e^{i\omega t}}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\Lambda y} \frac{\hat{\mathbf{x}} \times \mathbf{r}}{r^3} dx dy \tag{2.129}$$

A belső integrált kiszámítva $\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\hat{\mathbf{x}} \times \mathbf{r}}{r^3} dx = \frac{2}{r_0^2} [\hat{\mathbf{x}} \times \mathbf{r}_0]$, 2.129 -be helyettesítve:

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= \frac{j_0 e^{i\omega t}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\Lambda y} \frac{\hat{\mathbf{x}} \times \mathbf{r}_0}{r_0^2} dy \\ &= \frac{j_0 e^{i\omega t}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\Lambda y} \frac{1}{(h - z')^2 + (y - y')^2} \begin{pmatrix} 0 \\ z' - h \\ y - y' \end{pmatrix} dy, \end{aligned} \tag{2.130}$$

ahol $\mathbf{r}_0$ a P megfigyelési pontból az áram által meghatározott egyenesre merőlegesen mutató vektor *(hossza megegyezik a pont és az egyenes távolságával)*:

$$\mathbf{r_0} = \begin{pmatrix} 0 \\ y - y' \\ h - z' \end{pmatrix}.$$

A meridionális irányban alkalmazott határok természetesen a gyakorlatban nem lehetségesek, azonban a nagy azimutális távolságban lévő ($y >> h$) áramfonál szakaszok járuléka a helyi erőterek előállításában elhanyagolható. A későbbiekben igazolom, hogy az áramtér kiterjedésének ilyen jellegű korlátozása nagyban megnehezítené az analitikus megoldást.

Az 2.130 jobb oldalán szereplő integrál argumentuma azonban egy potenciálos vek-

10.13147/NYME.2012.015

torteret tartalmaz, hiszen[12]

$$\frac{1}{(h-z')^2+(y-y')^2}\begin{pmatrix} 0 \\ z'-h \\ y-y' \end{pmatrix} = \nabla'\left(\arctan\left(\frac{y-y'}{h-z'}\right)\right). \tag{2.131}$$

Behelyettesítve 2.131-t 2.130-be

$$\mathbf{H}(0 \leq z < h, t) = \nabla'\Omega_s,$$

ahol

$$\Omega_s = \frac{j_0 e^{i\omega t}}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty} e^{i\Lambda y}\arctan\left(\frac{y-y'}{h-z'}\right)dy, \tag{2.132}$$

a modellezett áramtér által létrehozott indukáló tér potenciálja. Sajnos a potenciálra kapott összefüggésben az integrál analitikusan nem végezhető el, azonban a *tangens*

[12]Megjegyzés: Mivel a megfigyelési pont helyén definiált gradiensről van szó, amit a, vesszős koordinátákkal jelöltem, a félreértések elkerülése végett ez az operátor a továbbiakban ∇' alakban szerepel. Azaz $\nabla' = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x'} \\ \frac{\partial}{\partial y'} \\ \frac{\partial}{\partial z'} \end{pmatrix}$.

10.13147/NYME.2012.015

függvény inverzét integrál formájában felírva[13]

$$\Omega_s = \frac{j_0 e^{i\omega t}}{2\pi} \int\limits_{-\infty}^{\infty} e^{i\Lambda y} \int\limits_{0}^{\infty} \frac{1}{\lambda} e^{\lambda(z'-h)} \sin\left(\lambda\left(y-y'\right)\right) d\lambda dy. \tag{2.133}$$

Ebből a formulából viszont már látható, hogyan választható szét változók szerint a korábban ismertetett megközelítés értelmében. 2.133-ben az integrálok felcserélésével

$$\Omega_s = \int\limits_{0}^{\infty} \frac{j_0 e^{i\omega t}}{2\pi\lambda} e^{\lambda(z'-h)} P\left(\lambda, x', y'\right) d\lambda \tag{2.134}$$

[13] *Bizonyítás*:

Legyen $f(a,b) := \int_0^\infty \frac{1}{\lambda} e^{-\lambda a} \sin(\lambda b)\, d\lambda$, ahol $a = h - z'$, illetve $b = y - y'$ helyettesítést alkalmaztam! Mivel f, differenciálható függvény -egyenletesen konvergens- integráljaként áll elő, f maga is differenciálható, így

$$\frac{\partial f}{\partial b} = \int_0^\infty e^{-\lambda a} \cos(\lambda b)\, d\lambda,$$

$$\frac{\partial f}{\partial b} = \boldsymbol{Re}\left\{\int_0^\infty e^{-\lambda a} e^{i\lambda b} d\lambda\right\},$$

$$\frac{\partial f}{\partial b} = \boldsymbol{Re}\left\{\int_0^\infty e^{\lambda[ib-a]} d\lambda\right\},$$

$$\frac{\partial f}{\partial b} = \boldsymbol{Re}\left\{\frac{1}{ib-a}\left[e^{\lambda[ib-a]}\right]_0^\infty\right\}.$$

Mivel $h > z'$, hiszen az ionoszférikus áramok alatt a felszínen, illetve a felszín fölötti térségben kialakuló tereket vizsgáljuk, ezért a fönti Newton-Leibnitz formula véges értéket ad:

$$\begin{aligned}\frac{\partial f}{\partial b} &= \boldsymbol{Re}\left\{\frac{1}{a-ib}\right\} \\ &= \frac{a}{a^2+b^2},\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}f(a,b) &= \arctan\frac{b}{a} \\ &= \arctan\left(\frac{y-y'}{h-z'}\right).\end{aligned}$$

Megjegyzés: az 2.132 összefüggést megvizsgálva, látható, hogy rögzített y távolságra lévő meridionális áram mágneses potenciálja a megfigyelési pont eltávolodásával $\pi/2$ konstansszorosához monoton növekvő módon tart az arctanfüggvény révén. Ennek megfelelően a mágneses tér y komponense, mint a potenciál gradiense természetesen 0-hoz tart. A 2.133 összefüggésből ez a kézenfekvő kvalitatív kép azonban nem látszik, hiszen abban y'-nek periodikus függvénye van jelen az azimutális integrál argumentumában. Az iménti bizonyítás viszont épp azt igazolja, hogy a λ változó szerinti integrális előállítás ekvivalens a tg függvény inverzével, tehát a λ szerinti kiintegrálás végeredményeként, növekvő y' mellett szintén 0-hoz tartó monoton csökkenő mágneses térerősség áll elő. Az elméleti impedancia függvény előállításánál erre a megjegyzésre visszautalok.

10.13147/NYME.2012.015

alakhoz jutunk,[14]amelyben

$$\begin{aligned} P\left(\lambda, x', y'\right) &= P\left(\lambda, y'\right) \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\Lambda y} \sin\left(\lambda\left(y - y'\right)\right) dy, \end{aligned} \tag{2.136}$$

Jelen esetben a λ egy geometriai paraméter, a hozzá társítható fizikai jelentésre később térek ki. Gyakorlati megfontolások révén a P 2.136 alakját tovább módosítottam figyelembe véve további két meggondolást: egyrészt, hogy azimutális irányban csak olyan távolságra végezhetjük el az infinitezimális szélességű „áramszalagok" terének felösszegzését, amin belül a Föld görbülete elhanyagolható -hiszen csak addig érvényes az ionoszféra síkközelítése-, másrészt ez a megszorítás érdemben nem befolyásolja a felszíni teret, hiszen a felszín-ionoszféra távolságnál nagyságrendekkel nagyobb azimutális távolságból származó járulékok elhanyagolhatóak a lokális tér meghatározásában. Ennek bizonyítását a dolgozat terjedelmi keretei miatt nem közlöm. Az azimutális irányú felösszegzés határát $\pm G$-vel jelölöm. Mivel a forrás kiterjedésének MT válaszfüggvényre gyakorolt hatását is vizsgálni fogom, ezért a G-t a $\left[\frac{\Lambda}{2}, G_{max}\right]$ intervallumon belüli értékekre korlátozom, ahol G_{max} a fönti meggondolások alapjánnéhány ezer km-es rögzítettem. Továbbá az áramtér azimutális periodicitását is az általánosság megsértése nélkül tekinthetem *cosinus* függvénnyel leírhatónak, hiszen a megfigyelési pont, $P'\left(x', y', z'\right)$ azimutális koordinátájának szabad megválasztása a $\left(-\frac{2\pi}{\Lambda}, \frac{2\pi}{\Lambda}\right)$ intervallumon belül garantálja az általánosságot. Az iménti módosításokat figyelembe véve írható, hogy

$$P\left(\lambda, G, y'\right) = \int_{-G}^{G} \cos\left(\Lambda y\right) \sin\left(\lambda\left(y - y'\right)\right) dy. \tag{2.137}$$

A forrás tere, 2.134 alapján tehát a különböző λ geometriai paraméterekhez tartozó járulékok felösszegzéseként áll elő az elemi járulék:

$$d\Omega_s\left(\Lambda, y', z'\right) = \frac{j_0 e^{i\omega t}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\Lambda y} \frac{1}{\lambda} e^{\lambda(z'-h)} \sin\left(\lambda\left(y - y'\right)\right) dy d\lambda. \tag{2.138}$$

Általánosabb áramtérmodell feltételezése mellett is próbáltam a forrás terének potenciálfüggvényét előállítani, ezt a 2.4.3 fejezetben részletesebben kifejtem.

[14]Megjegyzés: 2.133 alapján, ez esetben az indukáló tér vertikális koordináta- és időfüggését a

$$Z_{0,\lambda}\left(0 \leq z' < h, t\right) = e^{i\omega t} e^{\lambda z'}, \tag{2.135}$$

formula írja le.

10.13147/NYME.2012.015

Az 1D-s szerkezet válasza az indukáló térre

Az 2.117 időbeni periodikus térre vonatkozó általános összefüggés alapján az indukáló és az indukált tér, rögzített χ_0 geometriai tényező esetében a következő formában írható[15]:

$$\mathbf{H}(z \geq 0, t) = \frac{i}{\mu_0 \omega} e^{i\omega t} \nabla' \left(\chi_0 P \left(a_0 e^{\chi_0 z'} - b_0 e^{-\chi_0 z'} \right) \right), \tag{2.139}$$

melyből a „totális” mágneses tér -amely alatt általánosan az összes lehetséges χ_0 geometriai paraméterrel jellemezhető összetevő felösszegzésével számított mágneses térerősséget értem,

$$\mathbf{H}_{total}(z \geq 0, t) = \int_0^\infty \frac{i}{\mu_0 \omega} e^{i\omega t} \nabla' \left(\chi_0 P \left(a_0 e^{\chi_0 z'} - b_0 e^{-\chi_0 z'} \right) \right) d\chi_0 \tag{2.140}$$

formában írható. Ebből az indukáló tér,

$$\mathbf{H}_{total,s}(z \geq 0, t) = \int_0^\infty \frac{i}{\mu_0 \omega} e^{i\omega t} \chi_0 \nabla' \left(P a_0 e^{\chi_0 z'} \right) d\chi_0, \tag{2.141}$$

míg az indukált tér

$$\mathbf{H}_{total,i}(z \geq 0, t) = -\int_0^\infty \frac{i}{\mu_0 \omega} e^{i\omega t} \chi_0 \nabla' \left(P b_0 e^{-\chi_0 z'} \right) d\chi_0. \tag{2.142}$$

A totális indukáló és indukált tér adott χ_0 értékhez tartozó elemi összetevője tehát:

$$\mathbf{dH}_{total,s}(z \geq 0, t) = \frac{i}{\mu_0 \omega} e^{i\omega t} \chi_0 \nabla' \left(P a_0 e^{\chi_0 z'} \right) d\chi_0, \tag{2.143}$$

illetve

$$\mathbf{dH}_{total,i}(z \geq 0, t) = -\frac{i}{\mu_0 \omega} e^{i\omega t} \chi_0 \nabla' \left(P b_0 e^{-\chi_0 z'} \right) d\chi_0. \tag{2.144}$$

Ennek megfelelően a potenciálra vonatkozó elemi járulékok:

$$d\Omega_{total,s}(z \geq 0, t) = \frac{i}{\mu_0 \omega} e^{i\omega t} \chi_0 \left(P a_0 e^{\chi_0 z'} \right) d\chi_0, \tag{2.145}$$

valamint

$$d\Omega_{total,i}(z \geq 0, t) = -\frac{i}{\mu_0 \omega} e^{i\omega t} \chi_0 \left(P b_0 e^{-\chi_0 z'} \right) d\chi_0. \tag{2.146}$$

2.138 és 2.145 összevetéséből, elemi egyszerűsítések révén adódik, hogy az a_0 változó a korábbi jelölésrendszerben milyen tényezőket foglal magában, illetve milyen fizikai tartalommal bír. Az iménti összevetés két nyilvánvaló és részben egymásra épülő következménye:

[15] Megjegyzés: Az összefüggést a P pontban érvényes koordinátákra (x', y', z'), illetve a megfelelő, „vesszős” változók szerinti differenciáloperátor (∇') alkalmazásával írtam föl.

10.13147/NYME.2012.015

– a két jelölésrendszerben alkalmazott λ és χ_0 geometriai paraméterek ugyanazt a változót jelölik: $\lambda = \chi_0$, mindkettő hullámszám dimenziójú mennyiség,

– illetve

$$\frac{i}{\mu_0\omega}e^{i\omega t}\chi_0 P a_0 e^{\chi_0 z'} d\chi_0 = -\frac{j_0 e^{i\omega t}}{2\pi} P \frac{1}{\chi_0} e^{-\chi_0(h-z')} d\chi_0$$

egyenlőségből

$$a_0(\chi_0) = i\frac{j_0\mu_0\omega}{2\pi\chi_0^2}e^{-\chi_0 h} \tag{2.147}$$

következik.

Megállapítható, hogy az $a_0 = a_0\left(\chi_0, h, \omega, j_0\right)$, tehát az indukált tér leírásánál korábban felhasznált paraméter a forrás áramtér magasságának, a jel frekvenciájának, a 2D-s áramtér modellben definiált kétdimenziós áramsűrűség-amplitúdónak is függvénye. Másképp fogalmazva, az a_0 értékét a χ_0 geometriai paraméter mellett az imént említett fizikai jellegű változók határozzák meg.

Az 2.145 és 2.146 indukáló és indukált mágneses skalárpotenciálokra vonatkozó összefüggések hányadosát képezve, bizonyítható, hogy rögzített χ_0 geometriai paraméter esetén az indukáló és az indukált tér komplex hányadosa $-\frac{a_0}{b_0}$.

A $b_0\left(a_0\right)$ függvényt pedig a 2.119-2.126 egyenletrendszer megoldása szolgáltatja, lásd később 2.157 és 2.158.

Azonban több különböző geometriai paraméterrel jellemezhető tér, egyidejű fennállása esetén, az indukáló és az indukált tér potenciáljának hányadosa a potenciáljárulékok integráljainak hányadosaként áll elő.

Az impedanciafüggvény meghatározása

A $b_0 = b_0\left(a_0\right)$ függvény ismeretéből azonban a felszín fölötti elektromos és mágneses térerősség-egyenletek is konkretizálhatóak. A teljes indukált tér potenciálját 2.146 χ_0 szerinti kiintegrálásával kapjuk meg:

$$\begin{aligned}\Omega_i = -\int_0^\infty \frac{ie^{i\omega t}}{\mu_0\omega} b_0\left(a_0\right) e^{-\chi_0 z'} \lambda P\left(\chi_0, x'\right. \\ \left. = 0, y', z'\right) d\chi_0, .\end{aligned} \tag{2.148}$$

10.13147/NYME.2012.015

A felszínen mérhető erőterek meghatározásához az indukáló és az indukált potenciálok összegét kell tekintenünk, azaz

$$\begin{aligned}\Omega = \Omega_s + \Omega_i = \\ = -\int_0^\infty \frac{e^{i\omega t}}{i\mu_0\omega} a_0 e^{\chi_0 z'} \chi_0 P\left(\chi_0, 0, y', z'\right) d\chi_0 - \\ -\int_0^\infty \frac{ie^{i\omega t}}{\mu_0\omega} b_0 e^{-\chi_0 z'} \chi_0 P\left(\chi_0, 0, y', z'\right) d\chi_0 = \\ = i\frac{e^{i\omega t}}{\mu_0\omega}\int_0^\infty \left(a_0 e^{\chi_0 z'} - b_0 e^{-\chi_0 z'}\right) \chi_0 P\left(\chi_0, x' = 0, y', z'\right) d\chi_0\end{aligned} \tag{2.149}$$

A totális mágneses térerősség a dielektrikumban a totális mágneses potenciál gradienseként származtatható, emiatt 2.149 alapján

$$\begin{aligned}\mathbf{H}\left(0 \le z < h, t\right) = \\ = i\frac{e^{i\omega t}}{\mu_0\omega}\nabla'\left(\int_0^\infty \left(a_0 e^{\chi_0 z'} - b_0 e^{-\chi_0 z'}\right) \chi_0 P\left(\chi_0, 0, y', z'\right) d\chi_0\right) \\ = i\frac{e^{i\omega t}}{\mu_0\omega}\nabla'\left(\int_0^\infty \left(a_0 e^{\chi_0 z'} - b_0 e^{-\chi_0 z'}\right) \chi_0 \int_{-G}^{G} \cos\left(\Lambda y\right) \sin\left(\chi_0\left(y - y'\right)\right) dy d\chi_0\right) \\ = i\frac{e^{i\omega t}}{\mu_0\omega}\begin{pmatrix} 0 \\ \int_0^\infty \chi_0 \left(a_0 e^{\chi_0 z'} - b_0 e^{-\chi_0 z'}\right) \frac{\partial}{\partial y'}\left(\int_{-G}^{G} \cos\left(\Lambda y\right) \sin\left(\chi_0\left(y - y'\right)\right) dy\right) d\chi_0 \\ \int_0^\infty \chi_0^2 \left(a_0 e^{\chi_0 z'} + b_0 e^{-\chi_0 z'}\right) \int_{-G}^{G} \cos\left(\Lambda y\right) \sin\left(\chi_0\left(y - y'\right)\right) dy d\chi_0 \end{pmatrix} \\ = i\frac{\lambda e^{i\omega t}}{\mu_0\omega}\begin{pmatrix} 0 \\ -\int_0^\infty \chi_0^2 \left(a_0 e^{\chi_0 z'} - b_0 e^{-\chi_0 z'}\right) \int_{-G}^{G} \cos\left(\Lambda y\right) \cos\left(\chi_0\left(y - y'\right)\right) dy d\chi_0 \\ \int_0^\infty \chi_0^2 \left(a_0 e^{\chi_0 z'} + b_0 e^{-\chi_0 z'}\right) \int_{-G}^{G} \cos\left(\Lambda y\right) \sin\left(\chi_0\left(y - y'\right)\right) dy d\chi_0 \end{pmatrix}\end{aligned} \tag{2.150}$$

A felszínen kialakuló mágneses térerősség a $z' = 0$ behelyettesítéssel adódik:

$$\begin{aligned}\mathbf{H}\left(0 \le z < h, t\right) = \\ = i\frac{e^{i\omega t}}{\mu_0\omega}\begin{pmatrix} 0 \\ -\int_0^\infty \chi_0^2 \left(a_0 - b_0\right) \int_{-G}^{G} \cos\left(\Lambda y\right) \cos\left(\chi_0\left(y - y'\right)\right) dy d\chi_0 \\ \int_0^\infty \chi_0^2 \left(a_0 + b_0\right) \int_{-G}^{G} \cos\left(\Lambda y\right) \sin\left(\chi_0\left(y - y'\right)\right) dy d\chi_0 \end{pmatrix}.\end{aligned} \tag{2.151}$$

10.13147/NYME.2012.015

A dielektrikumban ébredő elektromos térerősség az 2.116 alapján:

$$\mathbf{E}\left(0 \leq z < h, t\right) = e^{i\omega t}\begin{pmatrix} \int_0^\infty \left(a_0 e^{\chi_0 z'} + b_0 e^{-\chi_0 z'}\right) \frac{\partial}{\partial y'} \left(\int_{-G}^{G} \cos\left(\Lambda y\right) \sin\left(\chi_0\left(y - y'\right)\right) dy\right) d\chi_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.152)$$

$$e^{i\omega t}\begin{pmatrix} -\int_0^\infty \chi_0 \left(a_0 e^{\chi_0 z'} + b_0 e^{-\chi_0 z'}\right) \int_{-G}^{G} \cos\left(\Lambda y\right) \cos\left(\chi_0\left(y - y'\right)\right) dy d\chi_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

A felszínen mérhető elektromos térerősséget, $z' = 0$ behelyettesítésével kapjuk meg:

$$\mathbf{E}\left(0 \leq z < h, t\right) = e^{i\omega t}\begin{pmatrix} -\int_0^\infty \chi_0 \left(a_0 + b_0\right) \int_{-G}^{G} \cos\left(\Lambda y\right) \cos\left(\chi_0\left(y - y'\right)\right) dy d\chi_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.153)$$

A felszíni elektromos és mágneses térerősség ismeretében meghatározható az adott környezetre érvényes, adott geológiai viszonyok és jellemzők által meghatározott felszíni elektromágneses impedancia:

$$\begin{aligned} Z_{xy} &= \frac{E_x}{H_y} \\ &= -i\mu_0\omega \frac{\int_0^\infty \chi_0 \left(a_0 + b_0\right) \int_{-G}^{G} \cos\left(\Lambda y\right) \cos\left(\chi_0\left(y - y'\right)\right) dy d\chi_0}{\int_0^\infty \chi_0^2 \left(a_0 - b_0\right) \int_{-G}^{G} \cos\left(\Lambda y\right) \cos\left(\chi_0\left(y - y'\right)\right) dy d\chi_0} \end{aligned}$$

melyben a_0 2.147 képlet alapján, b_0 pedig a határátmeneti egyenletrendszer megoldása révén ismert. Az impedancia összefüggése tovább egyszerűsíthető:

- mivel 2.119-2.126 egyenletrendszer megoldásaként kifejtett $b_0\left(a_0\right) = c_0 a_0$ alakban írható, ahol $c_0 = c_0\left(\chi_0\right)$,
- továbbá a_0 2.147 felbontható χ_0-tól függő, illetve attól független faktorok szorzatára, így az utóbbiakkal módunkban áll kiemeléssel egyszerűsíteni:

$$\begin{aligned} Z_{xy} &= \frac{E_x}{H_y} \\ &= \\ &-i\mu_0\omega \frac{\int_0^\infty \frac{e^{-\chi_0 h}}{\chi_0} \left(1 + c_0\right) \int_{-G}^{G} \cos\left(\Lambda y\right) \cos\left(\chi_0\left(y - y'\right)\right) dy d\chi_0}{\int_0^\infty e^{-\chi_0 h} \left(1 - c_0\right) \int_{-G}^{G} \cos\left(\Lambda y\right) \cos\left(\chi_0\left(y - y'\right)\right) dy d\chi_0}. \end{aligned} \quad (2.154)$$

10.13147/NYME.2012.015

A számlálóban és a nevezőben egyaránt megtalálható y változó szerinti határozott integrál analitikusan elvégezhető. Az új jelölés révén

$$\begin{aligned} Z_{xy} &= \frac{E_x}{H_y} \\ &= -i\mu_0\omega \frac{\int_0^\infty \frac{e^{-\chi_0 h}}{\chi_0}(1+c_0)\, LOL\left(G,\Lambda,\chi_0,y'\right) d\chi_0}{\int_0^\infty e^{-\chi_0 h}(1-c_0)\, LOL\left(G,\Lambda,\chi_0,y'\right) d\chi_0}, \end{aligned} \tag{2.155}$$

amelyben

$$\begin{aligned} LOL\left(G,\Lambda,\chi_0,y'\right) &= \\ &= \int_{-G}^{G} \cos(\Lambda y)\cos\left(\chi_0\left(y-y'\right)\right) dy = \\ &= \begin{cases} \cos(\Lambda y')\left[G+\frac{\cos(G\Lambda)\sin(G\Lambda)}{\Lambda}\right], & ha\ \chi_0=\Lambda \\ \cos(\chi_0 y')\,\frac{2[\Lambda\sin(G\Lambda)\cos(G\chi_0)-\chi_0\sin(G\chi_0)\cos(G\Lambda)]}{\Lambda^2-\chi_0^2}, & ha\ \chi_0\neq\Lambda \end{cases}. \end{aligned} \tag{2.156}$$

A LOL függvénynek alapvető jelentősége van a forrás mibenlétére vonatkozóan, hiszen az egyszerűsített áramtér modellünk alapparamétere, a forrás geometriáját meghatározó Λ térfrekvencia ebben a függvényben öröklődik tovább és befolyásolja a felszíni impedancia értékét. Megjegyzem, ha a forrás azimutális kiterjedése kelet-nyugati irányban egyaránt a végtelenhez tart, akkor a LOL intergál a $\delta(\lambda-\Lambda)$ Dirac-delta függvénybe megy át. A 2.156 formulában meghatározott függvény ez utóbbinak jó közelítése, amennyiben G az ionoszférikus magasságtól legalább egy nagyságrenddel nagyobb. Azaz, az G_{max} által olyan kiterjedést határozunk meg, amely esetén a LOL a Dirac-$\delta(\lambda-\Lambda)$ függvénnyel közelíthető számottevő elhanyagolás nélkül. Kis forráskiterjedés esetén a maximum körüli félértékszélesség növekszik, azaz az elektromágneses teret és az impedanciát a Λ-közeli, de $\lambda\neq\Lambda$ értékeknek megfelelő integrális járulék is módosítja.

A LOL integrál vizsgálata

Az 2.165 szerint az integrált a χ_0 és a Λ paraméterek viszonyától függően két esetre határozható meg: amikor a két paraméter egyenlő, illetve amikor különbözőek. Ha a LOL-ban paraméterként szereplő χ_0 értéke egyenlő a forrás geometriájára jellemző Λ értékével, akkor a függvény viselkedése az 2.4 ábrán látható a G, Λ és y' változók terében. A 3D értelmezési tartomány, amely fölött a függvényt megjelenítettem, a következő:

- $\Lambda = 0.005 - 0.5$ -ami szerint a forrás geometriát jellemző hullámhossz 2-200 hosszegység-, továbbá

10.13147/NYME.2012.015

- a forrás azimutális irányú kiterjedése az aktuális forrás-hullámhosszra normálva, annak 0.1-12-szerese, valamint
- az észlelési pont relatív helyzete a forrás azimutális irányban tekintett középpontjához képest, a felszínen a forrásra jellemző hullámhosszára normálva.

A forrásra jellemző hullámhossz értékének skálázásával reális tartományba transzformálható az ábra, ám a LOL értékének eloszlása az 2.4-nek megfelelően alakul. Az ábráról levonható legfontosabb következtetéseket alább sorolom föl:

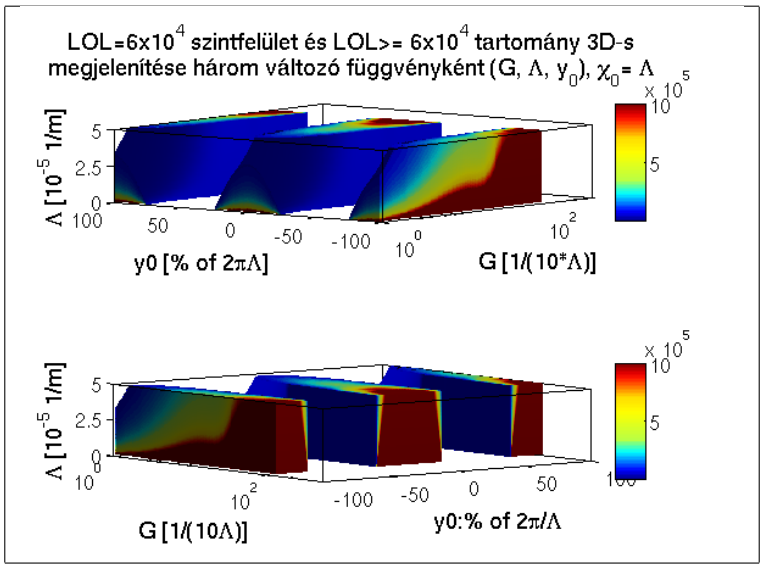
- a forrás azimutális irányú kiterjedésével az integrál értéke monoton nő,
- a megfigyelési pont azimutális koordinátájának függvényében a LOL értéke periodikusan változik, a térbeli periódus értéke megegyezik a forrásra jellemző hullámhosszal ($1/\Lambda$),
- a forrásmodell geometriáját meghatározó térbeli hullámszám, Λ értékének csökkenése -egyben a forrás hullámhosszának növelése-, a LOL integrál értékének növekedését vonja maga után.

Az első és a harmadik megállapítás nagy jelentőséggel bír, hiszen a LOL integrál az elméleti impedancia 2.155 összefüggésében a számláló és a nevező integráljában is előforduló tényező, így a várakozásnak megfelelően már ezen a ponton igazolva látszik, hogy a forrás mérete, illetve hullámhossza befolyásolja a felszíni elektromágneses impedancia komplex értékét.

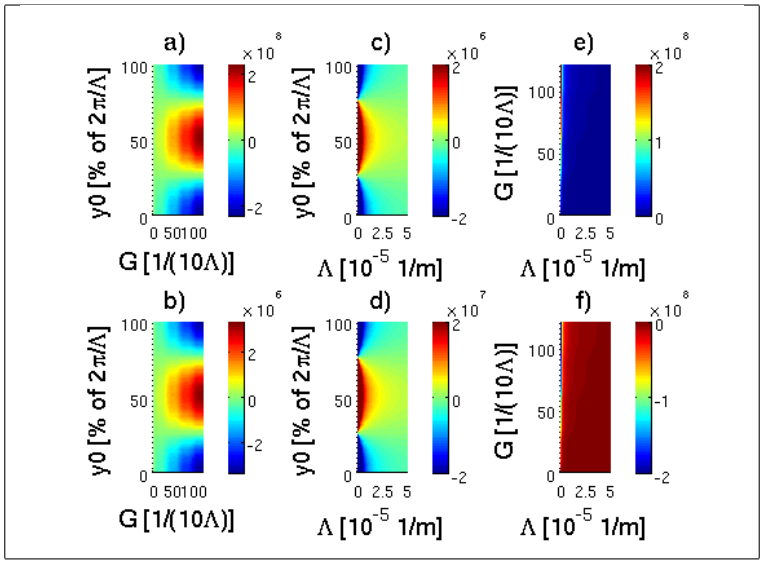
A $LOL(\chi_0 = \Lambda)$ értékének színtérképes ábrázolása az egyes változópárok függvényében, a harmadik változó, két különböző értéke esetén *(lásd alsó és fölső színtérképek)* az 2.4 ábrán látható. Így az 2.4 térfogati ábra fősíkjaival párhuzamos síkpárokkal alkotott metszeteit jelenítettem meg színtérképek formájában.

Az a) és b) alábrákon világosan látszik, hogy mindkét rögzített Λ esetén, növekvő G mellett a forrás karakterisztikája egyre határozottabban jelenik meg. Ez gyakorlatilag azt a kézenfekvő, szemléletes fizikai képet támasztja alá, miszerint a kis, lokális forrás tere a felszínen nem, vagy csak kevéssé érzékelhető. A $c) - d)$ ábrák azt szemléltetik, hogy a forrás hullámhosszának csökkenése, maga után vonja a forrás felszíni energiájának csökkenését, bármilyen forrás kiterjedés esetén. Ez szintén összhangban áll Hughes és Southwood megállapításával, miszerint kis karakterisztikus hullámszám esetén a felszínen alig, vagy egyáltalán nem érzékelhetőek az ionoszférikus áramok terei (Hughes (1974), Hughes and Southwood (1976)). A gyakorlati érzékelési küszöböt az ionoszféra magasságával megegyező nagyságrendűnek becsüli ($\sim 100km$). Fontosnak tartom megjegyezni, hogy a LOL integrál önmagában nem írja le a forrást. Azimutálisan lehatárolt

10.13147/NYME.2012.015



2.3. ábra. A LOL integrál értéke a három változó, G, Λ és y' függvényében, $\chi_0 = \Lambda$ feltétel mellett. Az ábrán a $LOL = 6 * 10^4$ felületet jelenítettem meg, valamint a $LOL \geq 6 * 10^4$ értékekhez tartozó térfogat határolósíkokkal alkotott metszeteinek színtérképét.



2.4. ábra. A LOL értékének színtérképes ábrázolása -$\chi_0 = \Lambda$ feltétel mellett- az egyes változópárok függvényében ($G - y'$, $\Lambda - y'$, $\Lambda - G$), a harmadik változó, két különböző értéke esetén *(*$\Lambda_1 = 10^{-7}\frac{1}{m}$ ($\frac{1}{\Lambda_1} = 10000km$), $\Lambda_2 = 3.5 * 10^{-6}\frac{1}{m}$ ($\frac{1}{\Lambda_2} \approx 300km$); $G_1 = \frac{\Lambda}{2}$, $G_2 = 10\Lambda$; $y'_1 = \frac{\Lambda}{100}$, $y'_2 = \frac{\Lambda}{2}$, *lásd rendre balról jobbra fölső és alsó színtérképek).* Az egyes ábrák az 2.4 térfogati ábrázolás fősíkjaival párhuzamos síkpárokkal alkotott metszetei.

10.13147/NYME.2012.015

forrás esetén például, a megfigyelési pont azimutális koordinátájának (y') $LOL(\lambda = \Lambda)$ periodikus, nem lecsengő függvénye. Ez pedig nem felel meg a fizikai realitásnak, hiszen a forrástól távolodva a tér monoton csökkenő jelleget kell hogy mutasson. Csak a χ_0 szerinti kiintegrálás eredményeként előálló -y szerinti integrál argumentumaként megjelenő-függvény írja le pontosan a forrás terét. Itt visszautalok a 85. oldali lábjegyzetre, ahol felhívtam a figyelmet a látszólagos ellentmondás okára.

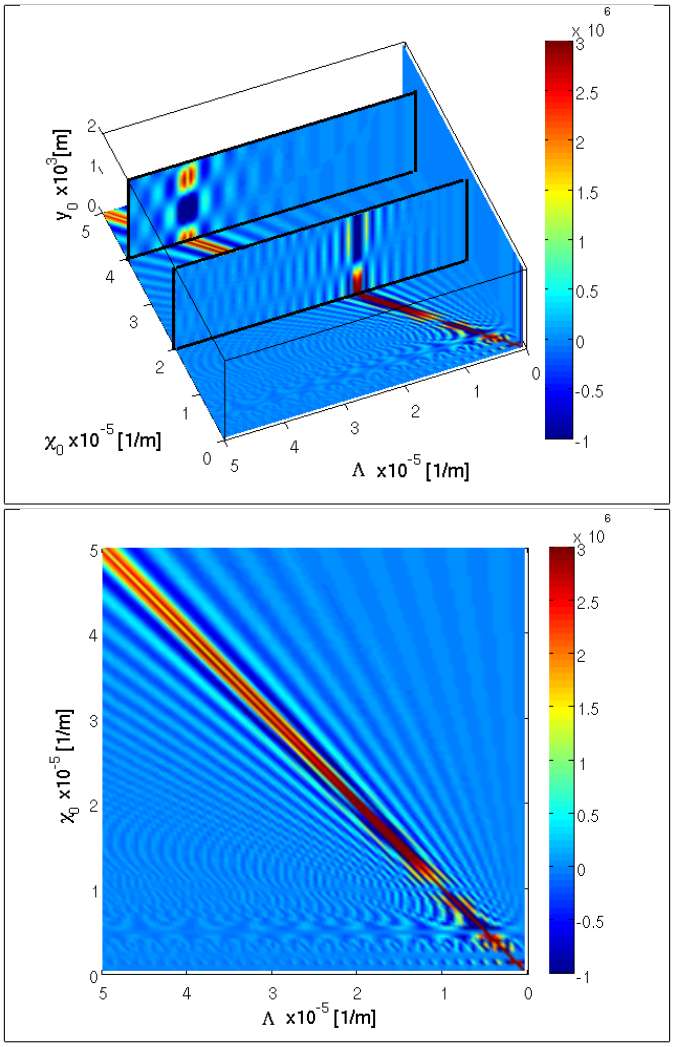
Abban az esetben, ha a LOL-ban paraméterként szereplő χ_0 értéke nem egyenlő a forrás geometriájára jellemző Λ értékével, akkor a függvény viselkedése az 2.4 ábrán látható a χ_0, Λ és y' változók terében, feltételezve, hogy a forrás mérete tízszerese a forrásra jellemző hullámhosszértéknek *($G = 10\frac{1}{L}$)*.

Az 2.4 alsó ábrája a $\Lambda - \chi_0$ sík egy tartománya fölött jeleníti meg a LOL integrál értékét -$y' = 0$ feltétel mellett *(megfigyelő a szimmetriapont alatt)*. Az ábrán egyszerre jelenítettem meg a ($\chi_0 \neq \Lambda$) és a ($\chi_0 = \Lambda$) feltétel mellett számított LOL integrál abszolút értékét. Megállapítható, hogy az origó felé közeledve bármelyik változó irányának mentén, az integrál értéke egyre intenzívebb amplitúdó modulációt mutat. Tisztán látható továbbá, hogy az értelmezési tartományban a $\chi_0 = \Lambda$ egyeneshez közeledve szintén egyre erősebb fluktuációt, egyre nagyobb abszolút értékeket ér el az integrál értéke -ez természetesen a 2.165 összefüggés,$\chi_0 = \Lambda$ esetben érvényes formula nevezőjének alakjából vezethető le-. Megemlítendő következmény, hogy a későbbi integrációs változó értékével -χ_0 szintén hullámszám dimenziójú mennyiség- közeledve a forrás karakterisztikus hullámszámához, az integrál járuléka fokozódik. Az impedancia értékének meghatározásában a LOL χ_0 szerinti integrálja hordoz minden információt a forrással kapcsolatban. Az 2.155, definícióból levezetett egyenlet értelmében korántsem biztos, hogy ez az „érzékenység" -a forrás karakterisztikus hullámszámára- az impedancia számított értékére tovább öröklődik. Az 2.4 alsó ábráján ugyan több érdekes struktúra is fölfedezhető, ezek fizikai interpretációja, vagy annak kísérlete meghaladná a dolgozat kereteit ezért itt nem részletezem. Alacsony χ_0 értéknél az integrál értéke érdekes fodrozódást is mutat minden Λ értékre, amelyeknek fizikai okát jelenleg nem ismerem.

Az 2.4 fölső ábrája az említett három változó függvényében jeleníti meg részlegesen, bizonyos „szeletelés" segítségével a LOL integrál értékének alakulását. Ezzel kapcsolatban két szembetűnő megállapítást tehetünk:

- mindkét függőleges síkmetszeten jól látható az integrál periodikus y'-függése, aminek amplitúdója az $\chi_0 = \Lambda$ egyeneshez közeledve fokozódik,
- továbbá kitűnik, hogy az y' változó szerinti periódus, növekvő Λ (vagy χ_0) mellett csökken. Ez a megállapítás szintén összhangban áll a fizikai meggondolással,

10.13147/NYME.2012.015



2.5. ábra. *LOL* integrál értékének megjelenítése a térfogat szeletelésének módszerével *(slices)*. Ebben az esetben a ($\chi_0 \neq \Lambda$) és a ($\chi_0 = \Lambda$) feltétel mellett egyaránt vizsgáltam a *LOL* értékét, így az négy változó függvénye: χ_0, Λ, y' *és* G. Az ábrák a $G = 10\frac{1}{L}$ azimutális forrásméret rögzítésével készültek. Az alsó ábra a fölső ábra térbeli elforgatottja: azaz a $\Lambda - \chi_0$ sík egy tartománya fölött ábrázoltam a *LOL* integrál értékét.

10.13147/NYME.2012.015

réteg	$\rho[\Omega m]$	$\Delta h[km]$
1	3.5	1.5
2	130	15
3	10	8
4	5000	75
5	10	60
6	1000	250
7	0.1	∞

réteg	$\rho[\Omega m]$	$\Delta h[km]$
1	20	25
2	300	100
3	0.1	∞

2.6. ábra. *a*) Korábbi kutatások eredményeként kapott közegmodell -Ádám and Verő (1970); *b*) további számításokhoz felhasznált, egyszerűsített közegmodell.

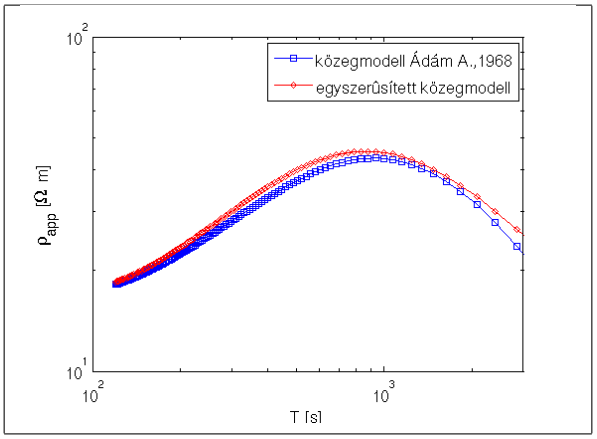
miszerint növekvő forrás hullámszám, azaz csökkenő forrás hullámhossz sűrűbb periodicitást eredményez a megfigyelési pont azimutális koordinátájának (y') függvényében.

2.4.1. A közeg válasza a gerjesztésre - a c_0 függvény meghatározása

A vezető közegben indukálódó elektromos áramok terei, mint másodlagos tér, a primer térre szuperponálódva alakítja a felszíni EM teret. Ennek a járuléknak a meghatározásához természetesen szükségünk van a közeg elektromos vezetőképesség modelljére. A több éves tellurikus és mágneses obszervatóriumi adatsor felhasználásával kiszámítottam egy átlagos impedanciafüggvényt, illetve látszólagos fajlagos ellenállás függvényt. A megfigyelési adatok feldolgozásának folyamatát a 3. fejezetben mutatom be. Mivel a tapasztalati $\rho_{app}(\omega)$ görbe jó egyezést mutatott más szerzők, korábbi vizsgálatainak eredményeivel -lásd Ádám and Verő (1970)-, így az inverziós eredményként az ott meghatározott közegmodellt fogadtam el -lásd 3.7 ábra-. A számítások egyszerűsítését és gépidőigényét figyelembe véve, annak egy nagyvonalúbb, kevésbé részletes változatát használtam föl a további elméleti vizsgálat során. Ez utóbbi egyszerűsítés a behatolási mélység figyelembe vételével illetve rétegek összevonása révén történt. A hivatkozott és az összevonás révén egyszerűsített közegmodell, rendre az 2.6 *a*) és *b*) ábrán látható. Továbbá a két modellre számított direkt feladat eredményeként kapott látszólagos fajlagos ellenállás görbéket meghatároztam, melyek a 2.7 ábrán láthatóak. Itt a direkt feladatot síkhullám feltevés mellett a klasszikus módon oldottam meg, a $Cagniard - Tikhonov$-impedanciát határoztam meg. lásd Renner et al. (1970). Megállapítható, hogy a $2000 - 3000s$-os maximális periódusig -az én vizsgálataim eddig terjednek-, a két görbe jó egyezést mutat, 2.7.

Elvégeztem a 2.4 fejezetben, a 90. oldalon definiált $c_0 = \frac{b_0}{a_0}$ függvény meghatározását és

10.13147/NYME.2012.015



2.7. ábra. A korábbi kutatások eredményeként kapott közegmodell -Ádám and Verő (1970)- és a további számítások során felhasznált egyszerűsített közegmodell látszólagos fajlagos ellenállás függvénye.

vizsgálatát az 2.6 háromréteges közegmodell esetére *(két horizontális réteg és egy féltér)*[16].

[16]Megjegyzés: ugyan az a_0 χ_0-tól független tényezőivel egyszerűsítettem, így az ω körfrekvenciával is, természetesen az impedancia értéke továbbra is függ a jel periódusidejétől, hiszen az összefüggésben maradt c_0 a 2.119-2.124 általános egyenletrendszer aktuális, 3 réteges modellre konkretizált alakjának megoldásaként, implicite magában hordozza azt. A lineáris egyenletrendszer, vektoregyenlet formájában a következő alakú:

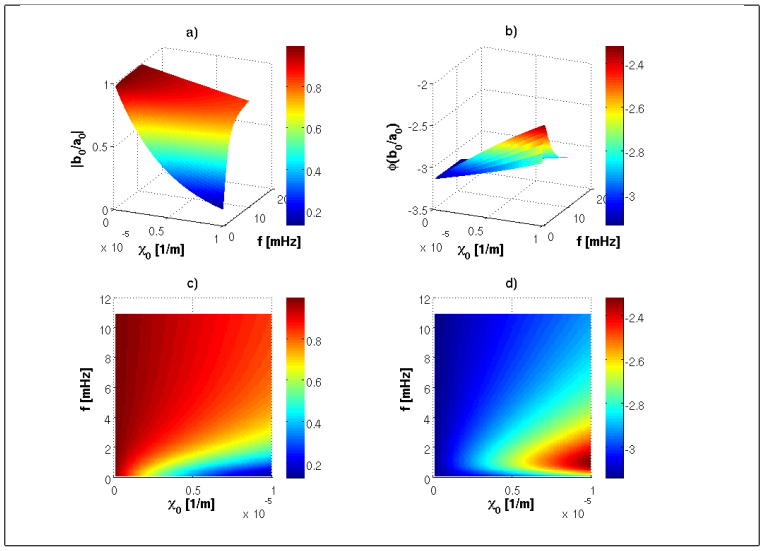
$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -1 & 1 & 0 \\ \frac{\chi_1}{\mu_1} & 0 & 0 & \frac{\chi_0}{\mu_0} & -\frac{\chi_1}{\mu_1} & 0 \\ e^{\chi_1 h_1} & -e^{\chi_2 h_1} & 0 & 0 & e^{-\chi_1 h_1} & -e^{-\chi_2 h_1} \\ \frac{\chi_1}{\mu_1} e^{\chi_1 h_1} & -\frac{\chi_2}{\mu_2} e^{\chi_2 h_1} & 0 & 0 & -\frac{\chi_1}{\mu_1} e^{-\chi_1 h_1} & \frac{\chi_2}{\mu_2} e^{-\chi_2 h_1} \\ 0 & e^{\chi_2 h_2} & -e^{\chi_3 h_2} & 0 & 0 & e^{-\chi_2 h_2} \\ 0 & \frac{\chi_2}{\mu_2} e^{\chi_2 h_2} & -\frac{\chi_3}{\mu_3} e^{\chi_3 h_2} & 0 & 0 & -\frac{\chi_2}{\mu_2} e^{-\chi_2 h_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ b_0 \\ b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_0 \\ \frac{\chi_0}{\mu_0} a_0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \tag{2.157}$$

melynek megoldása a b_0 változóra (*Derive 6 szoftver segítségével*):

$$\begin{aligned} b_0 = a_0 c_0 = a_0 \frac{e^{2h_1\chi_1}\left(\chi_1\mu_0 + \chi_0\mu_1\right)\left[e^{2\chi_2 h_1}\left(\chi_1\mu_2 - \chi_2\mu_1\right)\left(\chi_2\mu_3 + \chi_3\mu_2\right) + \right.}{\left(\chi_1\mu_0 + \chi_0\mu_1\right)\left[e^{2\chi_2 h_1}\left(\chi_1\mu_2 + \chi_2\mu_1\right)\left(\chi_2\mu_3 + \chi_3\mu_2\right) + \right.} \sim \\ \sim \frac{\left. + e^{2\chi_2 h_2}\left(\chi_1\mu_2 + \chi_2\mu_1\right)\left(\chi_2\mu_3 - \chi_3\mu_2\right)\right] +}{\left. + e^{2\chi_2 h_2}\left(\chi_1\mu_2 - \chi_2\mu_1\right)\left(\chi_2\mu_3 - \chi_3\mu_2\right)\right] -} \sim \\ \sim \frac{+\left(\chi_0\mu_1 - \chi_1\mu_0\right)\left[e^{2\chi_2 h_1}\left(\chi_1\mu_2 + \chi_2\mu_1\right)\left(\chi_2\mu_3 + \chi_3\mu_2\right) + \right.}{-e^{2\chi_1 h_1}\left(\chi_1\mu_0 - \chi_0\mu_1\right)\left[e^{2\chi_2 h_1}\left(\chi_1\mu_2 - \chi_2\mu_1\right)\left(\chi_2\mu_3 + \chi_3\mu_2\right) + \right.} \sim \\ \sim \frac{\left. + e^{-2\chi_2 h_2}\left(\chi_1\mu_2 - \chi_2\mu_1\right)\left(\chi_2\mu_3 - \chi_3\mu_2\right)\right]}{\left. + e^{2\chi_2 h_2}\left(\chi_1\mu_2 + \chi_2\mu_1\right)\left(\chi_2\mu_3 - \chi_3\mu_2\right)\right]} \end{aligned} \tag{2.158}$$

2.158 miatt $c_0 = c_0\left(\chi_0, \chi_1, \chi_2\right)$. Figyelembe véve, hogy 2.112 szerint $\chi_n^2 = i\mu_n\sigma_n\omega + \lambda^2$, egyedül $\chi_0\,(= \lambda)$ nem explicit függvénye a frekvenciának, c_0 periódusidőfüggése bizonyított. Ha a mágneses permeabilitás értékét a különböző rétegekben a vákuumra jellemző értékkel közelítjük, akkor a közegmodell ismeretében $(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, h_1, h_2)$, a helyi szerkezet „válaszát” az indukáló térre, a jel időbeli ω és térbeli λ frekvenciájának függvényeként kapjuk, lásd 2.158.

10.13147/NYME.2012.015

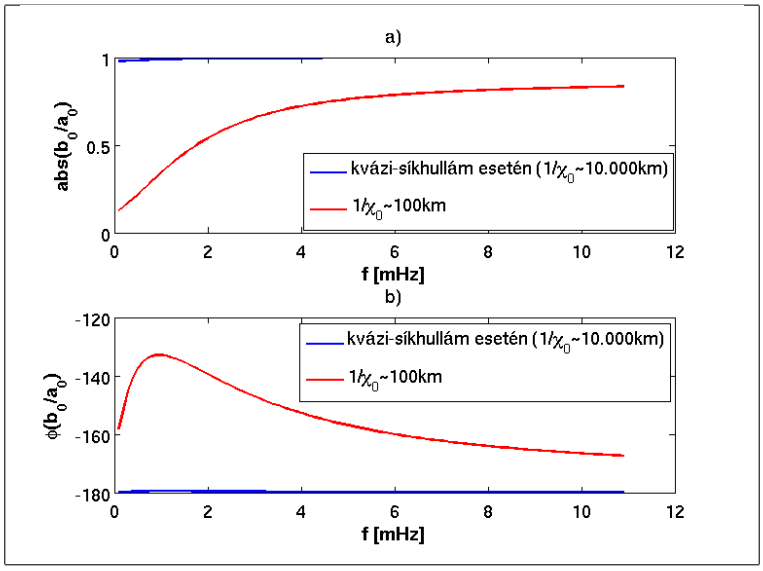


2.8. ábra. A 2.6 közegmodellre vonatkozó $c_0 = c_0(\chi_0, \omega)$, komplex, kétváltozós függvény abszolút értéke *a), c)* és fázisa *b), d)*. Az *a)* és *c)* valamint a *b)* és *d)* ábrák közötti különbség mindössze annyi, hogy *a)* és *b)* fölülnézeti vetülete rendre *c)* és *d)*.

Az ismertetett rögzített modell paraméterek esetében, $h = 100km$ -nek feltételezve az ionoszféra magasságát, a $c_0 = c_0(\chi_0, \omega)$, azaz csak a jel térbeli és időbeli frekvenciájának függvénye. A függvényértékéket $100x110$ -es felbontású $[\chi_0 \times \omega]$ rács csomópontjaiban határoztam meg. A frekvencia tartományra nézve ez a $0.1 - 11mHz$ sávszélesség $0.1mHz$ lépésekben való letapogatását jelenti. A térfrekvencia paraméter 100 különböző értékét, a $100km - 10000km$ hullámhossz tartománynak megfelelő térfrekvencia intervallum egyenközű felosztásával állítottam elő. A komplex függvényértékek, a gerjesztő tér és az indukált tér fázisviszonyát is tartalmazzák. A komplex válasz függvény abszolút értékét és fázisát ábrázoltam az 2.8 ábrán.

Az *a)* és *c)* ábrákon, a számított $c_0 = c_0(\chi_0, \omega)$ függvény abszolút értékének változása látható a $\chi_0 - \omega$ sík értelezési tartománya fölött. Jól látható, hogy a $\chi_0 \approx 0$ által reprezentált síkhullám közelítés esetén az indukált és az indukáló tér arányának abszolút értéke kevéssel az egység alatt tetőzik. A *a)* és *c)* ábrák egyértelműen indikálják, hogy a teljes frekvenciatartományban, a síkhullámtól való eltérés során, azaz véges térbeli hullámhosszal jellemezhető jelek esetén a számított $c_0 = c_0(\chi_0, f)$ értéke a hullámszám csökkenésével meredeken csökken - a függőleges tengely, továbbá ennek megfelelően a színskála is logaritmikus skálázású-. Az ábra a fizikai értelemben reális $2D$ értelmezési tartomány fölött ábrázolja az indukált és az indukáló tér hányadosát, mely révén képet kapunk a komplex függvény általános viselkedését illetően.

10.13147/NYME.2012.015



2.9. ábra. A 2.6 közegmodellre vonatkozó $c_0 = c_0(\chi_0 = 0, f)$, komplex, egyváltozós függvény abszolút értéke *a)*, és fázisa *b)*, kvázi-síkhullám, $\frac{1}{\chi_0} = 10^7 m = 10.000 km$ feltétel *(kék)*, illetve $\frac{1}{\chi_0} = 10^6 m = 100 km$ *(piros)* esetén.

Egyértelműen megállapítható, hogy az indukált és az indukáló tér hányadosának abszolút értéke a teljes vizsgált frekvencia tartományban $[0.5 - 1)$ intervallumba esik, az elméleti síkhullámtól, egészen $10^{-7}\frac{1}{m}$ hullámszámértékig. Ugyanezen $2D$ tartományban a két fázis közötti eltérés kb. π radián. Tekintve azonban, hogy a 2.151 összefüggésben a H_y komponens-egyenletben a c_0 előjele negatív, 2.8 fázisra vonatkozó alábrái alapján, az indukáló és az indukált mágneses y komponens kb. megegyező irányú. Ez valójában a Lentz-törvény következménye, miszerint az indukált áram iránya olyan, hogy annak mágneses tere az indukáló tér változását csökkenteni igyekszik. Eszerint a felső rétegekben folyó áramok gyakorlatilag leárnyékolják a mélyebb rétegek elől a primer teret. Jelen esetben ez $-x$ irányú indukált áramot jelent, és ennek megfelelően a felszínen -tehát az indukáló és az indukált áramrendszer közötti térrészben-, a két tér y komponense erősíti egymást. Ugyanezen megfontolások alapján a z komponens esetében viszont az indukált tér a felszínen is csökkenti az indukáló teret. Ennek megfelelően a 2.151 összefüggés z komponensében az indukált tér pozitív előjellel szerepel. A c_0 komplex hányadosfüggvény viselkedését síkhullám, illetve $\frac{1}{\chi_0} = 10^5 m = 100 km$ hullámhossz feltétel mellett az 2.9 ábrán jelenítettem meg.

Szembetűnő az kvázi-síkhullám és a század hullámhosszúságú forrásból származó jel esetén az indukáló és az indukált tér viszonyának különbsége.

Valójában a felszíni elektromos és mágneses teret 2.151 és 2.153 alapján a LOL integrál

10.13147/NYME.2012.015

és a c_0 szorzatának, χ_0 szerinti integrálja szabja meg, tehát önmagában a c_0 fázisa és amplitúdója rögzített χ_0 esetén nem tükrözi a primer és szekunder tér viszonyát -hisz a LOL nem csak $\chi_0 = \Lambda$ feltétel mellett nullától különböző. Azonban a LOL függvény modulusa ez utóbbi feltétel mellett veszi föl extremumát, így a c_0 $\chi_0 = \Lambda$ feltétel mellett érvényes viselkedése valóban tükrözi az indukáló és az indukált tér viszonyát.

2.4.2. Elméleti impedancia függvény kiszámítása a konkrét esetre

Az 2.155 összefüggés alapján a $c_0\left(\chi_0, f, \sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, h_1, h_2\right)$ és a $LOL\left(\chi_0, \Lambda, y', G\right)$ ismeretében meghatározható az elméleti felszíni impedancia függvény, $Z\left(\Lambda, y', G, f, \sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, h_1, h_2\right)$. Ebben az általános megközelítésben, az inverzió eredményeként kapott közegparamétereket rögzítve, $Z = Z\left(\Lambda, y', G, \omega\right)$ négyváltozós függvénnyé redukálható. A χ_0 szerinti numerikus integrálást a $\Lambda; y'; G; \omega$ változók által kifeszített $4D$ paramétertér egy tartománya fölött végeztem el. Először, a χ_0 szerinti integrációs határokat $[\frac{L}{100}, 10L]$ értékeken rögzítettem, a felösszegzést $d\lambda = \frac{L}{100}$ felbontás mellett végeztem el. Ezt követően az integrált kiterjesztettem a $[\frac{L}{200} - 20L]$ tartományra, a felbontást pedig $d\lambda = \frac{L}{200}$ értékre csökkentettem, hogy megvizsgáljam, hogy a beosztás lépték és a választott integrációs határok megfelelőek-e. A két feldolgozás eredményeként kapott $4D$ paramétertér fölötti impedancia értékek modulusának maximális eltérése kisebb, mint 1%. További megerősítés végett, a numerikus integrált kiszámítottam Gauss–Kronrod-féle adaptív kvadratúra automatikus alkalmazásával is[17]. Eszerint a numerikus integrál értéke a teljes tartomány fölött elfogadható pontosságú. A felösszegzésben természetesen szem előtt tartottam, hogy a $\lambda = \Lambda$ eset járuléka eltérő módon számítandó. A χ_0 változó szerinti numerikus integrálást az $\mathbb{R}^4$ egy összefüggő, $\Lambda; y'; G; \omega$ változók által meghatározott tartományára végeztem el, ahol az egyes változók szerinti értelmezési tartományt és felbontást reális fizikai feltételeknek megfelelően választottam meg. A $4D$ rácspontokat a következő módon vettem fel:

1. $\Lambda_i \epsilon [\frac{1}{10^7} : \frac{1}{10^7} : \frac{1}{10^5}]$, azaz $100km - 10000km$-es hullámhossz tartományt mintáztam, térfrekvencia tartományban egyenletes beosztásban $\frac{1}{10^7}\frac{1}{m}$ felbontással,

2. $y' \epsilon [0.01\frac{1}{\Lambda} : 0.01\frac{1}{\Lambda} : 0.5\frac{1}{\Lambda}]$, tehát az aktuális hullámhossz század részének megfelelő lépésközzel, 50 különböző értékkel fedtem le a forrás szimmetria pontja és fél hullámhossz által meghatározott intervallumot,

3. $G \epsilon [0.5\frac{1}{\Lambda} : 0.5\frac{1}{\Lambda} : 10\frac{1}{\Lambda}]$. Ez azt jelenti, hogy a forrás azimutális kiterjedését egységnyi forrás hullámhossz értéknyi lépésekben növeltem $\frac{1}{\Lambda}$-tól $20\frac{1}{\Lambda}$-ig, valamint

[17] lásd *quadg* függvénycsalád, MATLAB R2010b (linux) környezetben: http://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/1130.

10.13147/NYME.2012.015

4. $f\epsilon[0.5mHz : 0.5mHz : 10mHz]$, azaz fél mHz-es lépésekben 20 pontot vettem fel $10mHz - es$ értékkel bezárólag.

Ahhoz, hogy az elméleti görbéket a későbbiekben összevethessük az obszervatóriumi megfigyelések eredményeivel, azokat azonos mértékegységbe kell konvertálni. Ennek az az oka, hogy az elméleti megközelítésben az elektromos és a mágneses teret rendre $\frac{V}{m}$ és $\frac{A}{m}$ egységekben kezeltem, míg a gyakorlati MT kutatásban, praktikus okoknál fogva az előbbit $\frac{mV}{km}$-ben, az utóbbiból származtatható mágneses indukciót ($\mathbf{B} = \mu_0\mu\mathbf{H}$) pedig nT egységekben mérik. Így a prefixumokon kívül a vákuum mágneses permeabilitásának értékét is figyelembe kell venni. A relatív mágneses permeabilitást a felszínen egységnyinek tekintve -ettől még vulkanikus kőzetek esetén sem jelentősen tér el-:

$$\mathbf{B} = \mu_0\mathbf{H}. \tag{2.159}$$

Az egységnyi mágneses térerősségnek megfelelő indukció[18]:

$$B[T] = 10^{-9}B[nT], \tag{2.160}$$

továbbá

$$E\left[\frac{V}{m}\right] = 10^{-6}E\left[\frac{mV}{km}\right]. \tag{2.161}$$

2.160 és 2.161 összefüggésekből következik, hogy

[18] A mágneses permeabilitás SI mértékegységei a $\frac{H}{m} = \frac{N}{A^2}$. A két kifejezés ekvivalenciáját alább bizonyítom:

$$\begin{aligned}\frac{N}{A^2} &= \frac{CV}{mA^2}\\ &= \frac{CVs^2}{mC^2}\\ &= \frac{Vs^2}{Cm}\\ &= \frac{Vs}{Am}\\ &= \frac{\frac{Vs}{A}}{m}\\ &= \frac{H}{m},\end{aligned}$$

ahol fölhasználtam a Lorentz-erő kifejezése révén kapott dimenzionális összefüggést, nevezetesen:

$$\begin{aligned}N &= C\cdot\frac{m}{s}\frac{Vs}{m^2}\\ &= C\frac{V}{m}\end{aligned}$$

10.13147/NYME.2012.015

$$
\begin{aligned}
Z[\Omega] &= \frac{E[\frac{V}{m}]}{H[\frac{A}{m}]} \\
&= \frac{\mu_0 \cdot 10^{-6} E[\frac{mV}{km}]}{10^{-9} \cdot B[nT]} \\
&= \left(\frac{4\pi}{10^4}[\frac{Vs}{Am}]\right) \frac{E[\frac{mV}{km}]}{B[nT]}.
\end{aligned}
\tag{2.162}
$$

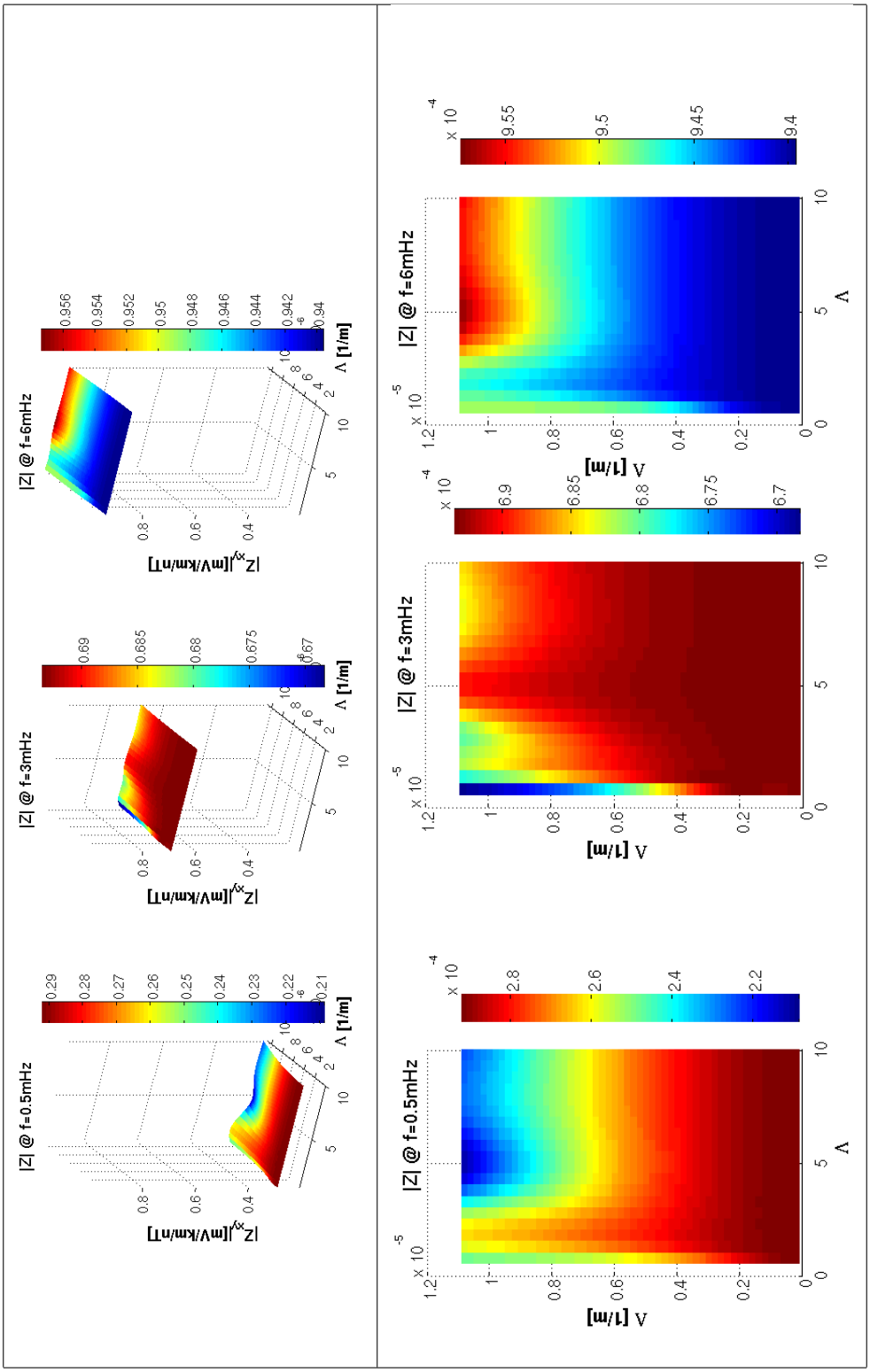
A továbbiakban az MT-ben megszokott mértékegységben ábrázolom az impedanciát.

A modulusra vonatkozó eredmények megjelenítése

- A megfigyelési pont azimutális koordinátáját a szimmetriapontba helyezve, ($y' = 0$), három különböző frekvenciára jelenítettem meg a Z_{xy} impedancia függvényt, a forrásra jellemző térfrekvencia és a forrás relatív méretének függvényében, lásd 2.10 ábra. Megállapítható, hogy a számított impedancia függvény, az általunk vizsgált idő változó szerinti teljes frekvencia-tartományban, a forrás méretének és geometriájának függvényében nem viselkedik hasonlóan. $3.3mHz$ alatti tartomány változása hasonló, viszont ellentétes az említett frekvencia fölötti intervallumban. Az $1mHz$-re vonatkozó ábrát külön megjelenítve -2.11 ábra-, látható, hogy az alsó frekvencia tartományban, az impedancia abszolút értéke a forrás térfrekvenciájának növekedésével monoton csökken, minden relatív azimutális forrás méret esetén. $3.3mHz$ fölött az impedancia függvény a térfrekvencia változására éppen ellenkezőleg reagál. Az alsó frekvenciatartományra vonatkozólag általánosan megállapítható továbbá, hogy viszonylag nagy forrás hullámhossz esetén ($\Lambda < 5 * 10^{-6}\frac{1}{m}$) a forrás kiterjedése érdemben nem befolyásolja az elméleti impedancia abszolút értékét. Kivétel ez alól az extrém kis azimutális mérettartomány ($G < \frac{1}{3}\frac{1}{\Lambda}$) esete. Ebben az intervallumban viszont elmondható, hogy a növekvő forrás hullámhossz mellett a forrás kiterjedése egyre kevésbé befolyásolja a számított impedancia értékét.

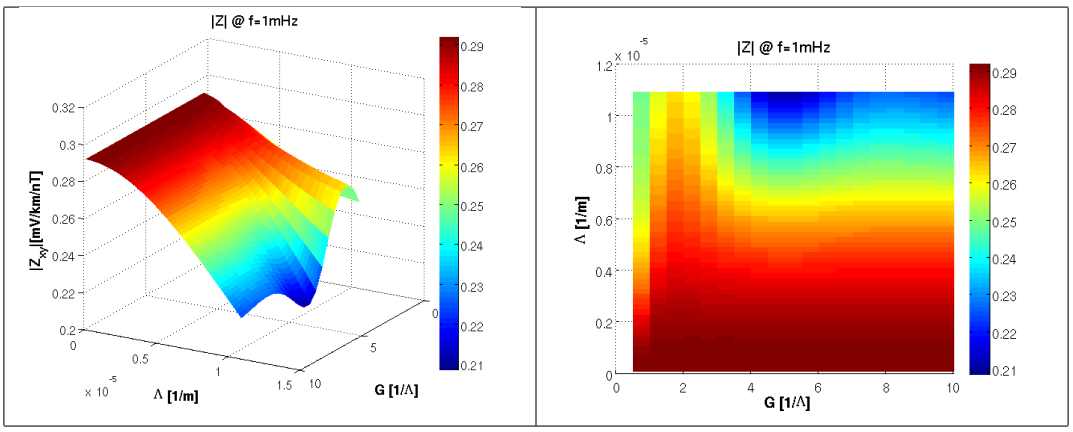
- Ennek értelmében célszerű az impedancia függvényt a $\Lambda - f$ síkon meghatározott értelmezési tartomány fölött ábrázolni, egy fizikai értelemben reális, $G = 10\frac{1}{\Lambda}$ forrás kiterjedés feltételezése mellett: lásd 2.12 ábra. Az impedancia függvény f szerinti variációja sokkal nagyobb, mint a Λ változásának függvényében, ezért ez utóbbi hatása kevésbé szembetűnő. A korábbi megállapítást -miszerint frekvencia tartományonként differenciált az impedancia forrás geometria függése-, ez az eredmény is megerősíti. A hangsúlyozandó hatás szemléletesebb ábrázolása érdekében a $|Z(f, \Lambda)|$ függvényből kivontam az átlagos $|Z(f)]$ függvényt minden vizsgált diszkrét

10.13147/NYME.2012.015

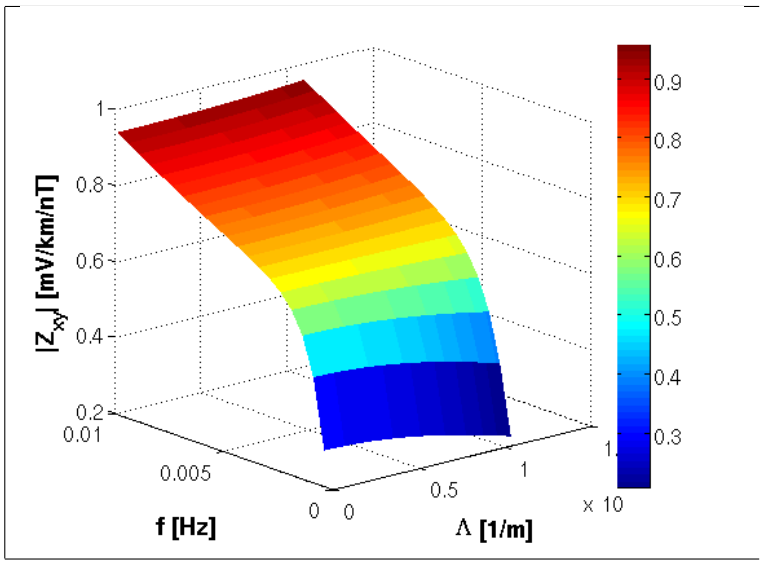


2.10. ábra. Három különböző frekvencia esetén látható a Z_{xy} impedancia függvény, a forrásra jellemző térfrekvencia és a forrás relatív méretének függvényében. A megfigyelési pontot a forrás középpontja alá helyeztem, $(y' = 0)$.

10.13147/NYME.2012.015

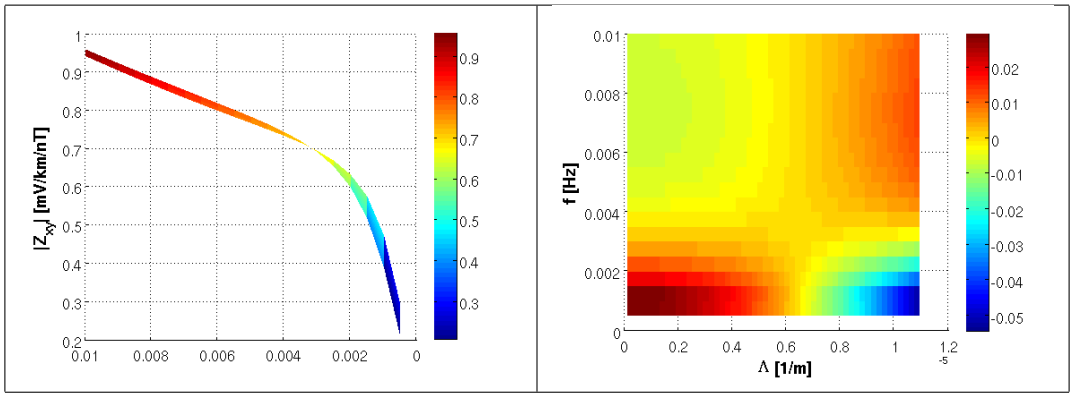


2.11. ábra. Számított impedancia függvény a forrás méretének és karakterisztikus térfrekvenciájának függvényében, $f = 1mHz$-en. *(A felület térbeli megjelenítése érzékelteti az irány menti változások mértékét, míg a színtérkép inkább kvalitatív képet ad a függvény viselkedéséről, illetve a felszíni ábrázolásnál fedésben lévő tartományokat is megjeleníti.)*



2.12. ábra. Az elméleti impedancia függvény abszolút értéke a forrás karakterisztikus térfrekvenciájának és az időbeli frekvenciának függvényében, $G = 10\frac{1}{\Lambda}$.

10.13147/NYME.2012.015



2.13. ábra. a) $|Z(f)|$ és b) $|Z(f,\Lambda)| - |Z(f)|$.

Λ esetében. Az eredmény világosan igazolja korábbi megállapításomat, lásd 2.13 ábra. Elmondható, hogy a $|Z|$ frekvencia szerinti monoton növő trendje -melyet a Föld belsejének elektromos vezetőképesség eloszlása határoz meg-, csökkenő forrás hullámhossz mellett jobban érvényesül.

– A konverzió végrehajtása után, az eredmények további szemléltetése érdekében, ábrázoltam az iménti kétváltozós függvény, két $f - Z$ síkkal párhuzamos síkokkal alkotott metszetét. Ezzel gyakorlatilag megjelenítem a számított impedanciát a frekvencia függvényében, két különböző forrásgeometria feltételezése mellett. A két alapeset a következő:

1. a felszínen már mérhető EM változást eredményező, minimális forrás hullámhossz, $\frac{1}{\Lambda} = 100km$, másrészt
2. A $10.000km$-es forrás hullámhossz, *(kvázi síkhullám feltevéssel ekvivalens)*

A görbepárokat három paraméter konfiguráció mellett vizsgáltam meg, hogy a forrás kiterjedésének, illetve a megfigyelési pont relatív helyzetének hatásáról is kapjak információt:

a) $G = 10\frac{1}{\Lambda}$, $y' = 0$ -nagy méretű forrás, megfigyelési pont a forrás azimutális szimmetria pontja alatt, illetve

b) $G = \frac{1}{2}\frac{1}{\Lambda}$, $y' = 0$ -viszonylag kis kiterjedésű forrás, továbbra is a forrás szimmetriapontja alól észlelve, végül

c) $G = 10\frac{1}{\Lambda}$, $y' = \frac{1}{2}\frac{1}{\Lambda}$ -nagy kiterjedésű forrás, a megfigyelési pont fél hullámhosszal kimozdítva a szimmetria pontból.

Az ábra hármasokat egymás mellett jelenítettem meg, a következtetések szemlélete-

10.13147/NYME.2012.015

sebb bemutatása érdekében, 2.14 ábra. Egyértelműen megállapítható, hogy a forrás geometriáját meghatározó térbeli hullámszám paraméter változása, megjelenik az elméleti impedancia függvény viselkedésében, mind a három konfiguráció esetén. Az eltérés mértéke az első és harmadik esetben gyakorlatilag egyenlő, de különbözik a másodiktól. Ez azt jelenti, hogy a forrás kiterjedése érdemben befolyásolja a két szélsőséges forrásgeometria mellett kialakuló felszíni impedanciák különbségét. Ez az eredmény jó egyezést mutat Singh és Gokarn becslésével, amely kb. $5mHz$-re teszi azt a küszöbfrekvenciát, ahol -általános rétegmodellt feltételezve- a forrás véges kiterjedése megjelenhet a tapasztalatilag meghatározott válaszfüggvényben (Singh and Gokarn (1996)). Továbbá az is kitűnik, hogy a megfigyelési pont relatív helyzete a felszíni impedancia szempontjából közömbös.

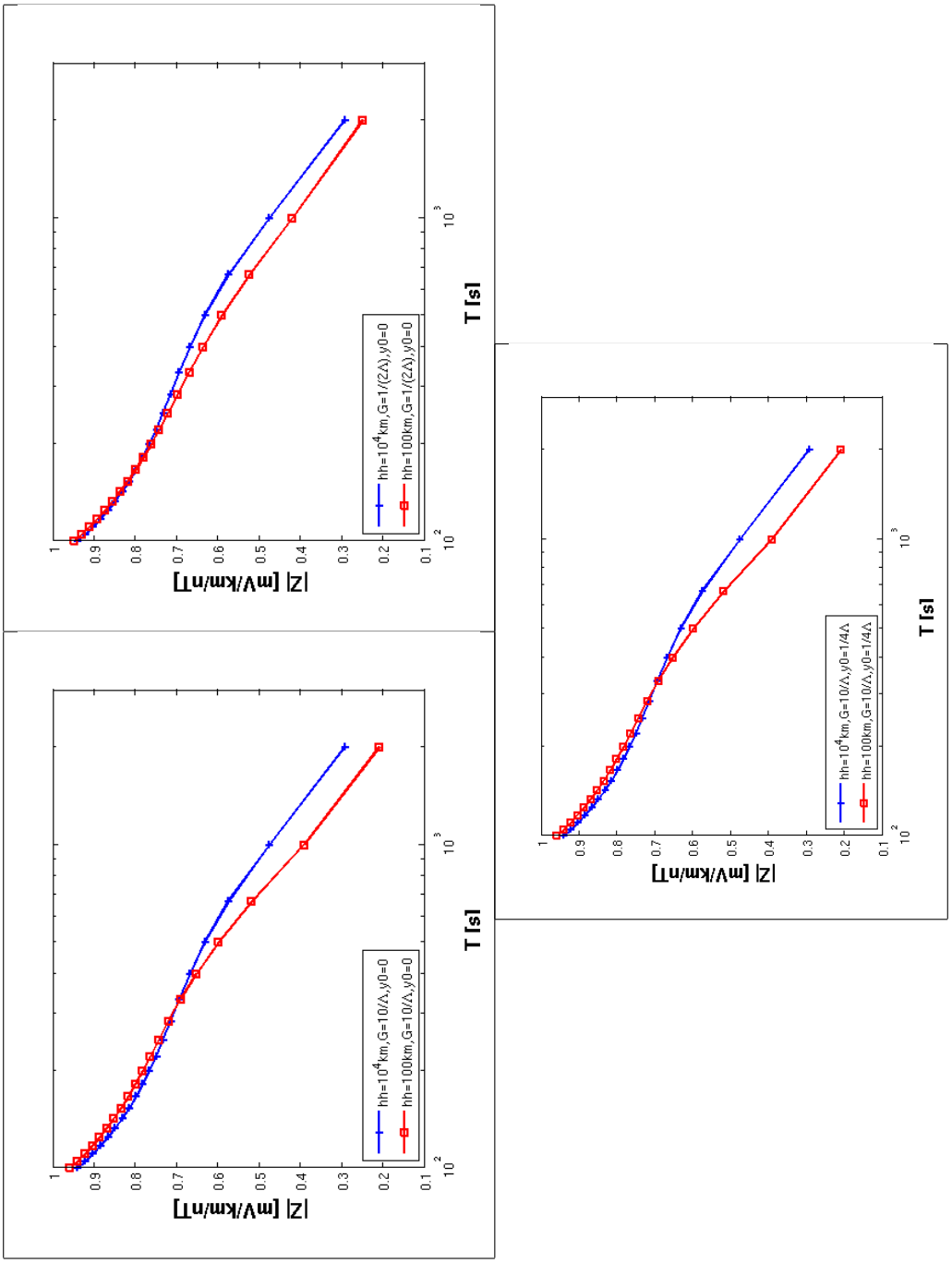
Annak érdekében, hogy a három alapkonfiguráció esetében eredményül kapott impedancia görbéket összehasonlíthassuk, két további ábrát jelenítettem meg, 2.15 ábra. Az a) alábra mutatja, hogy kvázi síkhullám esetében hogyan viszonyul egymáshoz a három görbe, míg a b) alábra $100km$-es forrás hullámhossz mellett mutatja ugyanezt. Megállapítható, hogy síkhullám közelítés mellett a felszíni impedancia független a megfigyelési pont helyzetétől, valamint -legalábbis $G = \frac{1}{2}\frac{1}{\Lambda}$ forráskiterjedésig- közömbös a forrás azimutális irányú méretére nézve is. Változékonyabb térbeli lefutású forrás esetében azonban, annak azimutális kiterjedése módosítja a fázis függvényt.

A forrás geometriájának hatása erőteljesebben érvényesül, az impedanciából meghatározott látszólagos fajlagos ellenállás függvény esetében. $\rho_{app}(T)$-ot a 1.19 összefüggéssel kiszámítva, a 2.14 ábracsoport egyikének megfelelő görbesereg a 2.16 ábrán jelenítettem meg. Ez az ábra a doktori munka egyik legfőbb eredményét szemlélteti.

Megállapítható, hogy a forrás geometriájának hatása $T = 100 - 400s$-os periódusig elhanyagolható, $1-3\%$. Hosszabb periódusok esetén azonban az eltérés elérheti az 50%-ot. Ez összhangban áll Beamish eredményeivel, amelyben felszíni regisztrátumok alapján meghatározott válaszfüggvény értékek eloszlását vizsgálta a különböző frekvenciaosztályokban. Következtetése szerint a közepes szélességen kimutatható forráshatás, növekvő periódussal fokozódik (Beamish (1979)).

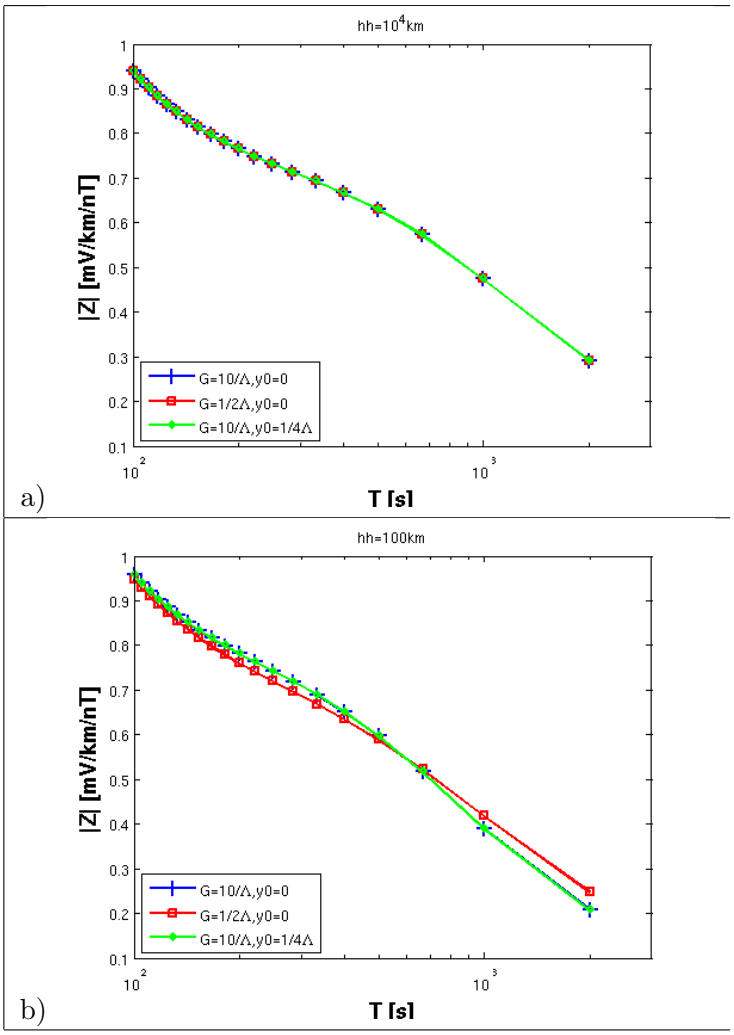
Az obszervatórium mágneses szélességén, jellemzően a $Pc3$-as pulzációk figyelhetők meg a regisztrátumokon. Annak vizsgálatára, hogy e periódusokon az elméleti ρ_{app} milyen eltérést mutat a két szélsőséges forrás geometria esetében, a frekvencia menti mintázás kiterjesztésével és ritkításával újra elvégeztem a számításokat. Ennek eredményét a 2.17 ábrán jelenítettem meg. Megállapítható, hogy egy perces periódus alatt a forrás

10.13147/NYME.2012.015



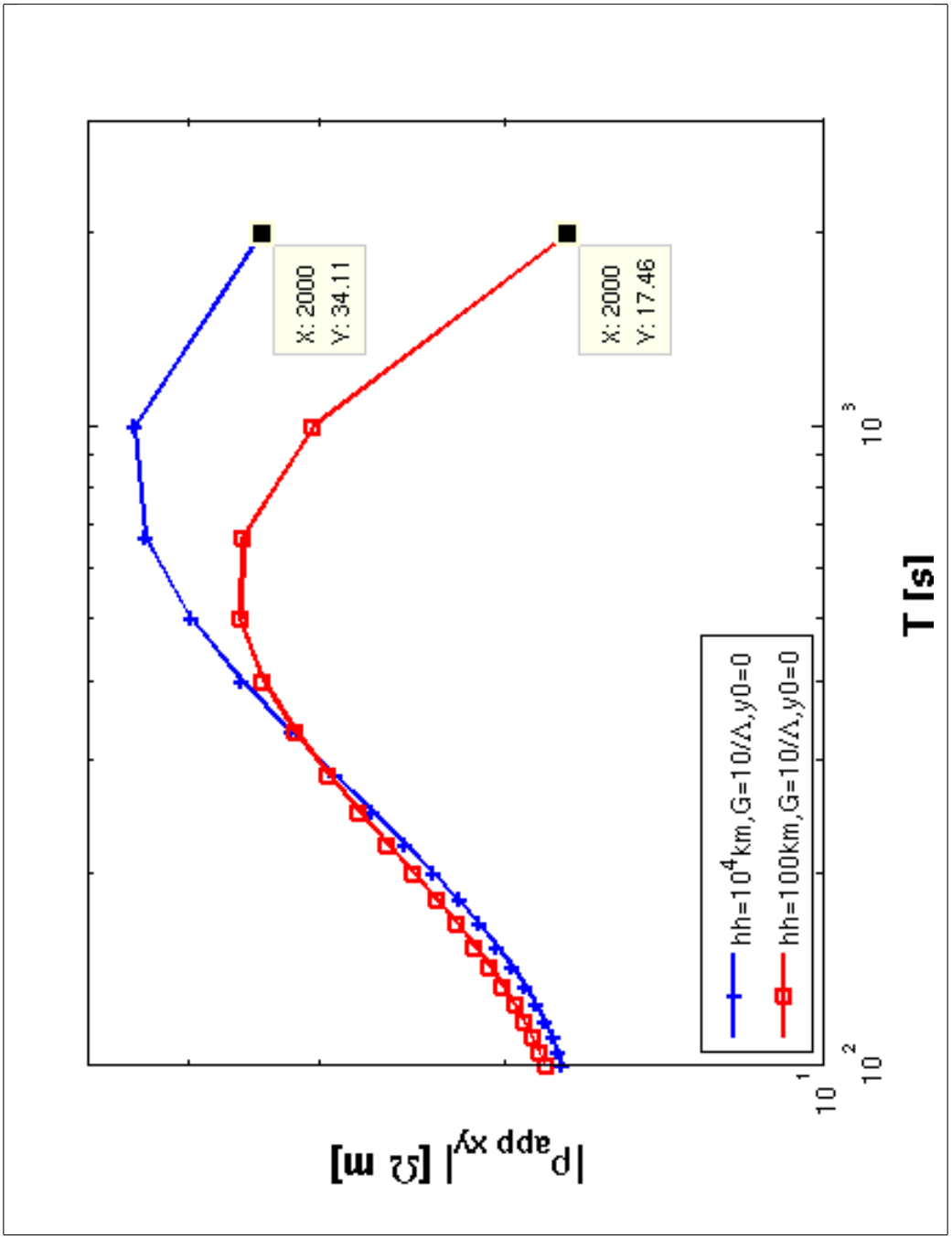
2.14. ábra. Számított impedancia-görbék: a 10.000km *(kék)*, míg a másik 100km-es forrás-hullámhossz feltétel mellett meghatározott *(piros)* függvények. A három alábra, a korábban rögzített három alapkonfigurációnak felel meg. *(A jelmagyarázatban, technikai okok miatt* $y0$*-lal jelöltem az* y' *paramétert.)*

10.13147/NYME.2012.015



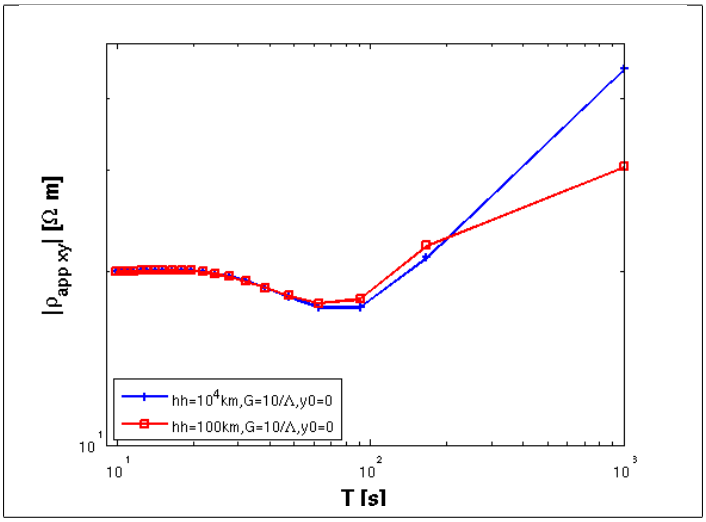
2.15. ábra. A három alapkonfiguráció esete a) kvázi síkhullám, b) $100km$-es forrás hullámhossz feltevés esetén.

10.13147/NYME.2012.015



2.16. ábra. Az elméleti felszíni impedanciából meghatározott látszólagos fajlagos ellenállás kvázi síkhullám és $100km$-es karakterisztikus forrás hullámhossz esetén.

10.13147/NYME.2012.015



2.17. ábra. Az elméleti felszíni impedanciából meghatározott látszólagos fajlagos ellenállás kvázi síkhullám és $100km$-es karakterisztikus forrás hullámhossz esetén, $10 - 1000s$-os periódus tartományban.

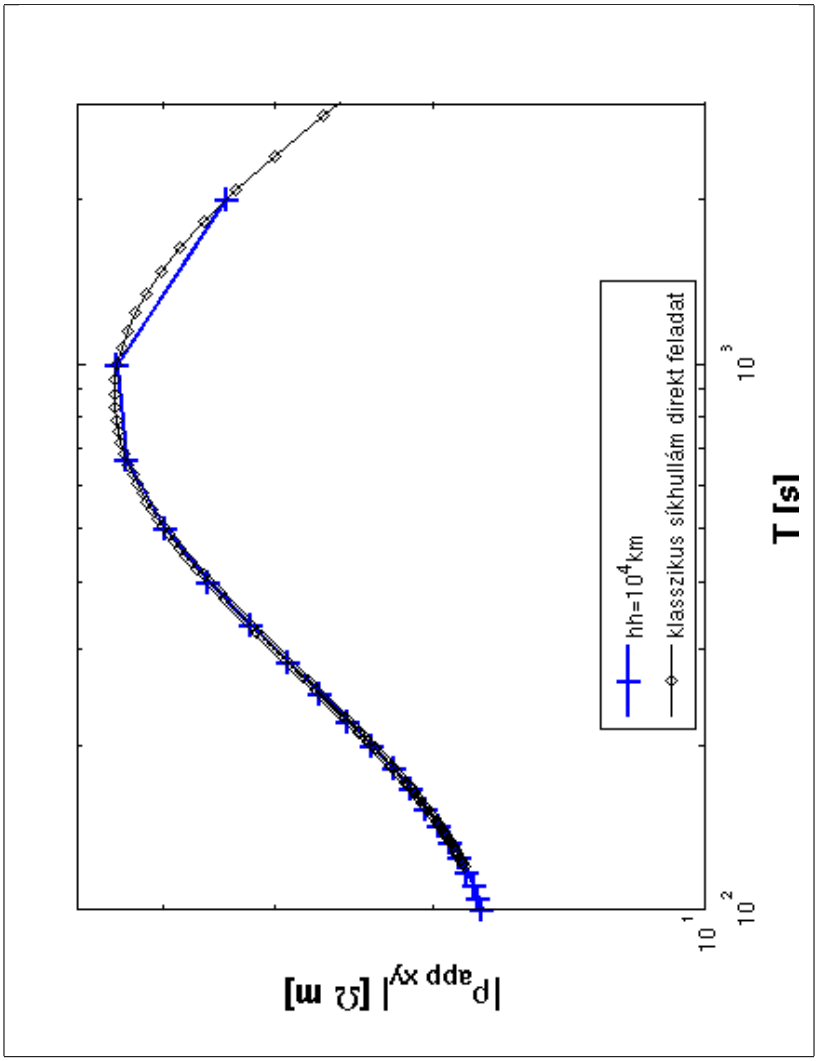
térbeli hullámhosszának változása nem módosítja az impedancia és a látszólagos fajlagos ellenállás görbe menetét -legalábbis a felszínen észlelhető forrás hullámhossz tartományban ($\frac{1}{\Lambda} > 100km$)-.

A forrás terére vonatkozó eddigi megállapítások összhangban állnak a tapasztalatokkal és az egyszerű fizikai meggondolásokkal. További megerősítést jelent, mind a forrás modellre, mind a levezetés hitelességére, mind pedig a numerikus integrálások korrektségére vonatkozóan, ha összehasonlítjuk a Cagniard-féle (Cagniard (1953)) klasszikus síkhullám feltételezésen alapuló direkt feladat (Renner et al. (1970)) megoldásaként kapott (2.7 ábra), valamint a saját számításaim eredményeként kapott (2.16 ábra) látszólagos fajlagos ellenállás görbéket. A két görbe kitűnően illeszkedik, 2.18 ábra. Ez igazolja a fejezet során bemutatott elméleti megközelítés érvényességét.

A fázisra vonatkozó eredmények megjelenítése

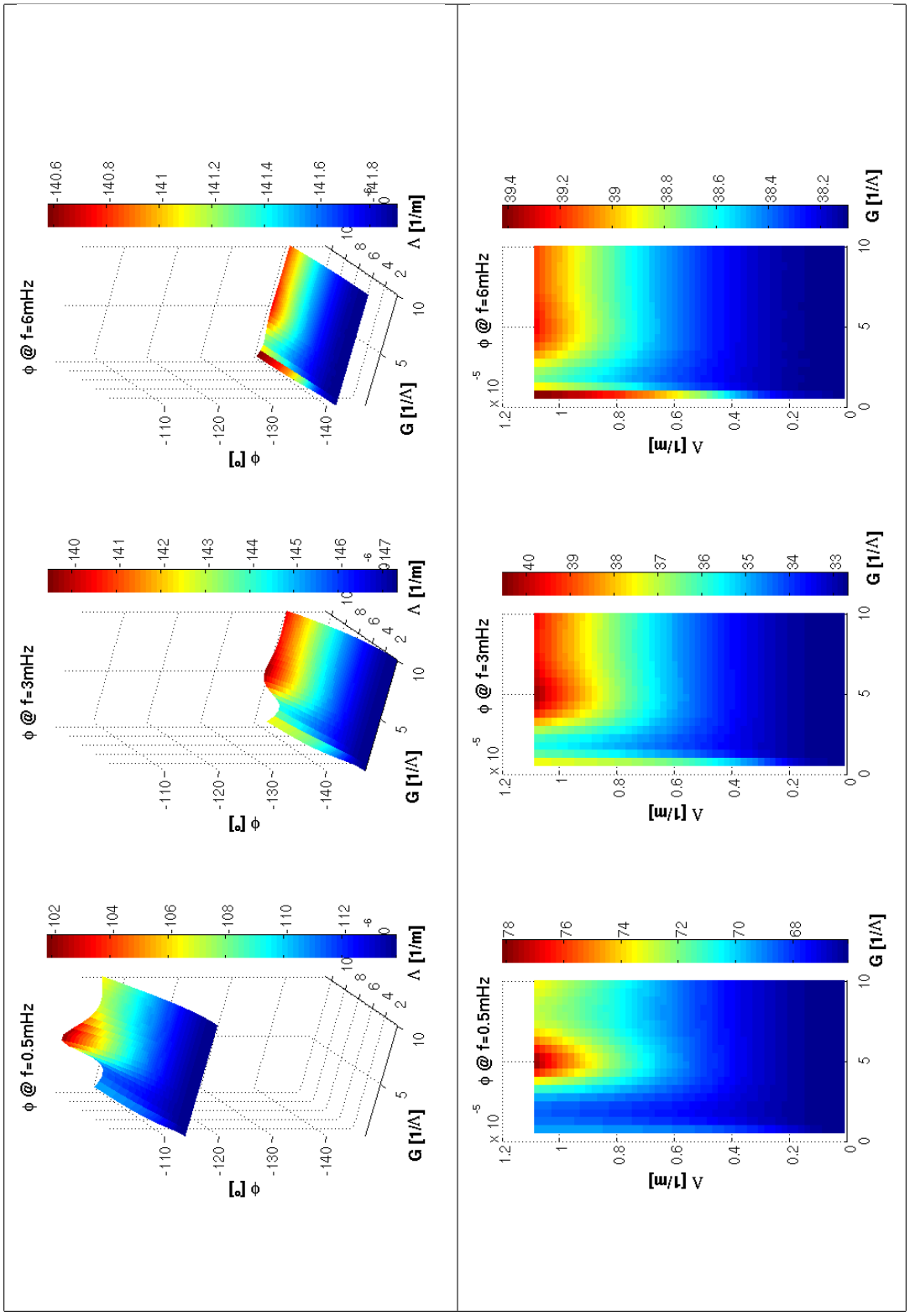
– A megfigyelési pont azimutális koordinátáját a szimmetriapontba helyezve, ($y' = 0$), három különböző frekvenciára jelenítettem meg a ϕ_{xy} impedancia fázis függvényt, a forrásra jellemző térfrekvencia és a forrás relatív méretének függvényében, lásd 2.19 ábra. Megállapítható, hogy a számított impedancia fázis függvény, az általunk vizsgált idő változó szerinti teljes frekvencia-tartományban, a forrás karakterisztikus hullámhosszának függvényében monoton csökkenő, minden vizsgált azimutális kiterjedés esetén. Az $1mHz$-re vonatkozó ábrát külön megjelenítve -2.20 ábra-

10.13147/NYME.2012.015



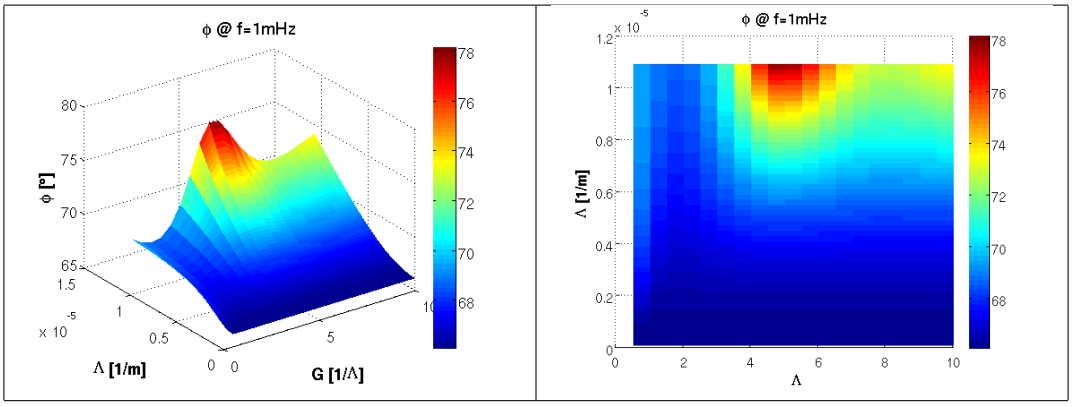
2.18. ábra. A kiindulási egyszerűsített közegmodellhez tartozó, klasszikus síkhullám feltevésen alapuló direkt feladat megoldásaként, illetve saját számításaim eredményeként, 10000km-es forrás hullámhossz feltételezés mellett kapott görbe.

10.13147/NYME.2012.015



2.19. ábra. Három különböző frekvencia esetén látható az ϕ_{xy} impedancia függvény, a forrásra jellemző térfrekvencia és a forrás relatív méretének függvényében.($y' = 0$)

10.13147/NYME.2012.015



2.20. ábra. Számított impedancia fázis függvény a forrás méretének és karakterisztikus térfrekvenciájának függvényében, $f = 1mHz$-en.

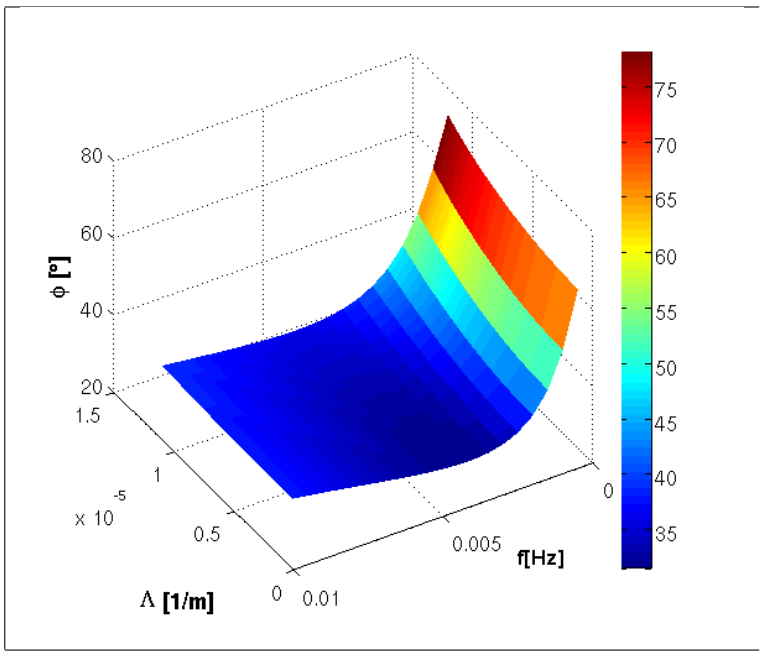
, jól látható ez a trend. Általánosan megállapítható továbbá, hogy viszonylag nagy forrás hullámhossz esetén ($\Lambda < 5 * 10^{-6}\frac{1}{m}$) a forrás kiterjedése -hasonlóan a modulus esetéhez-, érdemben nem befolyásolja az elméleti impedancia fázisát. Itt is megfigyelhető azonban, az extrém kis azimutális mérettartományban ($G < \frac{1}{3}\frac{1}{\Lambda}$) a fázis anomális viselkedése.

– Az impedancia fázisát a $\Lambda - f$ síkon meghatározott értelmezési tartomány fölött ábrázoltam, $G = 10\frac{1}{\Lambda}$ forrás kiterjedés feltételezése mellett: lásd 2.21 ábra. A fázis függvény f szerinti variációja meghatározó a Λ szerinti változással szemben, ezért ez utóbbi hatása kevésbé szembetűnő. A hangsúlyozandó hatás szemléletesebb ábrázolása érdekében a $\phi_{xy}(f, \Lambda)$ függvényből kivontam az átlagos $\phi_{xy}(f)$ függvényt minden vizsgált diszkrét Λ esetében. Az eredmény világosan demonstrálja, hogy a karakterisztikus térfrekvencia két tartományában a fázis időbeli frekvencia függése eltérő, lásd 2.22 ábra. Az átlagos $\phi_{xy}(f)$ függést eltávolítva a két tartomány határa kb. $150km$-es forráshullámhossznál lokalizálható. Elmondható, hogy alacsony ULF frekvenciákon, a forrás geometriája számottevően módosítja a fázisszög értékét.

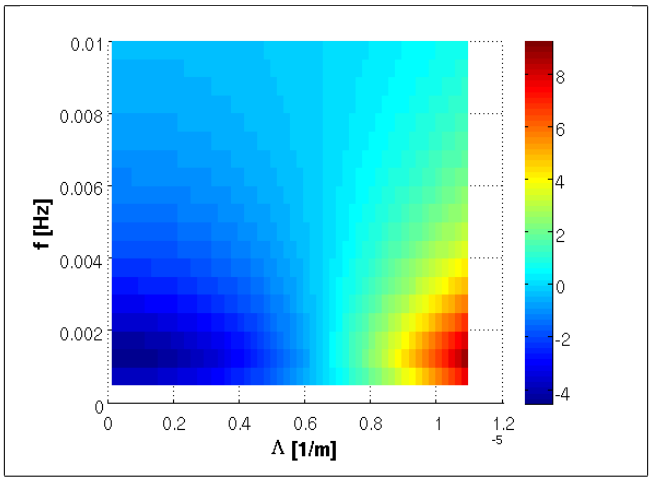
– Az eredmények további szemléltetése érdekében, ismét ábrázoltam a kétváltozós fázis függvény, két $f - \phi$ síkkal párhuzamos síkokkal alkotott metszetét. Ezzel gyakorlatilag a számított fázist a frekvencia függvényében jelenítem meg, két különböző forrásgeometria feltételezése mellett. A modulus vizsgálatánál megjelölt két alapeset a következő:

1. forrás hullámhossz $\frac{1}{\Lambda} = 100km$, másrészt
2. A $10.000km$-es forrás hullámhossz, *(kvázi síkhullám feltevéssel ekvivalens)*

10.13147/NYME.2012.015



2.21. ábra. Az elméleti impedancia fázis függvény, a forrás karakterisztikus térfrekvenciájának és az időbeli frekvenciának függvényében, $G = 10\frac{1}{\Lambda}$.



2.22. ábra. $\phi_{xy}(f, \Lambda) - \langle \phi_{xy}(f) \rangle$.

10.13147/NYME.2012.015

A görbepárokat három paraméter konfiguráció mellett vizsgáltam meg, hogy a forrás kiterjedésének, illetve a megfigyelési pont relatív helyzetének hatásáról is kapjak információt:

a) $G = 10\frac{1}{\Lambda}$, $y' = 0$ -nagy méretű forrás, megfigyelési pont a forrás azimutális szimmetria pontja alatt, illetve

b) $G = \frac{1}{2}\frac{1}{\Lambda}$, $y' = 0$ -viszonylag kis kiterjedésű forrás, továbbra is a forrás szimmetriapontja alól észlelve, végül

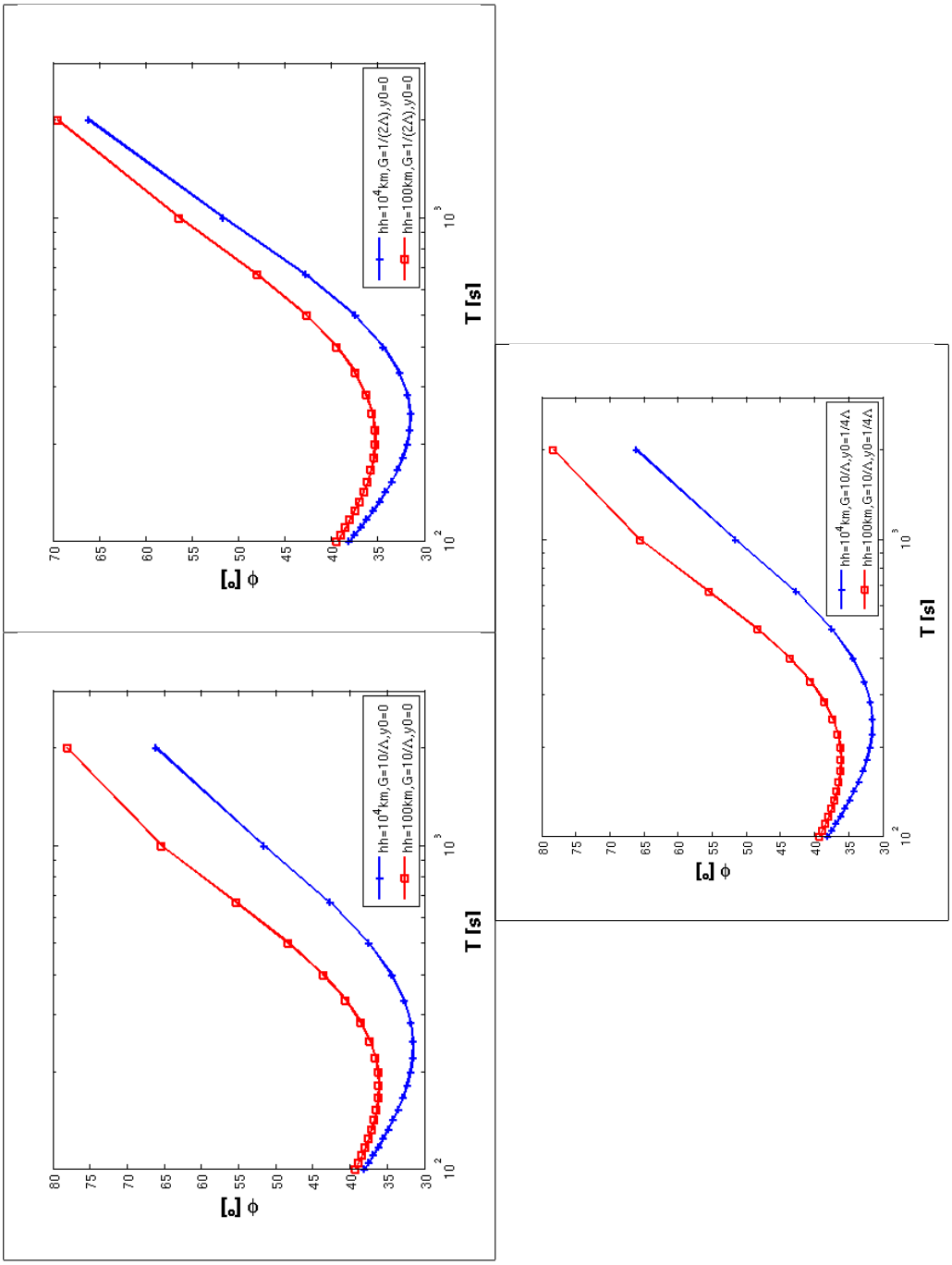
c) $G = 10\frac{1}{\Lambda}$, $y' = \frac{1}{2}\frac{1}{\Lambda}$ -nagy kiterjedésű forrás, a megfigyelési pont fél hullámhosszal kimozdítva a szimmetria pontból.

Az ábra hármasokat egymás mellett jelenítettem meg, a következtetések szemléletesebb bemutatása érdekében, 2.23 ábra. Egyértelműen megállapítható, hogy a forrás geometriáját meghatározó térbeli hullámszám paraméter változása, a teljes periódus tartományban megjelenik az elméleti fázis függvény viselkedésében. Azaz, az impedancia abszolút értékével szemben a fázis magasabb frekvenciákon is határozottan érzékeny a forrás geometriájának változására. Srivastava mestergörbéket készített több közegmodell esetére úgy, hogy a *Price*-féle hullámszám helyére, zérustól különböző értékeket helyettesített. Vizsgálataival igazolta, hogy a *Price*-féle hullámszám paraméter változására az impedancia fázisa érzékenyebb, mint az abszolút értéke (Srivastava (1965)). A fázisra kapott eredményeim ezt megerősítik.

Az eltérés mértéke az első és harmadik esetben gyakorlatilag egyenlő, de különbözik a másodiktól. Ez azt jelenti, hogy a forrás kiterjedése érdemben befolyásolja a két szélsőséges forrásgeometria mellett kialakuló felszíni impedancia fázisainak különbségét. Továbbá az is kitűnik, hogy a megfigyelési pont relatív helyzete a fázis szempontjából is -csak úgy, mint a modulus esetében- közömbös.

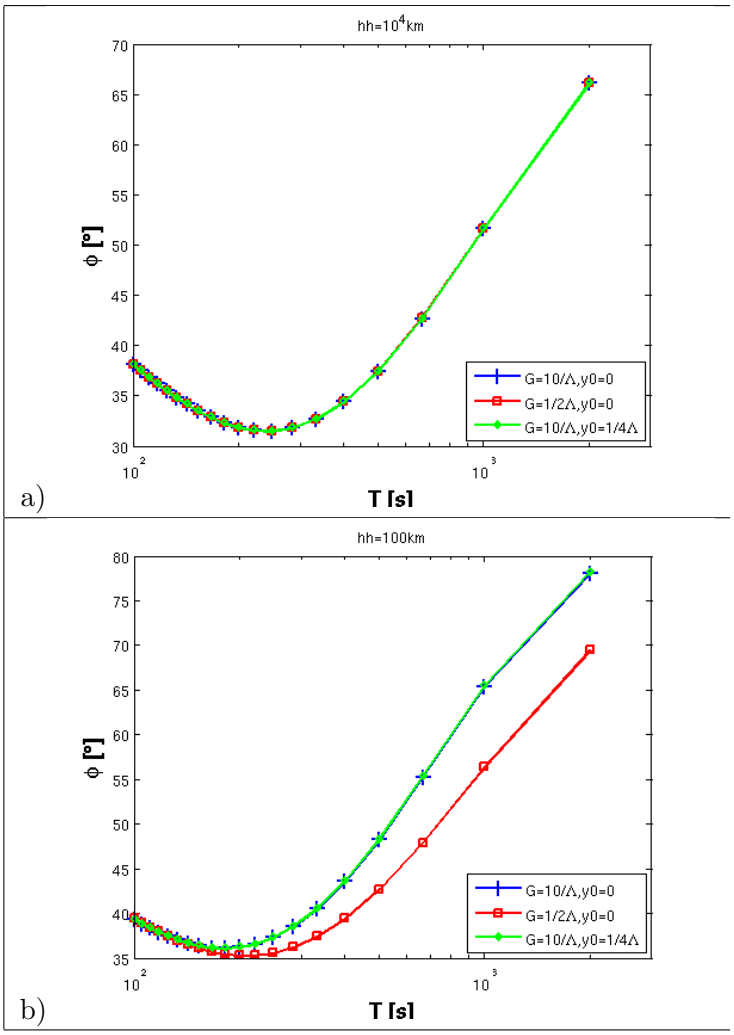
Annak érdekében, hogy a három alapkonfiguráció esetében eredményül kapott fázis görbéket összehasonlíthassuk, két további ábrát jelenítettem meg, 2.24 ábra. Az *a*) alábra mutatja, hogy kvázi síkhullám esetében hogyan viszonyul egymáshoz a három görbe, míg a *b*) alábra $100km$-es forrás hullámhossz mellett mutatja ugyanezt. Megállapítható, hogy síkhullám közelítés mellett a felszíni impedancia fázisa független a megfigyelési pont helyzetétől, valamint -legalábbis $G = \frac{1}{2}\frac{1}{\Lambda}$ forráskiterjedésig- közömbös a forrás azimutális irányú méretére nézve is. Térben változékonyabb forrás geometria esetén viszont a forrás mérete érdemben befolyásolja a fázis függvény menetét.

10.13147/NYME.2012.015



2.23. ábra. Számított fázis görbék: a 10.000km *(kék)*, míg a másik 100km-es forrás-hullámhossz feltétel mellett meghatározott *(piros)* függvények. A három alábra, a korábban rögzített három alapkonfigurációnak felel meg.

10.13147/NYME.2012.015



2.24. ábra. A három alapkonfiguráció esete a) kvázi síkhullám, b) $100km$-es forrás hullámhossz feltevés esetén.

10.13147/NYME.2012.015

A bemutatott eredmények az 2.2 ábrán felvázolt helyzetű modelláramtér felszíni hatásainak felel meg. Az irodalomban fellelhető, saját eredményeimmel talán leginkább összehasonlítható fázis görbéket PELTIER és HERMANCE, 1971-es közös cikkében találtam (Peltier and Hermance (1971)). Az idézett cikkben $240km$-es szélességű electrojetet alkalmaznak forrásként. A modellszámításhoz feltételezett rétegzett közeg a 2.25 a) ábrán látható. A 2.25 b) alábra az iménti elméleti fázisgörbét mutatja.

A görbék számozása a megfigyelő relatív helyzetét indikálja $240km$ egységekben. A 2.24 ábrákon megjelenített tartomány, a $10 - 55\sqrt{s}$ közötti görbeszakasznak felel meg. A közegmodellek és a forrásáramtér különbözősége miatt jobb egyezés nem is várható.

A 1.2 ábrán szemléltetett pulzációs ionoszférikus áramtérrel összevetve megállapítható, hogy az általam konstruált modell-áramtér toroidális erővonalrezgés eredményeként is előáll. Az impedancia függvényre, valamint a primer és szekunder tér viszonyára, a korábbiakban általam meghatározott összefüggések nyilvánvalóan poloidális rezgések révén kialakuló áramrendszer esetére is alkalmazható. Az előbbivel szimmetrikus formulák előállíthatóak az x és y változók, illetve a horizontális komponensek felcserélésével. Továbbá a toroidális és poloidális rezgések bizonyos feltételek mellett csatolódnak (Allan and Knox (1982)), így a fönti megoldások szuperponálódhatnak.

A választott ionoszférikus áramtér modell mellett kialakuló felszíni elektromos és mágneses térkomponensek mindegyikét meghatároztam (H_y, H_z, E_x). Ezeket az eredményeket -a folytonosság megőrzése végett- a A.2 függelékben tárgyalom.

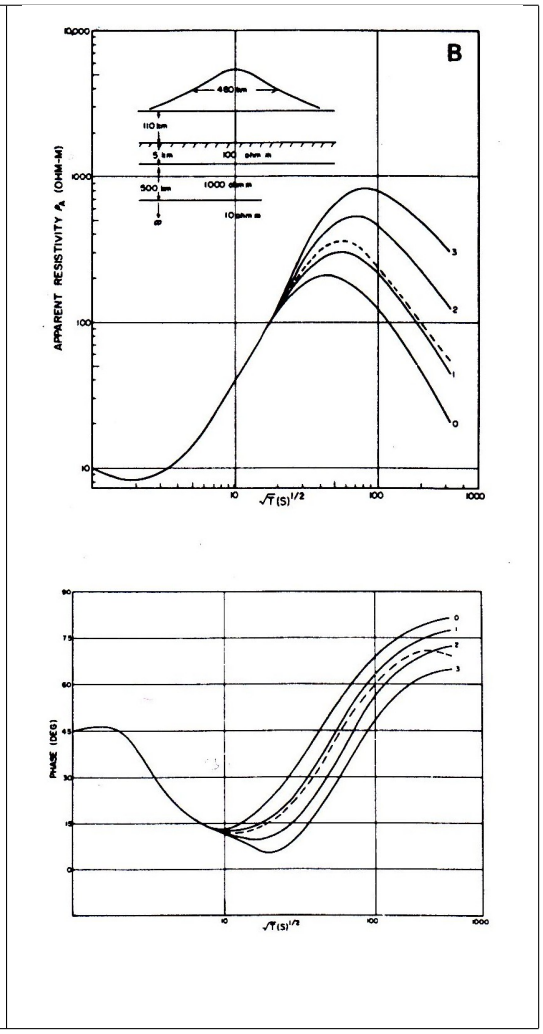
2.4.3. Általánosított áramtérmodell terének vizsgálata

Az áramtér általánosítása jelen esetben annyit jelent, hogy a korábban északi és déli irányban is egyaránt végtelen kiterjedésű áramfonalak helyett, a valóságnak megfelelően véges meridionális kiterjedésű, infinitezimális szélességű áramelemekből építem föl az ionoszférikus áramtér modellt. A Biot-Savart tétel alkalmazásával ez esetben is meghatározható a korlátos méretű áramtér által a felszínen keltett mágneses tér az elemi áramelemek tereinek felösszegzéseként, integráljaként. Jelen esetben az 2.129 megfelelő alakját írtam föl:

$$\mathbf{H} = \frac{j_0 e^{i\omega t}}{4\pi} \int_{-G_E}^{G_W} \int_{-F_S}^{F_N} e^{i\Lambda y} \frac{\hat{\mathbf{x}} \times \mathbf{r}}{r^3} dx dy. \tag{2.163}$$

Ez az általánosítás azonban érdemben nem befolyásolja a korábban ismertetett eredményeket. Ennek az az oka, hogy azok az áramfonal szakaszok, melyek távolságában a Föld felszín görbülete már nem hanyagolható el, gyakorlatilag nem adnak járulékot a lokális felszíni térhez. A forrás kiterjedésével kapcsolatos, imént ismertetett eredmények

10.13147/NYME.2012.015



réteg	$\rho[\Omega m]$	$\Delta h[km]$
1	100	5
2	1000	500
3	10	∞

2.25. ábra. Peltier és Hermance modellszámítása $240km$ szélességű Gauss eloszlású electrojet környezetében (Peltier and Hermance (1971)).

10.13147/NYME.2012.015

értelmében, az áramelemek járuléka már sokkal kisebb távolság esetén is elhanyagolható ($\sim 1000km$). Több korábbi publikációban bizonyították, hogy a lokális indukciós problémák megoldása során, egy napnál rövidebb periódusok vizsgálatakor messze elegendő a felszín síkközelítése *(Srivastava, illetve Price indoklása rendre Matsushita and Campbell (1967) könyvfejezetben és Srivastava (1966) folyóirat cikkben található)*. Ebből következően az improprius integrál alkalmazásával kapott végeredmények alig térnek el a meridionális irányban korlátos források hatásaitól, viszont gépidő tekintetében sokkal gazdaságosabb.

Azimutálisan aszimmetrikus forráshelyzet. Ez az eset fizikailag azt az áramteret reprezentálja, amelyben a forrás kiterjedése a megfigyelőtől keleti, illetve nyugati irányban több, mint $\frac{1}{\Lambda}$ értékkel különbözik. Így G_W a nyugati, míg G_E a keleti irányú kiterjedést jelöli. A forrást meridionális irányban, észak és dél felé egyaránt végtelen méretűnek feltételezem. Az 2.129 speciális alakú Biot-Savart tételből elindulva a P függvény 2.136 speciális alakját

$$\begin{aligned} P\left(\lambda, x', y'\right) &= P\left(\lambda, y'\right) \\ &= \int\limits_{-G_E}^{G_W} e^{i\Lambda y} \sin\left(\lambda\left(y - y'\right)\right) dy \end{aligned} \tag{2.164}$$

kapjuk. Az 2.137 összefüggés a

$$P\left(\lambda, G, y'\right) = \int\limits_{-G_E}^{G_W} \cos\left(\Lambda y\right) \sin\left(\lambda\left(y - y'\right)\right) dy$$

alakot ölti, illetve az impedanciát meghatározó

$$\begin{aligned} Z_{xy} &= \frac{E_x}{H_y} \\ &= -i\mu_0\omega \frac{\int_0^\infty \frac{e^{-\chi_0 h}}{\chi_0}\left(1 + c_0\right) LOL\left(G_E, G_W, \Lambda, \chi_0, y'\right) d\chi_0}{\int_0^\infty e^{-\chi_0 h}\left(1 - c_0\right) LOL\left(G_E, G_W, \Lambda, \chi_0, y'\right) d\chi_0} \end{aligned}$$

10.13147/NYME.2012.015

egyenlőségben szereplő LOL integrál ez esetben a következő alakú:

$$LOL\left(G_E, G_W, \Lambda, \chi_0, y'\right) = \\ = \int\limits_{-Ge}^{Gw} \cos\left(\Lambda y\right) \cos\left(\chi_0\left(y - y'\right)\right) dy = \\ \begin{cases} \frac{(G_E+G_W)\cos(\Lambda y')}{2} + \frac{\sin(2G_E\Lambda+\Lambda y')+\sin(2G_W\Lambda-\Lambda y')}{4\Lambda}, & ha\ \chi_0 = \Lambda,\ illetve \\ \frac{\sin(G_E(\Lambda-\chi_0)-\chi_0 y')+\sin(G_W(\Lambda-\chi_0)+\chi_0 y')}{\Lambda-\chi_0} + & \\ + \frac{\sin(G_E(\Lambda+\chi_0)+\chi_0 y')+\sin(G_W(\Lambda+\chi_0)-\chi_0 y')}{\Lambda+\chi_0} & ha\ \chi_0 \neq \Lambda. \end{cases} \tag{2.165}$$

Azimutális irányban mozgó forrás. Tekintve, hogy $120 - 2000s$-os periódus tartományban vizsgálódunk, lokális helyi időhöz köthető források, mint S_q, vagy $K - H$ zavarok következtében kialakuló rezonanciák, számottevő távolságra elmozdulnak egy időbeli periódus alatt. Ez a felszíni jelek *Doppler*-eltolódása révén jelentkezik, melynek válaszfüggvényre gyakorolt hatásait Boteler tanulmányozta (Boteler (1990)). Ennek az effektusnak a figyelembe vétele pontosítja az impedancia függvény becslését. A munka egyik tervezett folytatási iránya éppen az ehhez kapcsolódó általánosítás.

További lehetőségek a módszer általánosítására.

- Azimutálisan irányban változó fázisú forrás terének leírása,
- meridionálisan változó időbeli frekvenciájú forrás eredményeként meghatározott felszíni impedancia (FLR array) számítás,
- továbbá meridionális irányban változó felületi áramsűrűségű forrás modellezése. Ebben az esetben az erővonalmenti áramok hatását vesszük figyelembe.

10.13147/NYME.2012.015

3 Az obszervatóriumi adatok feldolgozása

3.1. A geomágneses és tellurikus adatsor

A Széchenyi István Geofizikai Obszervatóriumot 1957-ben alapították az MTA GGKI kutatói (IAGA kód: NCK; $\varphi = 47°38'$(N); $\lambda = 16°43'$(E); tengerszint feletti magasság 153m; McIllwain L=1.9). Az obszervatórium a kezdetektől fogva folyamatosan szolgáltat geomágneses és tellurikus adatokat. Elhelyezkedését tekintve, a Fertő-tó déli partján, meglehetősen vastag, jól vezető üledékréteg fölött terül el, amely a Fertő-Hanság Nemzeti Park részét képezi. Ez a környezet a geofizikai megfigyelések tekintetében a mesterséges zajforrások távol tartása miatt igen előnyös. Az obszervatórium 1993 óta tagja az INTERMAGNET kooperációnak. A potenciálkülönbség észak-déli és kelet-nyugati irányban, 500 méteres elektródatávolság mellett kerül rögzítésre 1s-os, illetve $10s$-os mintavételezési időközzel. A nem-polarizálódó elektródák két méter mélyen a felszín alatt fekszenek. Az alkalmazott A/D konverter $\frac{20000mV}{14bit}$ felbontást tesz lehetővé. Az érzékelt analóg jelen 200-szoros erősítést alkalmazunk, ami az elektromos térerősségre nézve $\frac{100}{16384}\frac{mV}{km} \backsimeq 6.1\frac{\mu V}{km}$. kvantálást eredményez. A geomágneses elemek folyamatos rögzítése 1961-ben egy teljesen szeparált rendszer totáltér megfigyelésével egészült ki. A geomágneses variációk regisztrálását két, egymástól független berendezés végzi. Egyik a BRITISH GEOLOGICAL SURVEY Geomágneses osztálya által fejlesztett ARGOS rendszer, mely egy triaxiális fluxgate és egy proton-magnetométer méréseit automatikusan vezérli és rögzíti. A perces értékeket 10 szekundumos mintákból 7-pontos koszinusz szűrővel állítjuk elő. A triaxiális fluxgate és a proton-magnetométer felbontása, illetve dinamikatartománya rendre $0.1nT$, $+-500nT/+-400nT$, illetve $0.1nT$, $10000-90000nT$. Az adatszolgáltatás folytonosságának biztosítása végett telepített DR02 típusú magnetotellurikus mérőműszer is folytonosan üzemel az obszervatóriumban. Ez utóbbi rendszer által rögzített adatokat csak az ARGOS esetenkénti adathiányainak pótlására használtam föl. A mért adatok heti rendszerességgel összehasonlításra kerülnek egy, az előzőektől független totáltér mérés eredményeivel, így biztosítva az archiválásra kerülő adatok megbízhatóságát. Az elektromágneses impedancia vizsgálata céljából kiválasztott időintervallum a $2000-2004$ közötti négy év.

10.13147/NYME.2012.015

3.2. Az adatbázis előkészítése

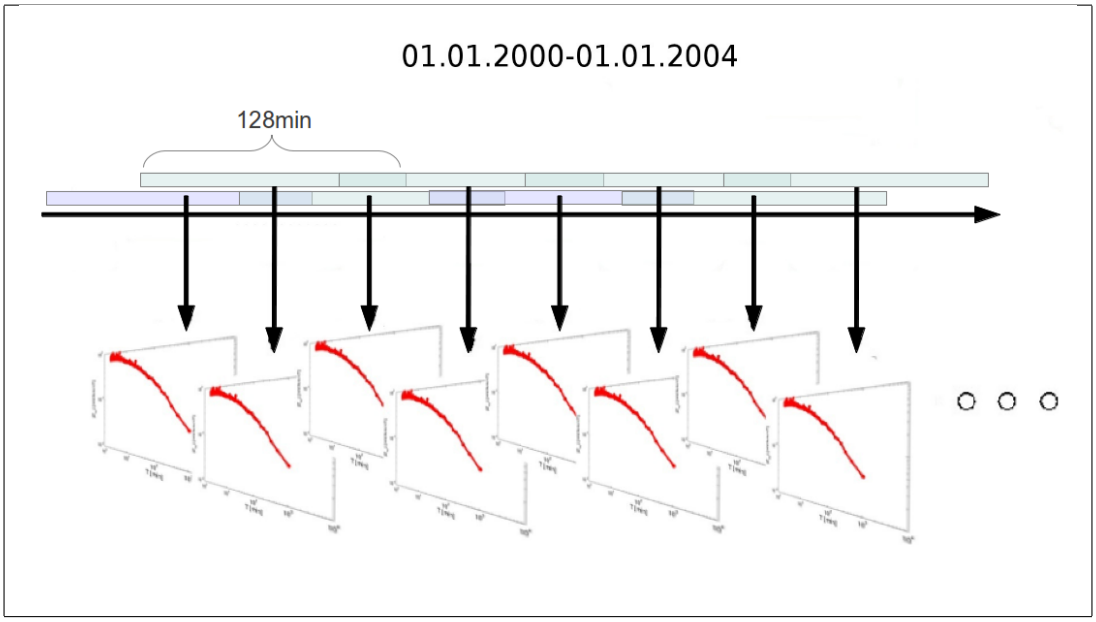
Az ARGOS műszer által rögzített perces gyakoriságú geomágneses adatsort kb. 300 ponton kellett a DR02 rendszer adataival kipótolnom a 2000 – 2004 időszakban. A tellurikus és a geomágneses mérések adatai további koordináta-transzformáció nélkül a lokális Descartes koordináta-rendszerben (D-É-i, NY-K-i és vertikális) értelmezendők. A tellurikus adatsor technikai jellegű problémák miatt a felhasznált intervallumban több szakaszon is hiányos, ezért ezeket az adatokat lineáris interpoláció alkalmazásával pótoltam. Összességében kevesebb, mint 500 mintát helyettesítettem interpolálttal, míg egyik összefüggő adathiány sem haladta meg a 200 minta hosszat. Azokat az intervallumokat, ahol 30 tagnál többet kellett interpolációval pótolnom, nem használtam föl a további feldolgozás során. A teljes, négy év hosszúságú intervallumot 128 minta hosszúságú ablakokkal fedtem le, melyek UT-ben *(Universal Time: világidő)* minden nap, egész óránként kezdődnek. Az ablakok közti átfedés 68 perces minta. Emiatt az egymást követő spektrumok nem lesznek függetlenek, viszont az iménti lefedés pontosabb letapogatást tesz lehetővé a spektrumok és az impedancia tekintetében, lásd 3.1 ábra. Az idősor ablakok átlagértékét kivontam a mintákból, valamint a lineáris trendet is eltávolítottam mind a négy (E_x, E_y, H_x, H_y) idősor, minden ablakának esetében. A Fourier transzformáció előtt 128 minta hosszúságú Hamming ablakkal csonkítottam az egyes idősor szakaszokat.

A tellurikus és mágneses idősorok egymástól független hardveres háttéren kerültek rögzítésre. Emiatt az időbeni szinkron nem volt biztosítva, illetve a két órajel közti különbség GPS-időzítés hiányában dinamikusan is változott. Ebből következően az impedancia fázisát nem, csak abszolút értékét használtam fel a további vizsgálatok során. *(Az időbeni szinkronitás hiánya nem okoz számottevő változást a egyes mágneses és tellurikus szakaszok spektrumának abszolút értékében -így a belőlük számított impedancia modulusában sem-, azonban azok relatív fázisa, ennek következtében jelentősen torzul.)* Ennek megfelelően, az impedancia abszolút értékét nem a kereszt-koherenciák alapján (lásd 1.24 összefüggés), hanem a földrajzi koordináta-rendszerre vonatkozóan (*É-D, K-NY*), egymásra merőleges vagy párhuzamos tellurikus és geomágneses spektrumok hányadosaként határoztam meg ($Z_{i,j}(\omega) = \frac{E_i(\omega)}{H_j(\omega)},\ i = x, y,\ j = x, y$).

3.3. A vizsgált terület impedancia és fajlagos ellenállás függvényének meghatározása

A természetes eredetű variációkra inkoherens zaj szuperponálódik (Rokityanski (1982), 197.o.), emiatt alacsony energiák esetén a spektrális komponensek, ill. az impedancia

10.13147/NYME.2012.015



3.1. ábra. Az impedancia napi variációját 24 egymást követő, átlapoló szakasszal fedtem le.

értéke jelentős hibával terheltek. A nagy relatív zajjal meghatározott impedancia értékeket gyakran kieső pontok -outlierek- reprezentálják. Ezeket az időablakokat és spektrális komponenseket a következő statisztikai vizsgálat alapján távolítottam el a továbbiakban feldolgozandó adatok közül. Különböző küszöbértékeket definiáltam, a minimális tellurikus, illetve geomágneses spektrális komponensek elfogadására. A küszöbértékek függvényében vizsgáltam az elfogadott komponensekből meghatározott impedancia értékek eloszlását, szórását. A megfigyelési adatokból számított impedancia modulus, mint valószínűségi változó mediánját, illetve várható értékét *(átlagát)* határoztam meg minden rögzített frekvencián. A medián meghatározása az egyik legegyszerűbb statisztikai robusztus becslés. A medián sokkal kevésbé érzékeny az outlierekre, mint az átlagérték. Gauss-eloszlás esetén -amit MT feldolgozásban gyakran feltételezünk- a két becslés egybe esik. Azonban a bizonytalan impedancia értékeket reprezentáló outlierek következtében az eloszlás kissé aszimmetrikussá torzul. Ebben az esetben a medián sokkal közelebb áll a legvalószínűbb értékhez, mint az átlag, ezért célszerű az előbbi meghatározása. A $2000-2004$ intervallumból származó összes nem interpolált adatot felhasználva, az elektromos és mágneses tér spektrális energiájának alsó küszöbértékének függvényében ábrázoltam a minták eloszlásának momentumait. A számításokat öt frekvenciaosztályra készítettem el:$0.1-1.2mHz$, $1.3-2.5mHz$, $2.6-3.8mHz$, $4-5.2mHz$, $5.3-6.5mHz$ *és* $6.6-8.3mHz$. Az iménti felosztás lehetővé teszi az általános, illetve kifejezetten az egyes

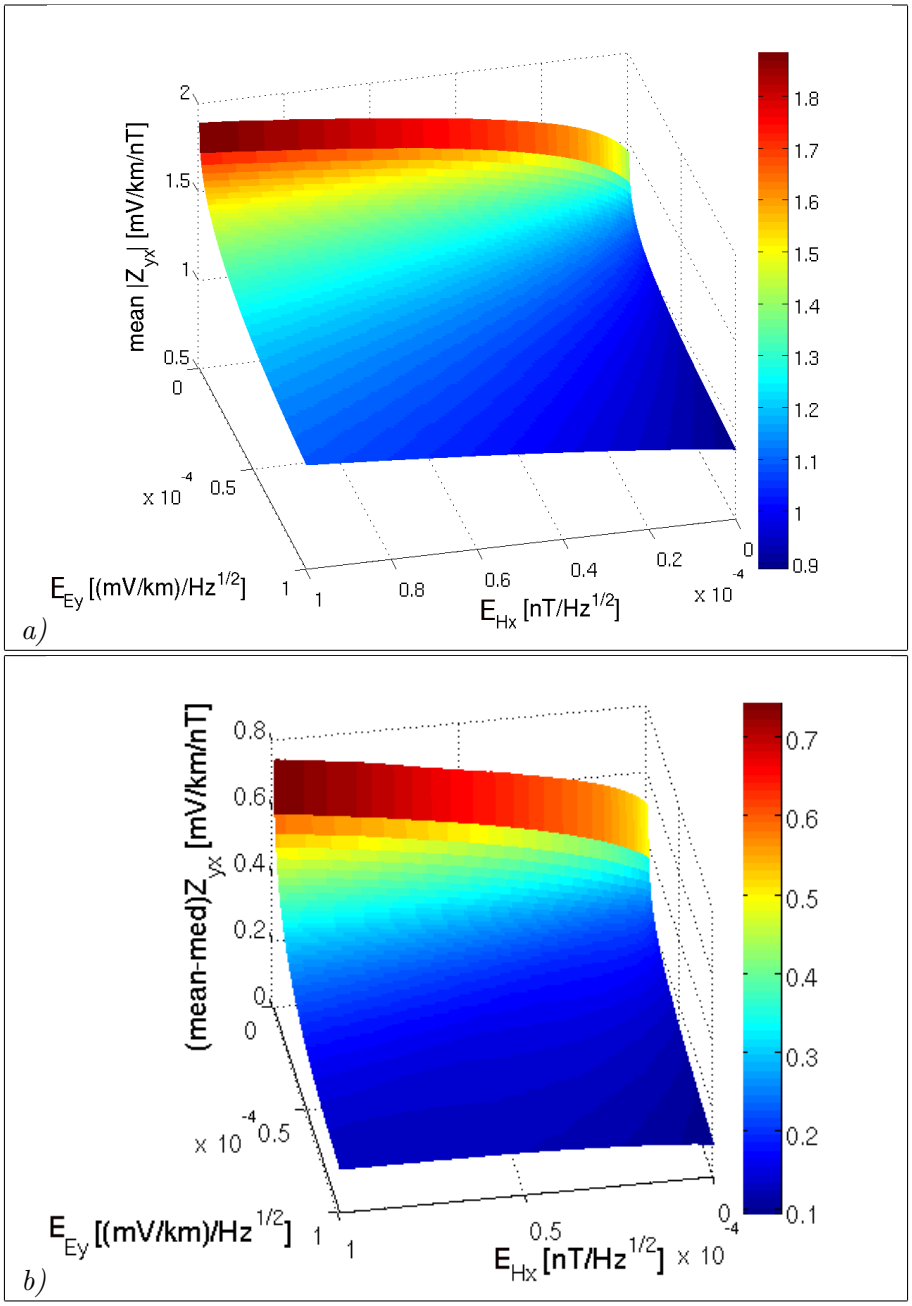
10.13147/NYME.2012.015

frekvenciatartományokban előforduló sajátosságok, tendenciák megjelenítését, továbbá ugyanazon osztályba tartozó frekvenciákon számított impedancia modulus eloszlása is hasonlónak tekinthető. Az impedancia minták eloszlását leíró momentumok iménti megjelenítése révén információt kapunk arról, hogy milyen minimális energiaküszöb fölött tekinthetőek a minták elfogadhatónak, azaz mikor állíthatjuk, hogy a meghatározott egyedi impedancia modulus viszonylag kis relatív zajterhelés mellett adódott. A 3.2 *a*) ábrán a számított egyedi impedanciák átlag értékét jelenítettem meg, míg a 3.2 *b*) ábrán a medián és az átlag impedancia különbségét. A 3.3 *a*) ábrán az *iqr*[1] tartományt ábrázolom, a minimális küszöbenergia kritérium függvényében, míg a 3.3*b*) ablakban azt jelenítettem meg, hogy az energiaküszöb értékek változtatásával hány mintából határozom meg az impedancia abszolút értékét. Ez utóbbiból jól látható, hogy még a legmagasabb energiaküszöb esetében is, az adott frekvenciaosztálynak megfelelő statisztikához felhasznált minták száma legalább 30000. Ez azt jelenti, hogy minden diszkrét frekvenciaértéken legalább 3000 mintából határoztam meg az adott függvényértéket, tehát a mintázásunk reprezentatívnak tekinthető. Az „elfogadott”/”elutasított” adatok energiahatárát részben a medián, részben pedig a medián és az átlag különbségének menete alapján definiáltam. Az elfogadott mintákat elsődlegesen azzal az energia tartománnyal definiáltam, amelyben a kapott impedancia érték stabilnak tekinthető, azaz gyakorlatilag érzéketlen a minimális energiaküszöb változására. Másrészt ezt módosítottam, vagy helyben hagytam az *átlag-medián* felület menetének ellenőrzése után. A második feltétel, azaz a medián és az átlag „közelségének” feltétele azon alapszik, hogy ha a két momentum egy bizonyos energia tartományban közel azonos távolságra van -azaz az átlag érték változását követi a medián felület változása is-, akkor azok változása már nem outlierek következménye. Másképpen fogalmazva, abban az energia tartományban, ahol az átlag és -az outlierekre érzéketlen- medián különbsége már konstansnak tekinthető, ott mindkét felület vagy függvény viselkedésének valós fizikai okai vannak. Ezek az okok nagy valószínűséggel a forrás geometriájának és energiájának kapcsolatából adódnak. A 3.2 és 3.3 ábrákon azért választottam az utolsó frekvenciaosztályt, mert a természetes EM tér energiája az Pc5-nek megfelelő ULF tartományban, a frekvencia növelésével csökkenő trendet mutat 1.10, lásd 3.5 ábra. Ezért a legerősebb megszorítást ez a frekvenciaosztály jelenti. Az alacsonyabb frekvenciaosztályok impedancia értékeinek elfogadása/elutasítása során ugyancsak ebből a mintahalmazból határoztam meg az impedancia abszolút értékét.

Az iménti vizsgálatot elvégeztem az E_x és H_y komponensek spektrális energiasűrűségének függvényében a Z_{yx} impedancia elemre, illetve a diagonális elemekre vonatkozólag is. Az

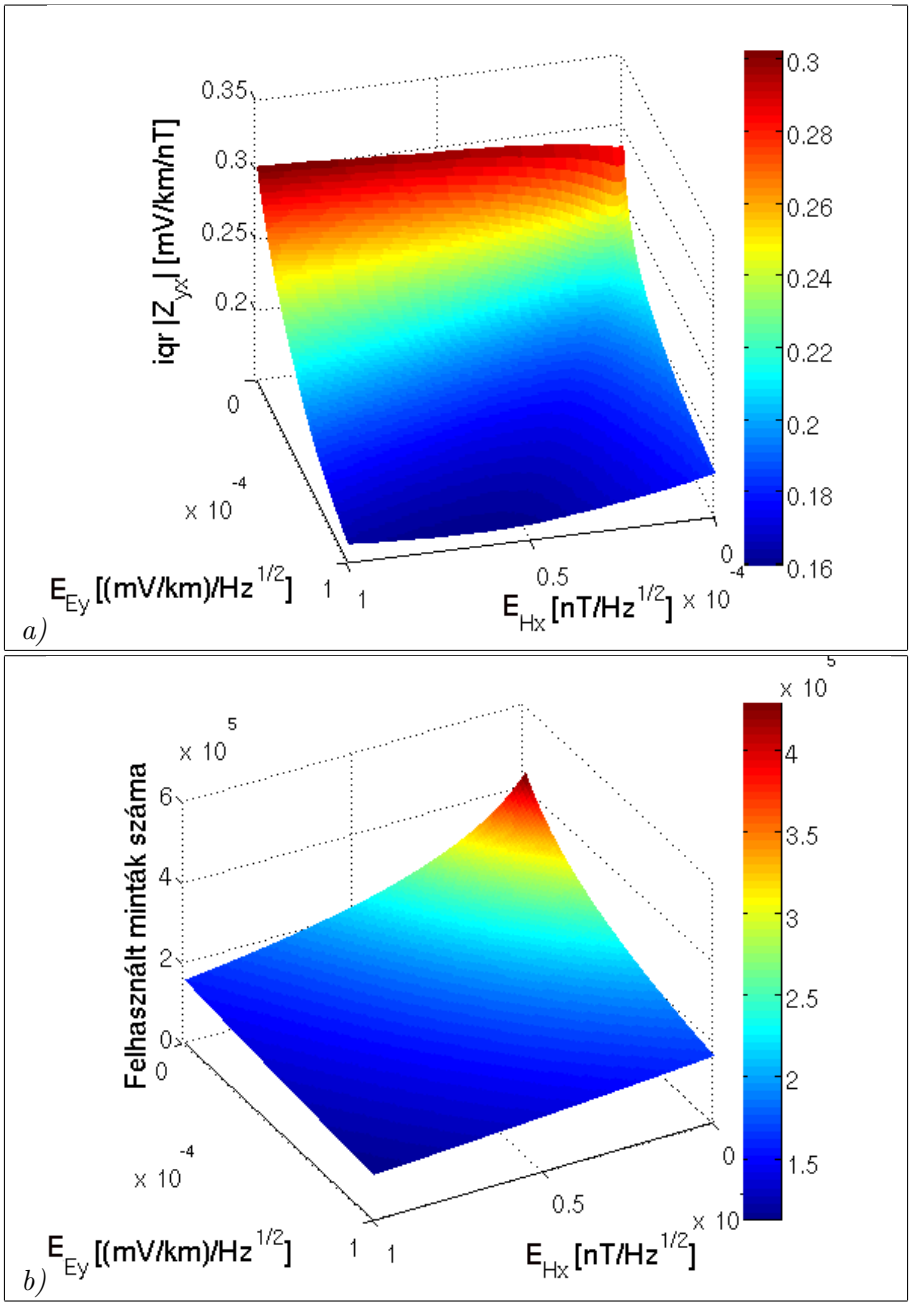
[1] *iqr:(interquartile range) megmutatja, hogy a sorba rendezett minták által meghatározott vektorban mekkora különbség van a 25%-nál és a 75%-nál elhelyezkedő minták értékei között.*

10.13147/NYME.2012.015



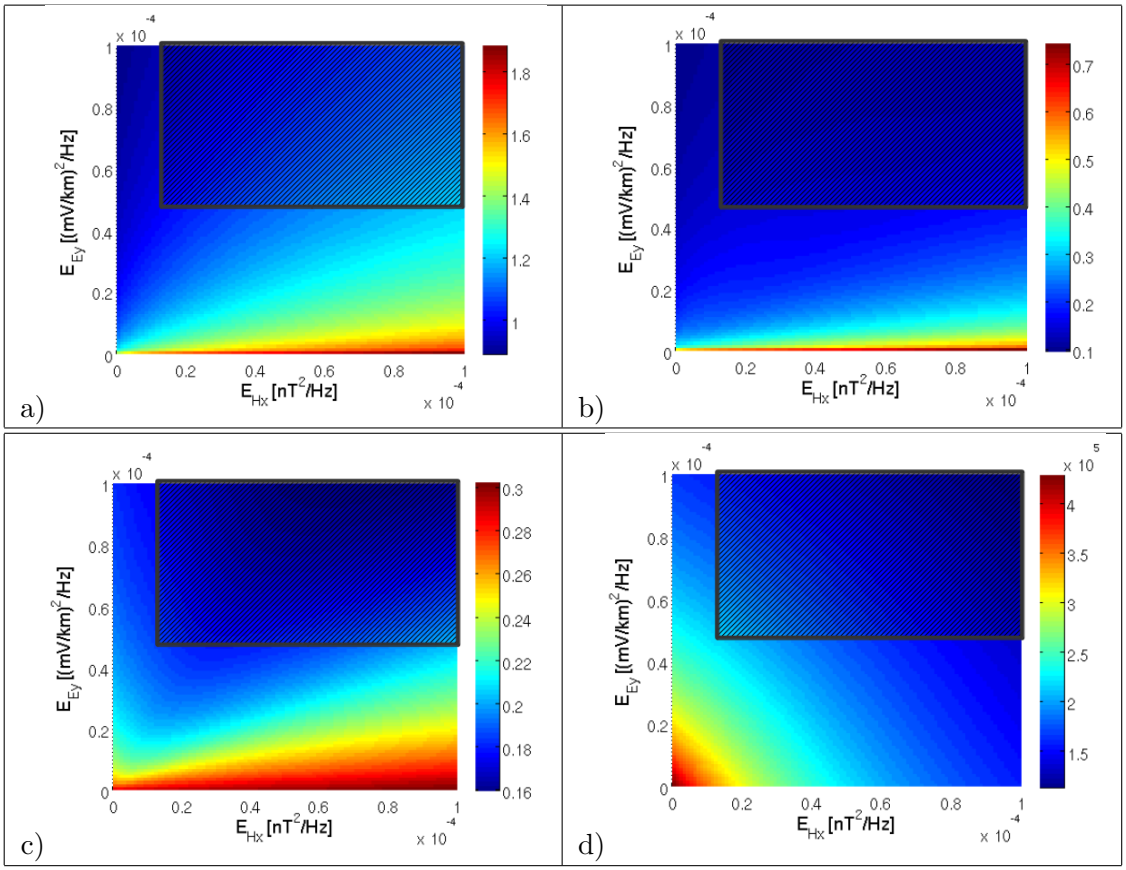
3.2. ábra. Az *a*) ábrán a számított egyedi impedanciák átlag értékét, míg a *b*) ábrán azok átlagának és mediánjának különbségét jelenítettem meg a tellurikus és a geomágneses spektrális energia függvényében. *(Az adatok a 6.6-8.3 mHz-es frekvenciaosztályba tartoznak)*

10.13147/NYME.2012.015



3.3. ábra. Az *a*) ábrán az *iqr* tartományt ábrázolom, a minimális küszöbamplitudó kritérium függvényében, a *b*) ábrán az energiafeltételnek eleget tevő minták számát jelenítettem meg. *(Az adatok a 6.6-8.3 mHz-es frekvenciaosztályba tartoznak)*

10.13147/NYME.2012.015

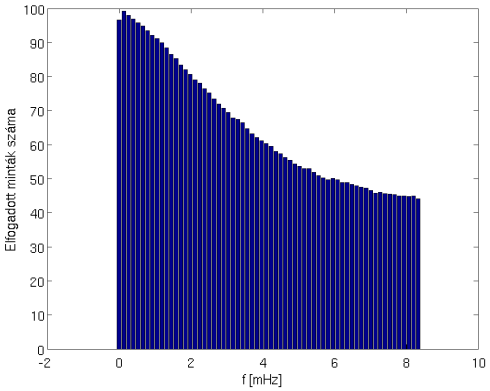


3.4. ábra. Az egyes statisztikai mutatók színtérképes ábrázolásai a $6.8 - 8.3mHz$ frekvenciaosztály esetében, mindegyiken bejelölve az elfogadott minták tartománya:a) átlagolással meghatározott impedancia, b) az átlag és a medián különbsége, c) iqr, d) azon felhasznált minták száma, amelyek a meghatározott energia-kritériumnak eleget tesznek.

elfogadott minták amplitúdó tartományát a 3.4 ábrán jelenítettem meg. A tartományt a $E_{Ey} > 5 \cdot 10^{-5}[\frac{(mV/km)^2}{Hz}]$ és a $E_{Hx} > 10^{-5}[\frac{nT^2}{Hz}]$ kritériumokkal definiáltam.

Az energiakritérium, a frekvencia függvényében különböző arányban jelent megszorítást. A 3.5 ábrán hisztogram formában ábrázoltam, hogy az elfogadott minták száma hány %-a az összes rendelkezésre álló mintának az adott frekvencián. Jól látható, hogy míg alacsony frekvencián a minták többsége az energiaküszöb fölötti tartományban foglal helyet, addig $8mHz$ körül már kevesebb, mint minden második minta felel meg a feltételnek. Ez összhangban áll a 1.10 ábrán megjelenített spektrális energiaeloszlással. A négy évnyi válogatott adatsorból számított átlagos $|Z_{i,j}(\omega)|$ impedancia modulus függvényeket a 3.6 ábrán, valamint az ebből származtatott ρ_{xy} görbét a 3.7 ábrán jelenítettem meg. A görbék meghatározására Huber-féle robusztus becslést is alkalmaztam, amelynek révén

10.13147/NYME.2012.015



3.5. ábra. Az 3.4 ábrán kijelölt, elfogadott minták %-os aránya az adott frekvencián számított összes mintához képest.

gyakorlatilag ugyanezeket a függvényeket kaptam eredményül (Huber (1981)) [2].

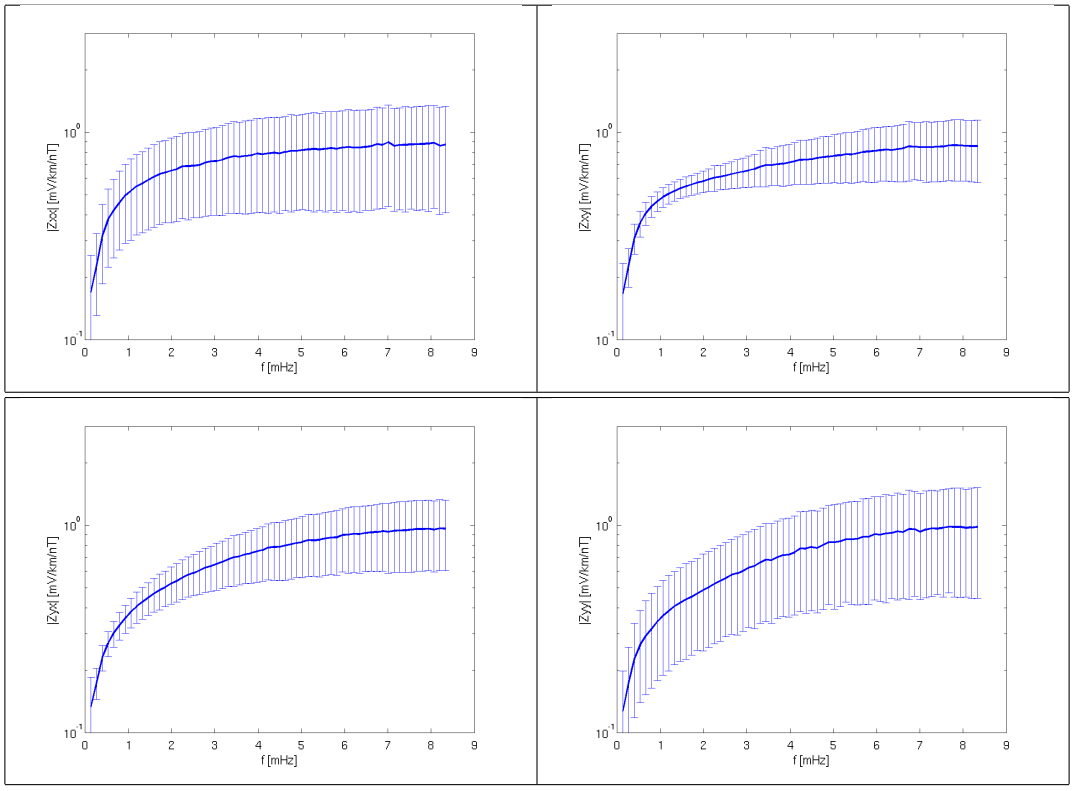
A dolgozatban bemutatott munkának nem célja, hogy a több éves adatsorból kapott átlagos impedancia tenzorból a korábbiaknál hitelesebb rétegmodellt állítson elő, vagy esetleges közegbeli anizotrópiát, inhomogenitást pontosabban indikáljon. Mivel a mérési adatokból meghatározott, $|Z_{xy}(\omega)|$ impedancia függvényből, az 1.19 összefüggéssel számított látszólagos fajlagos ellenállás függvény jó egyezést mutat más szerzők korábbi vizsgálataival (Ádám and Verő (1970)), ezért megállapítható, hogy a korábbi szintetikus szimuláció során felhasznált közegmodellel -lásd 2.6 ábra-, saját, megfigyelési adatokon nyugvó látszólagos fajlagos ellenállás becslésem is összhangban áll. A saját feldolgozás során kapott viszonylag nagy hibaintervallumok jórészt azzal magyarázhatóak, hogy a fázis információ hiányában a keresztcsatornák koherenciavizsgálatát nem végeztem el.

Az impedancia függvényt a jobb felbontás megőrzése érdekében nem átlagoltam frekvenciaosztályok középértékére, a további feldolgozás során is legtöbbször megőriztem a 64 független frekvencián számított függvényértékeket. Az 3.6 ábrán megjelenített megbízhatósági intervallumok részben adódhat a mérés során fellépő, különböző forrású, nagyobb lokális energiájú mesterséges zajokból , vagy időnként -akár periodikusan ismétlődő-, hatások miatti szisztematikus „eltolások” révén. A hibahatárok fönti eloszlásából ez nem dönthető el. Az esetleges periodikusan bekövetkező változásokat, modulációkat, illetve a bizonyos körülmények között bekövetkező szignifikáns változások vizsgálatát két fejezetre tagoltam.

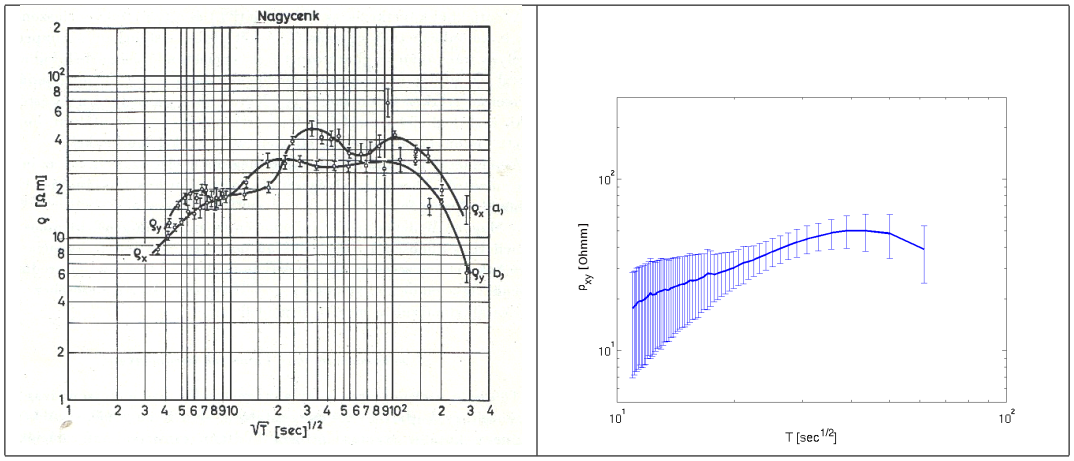
A természetes forrású MT szondázások esetében a geomágneses változásokat használjuk

[2]Megjegyzés: Prof. Ádám Antal szerint a mellékimpedanciák abszolút értékben nem lehetnek a főimpedanciákhoz hasonló értékűek.

10.13147/NYME.2012.015



3.6. ábra. A négy impedanciaelem modulusának frekvencia függése.



3.7. ábra. ρ_{xy} látszólagos fajlagos ellenállás becslések: *a*) Korábbi *MT* szondázások eredményeként, illetve *b*) saját vizsgálataim révén. *(Az ábrákon a* $11-90\sqrt{sec}$ *értelmezési tartomány fölötti szakaszok összehasonlítandók.)*

10.13147/NYME.2012.015

fel a közeg mintázására. Az általam vizsgált ULF tartományban e variációk forrásai magnetoszférikus folyamatok, illetve közvetlenül ionoszférikus áramok, áramrendszerek (Southwood and Hughes (1983)), így az ionoszféra jellemző paramétereiben megjelenő fluktuáció hatása megjelenhet a felszíni impedancia időbeli változásában is. A hosszú távú spektrális vizsgálatom eredményeit a következő fejezetben foglalom össze, míg az esetleges nem periodikus változások kimutatását az 5. fejezetben taglalom. A további vizsgálatok tárgyát, az imént bemutatott módon válogatott adatokból létrehozott adatbázis képezi.

10.13147/NYME.2012.015

4 Az impedancia függvény változásának spektrális vizsgálata

4.1. Rövid periódusú változások

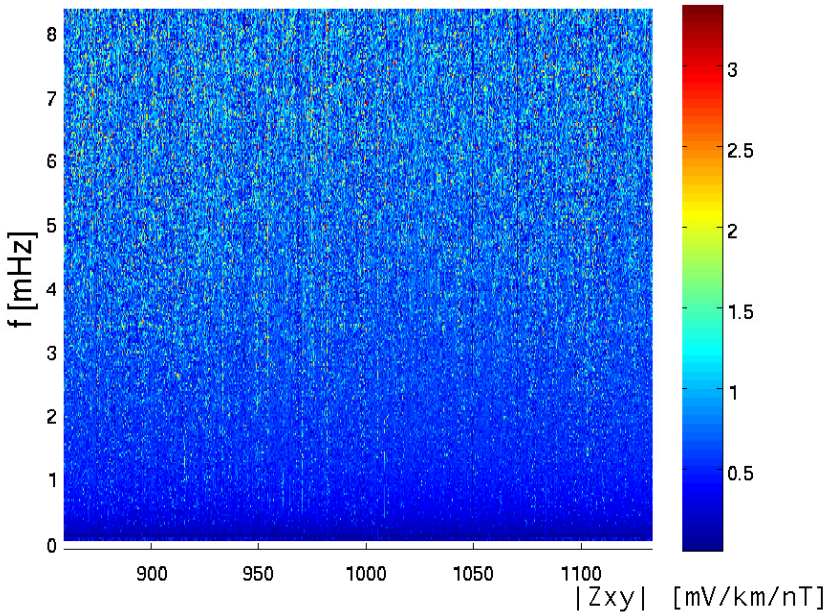
Az elkészített adatrendszer már közvetlenül alkalmas arra, hogy esetleges időbeli periodicitást kimutassunk. Az impedancia abszolút értékének vagy fázisának időbeli változását a $t - f$, idő-ULF frekvencia tengelypár által kifeszített felület *(colormap)* formájában célszerű megjeleníteni, 4.1 ábra.

Itt a $|Z_{xy,j}(f)|$ függvénysorozat egy kiemelt szakasza látható. Az impedancia függvény viszonylag hosszú -néhány órástól a több évesig- időléptéken jellemző viselkedésének vizsgálata során olyan periodikus változásokat, fluktuációkat kerestem, melyek bizonyíthatóan ionoszférikus illetve magnetoszférikus változásokhoz köthetőek. Mivel jelen esetben függvények időbeli változását vizsgálom, a feladatot az impedancia függvények diszkrét frekvenciákon felvett értékeinek periodikus változásaira vezettem vissza. A vizsgálatot nem csak az impedancia moduluszára, hanem a fázisára is kiterjesztettem. Ugyan a mágneses és tellurikus variációk relatív fázisa, a szinkronizált regisztráció hiányában nem volt közvetlenül felhasználható, de annak időbeli változását, rövidebb, néhány hónapos időszakok felhasználásával szintén megvizsgáltam. Itt azzal a feltevéssel éltem, hogy az időbeli aszinkronitás mértéke, bizonyos 3 hónapos intervallumok alatt változatlannak tekinthető. A transzformációt az összes egymást követő, 128 perces intervallumot reprezentáló impedancia-függvényt felhasználva végeztem el, minden impedancia-tenzor elemre vonatkozólag. A szignifikáns, periodikus hosszú távú változások feltárásának egyik módja, hogy az idősorokat Fourier transzformációnak vetjük alá. Ennek megfelelően a függvények különböző frekvencián felvett értékeinek -a modulus és a fázis- idősorát spektrális vizsgálatra előkészítettem:

- először az energia kritériumnak eleget nem tevő mintákat $2D$ interpolációval pótoltam, azaz mind a szomszédos frekvenciákon felvett függvényértékeket, mind pedig a megelőző és rá következő időablak azonos frekvencián felvett, elfogadott függvényértékeit figyelembe vettem.

- másrészt az ablakra vonatkozó átlag és lineáris trend eltávolítását, valamint a *Hanning* ablakozást foglalja magában. A *Hanning* ablakfüggvényt definiáló for-

10.13147/NYME.2012.015



4.1. ábra. A $|Z_{xy,i}(f)|$ $(i = 850, 851, ..1200)$ függvénysorozat színárnyalatos megjelenítése.

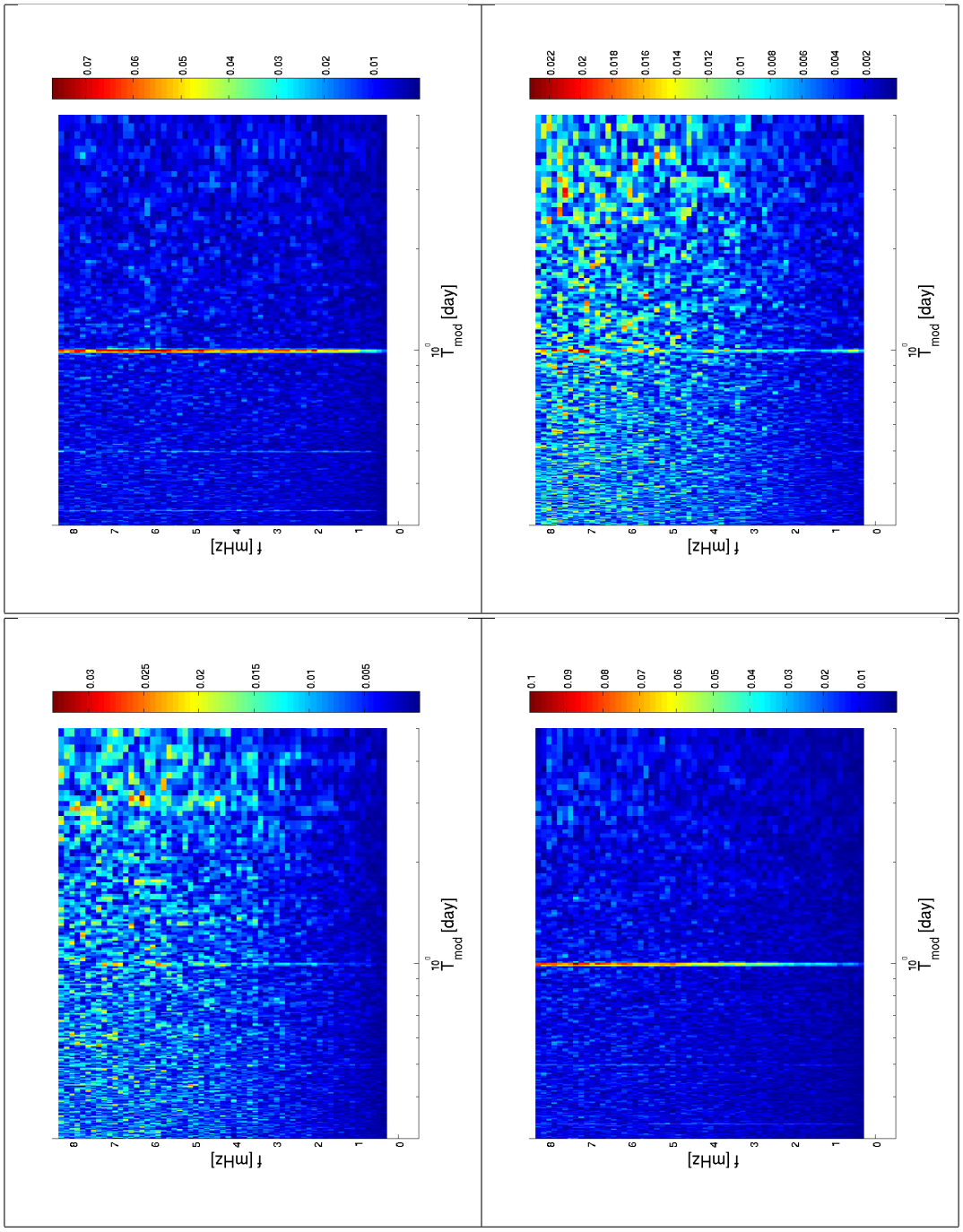
mula:

$$w_H = 0.5 \cdot \left(1 - \cos \frac{2\pi n}{N-1}\right) \tag{4.1}$$

Az abszolút érték és a fázis spektruma az 4.2 és 4.3 ábrákon látható. A zajos spektrális háttérből jól elkülöníthető, kiemelkedő spektrális komponensek azonosíthatók a Z_{xx} *és* Z_{yy} elemek modulusának és fázisának időbeli változásában. Jóval gyöngébb modulációs csúcs azonosítható a mellékátlóban. Megállapítható továbbá, hogy a domináns spektrális összetevők napos, félnapos, illetve bizonyos attribútumok esetében $\frac{1}{3}$ napos periódust indikálnak. A főátlóbeli modulusokban mutatkozó határozott napi periódus jól megfigyelhető a különböző napszakokban rögzített adatokból elkülönítve számított négy éves átlag impedancia modulusokban is, 4.4 ábra. Az impedancia elemek abszolút értékének napi menete pontosabban nyomon követhető, ha a különböző helyi időben kezdődő ablakok hosszú távú átlagaként kapott impedancia értékek összegét jelenítjük meg a helyi idő függvényében, lásd 4.5 ábra.

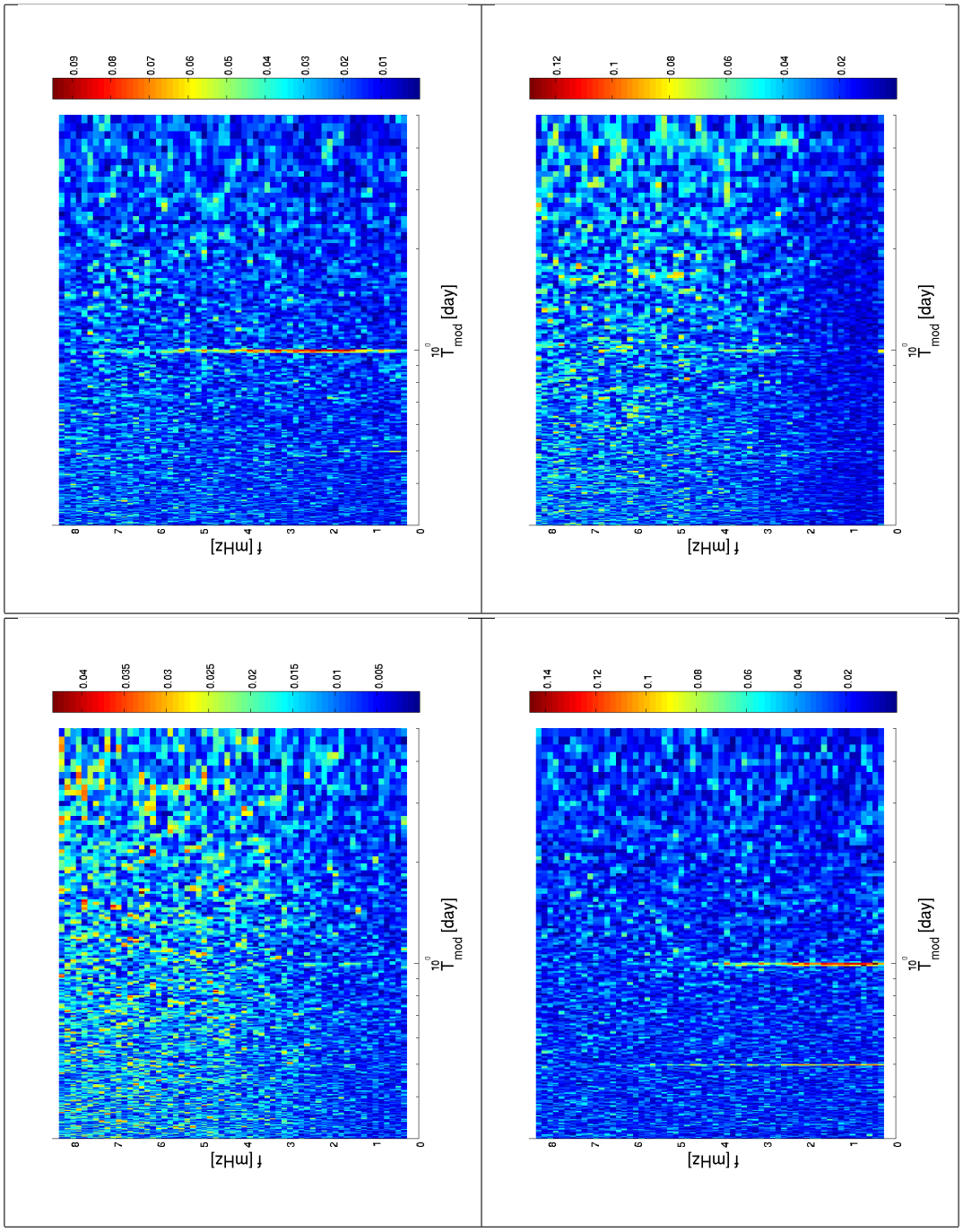
A skálatartományok egyeztetése révén ábrázolt napi menetek alapján megállapítható, hogy a főátlóbeli elemek napi modulációja sokkal határozottabb, mint az antidiagonális elemek esetében. Részletesebb képet kapunk, a napos moduláció morfológiájáról, ha az egyes órás ablakokat reprezentáló impedancia modulusok négy évnyi átlagát képezzük.

10.13147/NYME.2012.015



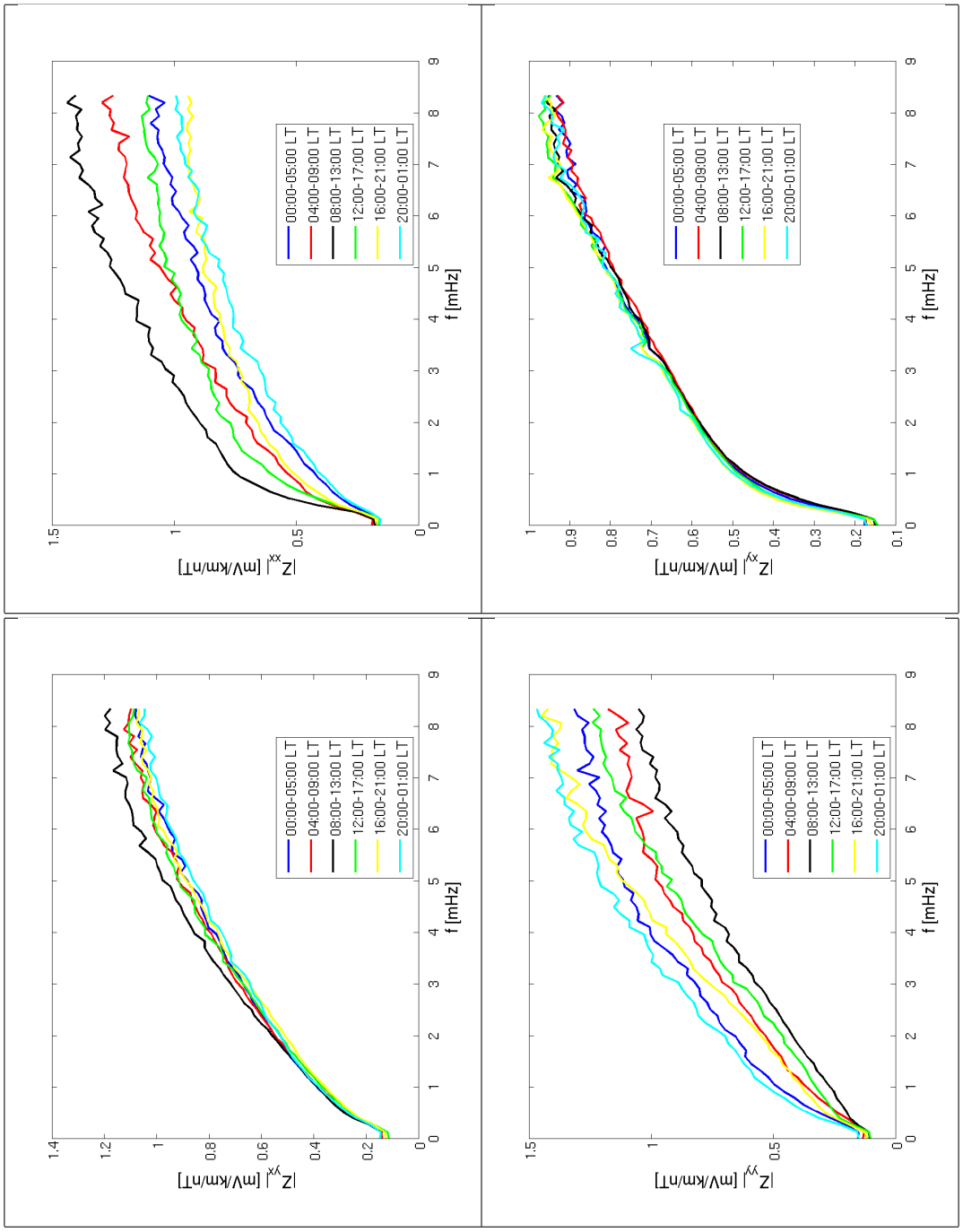
4.2. ábra. Az impedancia-függvények abszolút értékének hosszú távú variációit feltáró amplitúdó-spektrum.

10.13147/NYME.2012.015



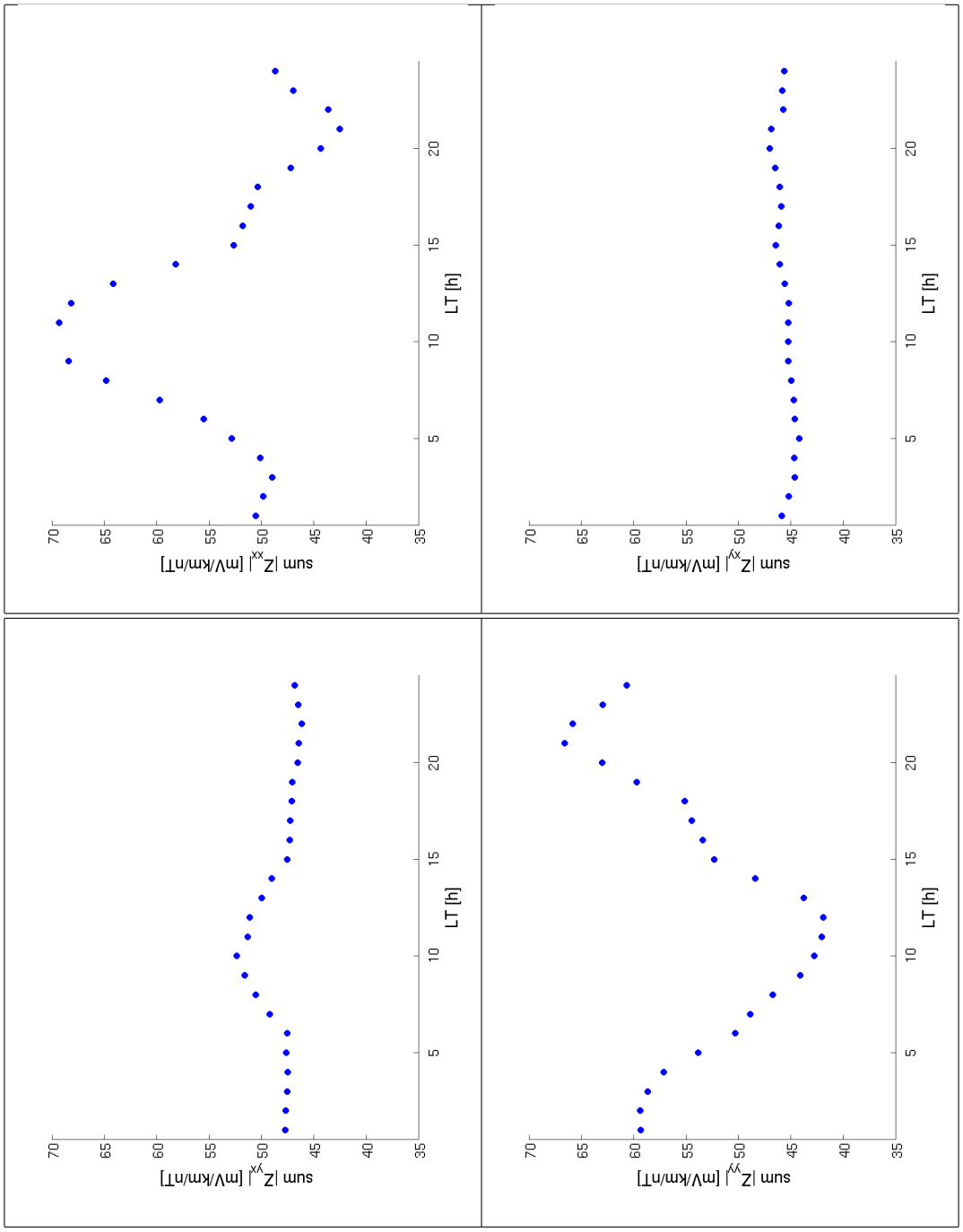
4.3. ábra. Az impedancia fázisfüggvények hosszú távú variációit feltáró amplitúdó-spektrum.

10.13147/NYME.2012.015



4.4. ábra. Impedancia modulusok: a különböző színekkel rajzolt görbék mindegyike különböző napi időszakok hosszú távú átlaga.

10.13147/NYME.2012.015



4.5. ábra. Impedancia modulusok felösszegzésének helyi idő függése.

10.13147/NYME.2012.015

Így az átlagos napi menet a helyi idő és a frekvencia függvényében ábrázolhatjuk, lásd 4.6 ábra.

A moduláció kb. $4mHz$ fölött válik abszolút értékben számottevő mértékűvé, de a relatív amplitúdó alacsony frekvenciákon is hasonló nagyságrendű. A napos periódus a geomágneses tér ún. nyugodt napi járására emlékeztet, ám annak hatása az impedancia-függvények menetére vonatkozóan nagyságrendekkel kisebb, mint az imént kimutatott fluktuáció. Az elhanyagolható járulékot az okozhatja, hogy a különböző 128 perces ablakokba eső lassú variációs szakaszok alakja, illetve spektruma különböző mértékben módosítja a becsült impedancia függvényt. Ennek hatását azonban az előfeldolgozás lépései: a trendeltávolítás és a Hanning ablakkal való illesztés gyakorlatilag eliminálja. Az állítás igazolása érdekében végrehajtottam a feldolgozást úgy is, hogy a geomágneses (1.5 ábra) és tellurikus nyugodt napi járásokat kivontam a regisztrátumokból. A 4.5 ábrán bemutatott eredményeket azonban a változtatás gyakorlatilag nem befolyásolta.

A 4.4, a 4.5 és a 4.6 ábrákon egyaránt jól látható, hogy a $Z_{xx}(\omega)$ és a $Z_{yy}(\omega)$ a nap folyamán éppen ellentétes fázisban változnak.

A napos moduláció ULF frekvencia szerinti eloszlása, a főátlóbeli elemek esetében, 4.7 ábrán látható.

Az impedancia függvény teljes tartományban tapasztalt napos periódusú modulációjára a 2. fejezetben levezetett forráshatás nem ad magyarázatot. A moduláció jelen esetben nem a mellékátlóbeli elemek variációjában valósul meg dominánsan. A jelenség magyarázatát a forrás és indukció hatásának alapjainál kezdtem keresni. Mivel az impedancia napi járása nyilvánvalóan nem a felszín alatti vezetőképesség eloszlásának változása miatt következik be, mindenképp a forrás sajátosságaiban megjelenő változást kell keresni. A méret és a hullámhossz vizsgálata után a forrás polarizációjának hatását vizsgáltam meg. Tekintve egy általános közeg- és forrásmodellt, az 4.8 ábrán látható elrendezést vázoltam föl. A felszín dimenzionalitásával, homogenitásával és izotrópiájával kapcsolatban semmilyen megszorítást nem feltételezek, a gerjesztő tér legegyszerűbb esetben lineárisan polarizált primer teret jelent.

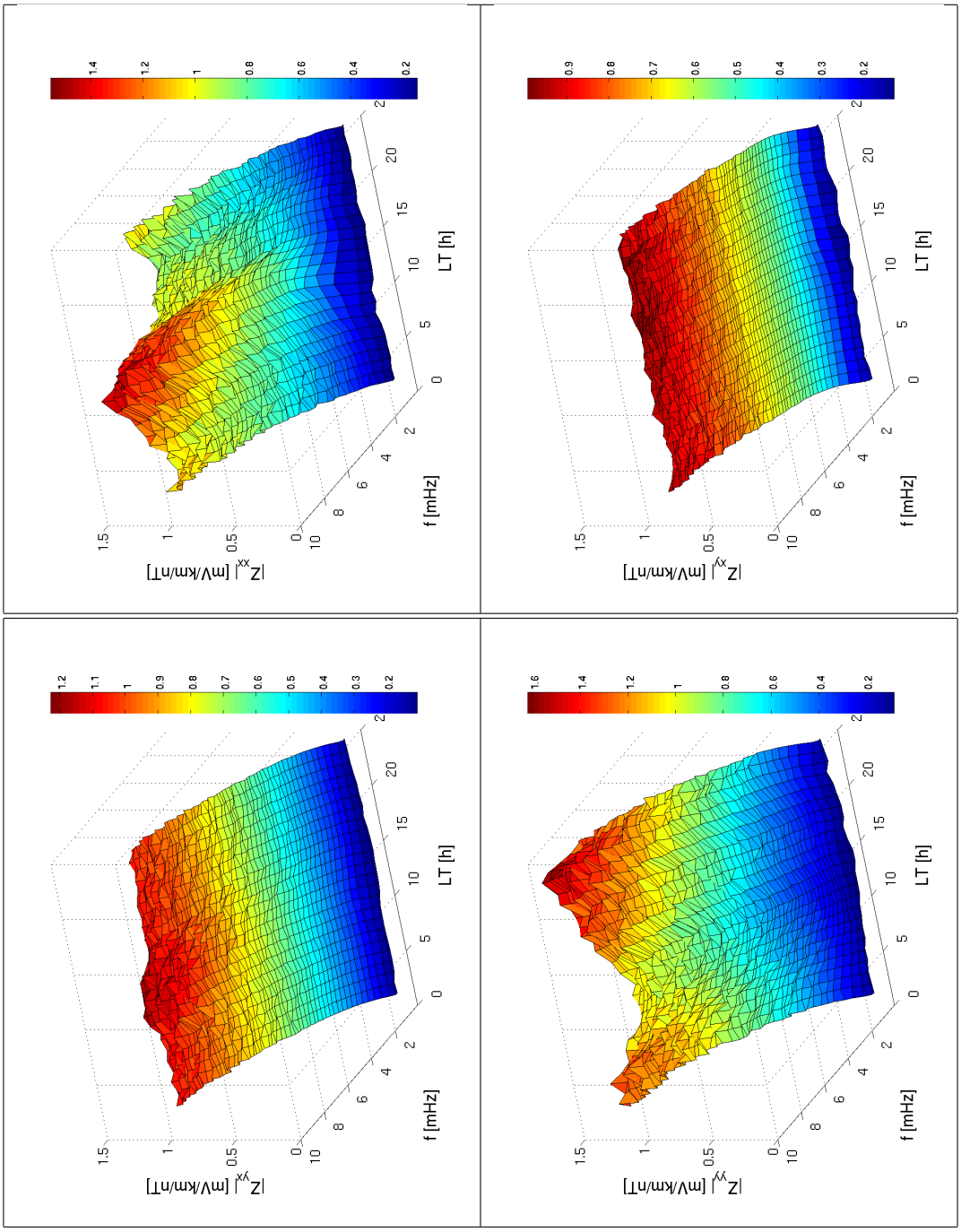
Az ábrán használt jelölések a következők: $\mathbf{H_p}$, $\mathbf{H_s}$, $\mathbf{H_t}$ rendre a primer, az indukált és a totál tér. Az $\hat{\mathbf{u}}$, $\hat{\mathbf{v}}$, $\hat{\mathbf{x}}$, $\hat{\mathbf{y}}$ rendre a primer tér, a totál tér, az északi, illetve a keleti irányú egységvektorok, melyek egyben a mérési irányoknak felelnek meg. A gerjesztő és az eredő mágneses tér a következő formában írható föl a fönti jelölésekkel:

$$\mathbf{H_p} = H_p(\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{u}})\hat{\mathbf{x}} + H_p(\hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{u}})\hat{\mathbf{y}}, \tag{4.2}$$

illetve

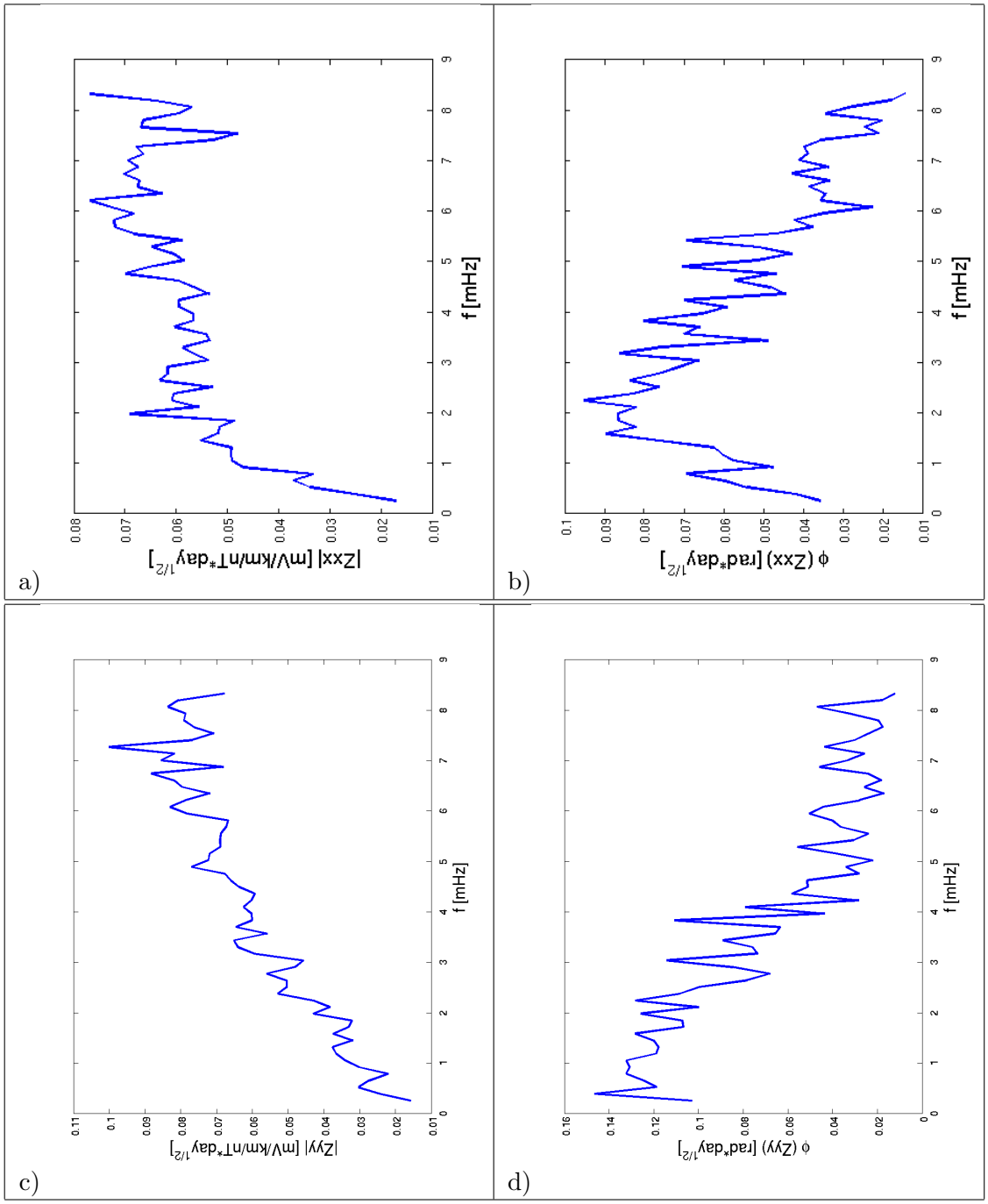
$$\mathbf{H_t} = H_t(\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{v}})\hat{\mathbf{x}} + H_t(\hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{v}})\hat{\mathbf{y}}. \tag{4.3}$$

10.13147/NYME.2012.015



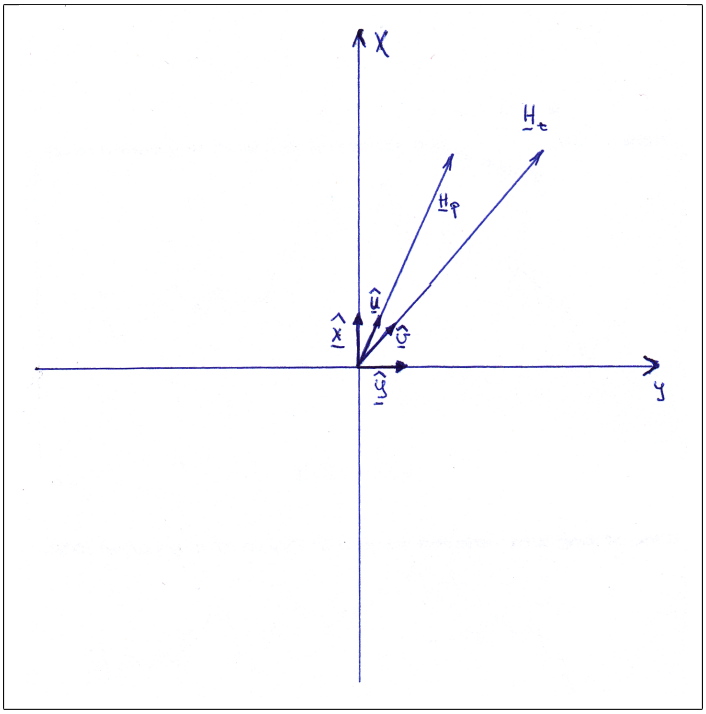
4.6. ábra. Impedancia elemek abszolút értékének helyi idő és frekvencia függése.

10.13147/NYME.2012.015



4.7. ábra. A napos periódusú moduláció ULF frekvencia szerinti eloszlása $a)$ $|Z_{xx}(f)|$, $b)$ $\phi_{xx}(f)$, $c)$ $|Z_{yy}(f)|$, $d)$ $\phi_{yy}(f)$.

10.13147/NYME.2012.015



4.8. ábra. Általános szituáció: lineárisan polarizált forrás indukciós hatása, ismeretlen közegmodell mellett.

10.13147/NYME.2012.015

Az elektromos erőtér vektor matematikailag az impedancia tenzor és a mágneses térerősség vektor szorzataként áll elő:

$$\mathbf{E} = H_t \begin{pmatrix} Z_{xx}(\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{v}}) + Z_{xy}(\hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{v}}) \\ Z_{yx}(\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{v}}) + Z_{yy}(\hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{v}}) \end{pmatrix}. \tag{4.4}$$

A 4.4 tenzor egyenletben az impedancia tenzor elemei a területen érvényes felszíni impedancia elemei, melynek minél jobb becslése, a mérés és az eredmények feldolgozásának célja. Az adott feltételek mellett végzett tellurikus és geomágneses spektrumok segítségével, a következő összefüggések írhatóak *(az m index az általunk mért impedanciát jelöli)*:

$$\begin{aligned} Z_{xx,m} &= \frac{E_x}{H_x} \\ &= H_t \frac{Z_{xx}(\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{v}}) + Z_{xy}(\hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{v}})}{H_t(\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{v}})} \\ &= Z_{xx} + Z_{xy}\frac{(\hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{v}})}{(\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{v}})}, \end{aligned} \tag{4.5}$$

$$\begin{aligned} Z_{xy,m} &= \frac{E_x}{H_y} \\ &= H_t \frac{Z_{xx}(\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{v}}) + Z_{xy}(\hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{v}})}{H_t(\hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{v}})} \\ &= Z_{xy} + Z_{xx}\frac{(\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{v}})}{(\hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{v}})}, \end{aligned} \tag{4.6}$$

$$\begin{aligned} Z_{yx,m} &= \frac{E_y}{H_x} \\ &= H_t \frac{Z_{yx}(\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{v}}) + Z_{yy}(\hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{v}})}{H_t(\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{v}})} \\ &= Z_{yx} + Z_{yy}\frac{(\hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{v}})}{(\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{v}})}, \end{aligned} \tag{4.7}$$

$$\begin{aligned} Z_{yy,m} &= \frac{E_y}{H_y} \\ &= H_t \frac{Z_{yx}(\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{v}}) + Z_{yy}(\hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{v}})}{H_t(\hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{v}})} \\ &= Z_{yy} + Z_{yx}\frac{(\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{v}})}{(\hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{v}})}. \end{aligned} \tag{4.8}$$

A fönti összefüggések szerint a mérésünk során meghatározott impedancia elemek mindegyike torzul a valós értékhez képest és az eltérés mértéke függ a totális felszíni

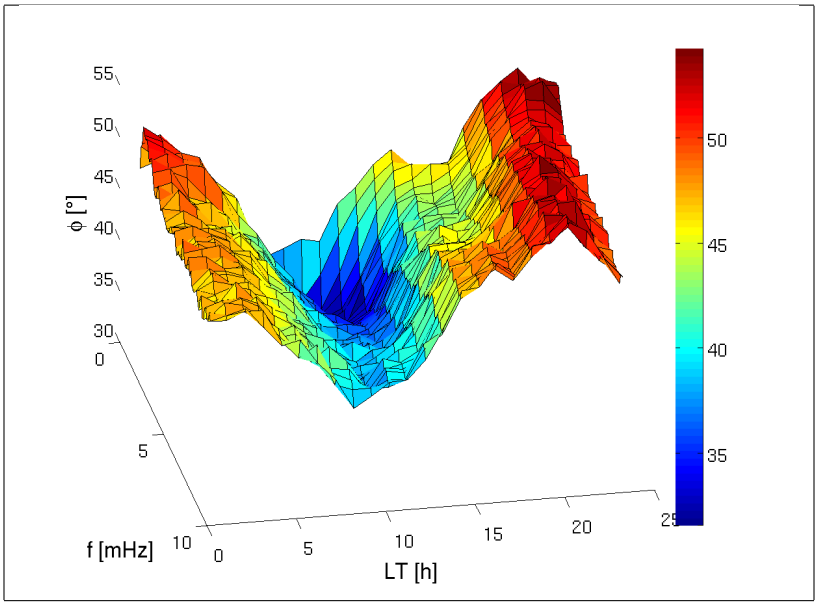
10.13147/NYME.2012.015

geomágneses tér iránya és a mérési elrendezésnek megfelelő irányok hajlásszögétől. A totális felszíni mágneses tér az elsődleges és az indukált mágneses tér eredőjeként áll elő ($\mathbf{H_t} = \mathbf{H_p} + \mathbf{H_s}$), ezért irányát, adott közegmodell esetében a primer tér iránya határozza meg. Így tehát bizonyított, hogy a primer tér és a mérési elrendezés kölcsönös tájolása meghatározza a mért és a valós válaszfüggvény értékek eltérését. A szakirodalomban és a gyakorlati MT mérések feldolgozásakor ezzel az effektussal nem számolunk. Ennek az az oka, hogy azzal az implicit feltevéssel élünk, hogy a mérés időtartama alatt, inkoherens források véletlenszerű irányokban működnek. A nagy mennyiségű random irányítottságú esemény feldolgozásakor, az 4.5-4.8 összefüggésekben ismertetett additív torzítások statisztikus eredője zérus. Így hosszútávú mérés során, ha biztosan egyenletes eloszlást mutat a forrás irányítottsága *(nincsenek preferált irányok)*, akkor valóban jó becslését kapjuk a valós impedancia tenzornak. A 4.4, 4.5 és 4.6 ábrák szerint azonban határozott napi periódusú fluktuáció figyelhető meg, legerősebben a főátlóbeli elemeken. Azért, hogy meggyőződjek róla, valóban a forrás polarizációjának esetleges napi változása okozza-e a megfigyelt jelenséget, megvizsgáltam a geomágneses tér polarizációját, illetve annak változását a helyi idő függvényében. Előállítottam a kétórás ablakokhoz tartozó geomágneses spektrumokat az észak-déli, illetve a kelet-nyugati irányoknak megfelelően. Képeztem a komplex spektrumok hányadosát. Az eredmény, időablakonként egy-egy komplex számsor, melynek tagjai modulusa megegyezik az adott frekvenciához tartozó lineárisan polarizált változás irányszögének tangensével. Az így nyert polarizációs irány adatokból képeztem a helyi idő-ULF frekvencia fölötti kétváltozós függvényt minden napra a $2000 - 2004$ intervallumban. Minden helyi idő-ULF frekvencia pároshoz tartozó négy évnyi adatot átlagoltam, az átlagos polarizációs fázisfüggvény a 4.9 ábrán látható.

Megállapítható, hogy határozott napi változás van jelen a geomágneses tér polarizációjában. Helyi időben délelőtt 10 és este 8-9 óra tájban éri el szélső értékeit. Ez az eredmény összhangban áll Lepidi és Francia megfigyeléseivel, akik a polarizációs irányok, helyi idő és földrajzi szélességgel való kapcsolatát kutatták (Lepidi and Francia (2003)). Továbbá Ziesolleck és McDiarmid, aurorális szélességen, egy teljes év alatt regisztrált mintából, a 4.9 ábrán láthatóhoz hasonló helyi idő és frekvencia függést mutatott ki (Ziesolleck and McDiarmid (1995)). Összevetve a polarizáció napi menetét és az impedancia elemek frekvencia menti felösszegzésének helyi idő szerinti variációját (4.5 és 4.9 ábra) kitűnik, hogy ugyanabban az időben éri el mindkét függvény a minimumát, illetve a maximumát. A két függvény hasonló viselkedése közös okok, illetve eredet fennállására utal.

A 4.8 ábrán megjelenített általános eset konkretizálását is elvégeztem, majd azt specializáltam $1D$ közegmodellek esetére. Az $1D$ rétegzett féltér modellnél -lásd 4.10

10.13147/NYME.2012.015



4.9. ábra. A geomágneses tér polarizációs szögének napi menete, négy év átlagaként kiszámítva az ULF tartományban.

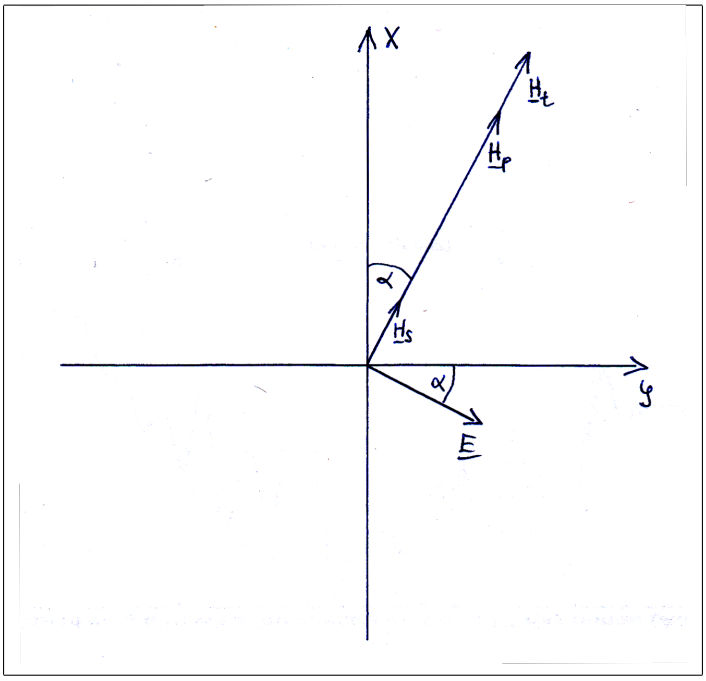
ábra-, a következő geometria áll fönn: $\mathbf{H_p} \parallel \mathbf{H_s} \parallel \mathbf{H_t} \perp \mathbf{E}$.

A szimmetriáknak megfelelően a következő módon egyszerűsödik a 4.5-4.8 egyenletrendszer:

$$\begin{aligned} Z_{xx,m} &= \frac{E_x}{H_x} \\ &= -\frac{E \sin\alpha}{H_t \cos\alpha} \\ &= -\frac{E}{H_t} \tan\alpha \\ &= -Z \tan\alpha, \end{aligned} \tag{4.9}$$

$$\begin{aligned} Z_{xy,m} &= \frac{E_x}{H_y} \\ &= -\frac{E \sin\alpha}{H_t \sin\alpha} \\ &= -\frac{E}{H_t} \\ &= -Z, \end{aligned} \tag{4.10}$$

10.13147/NYME.2012.015



4.10. ábra. Lineárisan polarizált forrás indukciós hatása, $1D$ közegmodell mellett.

$$\begin{aligned} Z_{yx,m} &= \frac{E_y}{H_x} \\ &= \frac{E\cos\alpha}{H_t\cos\alpha} \\ &= \frac{E}{H_t} \\ &= Z, \ \textit{továbbá} \end{aligned} \tag{4.11}$$

$$\begin{aligned} Z_{yy,m} &= \frac{E_y}{H_y} \\ &= \frac{E\cos\alpha}{H_t\sin\alpha} \\ &= \frac{E}{H_t}\cot\alpha \\ &= Z\cot\alpha. \end{aligned} \tag{4.12}$$

Az általános helyzetű síkban polarizált gerjesztő tér következtében, $1D$ közeg felszínén az iménti válaszfüggvényeket mérjük. Nagy számú időablak feldolgozása során -ha az egyes időablakokhoz tartozó polarizáció irányszöge egyenletesen oszlik el a $0-360°$ intervallum fölött, de legalább a főirányokra szimmetrikusan-, akkor a $\tan\alpha_i$ és $\cot\alpha_i$ függvényértékek

10.13147/NYME.2012.015

átlaga zérus. Ezért a statisztikus becsléssel meghatározott impedancia valóban az $1D$-s MT impedancia tenzor klasszikus alakját adja vissza, nevezetesen

$$Z_{1D} = \begin{pmatrix} 0 & -Z \\ Z & 0 \end{pmatrix}. \tag{4.13}$$

Ha nem teljesül az említett szimmetriafeltétel, vagy a gerjesztő tér polarizációs síkja nem egyenletesen oszlik el a 2π radián szögtartományban, mert a forrás ionoszférikus-magnetoszférikus eredetéből következően az eloszlásfüggvény egyenletessége sérül, akkor a $\tan\alpha_i$ és $\cot\alpha_i$ függvényértékek nem átlagolódnak zérusra. Ebben az esetben tetszőlegesen hosszú időtartam statisztikus feldolgozása is torzított eredményre vezet. Fontos kiemelni továbbá, hogy a 4.9-4.12 egyenletek szerint a diagonális elemek abszolút értéke az α szög függvényében éppen ellentétes irányban változik. Ugyanezt a jelenséget tapasztaltam a megfigyelési eredmények feldolgozása során, lásd 4.5 ábra. Ez a tény szintén megerősíti, hogy a kimutatott napos moduláció valószínűleg a gerjesztő tér polarizációjának változásából adódik.

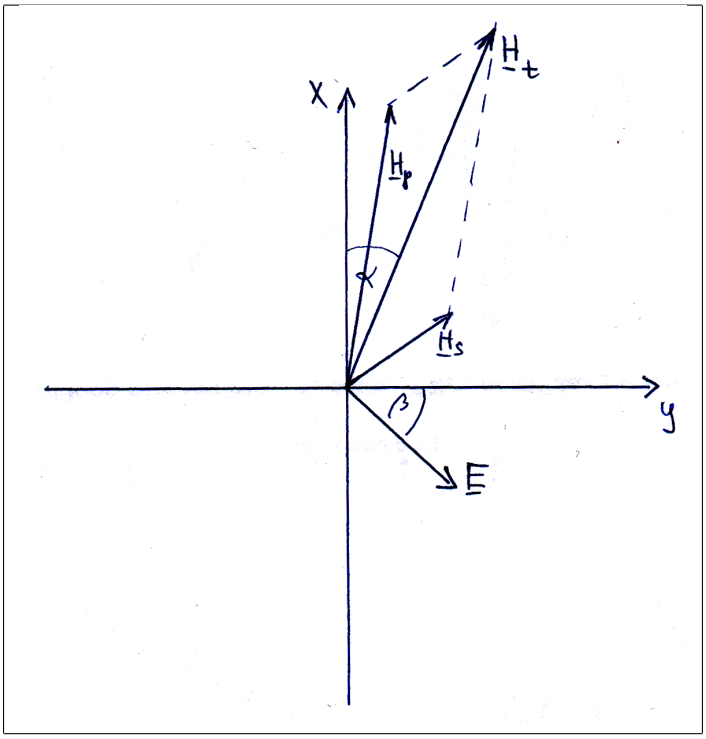
Általánosítottam az iménti $1D$-s közegmodell esetében mérhető válaszfüggvények leírását arra az esetre, mikor a szerkezet legalább $2D$-s. A 4.11 ábrán látható az erőterek relatív viszonya; $\mathbf{H_p} \nparallel \mathbf{H_s} \nparallel \mathbf{H_t}$, továbbá $\mathbf{H_t} \nparallel \mathbf{E}$.

Ha $\beta = \alpha + \epsilon(\alpha)$ alakban írjuk föl -hiszen általános esetben a geomágneses tér és a tellurikus tér relatív helyzete a totális mágneses tér abszolút helyzetétől is függ-, akkor a méréssel meghatározott MT átviteli függvény komponensei a következő módon írhatóak:

$$\begin{aligned} Z_{xx} &= -\frac{E\sin\beta}{H\cos\alpha} \\ &= -\frac{E}{H_t}\frac{\sin(\alpha+\epsilon(\alpha))}{\cos\alpha} \\ &= -\frac{E}{H_t}\frac{\sin\alpha\cos\epsilon(\alpha)+\cos\alpha\sin\epsilon(\alpha)}{\cos\alpha} \\ &= -\frac{E}{H_t}\left(\tan\alpha\cos\epsilon(\alpha)+\sin\epsilon(\alpha)\right) \end{aligned} \tag{4.14}$$

$$\begin{aligned} Z_{xy} &= -\frac{E\sin\beta}{H\sin\alpha} \\ &= -\frac{E}{H_t}\frac{\sin(\alpha+\epsilon(\alpha))}{\sin\alpha} \\ &= -\frac{E}{H_t}\frac{\sin\alpha\cos\epsilon(\alpha)+\cos\alpha\sin\epsilon(\alpha)}{\sin\alpha} \\ &= -\frac{E}{H_t}\left(\cot\alpha\sin\epsilon(\alpha)+\cos\epsilon(\alpha)\right) \end{aligned} \tag{4.15}$$

10.13147/NYME.2012.015



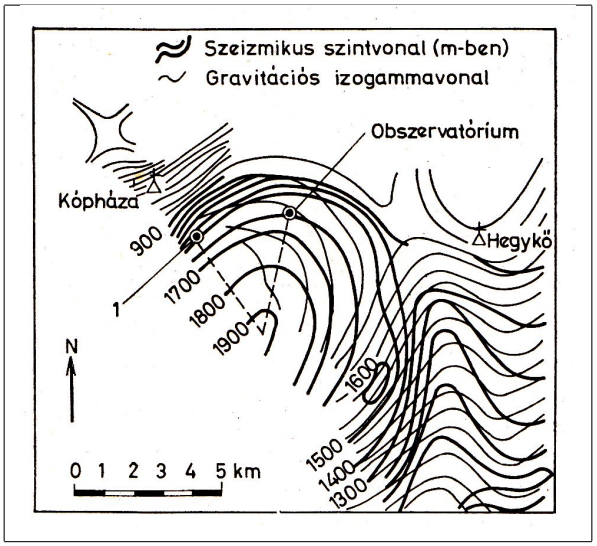
4.11. ábra. Lineárisan polarizált forrás indukciós hatása, $2D$ közegmodell mellett.

$$
\begin{aligned}
Z_{yx} &= \frac{E\cos\beta}{H\cos\alpha} \\
&= \frac{E}{H_t}\frac{\cos\left(\alpha+\epsilon\left(\alpha\right)\right)}{\cos\alpha} \\
&= \frac{E}{H_t}\frac{\cos\alpha\cos\epsilon\left(\alpha\right)-\sin\alpha\sin\epsilon\left(\alpha\right)}{\cos\alpha} \\
&= \frac{E}{H_t}\left(-\tan\alpha\sin\epsilon\left(\alpha\right)+\cos\epsilon\left(\alpha\right)\right)
\end{aligned}
\tag{4.16}
$$

$$
\begin{aligned}
Z_{yy} &= \frac{E\cos\beta}{H\sin\alpha} \\
&= \frac{E}{H_t}\frac{\cos\left(\alpha+\epsilon\left(\alpha\right)\right)}{\sin\alpha} \\
&= \frac{E}{H_t}\frac{\cos\alpha\cos\epsilon\left(\alpha\right)-\sin\alpha\sin\epsilon\left(\alpha\right)}{\sin\alpha} \\
&= \frac{E}{H_t}\left(\cot\alpha\cos\epsilon\left(\alpha\right)-\sin\epsilon\left(\alpha\right)\right)
\end{aligned}
\tag{4.17}
$$

Az eredmény szemléltetése végett feltételezem, hogy egy $2D$-s szerkezet fölött hajtjuk végre a mérést és az általánosság megsértése nélkül a mérési irányokat a szerkezet

10.13147/NYME.2012.015



4.12. ábra. A nagycenki obszervatórium környezetében végzett szeizmikus és gravitációs mérések eredményei. Az ábra egyértelműen igazolja, hogy a szerkezet $3D$-s, (Ádám (1970) b)).

irányoknak megfelelően tájolom, azaz pl. az y tengely iránya illeszkedjen a csapásirányra. Ha ρ_1 és ρ_2 -a lejtő- és a csapásirányú fajlagos ellenállás- kontrasztja viszonylag kicsi ($\rho_2 \lesssim \rho_1$), akkor a $\epsilon(\alpha)$ additív tag zérus közeli értékeket vesz föl. Ekkor az $1D$-s határesethez jutunk, azaz a főátlóbeli elemek modulusa ellentétes fázisban függ a gerjesztő tér polarizációjának irányától, továbbá a mellékátló gyakorlatilag moduláció mentes. Az ellenállás kontraszt növekedésével viszont a mellékátlóbeli elemek esetén is megjelenik egy α-tól függő tag. Az obszervatóriumi adatok feldolgozása során kapott napi menet az impedancia értékekben éppen ennek az esetnek felelhet meg, azaz a szerkezet magasabb dimenzionalitása miatt a polarizáció változásának hatása átterjed a főátlóbeli elemekre modulációjára is. A helyi szerkezet dimenzionalitására vonatkozó vizsgálatot megtaláljuk Ádám nyomán, (Ádám (1970) b)) lásd 4.12 ábra.

A föntiekben arra mutattam rá, hogy a tenzor aktuális alakja, nem csak a felszín alatti szerkezetek dimenzionalitásától, illetve inhomogenitásától függ, hanem a klasszikus forráshatás mellett a polarizációból adódó járulékos forráshatás is torzíthatja a méréssel segítségével becsült impedancia függvényt. Természetesen ennek kimutatása csak hosszú távú, megbízható megfigyelések regisztrátumainak feldolgozásával lehetséges, hiszen a mérési zaj következtében a néhány napos vagy pár hetes regisztrálás eredményei viszonylag nagy diszperziót mutatnak. Ezért ilyenkor gyakorlatilag lehetetlen hiteles átlagos polarizációmenetet előállítani.

10.13147/NYME.2012.015

4.2. Hosszú távú moduláció spektrális vizsgálata

A hosszabb távú esetleges periodikus változások vizsgálatának céljából képeztem az impedancia függvények modulusának napi átlagát a 2000 – 2004 időtartam minden napjára. Az átlagos függvények időbeli változásának spektrális vizsgálatát az előző pontban leírtaknak megfelelően végeztem el. A függvények hosszú távú modulációit megjelenítő spektrumok a 4.13 ábrán láthatóak.

A főátlóban határozott, míg a mellékátlóban sokkal gyöngébb éves periodicitás látható. Ennek oka részben lehet a globális források polarizációjának éves változása, hiszen a Föld, Nap körüli keringése közben a forgástengely nem merőleges az ekliptikára. Ez az előző alfejezetben bemutatott módon jelentkezhet a válaszfüggvény variációjában. A tény, hogy a főátlóban jóval erősebb a fluktuáció, ezt az okot valószínűsíti. Másrészt az ionoszféra állapotának, jellemző paramétereinek is létezik éves járása. A modulációs amplitúdó ULF frekvencia szerinti eloszlását a 4.14 ábrán jelenítettem meg. Az ábrák ugyan indikálnak fokozott modulációnak kitett frekvenciákat, de ezek nem egyeznek pontosan a magnetoszférikus hullámvezető frekvenciákkal.

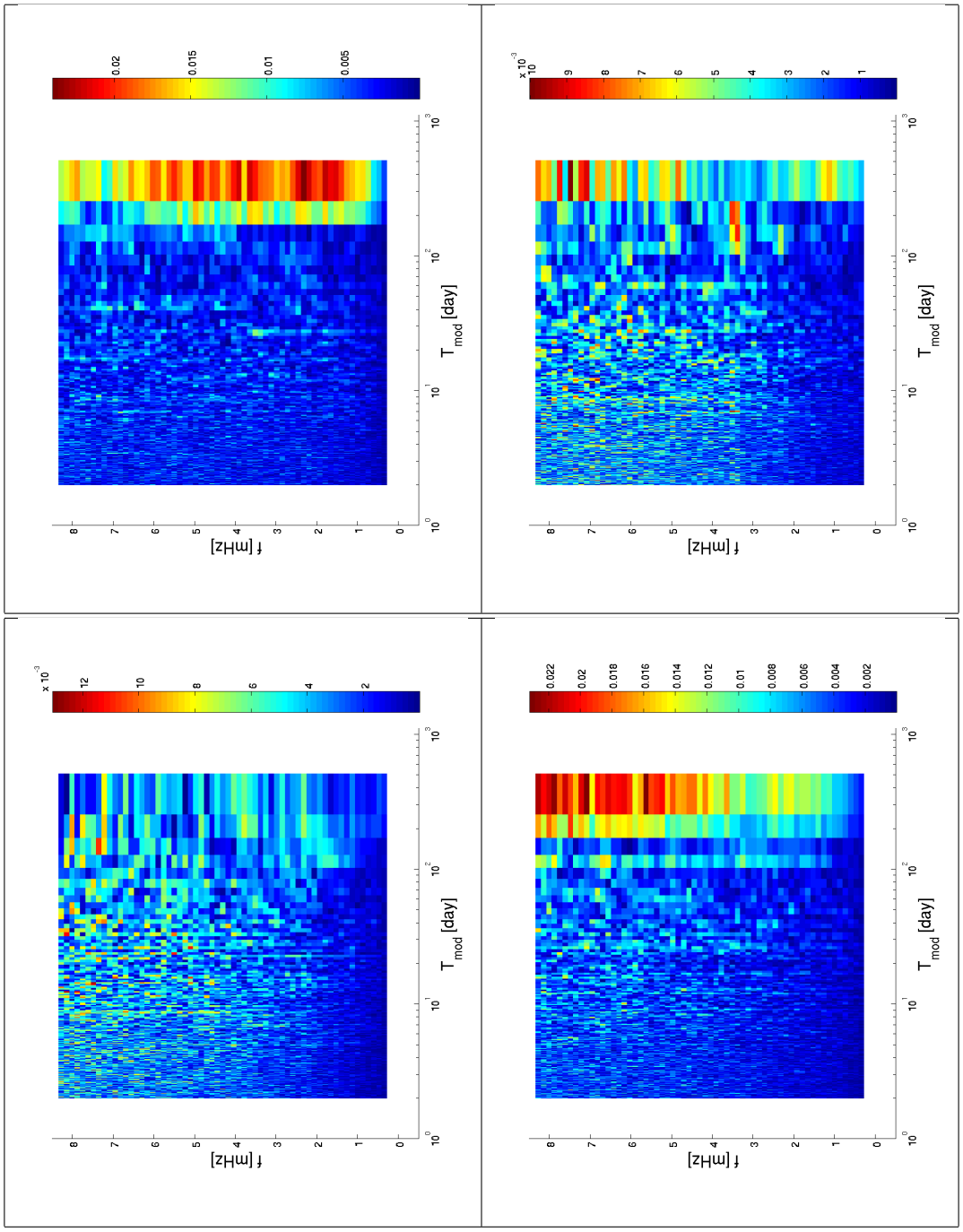
Ugyan az ionoszféra anizotrop vezetőképességének arányos változása nem jelenik meg közvetlenül a felszíni impedanciában az erőterek lineáris kapcsolata miatt, de a közeg paramétereiben végbemenő egyéb közvetett változások okozhatják a forrás áramterek geometriájának vagy helyzetének változását. Fontos azonban megemlíteni, hogy az imént megjelenített éves járás amplitúdója, töredéke a napi variáció intenzitásának.

4.3. Rotációs invariáns vizsgálata

Az impedancia-tenzor modulációját demonstráltam a korábbi alfejezetben. A torzító hatás eliminálható a vonatkoztatási rendszer polarizációs irányokba való forgatásával, azonban ez nem jelenti azt, hogy a jelenség a irányfüggetlen lenne. Ugyanis a regisztrátum egyes ablakait reprezentáló impedancia tenzort egyedileg kell a főátló minimalizálása révén elforgatni. Csak így kapható korrekt információ a feldolgozás eredményeként. A gyakorlatban azonban a hosszú távú mérés eredményeként kapott impedancia tenzort forgatják a meghatározott irányba, így pedig az említett torzító hatás továbbra is jelen van.

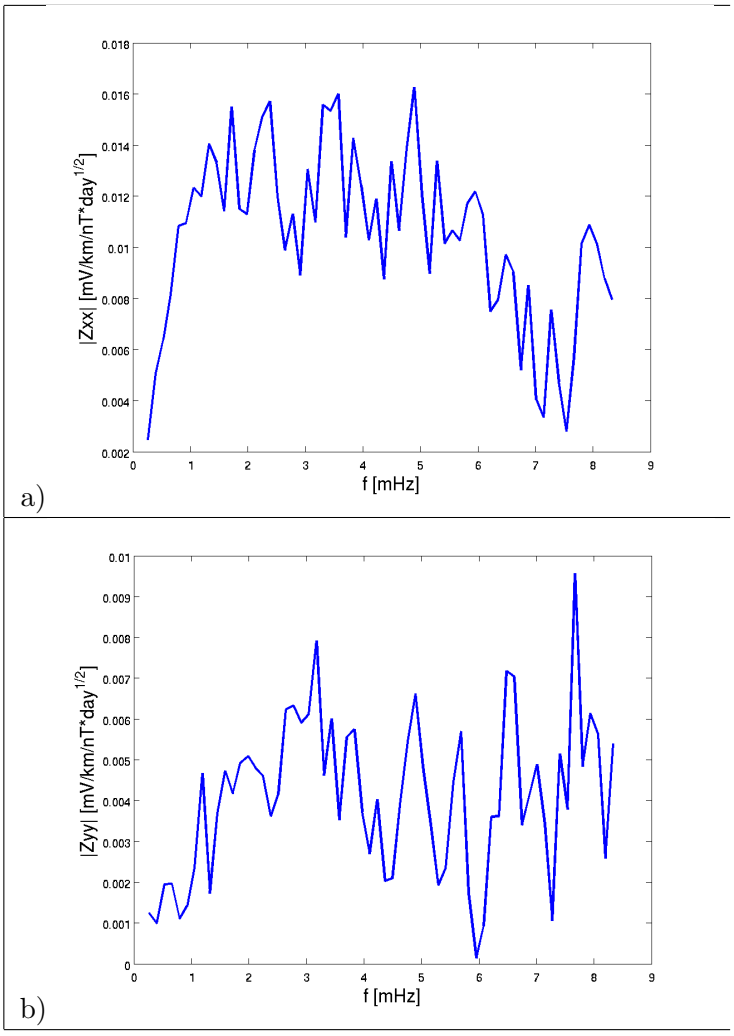
Mivel az EM impedancia tenzormennyiség, az irányfüggetlenség igazolására rotációs invariánsokat képeztem. Az invariánsokat a korábban bemutatott módon vizsgálva, kimutatom azok esetleges hosszú periódusú fluktuációját. Az invariánsok közül az $I1$ és az $I2$, ún. centrális impedanciákat használtam fel, lásd (Weaver et al. (2000)). Ez utóbbiakat az elemek négyzetösszegének és a tenzor determinánsának felhasználásával

10.13147/NYME.2012.015



4.13. ábra. Az impedancia-függvények abszolút értékének hosszú távú variációit feltáró amplitúdó-spektrum.

10.13147/NYME.2012.015



4.14. ábra. Az éves periódusú moduláció ULF frekvencia szerinti eloszlása $a)$ $|Z_{xx}(f)|$, $b)$ $|Z_{yy}(f)|$.

10.13147/NYME.2012.015

képzett algebrai kifejezés definiálja:

$$I1 = \frac{1}{2}\sqrt{SSQ[Re(\mathbf{Z})] + 2Det[Re(\mathbf{Z})]} \tag{4.18}$$

$$I2 = \frac{1}{2}\sqrt{SSQ[Im(\mathbf{Z})] + 2Det[Im(\mathbf{Z})]} \tag{4.19}$$

ahol

$$SSQ[Re(\mathbf{Z})] = [Re(Z_{xx})]^2 + [Re(Z_{xy})]^2 + [Re(Z_{yx})]^2 + [Re(Z_{yy})]^2 \tag{4.20}$$

$$SSQ[Im(\mathbf{Z})] = [Im(Z_{xx})]^2 + [Im(Z_{xy})]^2 + [Im(Z_{yx})]^2 + [Im(Z_{yy})]^2 \tag{4.21}$$

a valós és a képzetes négyzetösszeg, továbbá

$$Det[Re(\mathbf{Z})] = Re(Z_{xx})Re(Z_{yy}) - Re(Z_{xy})Re(Z_{yx}) \tag{4.22}$$

$$Det[Im(\mathbf{Z})] = Im(Z_{xx})Im(Z_{yy}) - Im(Z_{xy})Im(Z_{yx}) \tag{4.23}$$

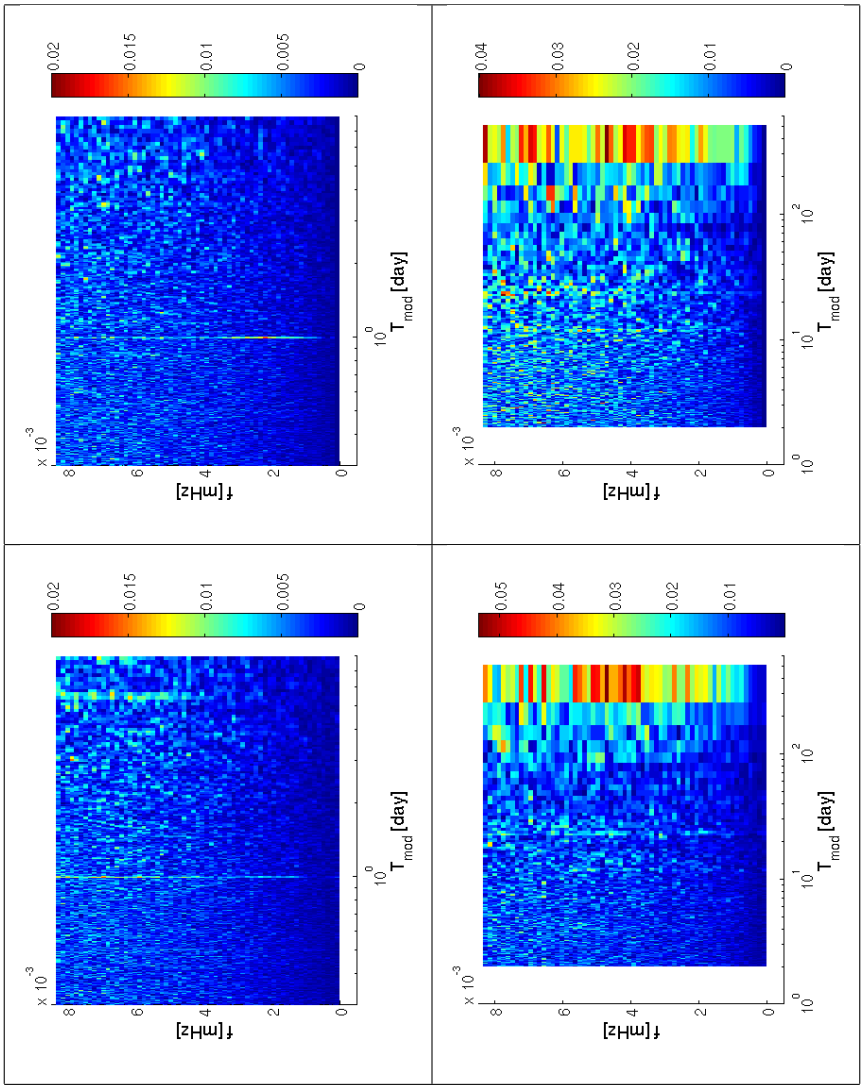
a valós, illetve a képzetes tenzor összetevő determinánsát jelöli. Az egyedi, 128 mintából álló, átfedő ablakok adataiból számított impedancia-függvényeket használtam fel az invariáns függvények számításához. Ezek esetleges rövid, illetve hosszú periódusú változásainak feltárására szintén a már ismertetett eljárást alkalmaztam. Az invariáns függvények adott frekvencián felvett értékeinek időbeli változását vizsgáltam Fourier transzformáció alkalmazásával. Az eredmény -mint az impedancia esetében-, a periódus-ULF frekvencia sík fölötti, kétváltozós skalár értékű függvény, amely szemléletesen ábrázolható modulációs amplitúdó-felület (vagy színtérkép) formájában, lásd 4.15 ábra. Az ábra mindkét oszlopa felülről lefelé haladva, rendre $I1$ és $I2$ invariánsokat jeleníti meg, azzal a különbséggel, hogy bal oldalon a rövidebb periódusú változások részletes spektruma, míg jobb oldal a hosszabb távú, napos átlag impedanciákból számított invariánsok spektrumát mutatja. Az ábra alapján kijelenthetjük, hogy míg az $I1$ és $I2$ centrális impedanciák egyértelműen mutatnak szignifikáns napos és éves modulációt. Ez a fluktuáció azonban, az invariáns függvény értékeit figyelembe véve - 4.16 ábra- annak mindössze kb. $2-3\%$-a. Az ionoszféra több jellemző paraméterében azonosították a féléves és éves fluktuációt (Minnis and Bazzard (1960), Balan et al. (1997), Zou et al. (2000), Rishbeth et al. (2000)), amely a Föld és a Nap relatív helyzetének és távolságának változásából adódik, illetve abból a tényből, hogy a nappali oldali ionoszféra a Napból érkező ionizáló EM sugárzás hatására alakul ki. Azok az időbeli változások, amelyek révén csak az ionoszférikus áramok erőssége módosul -a Maxwell egyenletek linearitása miatt- nem hoznak létre forráshatást, hiszen az felszíni impedancia éppen a felszíni mágneses és elektromos változások viszonyát határozza meg.

10.13147/NYME.2012.015

Tehát az E-rétegbeli irány menti integrált vezetőképességek *(direkt, Pedersen és Hall)* arányos időbeli változása közvetlenül nem járul hozzá a felszíni impedancia változásához. Azonban egy naptári év során -az S_q áramrendszer kialakulásának fizikai okait figyelembe véve-, annak kiterjedése és fókuszpontjának jellemző szélesség koordinátája is változik. Ez a hatás módosíthatja az általunk megfigyelt geomágneses változások forrás áramterét. Az áramtér geometriájának változása pedig részben hozzájárulhat a felszíni impedanciában, illetve a rotációs invariánsokban megmutatkozó periodikus változáshoz.

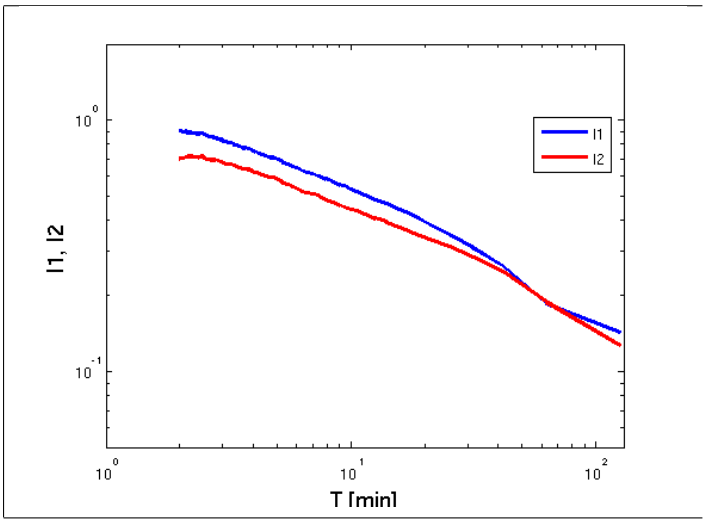
Az eredmények alapján megállapítható, hogy az impedancia éves és napos periódusú modulációja a tenzor irányfüggetlen tulajdonsága. Továbbá, a főátlóbeli elemeken megjelenő ellentétes fázisú napi moduláció a napi rendszerességgel ismétlődő domináns polarizációs minta jelenlétével magyarázható. Az invariánsok éves és napi modulációs amplitúdójának ULF frekvencia menti eloszlása a 4.17 ábrán látható. Szintén megállapítható, hogy a nagyobb modulációval rendelkező frekvencia értékek nem egyeznek a magnetoszféra hullámvezető frekvenciáival.

10.13147/NYME.2012.015



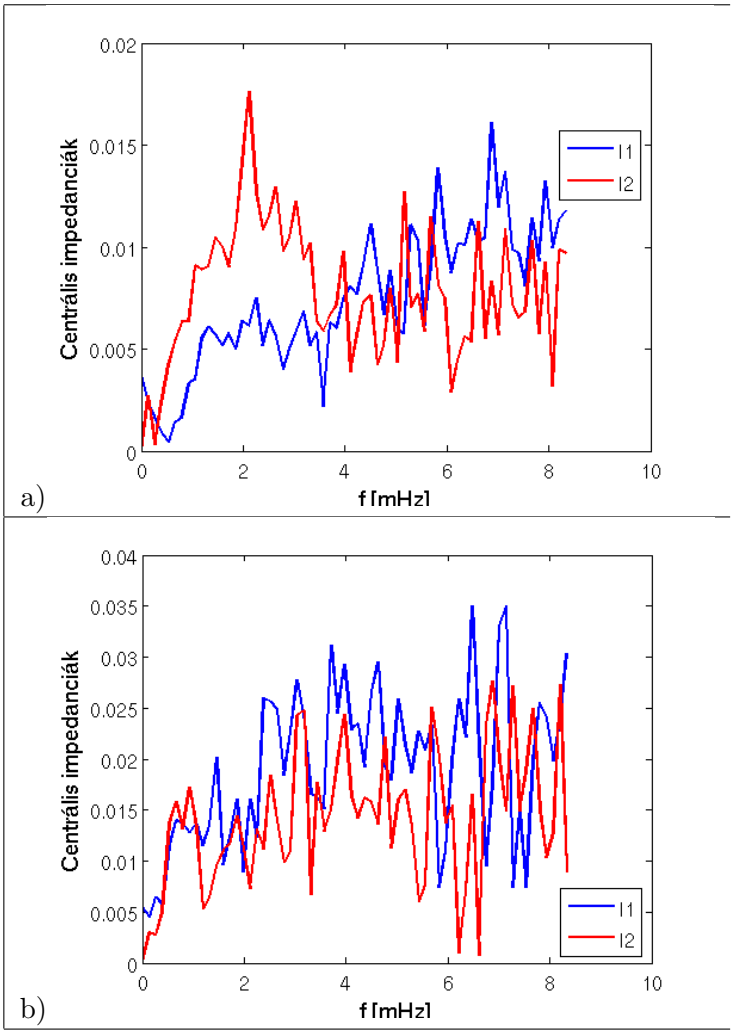
4.15. ábra. Rotációs invariánsok hosszú távú variációjának amplitúdóspektruma. Föntről lefelé, mindkét oszlop rendre az $I2$ és $I1$ centrális impedanciákat tartalmazza. A bal oldalon a rövid távú változások részletes spektrumát, míg a jobb oldalon a hosszú távú változások spektrumát ábrázoltam.

10.13147/NYME.2012.015



4.16. ábra. Az I1 és I2 rotációs invariánsok négy éves átlaga.

10.13147/NYME.2012.015



4.17. ábra. Az invariánsok éves periódusú modulációjának ULF frekvencia szerinti eloszlása a) napos periódusra, b) éves modulációs csúcsra.

10.13147/NYME.2012.015

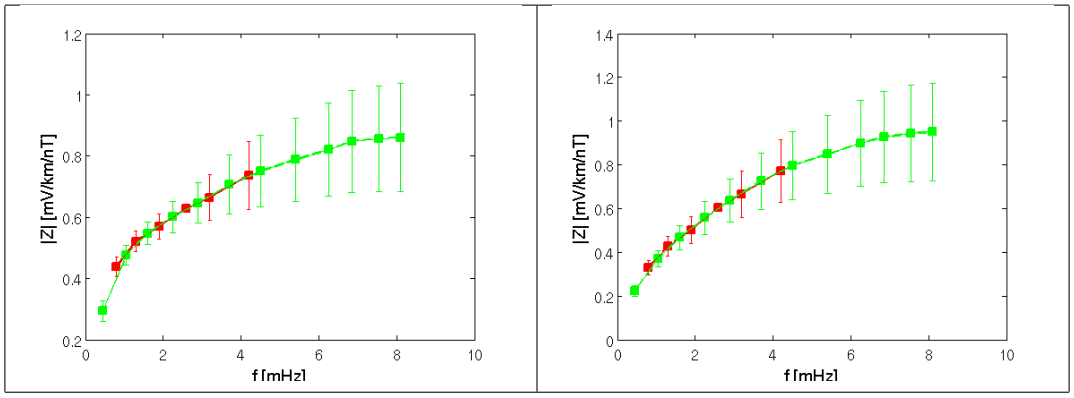
5 Időben nem periodikus forráshatás vizsgálata

Az időben nem periodikus eltérések vizsgálata alatt, olyan esetleges hatások feltárását értem, melyek jellemzően nem periodikusan, a magnetoszféra bizonyos állapotainak, illetve folyamatainak révén következik be. A munka ezen fázisában a geomágneses aktivitási indexeket, illetve a korábbi fejezetekben ismertetett forrás mechanizmus modelleket használtam fel. Az eredményeket a következő alfejezetben ismertetem.

5.1. Az impedancia vizsgálata magnetoszférikus üregrezonátor és hullámvezető frekvenciákon

Közepes szélességeken, nappal, a leggyakrabban regisztrált hosszan periodikus változást a $Pc3$-as pulzációk alkotják ($20 - 100mHz$). Ezek alapvetően két magnetoszférikus folyamat révén keletkeznek, egyrészt erővonal rezonancia, másrészt upstream eredetű kompressziós MHD-hullámok eredményeként alakulnak ki, lásd 1.2 fejezet. Éjszaka inkább a $Pi2$-es pulzációk jellemzőek, ezek a helyi éjfél körüli -korábban ismertetett- öbölháborgások felszíni indikációi ($6 - 25mHz$). Ugyanakkor közepes szélességen, a teljes $Pc5$ tartományban -$1 - 4mHz$ intervallumban is- gyakran regisztrálható periodikus variáció, melyeket több szerző is azonosított (Pirjola (1992), Villante et al. (2001)). Ezek a geomágneses variációk, a 1.2 fejezetben ismertetett, ún. magnetoszférikus hullámvezető modellel magyarázhatók (Francia and Villante (1997)). A hullámvezető üreg belső fala, az ún. fordulási pontok *(turning point)* halmaza által meghatározott felület lesz. A fordulási pont az a pont, ahol a hullámszám vektor x komponense zérussá válik *(az irányok a 1.16 b) ábrának megfelelően értendők).* E felület és a magnetopauza (ahol az Alfvén sebesség nagyot esik) vagy a bow shock alkotják az üreg két szemközti falát. Így gyakorlatilag egy azimutális irányú hullámvezető alakul ki. Erővonal-rezonancia viszont a fordulási ponton túl, az üregrezonátoron „kívül", az üreg belső falán belül *(a 1.16 ábrán a turning point és a Föld között)* jöhet létre. A kompressziós rezonátor energiájának túlnyomó hányada az üreg/hullámvezető definíciójából fakadóan, annak határain belülre korlátozódik, a magnetopauzához érkező nyomáshullám ebben a hullámcsatornában terjed a csóva irányában olyan fázissebességgel, amilyennel a magnetopauzán haladó felületi zavar terjed. A kompressziós hatás az üreg falán kívül fokozatosan lecseng. Az ω frekvencián rezonáns erővonalak vagy héjak oszcillációja emiatt ezen „átszivárgó"

10.13147/NYME.2012.015



5.1. ábra. A $Z_{xy}(f)$ és $Z_{yx}(f)$ impedancia függvények a) a magnetoszféra hullámvezető frekvenciáin *(piros)*, b) a komplementer frekvenciákon *(zöld)*.

hatásnak a csatolódása révén következik be.

Összefoglalva, ezek a frekvenciacsúcsok viszonylag stabilnak tekinthetőek -kevéssé függnek napszél paraméterektől- és eredetük jól ismert, továbbá viszonylag hosszú periódusuk ellenére közepes szélességeken is jelen vannak. Az említett okok miatt kézenfekvőnek találtam megvizsgálni, hogyan viselkedik a felszíni impedancia ezeken a frekvenciákon. A hullámvezető frekvenciák mellett, azok komplementer frekvencia-intervallumait egyenként különálló frekvenciaosztályokként kezeltem, melyek centrális frekvenciájára számítottam az adott osztályra vonatkozó átlagos impedanciát. Összevetettem a hullámvezető és a komplementer frekvenciákon kapott függvény értékeket. A mellékátlóbeli elemeket vizsgáltam első sorban, mert a 2. fejezetben felvázolt forráshatás -a feltételezett forrás áramtér mellett-, a Z_{xy} és a Z_{yx} komponensekben nyilvánulhat meg. Az üregrezonátorban terjedő MHD hullám elsősorban poloidális erővonal rezgéseket ébreszt, melyek gyakran csatolódnak toroidális módusokkal. Ezért mindkét említett elemben megjelenhet némi eltérés a hullámvezető és a komplementer frekvenciák között. Az eredményeket a 5.1 ábrán jelenítettem meg.

Az ábra alapján megállapítható, hogy az energiaszűrés során megfelelőnek tartott minták felhasználásával számított impedancia értékek ugyanazon görbére illeszkednek. Ez gyakorlatilag azt jelenti, hogy az összes elfogadott minta felhasználásával képzett statisztika, a hullámvezető és a komplementer frekvenciákon ugyanazt a görbét szolgáltatja. Mivel a hullámvezető gerjesztése globális hatás -kiterjedt szélesség- és hosszúságtartományban koherens formában van jelen-, ezért az eredmény úgy interpretálható, hogy a rezonátor gerjesztő hatások szintén globális jelleggel bírnak.

Megvizsgáltam annak a lehetőségét, hogy a magnetoszféra különböző háborgatottsága mellett tapasztalható-e különbség a két frekvencia halmazon felvett függvényértékek

10.13147/NYME.2012.015

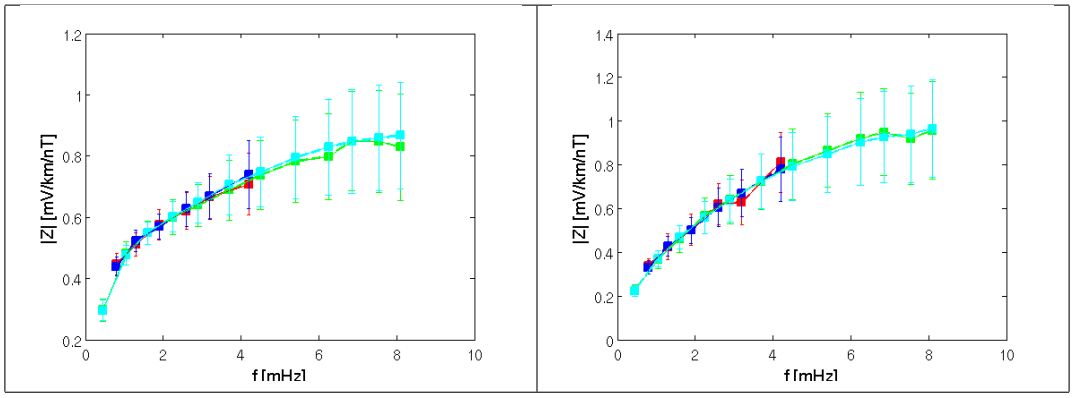
között, anélkül, hogy a konkrét forrás mechanizmus mibenlétéről, illetve geometriáról bármit feltételeznék.

5.2. A geomágneses háborgatottság hatása impedancia függvényre

A geomágneses háborgatottság mérésére több geomágneses aktivitási index létezik. A mágneses háborgatottság és a forráshatás kapcsolatának vizsgálatára két indexet választottam:

- Kozyreva és társai olyan jelzőszámot definiáltak, amely a magnetoszféra $\sim 1 - 10mHz$-es ULF tartománybeli energizáltságáról nyújt információt (Kozyreva et al. (2007)). Ezt több felszíni mágneses obszervatórium perces adataiból meghatározott, órás logaritmikus index. Az adott időablakban, az $1 - 10mHz$ tartományban legnagyobb amplitúdót regisztráló állomás geomágneses spektruma alapján határozzák meg. A vizsgálat során a -korábban ismertetett- energiafeltételnek megfelelő horizontális elektromos és geomágneses spektrális komponenseket használtam föl. Ezeket aszerint osztottam két halmazra, hogy az adott kétórás időablakban milyen háborgatottságot jelzett az ULF index. A legegyszerűbb esetet tekintve, képeztem az index értékek négy éves átlagát (Av_{ULF}). Ezután az első halmazba soroltam egy adott időablakhoz tartozó $Z_{i,j}$ függvényt, ha az adott időablakban teljesült, hogy az $ULF\ index \geq 2 \cdot Av_{ULF}$. A második halmazba soroltam egy adott időablakhoz tartozó $Z_{i,j}$ függvényt, ha arra az időablakra teljesült, hogy az $ULF\ index \leq 0.5 \cdot Av_{ULF}$. A válaszfüggvény értékeit -az előző bekezdésben alkalmazott módon- hullámvezető és komplementer frekvenciákra határoztam meg. Ezáltal információt szerezhetünk arról is, hogy az impedancia függvény a mágneses háborgatottságtól ugyanolyan módon függ-e a két frekvenciahalmaz fölött. Másképpen, megtudhatjuk, hogy a hullámvezető és üregrezonátor hatás következtében kialakuló globálisnak tekinthető források -nagy földrajzi hosszúság-tartományban jelen lévő koherens forrás- geometriája szignifikánsan másképp reagál-e a mágneses háborgatottságra, mint az egyéb tranziens, illetve üregrezonátor források. A korábban említett okok miatt a hatást a mellékátlóbeli elemekre vizsgáltam és jelenítettem meg, lásd 5.2 ábra. Ennek megfelelően a teljes frekvencia-tartományra fölött felhasznált mintaszámokat is megjelenítettem a ábrán. Látható, hogy a mintaszám mind az alacsonyabb, mind a magasabb háborgatottság mellett is elegendőnek tekinthető, hogy reprezentatívnak tekinthessük az eredményeket. Az események szétválogatását erősebb feltételek mellett is elkészítettem, nevezetesen $0.3 \cdot ULF\ index$, illetve $3 \cdot ULF\ index$ határok esetén. Ebben az esetben érdemi

10.13147/NYME.2012.015

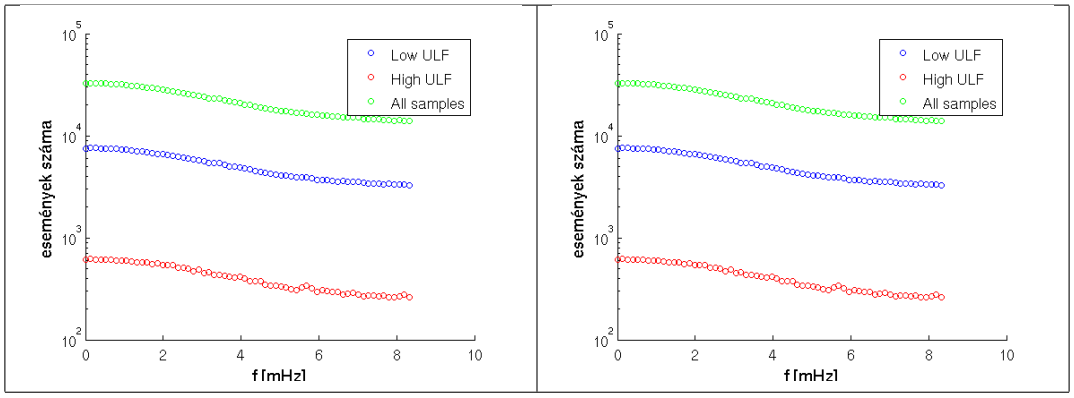


5.2. ábra. *a)* $Z_{xy}(f)$ és *b)* $Z_{yx}(f)$ impedancia függvények. hullámvezető frekvenciákon, nyugodt magnetoszférikus viszonyok mellett *(piros)*, hullámvezető frekvenciákon, nagyobb felszíni ULF aktivitás esetén *(kék)*, a komplementer frekvenciákon, nyugodt magnetoszférikus viszonyok mellett *(zöld)* és komplementer frekvenciákon, fokozottan háborgatott viszonyok mellett *(cián)*.

változás nem figyelhető meg a 5.2 ábrán bemutatotthoz képest. A görbék alapján megállapítható, hogy a felszíni ULF index által megkülönböztetett intenzívebb, illetve nyugodt körülmények alkalmával mért impedancia modulusok -tekintve a hibahatárokat- alig térnek el egymástól, de a kis eltérés ellenkező előjelű a két impedancia elemre.

– Az események szétválogatását egy aktivitási index-pár felhasználásával is elvégeztem, nevezetesen az ún. $ASY-H$ és $SYM-H$ perces aktivitási indexek alapján. Az indexek számításának pontos metódusa megtalálható a kyotoi egyetem oldalán elhelyezett a Geomágneses Adatbázis, az ún. *World Data Center for Geomagnetism* webes archívumában, a http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/aeasy/asy.pdf címről letölthető pdf formátumú leírásban, továbbá az indexek kapcsolatát a gyűrűárammal megtaláljuk Weygand és McPherron nyomán, (Weygand and McPherron (2006)). Az $SYM-H$ index a tengelyszimmetrikus magnetoszférikus áramok felszíni hatásáról ad információt, konkrétan a gyűrűáram és a magnetopauzán folyó Chapman-Ferraro áramok határozzák meg. Órás átlaga gyakorlatilag a D_{st} indexnek felel meg, azonban több obszervatórium adataiból kerül meghatározásra. Az $ASY-H$ index a magnetoszférikus áramok nem tengelyszimmetrikus felszíni megnyilvánulásainak erősségét jelzi, főként a parciális gyűrűáram erősségéről ad információt. Az $ASY-H$ index értékei alapján szétválogatott események átlagaként meghatározott impedancia görbéket a hullámvezető és komplementer frekvenciákra számítva a 5.4 ábrán mutatom be.

10.13147/NYME.2012.015



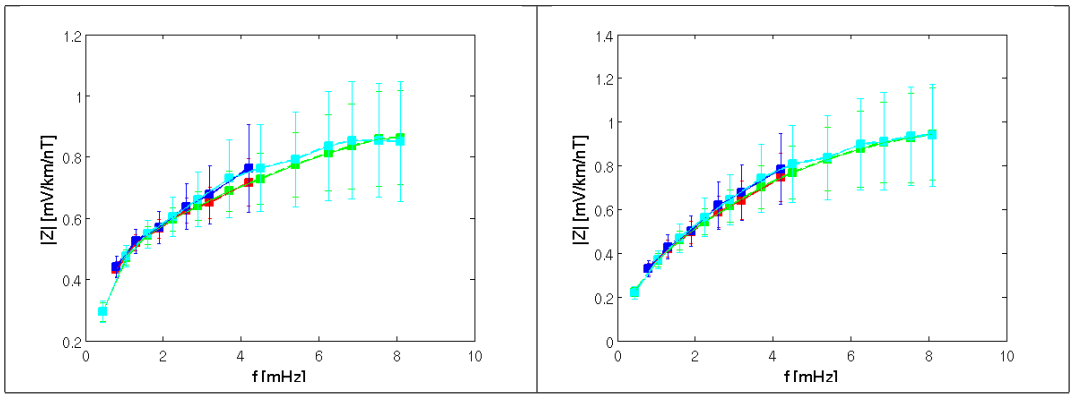
5.3. ábra. A statisztikához felhasznált minták száma *a)* $Z_{xy}(f)$ és *b)* $Z_{yx}(f)$ meghatározásánál. Nyugodt magnetoszférikus viszonyok mellett *(kék)*, nagyobb felszíni ULF aktivitás esetén *(piros)*, míg a teljes felhasznált minták száma, melyek eleget tettek az energiafeltételnek *(zöld)*.

Megállapítható, hogy a $3 - 7mHz$ intervallumban a görbék, a különböző aktivitási indexek mellett hibahatáron belüli, de határozott eltérést mutatnak. A 5.5 ábrán szemléltetem a felhasznált minták számát az egyedi frekvenciaértékekre nézve. Minden egyedi hullámvezető frekvencia esetén az átlagot, több ezer esemény felhasználásával határoztam meg, míg a komplementer frekvenciaosztályok mindegyike esetén ez több tízezer mintának felel meg. Ezzel biztosítottnak tekinthető a statisztika reprezentativitása. Megállapítható továbbá, hogy a fokozottabb aktivitással jellemzett időszakokhoz tartozik a nagyobb impedancia érték.

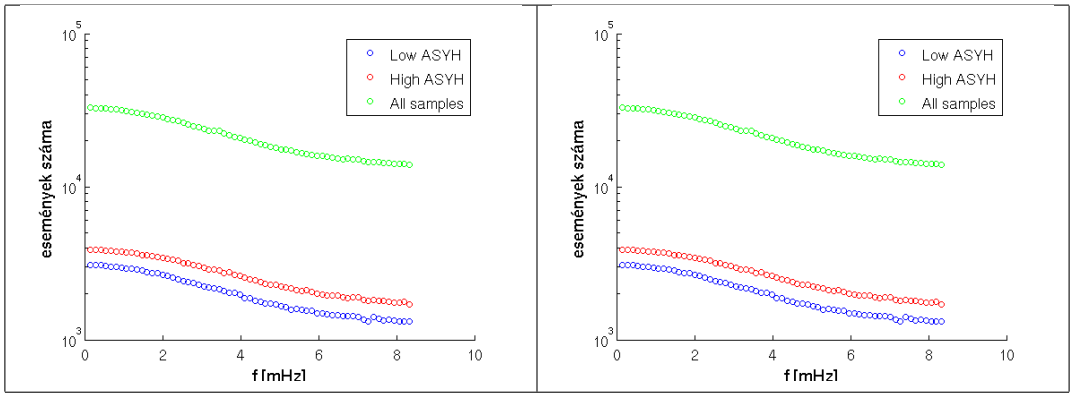
Ugyanerre az eredményre vezet, de határozottabb eltérést indikálva az impedancia függvény modulusának tekintetében, ha a válogatás küszöbértékeit szigorúbb feltételeknek megfelelően állítom be. Az $(ASY - H \leq 0.3 \cdot ASY - H_{átlag})$ és az $(ASY - H \geq 3 \cdot ASY - H_{átlag})$ küszöbindex értékek beállításával kapott görbék a 5.6 ábrán, illetve a vonatkozó felhasznált minták száma-frekvencia eloszlás a 5.7 ábrán látható. Ez utóbbi szerint a statisztika szintén reprezentatívnak tekinthető.

A felszíni impedancia minták $SYM - H$ index szerinti szétválogatását is elvégeztem, melynek eredményeképpen előálló impedancia görbék a 5.8 ábrán, míg a statisztika reprezentativitására vonatkozó információkat a korábbiakban bemutatott formában-, a 5.9 ábrán láthatóak. Az $ASY - H$ és a $SYM - H$ szerint szétválogatott időszakokhoz tartozó átlagos impedancia modulusok ellenkező értelmű eltérést mutatnak az aktivitás, vagy háborgatottság függvényében. Ez a tény kulcsfontosságú a valós forrásmechanizmusok mibenlétének meghatározásában.

10.13147/NYME.2012.015

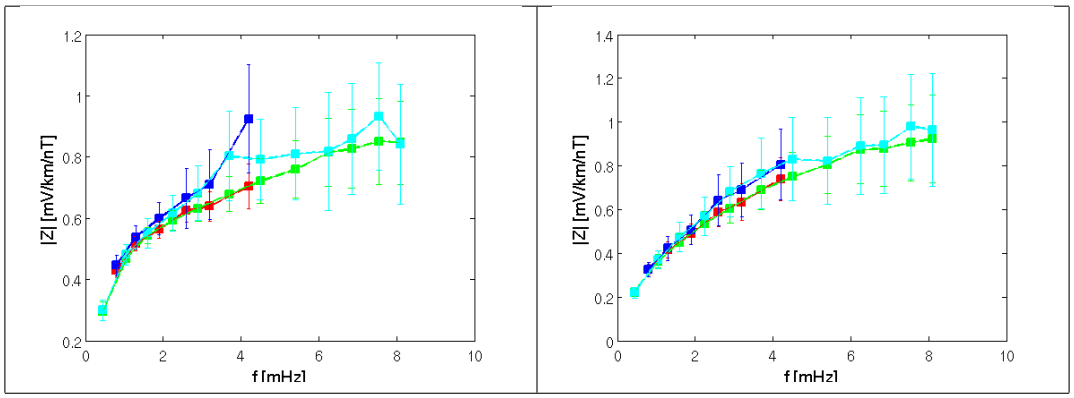


5.4. ábra. *a)* $Z_{xy}(f)$ és *b)* $Z_{yx}(f)$ impedancia függvények. hullámvezető frekvenciákon, nyugodt magnetoszférikus viszonyok mellett $(ASY - H \leq 0.5 \cdot ASY - H_{átlag})$ *(piros)*, hullámvezető frekvenciákon, geomágneses háborgatottság esetén $(ASY - H \geq 2 \cdot ASY - H_{átlag})$ *(kék)*, a komplementer frekvenciákon, nyugodt magnetoszférikus viszonyok mellett $(ASY - H \leq 0.5 \cdot ASY - H_{átlag})$*(zöld)* és komplementer frekvenciákon, háborgatott viszonyok mellett $(ASY - H \geq 2 \cdot ASY - H_{átlag})$ *(cián)*.

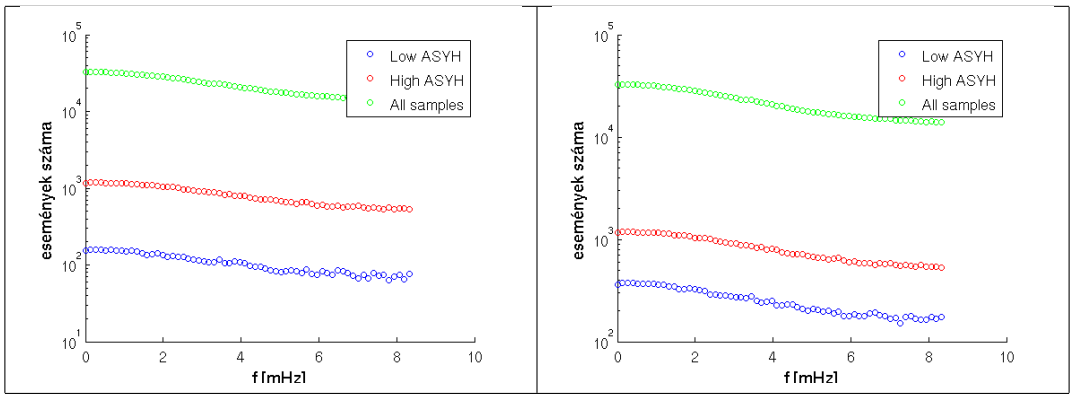


5.5. ábra. A statisztikához felhasznált minták száma *a)* $Z_{xy}(f)$ és *b)* $Z_{yx}(f)$ meghatározásánál. nyugodt magnetoszférikus viszonyok mellett *(kék)*, nagyobb felszíni $ASY - H$ aktivitás esetén *(piros)*, míg a teljes felhasznált minták száma, melyek eleget tettek az energiafeltételnek *(zöld)*.

10.13147/NYME.2012.015

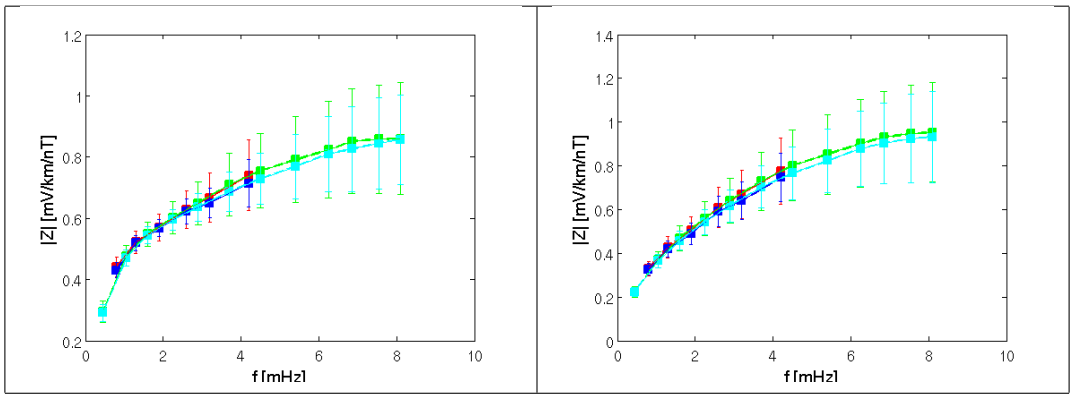


5.6. ábra. *a)* $Z_{xy}(f)$ és *b)* $Z_{yx}(f)$ impedancia függvények. hullámvezető frekvenciákon, nagyon nyugodt magnetoszférikus viszonyok mellett ($ASY - H \leq 0.3 \cdot ASY - H_{átlag}$) *(piros)*, hullámvezető frekvenciákon, geomágneses háborgatottság esetén ($ASY - H \geq 3 \cdot ASY - H_{átlag}$) *(kék)*, a komplementer frekvenciákon, nagyon nyugodt magnetoszférikus viszonyok mellett ($ASY - H \leq 0.3 \cdot ASY - H_{átlag}$)*(zöld)* és komplementer frekvenciákon, fokozottan háborgatott viszonyok mellett ($ASY - H \geq 3 \cdot ASY - H_{átlag}$) *(cián)*.

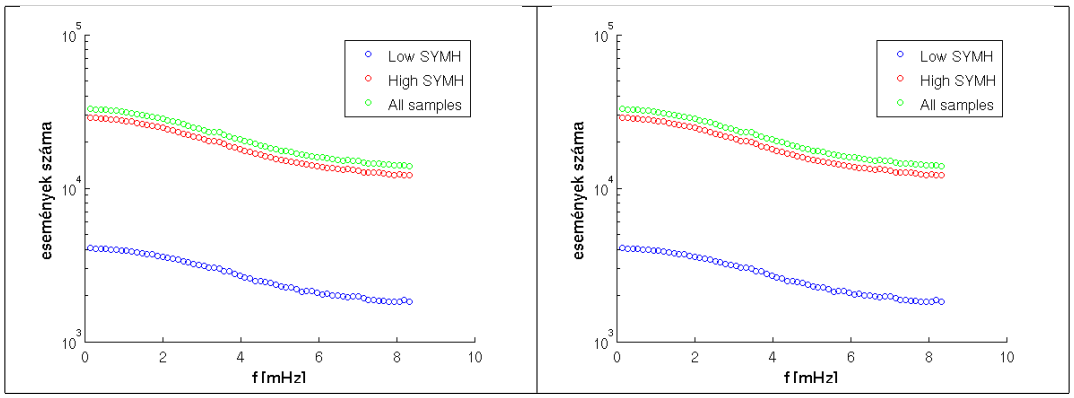


5.7. ábra. A statisztikához felhasznált minták száma, az erősebb kritériumok mellett *a)* $Z_{xy}(f)$ és *b)* $Z_{yx}(f)$ meghatározásánál. nyugodt magnetoszférikus viszonyok mellett *(kék)*, nagyobb felszíni $ASY - H$ aktivitás esetén *(piros)*, míg a teljes felhasznált minták száma, melyek eleget tettek az energiafeltételnek *(zöld)*.

10.13147/NYME.2012.015



5.8. ábra. *a)* $Z_{xy}(f)$ és *b)* $Z_{yx}(f)$ impedancia függvények. hullámvezető frekvenciákon, nagyon nyugodt magnetoszférikus viszonyok mellett ($SYM - H \leq 0.3 \cdot SYM - H_{átlag}$) *(piros)*, hullámvezető frekvenciákon, geomágneses háborgatottság esetén ($SYM - H \geq 3 \cdot SYM - H_{átlag}$) *(kék)*, a komplementer frekvenciákon, nagyon nyugodt magnetoszférikus viszonyok mellett ($SYM - H \leq 0.3 \cdot SYM - H_{átlag}$)*(zöld)* és komplementer frekvenciákon, fokozottan háborgatott viszonyok mellett ($SYM - H \geq 3 \cdot SYH - H_{átlag}$) *(cián)*.



5.9. ábra. A statisztikához felhasznált minták száma, az erősebb kritériumok mellett *a)* $Z_{xy}(f)$ és *b)* $Z_{yx}(f)$ meghatározásánál. nyugodt magnetoszférikus viszonyok mellett *(kék)*, nagyobb felszíni $SYM - H$ aktivitás esetén *(piros)*, míg a teljes felhasznált minták száma, melyek eleget tettek az energiafeltételnek *(zöld)*.

10.13147/NYME.2012.015

Az aktivitási indexek felhasználásával végzett vizsgálatok arra utalnak, hogy különböző geomágneses háborgatottság mellett -még ha bőven hibahatáron belül is-, de határozott eltérés tapasztalható az impedancia függvény modulusa tekintetében. Jelen dolgozat elkészítése során nem vizsgáltam a jelenség pontos hatásmechanizmusát, azaz, hogy milyen magnetoszférikus folyamatok hatásai tükröződnek az impedancia függvény változásában. Ennek további elemzése meghaladná a dolgozat kereteit. Ezért a forráshatással kapcsolatban tervezett további kutatásaim részben arra irányulnak, hogy meghatározzam az aktivitási indexek szerint különböző „osztályokba” sorolt események tényleg a forrás hullámhosszában megjelenő változás eredményei, vagy a napi variációnál tapasztalt polarizációs forráshatásnak tudható be. Ez a vizsgálat kiemelkedő fontosságú abból a szempontból, hogy konkrétan megismerhessük a magnetoszférikus források mibenlétét, illetve, hogy a felszíni elektromágneses teret milyen külső hatások determinálják az ULF-tartomány hosszú periódusú intervallumában.

10.13147/NYME.2012.015

6 Következmények, kiegészítések

6.1. A forráshatás kritikus következményei az EM-es kutatásban

Mivel a felszín alatti szerkezetek, illetve azok elektromágneses jellemzőinek térbeli eloszlása általában csak nagy időskálán változik a mérések időtartamához képest, ezért a kitelepített mérőállomások hosszabb idejű működtetésével, statisztikus feldolgozás révén kapunk reprezentatív információt a kutatandó struktúrákról. Léteznek azonban olyan elektromágneses vizsgálatok, melyek esetében mégis a felszín alatti EM paraméterek eloszlásának időbeli monitorozása a cél. Ilyenek például rövidebb periódusok esetén az aktív vulkánok indukciós monitorozó rendszere (Matsushima (2001), Aizawa et al. (2005), Manzella and Zaja (2006), Kanda et al. (2008)). Ennek lényege, hogy a kitörést megelőzően, forró nagy vezetőképességű láva tölti föl a kürtőt, amit folyamatos indukciós megfigyeléssel regisztrálni tudunk. Az ilyen valós idejű monitoring rendszerek esetében, a gyors időbeli változások nem átlagolhatók ki, hiszen a cél épp a valós idejű *(real-time)* impedancia függvényidőbeli változása alapján történő riasztás. E rendszerek alkalmazása során kritikus lehet az impedancia függvény nem- belső eredetű változásainak téves azonosítása.

6.2. Az EM háttérzajról

A tellurikus és mágneses adatsor hitelessége a szóban forgó vizsgálat kapcsán két szempont alapján kérdőjelezhető meg. Egyrészt a mesterséges, felszíni forrásokból származó zajok -mind EM hullám formájában, mind direkt földi áramok hatására-, másrészt a mérőrendszer technikai paraméterei, érzékenysége, a digitalizálás felbontása szintén kritikus fontosságúak. Korábbi tanulmányok a geomágneses regisztrátumok mesterséges forrásból származó ULF tartománybeli zajkomponensével kapcsolatban (Szarka (1987), Francia and Villante (1998), Villante et al. (2004)) igazolják a következőket: az antropogén eredetű elektromágneses zajok domináns mértékben a hetes (hétköznap-hétvége) moduláció formájában mutatkoznak a teljes ULF tartomány fölött. Az idézett tanulmányok igazolják, hogy mesterséges EM járulék az ULF tartományban, alacsony és közepes szélességen (kifejezetten a szóban forgó obszervatórium esetében is) maximum a Pc3 periódus-tartományáig mutatható ki. Pc4, illetve attól hosszabb periódusokon

10.13147/NYME.2012.015

gyakorlatilag nincs jelen az antropogén EM zajszennyezés. A technikai vonatkozásokat illetően, az általunk elvégzett vizsgálatok alapján kijelenthető, hogy kvantálási hiba legalább kb. két nagyságrenddel kisebb amplitúdójú spektrális komponenseket eredményezhet, mint az általunk -az energiakritériumnak alapján történő szűrés után megtartott- geomágneses és tellurikus spektrális komponensek. E bekezdés alapján megállapíthatjuk, hogy a demonstrált hatás szignifikáns. A tellurikus és geomágneses dinamikus egyoldalas amplitúdó-spektrum generálásával szintén bizonyítható, hogy a természetes eredetű, ionoszférikus EM jelek jóval a mérőrendszer hitelességi küszöbe feletti, gyakorlatilag folytonos spektrumot spektrális komponensei a 3-33 perces periódus tartományban, mely sokszor nagy sávszélességű tranziens események eredménye. Összefoglalásként megállapítható, hogy a megfigyelési adatokból meghatározott impedancia függvény változásai nem antropogén EM zajok eredménye. Az bemutatott tényezők mellett, további biztosítékot jelent, hogy a napos moduláció és az aktivitási indexek függvényében bemutatott impedancia változások során csak a korábban meghatározott energiaküszöb fölötti spektrális komponenseket használtam föl.

10.13147/NYME.2012.015

7 A vizsgálatok jövőbeli pontosítására vonatkozó tervek

1. Érdemben javítaná a forráshatás becslésének pontosságát, ha valamilyen információ rendelkezésünkre állna az egyes eseményekhez rendelhető domináns források hullámhosszával kapcsolatban. Ernst és Jankowski által kidolgozott eljárással, egyetlen obszervatórium regisztrátuma alapján olyan információt nyerünk, amely lehetővé teszi, hogy a síkhullámmal jellemezhető eseményeket kiválogassuk a teljes időintervallumból (Ernst and Jankowski (2005)). Ezekre a kiválasztott időtartamokra, illetve annak komplementerére külön statisztikai vizsgálatot végezhetünk. A szűrés eredményeként pontosabban megállapítható, hogy a síkhullám, illetve a rövidebb hullámhosszú források aktivitása idején milyen impedancia görbéket kapunk.

2. A vizsgálat további fejlesztésének egyik lehetséges iránya, egyben általánosítása lehet, ha a formulákat kiterjesztjük divergens $2D$ áramterekre. Ezzel az erővonalmenti áramok bizonyos hatásait is figyelembe vennénk.

3. A szerkezet dimenzionalitása és a forrás geometriája együttes hatásának vizsgálata, a kérdés sokkal komplexebb megközelítését jelenti, és meggyőződésem, hogy $2-3D$-s felszín alatti szerkezetekre vonatkozólag csak akkor kaphatunk hiteles információt, ha mindkét tényezőt figyelembe vesszük.

4. A forráshatással kapcsolatban tervezett további kutatásaim közé tartozik az is, hogy meghatározzam az aktivitási indexek szerint különböző „osztályokba” sorolt események tényleg a forrás hullámhosszában megjelenő változás eredményei-e, vagy a napi variációnál tapasztalt polarizációs forráshatásnak tudható be *(láttuk, hogy a szerkezet $3D$-s volta miatt a moduláció átöröklődhet a mellékátlóbeli elemekre)*. A vizsgálatot, további forrás információk érdekében kiterjesztem más, akár poláris geomágneses indexekre. Az eredmények segíthetnek eldönteni, milyen magnetoszférikus/ionoszférikus forrásmechanizmusok állnak az impedancia külső eredetű változásai mögött. A magnetoszférikus/ionoszférikus források azonosítására, illetve karakterisztikus jegyeik meghatározására a felszíni impedancia meghatározása olyan lehetőséget biztosít, amelyek más felszíni vizsgálatokkal nem pótolhatók, legfeljebb bizonyos esetekben műholdas megfigyelésekkel.

10.13147/NYME.2012.015

8 Összefoglalás, tézisek

A doktori munkám keretében a felszíni elektromágneses impedancia külső eredetű változásait vizsgáltam. A feladat elméleti megfontolásokat és megfigyelési adatokon végzett gyakorlati számításokat foglalt magában. Az előbbi során igyekeztem egzakt leírását adni, egy realisztikus forrás mellett kialakuló, $Pc5$-ös periódusú felszíni térváltozásoknak. Ezek felhasználásával lehetőségem nyílt az MT impedancia elméleti meghatározására, az adott áramkonfiguráció és határfeltételek mellett. A munka gyakorlati része magában foglalja az MTA Széchenyi István Geofizikai Obszervatóriumban regisztrált, mintegy négy évnyi tellurikus és geomágneses felvétel elemzését és célirányos feldolgozását. A doktori munka különböző fázisait lezáró eredményeket a következő tézisekben foglalom össze:

1. Térben változó amplitúdójú és időben változó fázisú, magnetoszféra-fizikai szempontból realisztikus, ún. pulzációs áramtér felszíni elektromágneses hatásait leíró általános formulák elméleti meghatározását végeztem el. Nevezetesen, meridionális irányú, azimutális irányban korlátos felületi áramok eredőH_y, H_z és E_x felszíni terét határoztam meg.

2. Numerikus számításokkal meghatároztam a felszíni elektromágneses teret, a pulzációs áramtér frekvenciájának és geometriai paramétereinek -mint az azimutális kiterjedés, illetve hullámhossz-, valamint a frekvencia függvényében. A számított térkomponenseket fizikailag realisztikus 4D paraméter tartomány fölött határoztam meg, ahol az említett három változó mellett a megfigyelő, forráshoz viszonyított relatív helyzetét is figyelembe vettem.

3. Az elméleti felszíni elektromágneses tér formuláinak felhasználásával, meghatároztam az impedanciát általános esetben leíró összefüggéseket. Ennek alapján pulzációs forrás áramtér feltételezésével a nagycenki obszervatórium területén érvényes felszíni impedanciát is megadta. Az elméleti formulák alapján elvégezte az MT válaszfüggvény numerikus számítását.

4. A területre jellemző látszólagos fajlagos ellenállás görbe, forráshatás miatt bekövetkező lehetséges torzulásának elméleti becslését nyújtottam. Bizonyítottam, hogy nagy forrás hullámhossz választása esetén, az elméleti elektromágneses változásokból

10.13147/NYME.2012.015

meghatározott impedancia függvény a klasszikus, ún. $Cagniard - Tikhonov$ impedanciával kiváló egyezést mutat, míg kb. $100km$-es forrás hullámhossz mellett nagyon eltérő impedancia és látszólagos fajlagos ellenállás menetet eredményez.

5. Pulzációs ionoszférikus áramtér feltételezése mellett meghatároztam az indukáló és az indukált felszíni mágneses terek fáziskülönbségét és arányát a forrás geometriai paramétereinek függvényében, továbbá becslését a nagycenki obszervatórium, korábbi publikációkból ismert geológiai modelljének felhasználásával konkretizálta. Ennek alapján megállapítottam, hogy az adott forrás mellett, a primer és a szekunder horizontális tér 1D-s szerkezet és nagy forrás hullámhossz esetén megegyező irányú és kis felszínközeli fajlagos ellenállás esetén közel azonos nagyságú. Bizonyítottam továbbá, hogy a forrás hullámszám növekedése mellett a két mennyiség viszonya határozottan változik.

6. Elvégeztem a négy évnyi (2000 – 2004) obszervatóriumi tellurikus és geomágneses regisztrátum alapján meghatározott impedancia modulus időbeli változásának spektrális elemzését. Ennek eredményeként kimutattam az impedancia tenzor főátlóbeli elemeinek szignifikáns napos periódusú fluktuációját. Rotációs invariánsok képzésével bizonyítottam, hogy a hatás a mérőrendszer tájolásától függetlenül létezik.

7. Az impedancia függvény esetében tapasztalt napos modulációnak egy lehetséges elméleti magyarázatát nyújtottam. Ezt a hipotézist a geomágneses tér megfigyelt napos periódusú polarizációmenetének meghatározásával támasztottam alá, továbbá felhívtam a figyelmet a hosszú periódusú szondázások eredményeinek torzulására, amennyiben a domináns indukáló tér polarizációjának iránya, a szerkezeti irányokra nézve nem tengelyszimmetrikus.

8. A nagycenki obszervatórium regisztrátumai alapján igazoltam, hogy a magnetoszféra hullámvezető frekvenciáin számított felszíni impedancia -mágneses aktivitástól függetlenül- illeszkedik a komplementer frekvenciaosztályokon felvett függvényértékek által meghatározott görbére. Eszerint hosszú távú megfigyelés alapján igazoltam, hogy hibahatáron belül a hullámvezető hatáshoz tartozó forrásmechanizmus esetlegesen eltérő geometriájából fakadó impedancia torzítás az adott obszervatóriumi mérőrendszer érzékenység mellett, Pc5 tartományban nem kimutatható.

9. Három -a vizsgálat szempontjából legmegfelelőbbnek ítélt- geomágneses aktivitási index (*ULF-Tgr, ASY-H, SYM-H*) felhasználásával kiválogatott geomágneses

10.13147/NYME.2012.015

értelemben nyugodt, illetve háborgatott időszakokra számítottam megfigyelési adatokon nyugvó impedanciagörbéket. A vizsgálat eredményeként, reprezentatívnak tekinthető statisztika alapján, hibahatáron belüli, de határozott eltérést mutattam ki a két függvény között.

A elméleti impedancia meghatározása során, a primitív függvény formulákat részben A DERIVE 6-os verziójának, illetve MATLAB függvények felhasználásával végeztem. Az elméleti felszíni elektromos és mágneses komponensek, továbbá a MT impedancia meghatározását, valamint a megfigyelési adatokon végzett statisztikai számításokat és az ábrák elkészítését, kizárólag általam, MATLAB és IDL környezetben fejlesztett függvények felhasználásával végeztem el.

10.13147/NYME.2012.015

A Függelék

10.13147/NYME.2012.015

A.1. MHD hullámok lineáris megoldása

Fontosnak tartom egy bekezdés erejéig bemutatni, hogy milyen elméleti megfontolások támasztják alá a magnetoszférában, mint mágneses plazmával kitöltött térfartományban ébredő magneto-hidrodinamikai (MHD) hullámok szükségszerű létezését. Az MHD a mágneses plazma leírására közelítést alkalmaz, miszerint az felfogható kiváló elektromos vezetőképességű folyadékként. Hannes Alfvén (1942) mutatta meg először, hogy - bár szilárd vezetőkben nem terjed az elektromágneses hullám -, folyékony vezetőben terjedhet. Ennek megfelelően a folyadékok, gázok dinamikáját leíró Navier-Stokes egyenlet megfelelő alakját, illetve az elektromágneses tulajdonságokból fakadó hatások figyelembevételéhez a Maxwell-egyenleteket használjuk fel. Az egyenletrendszer kiegészítéséhez segédegyenleteket alkalmazunk. A következőkben ennek a rendszernek a megoldását vázolom, de a megoldásfüggvényekre, mint a környezetben kialakuló plazmahullámokra és sajátságaikra helyezem a hangsúlyt. Az alapegyenletek tehát a kontinuitási egyenlet, a mozgásegyenlet a Lorentz taggal, a Maxwell egyenletek és az Ohm törvény ($\sigma- > \infty$ feltételezéssel). A nyomás és a sűrűség összekapcsolására az általában az entrópiamegmaradás egyenlet használatos, de a rendszer lezárására az energiamegmaradás is fölhasználható. A megoldás során feltételezzük, hogy a perturbációk aránylag kicsik, azaz a paraméterek nyugalmi értékéhez képest kicsiny változást okozunk a rendszerben. A perturbált vektorok $\mathbf{E}$, $\mathbf{u}$ és $\mathbf{j}$ (elektromos tér, sebességvektor és áramsűrűség vektor), amelyek az egyensúlyi rendszerben zérusvektorok. A zavar hatására a mágneses tér, a nyomás és a sűrűség is megváltozik: $\mathbf{B} = \mathbf{B} + \delta\mathbf{b}$; $\rho = \rho + \delta\rho$; $p = p + \delta p$. Mivel kis zavarokat tételezünk föl, a másod-, illetve magasabb rendű tagok elhanyagolhatóak, azaz linearizáljuk a megoldást. Az egyenletek egyik célravezető kombinációja a perturbációk behelyettesítésével, valamint a linearizálás után az Ohm és az Ampere törvény bevonásával a következők:

$$\frac{\partial \delta\rho}{\partial t} + \rho\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \tag{A.1}$$

$$\rho\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\nabla\delta p + (\nabla \times \delta\mathbf{b}) \times \mathbf{B} \tag{A.2}$$

$$\frac{\partial \mathbf{ffib}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \tag{A.3}$$

Harmonikus megoldásokat keresünk ($e^{i(kx-\omega t)}$), hiszen azok a folytonos függvények terének bázisát alkotják (Fourier-tr.), így minden megoldás előállítható ezek lineáris kombinációjaként. Felhasználva az entrópiamegmaradási egyenletet δp a $\delta\rho$ segítségével kifejezhető, így δp, u és δb, hét ismeretlen a fönti hét darab komponensegyenletből

10.13147/NYME.2012.015

meghatározható. A megoldás során hideg plazmát feltételeztünk, azaz a plazma nyomása $p_p = nk(T_p + T_e)$ elhanyagolható a mágneses nyomás mellett $p_m = \frac{B^2}{2\mu_0}$. Az egyenletrendszer megoldásaként két független diszperziós egyenletet kapunk:

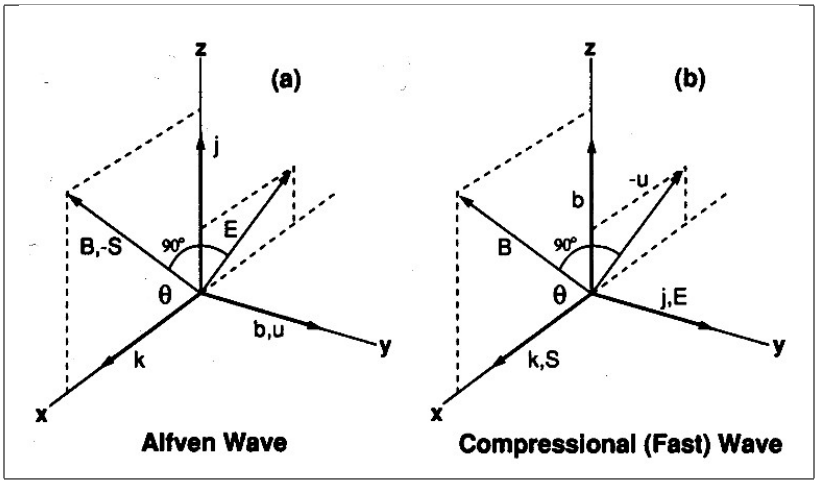
$$\begin{aligned}\left(\frac{\omega}{k}\right)^2 &= v_A^2 \cos^2\theta,\ vagy\ \omega^2 \\ &= k_{II}^2 v_A^2,\end{aligned} \tag{A.4}$$

$$\left(\frac{\omega}{k}\right)^2 = v_A^2, \tag{A.5}$$

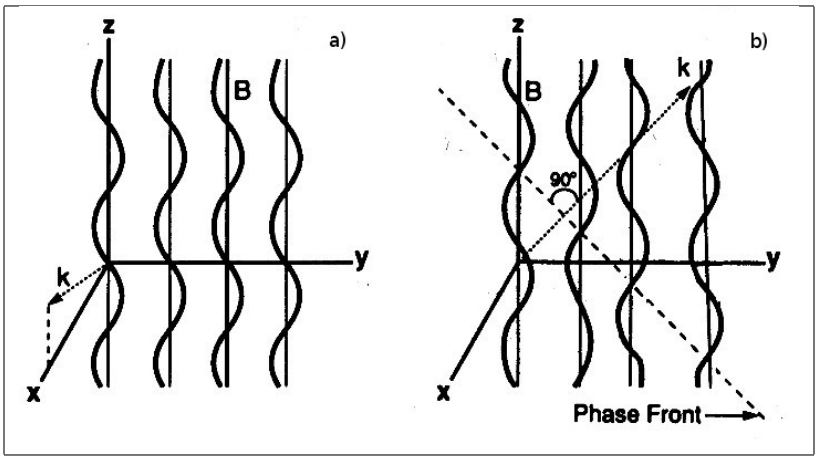
ahol $v_A = \sqrt{\frac{B^2}{\rho\mu_0}}$ az Alfvén sebesség. A diszperziós egyenletek teremtenek kapcsolatot az adott rezgési módus frekvenciája és hullámszám vektora között. A kapott megoldások a hideg plazmában két alapvető plazmarezgés típust reprezentál, melyeknek terjedése függ a mágneses tér nagyságától és irányától, valamint a plazmasűrűségtől. Az első típus a A.4 diszperziós egyenlet által leírt rezgés, a nyíró Alfvén hullám. A megoldás visszahelyettesítéseivel megkapjuk az **u**, **ffib**, **j** és **E** vektorok időbeli és térbeli alakulását, valamint a skalár paramétereket. A koordináta-rendszert az általánosság megsértése nélkül úgy vettem föl, hogy a terjedés iránya (k) az x tengelyre essen, a **B** iránya pedig illeszkedjen az $x - z$ tengelyek által meghatározott síkba. A terjedő hullám az említett vektorokat a A.1 a) ábrán jelölt irányokba állítja. Ennek megfelelően a nyíró Alfvén hullám esetén az $u_x = u_z = 0$, azaz a sebességvektor a **B** mágneses tér és a terjedés irányára egyaránt merőleges irányú részecskemozgást tesz lehetővé. A mozgás következtében ébredő elektromos tér az Ohm törvényből ($\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B}$) adódik, mely így mindkét vektorra merőleges irányba mutat (A.1 a) ábra). Igazolható továbbá, hogy a perturbáló mágneses vektor, $\delta\mathbf{b}$ pedig szintén merőleges a terjedés irányára és a **B** tér irányára. Mivel a perturbált tér nagysága $|\mathbf{B} + \mathbf{b}|^2 = B^2 + 2\mathbf{B}\delta\mathbf{b} + \delta b^2 \approx B^2$ (hiszen $\delta\mathbf{b} \perp \mathbf{B}$) első rendben változatlan, a mágneses nyomás is állandó.

Figyelembe véve, hogy hideg plazmában ez a domináns nyomáskomponens, megállapítható, hogy a nyomás a hullám terjedése folytán lokálisan sem változik (nem kompressziós). Az energia a Poynting vektor irányában terjed $\mathbf{S} = \frac{1}{\mu_0}\mathbf{E} \times \delta\mathbf{b}$, ami ebben az esetben $+ - \mathbf{B}$ irányú (A.1 a) ábra). A csoportsebesség , azaz energiát és információt csak az erővonal mentén és Alfvén sebességgel képes továbbítani. Nyíró Alfvén hullámok esetében az erővonalak távolsága állandó marad, A.2 a) ábra. A második típus a A.5 diszperziós egyenlet által leírt rezgés, a kompressziós hullám. A terjedő hullám az **u**, $\delta\mathbf{b}$, **j** és **E** vektorokat a A.1 b) ábrán jelölt irányokra korlátozza. Ennek megfelelően a kompressziós hullám esetén az $u_y = 0$ -részecskemozgás a k,B síkban-, az x és y irányú sebességkomponensek aránya pedig a Θ szög függvénye. Egyszerűen belátható továbbá,

10.13147/NYME.2012.015



A.1. ábra. Nyíró és kompressziós hullámok jellemző vektorainak relatív iránya.



A.2. ábra. Erővonalak torzulása nyíró Alfvén a) és kompressziós b) hullámok esetén.

hogy a perturbáló mágneses vektornak, $\delta\mathbf{b}$-nek létezik $\mathbf{B}$ tér irányába eső komponense. Emiatt mágneses tér első rendben fluktuál, hiszen $|\mathbf{B}+\delta\mathbf{b}|^2 = B^2 + 2\mathbf{B}\delta\mathbf{b} + \delta b^2 \ncong B^2$ (mivel $\delta\mathbf{b}\mathbf{B} > 0$). Ez a mágneses tér nyomásának oszcillációját és emiatt az eredő nyomás helyi változását hordozza, tehát valóban kompressziós hullámról van szó. A mozgás következtében ébredő elektromos tér ez esetben is az Ohm törvényből ($\mathbf{E} = -\mathbf{u}\times\mathbf{B}$) számítható, mely így y tengely irányába mutat, (A.2 b) ábra). A hullámenergia terjedésének iránya (Poynting vektor) ez esetben a párhuzamos a hullámszám vektorral, a mágneses tér irányától függetlenül.

Ez azt jelenti, hogy míg az Alfvén módus erővonal mentén vezetett hullám, addig a kompressziós az energiát minden irányban, az erővonalakon keresztül is képes továbbítani.

10.13147/NYME.2012.015

A fázissebesség, mely definíció szerint a szögsebesség és a hullámszám hányadosaként határozható meg a A.4 és A.5 diszperziós relációkból egyszerűen számítható. Megállapíthatjuk, hogy a $\Theta = 0$ esettől eltekintve a kompressziós módus fázisfrontjainak sebessége nagyobb mint a nyíró Alfvén módusé, ezért azt gyors módusnak is nevezzük. A forró plazma közelítést akkor alkalmazzuk, mikor a plazma nyomása nem hanyagolható el a mágneses tér nyomása mellett. Ez a helyzet áll fenn a magnetosheat-ben. Ekkor a A.1-A.3 kiindulási egyenletek módosulnak, a mozgásegyenlet tartalmazza a plazmanyomás gradienséből fakadó tagot stb.. A kapott diszperziós relációk tartalmazzák fönt ismertetett nyíró Alfvén hullámot, de a kompressziós módus két „almódusra" hasad: „gyors" kompressziós és „lassú" kompressziós vagy magnetoakusztikus komponensekre. A gyors módus a totális nyomás hirtelen időbeli változásakor alakulhat ki, mint pl. a napszél nyomásának ingadozására a nappali oldali magnetoszférában. Ekkor a mágneses és plazma nyomás egymással fázisban változik, míg a magnetoakusztikus esetében a két nyomásparaméter egymással ellen fázisban alakul. Ez utóbbi bizonyíthatóan szintén a mágneses tér által vezetett hullámmódus. A hullámok visszahatásait tekintve elmondható, hogy míg a kompressziós típusok a nyomásgradiens csökkenését érik el, addig a nyíró Alfvén az erővonalak görbültsége ellen hatnak, azt csökkenteni igyekeznek. Az Alfvén hullámok esetén a perturbációs áramsűrűség vektornak létezik erővonalmenti komponense, tehát az Alfvén hullámok a kompressziósakkal ellentétben erővonalmenti áramot produkálnak, A.1 a) ábra.

Mivel a magnetoszférában hideg plazma közelítés általában érvényes, ennek megfelelően a fönt leírtak egyben a magnetoszférikus hullámok és rezonanciák alapját is képezik. E hullámoknak mind „haladó", mind pedig a konjugált ionoszférapontok reflektáló hatására létrejövő állóhullám formái is kialakulnak, jellemző periódusuktól függően.

10.13147/NYME.2012.015

A.2. A forrás felszíni elektromos és mágneses tere

A.2.1. H_y-re vonatkozó eredmények megjelenítése

- A megfigyelési pont azimutális koordinátáját a szimmetriapontba helyezve, ($y' = 0$), három különböző frekvenciára jelenítettem meg a H_y térkomponenst, a forrásra jellemző térfrekvencia és a forrás relatív méretének függvényében, lásd A.3 ábra. Megállapítható, hogy a számított H_y függvény, az általunk vizsgált idő változó szerinti teljes frekvencia-tartományban, a forrás karakterisztikus hullámhosszának függvényében monoton csökkenő, minden vizsgált azimutális kiterjedés esetén. Az $1mHz$-re vonatkozó ábrát külön megjelenítve -A.4 ábra-, jól látható ez a trend. Általánosan megállapítható továbbá, hogy viszonylag nagy forrás hullámhossz esetén ($\Lambda < 5 \cdot 10^{-6} \frac{1}{m}$) a forrás kiterjedése érdemben nem befolyásolja az elméleti H_y függvényt.

- Az H_y-t, a $\Lambda - f$ síkon meghatározott értelmezési tartomány fölött ábrázoltam, $G = 10\frac{1}{\Lambda}$ forrás kiterjedés feltételezése mellett: lásd A.5 ábra. Az ábra alapján elmondható, hogy alacsony ULF frekvenciákon, a forrás geometriája számottevően módosítja a H_y értékét.

- Az eredmények további szemléltetése érdekében, ismét ábrázoltam a kétváltozós H_y függvény, két $f - H_y$ síkkal párhuzamos síkokkal alkotott metszetét. Ezzel gyakorlatilag a számított H_y-t a frekvencia függvényében jelenítem meg, két különböző forrásgeometria feltételezése mellett. Az impedancia attribútumainál ismertetett két alapeset a következő:

  1. forrás hullámhossz $\frac{1}{\Lambda} = 100km$, másrészt
  2. A $10.000km$-es forrás hullámhossz, *(kvázi síkhullám feltevéssel ekvivalens)*

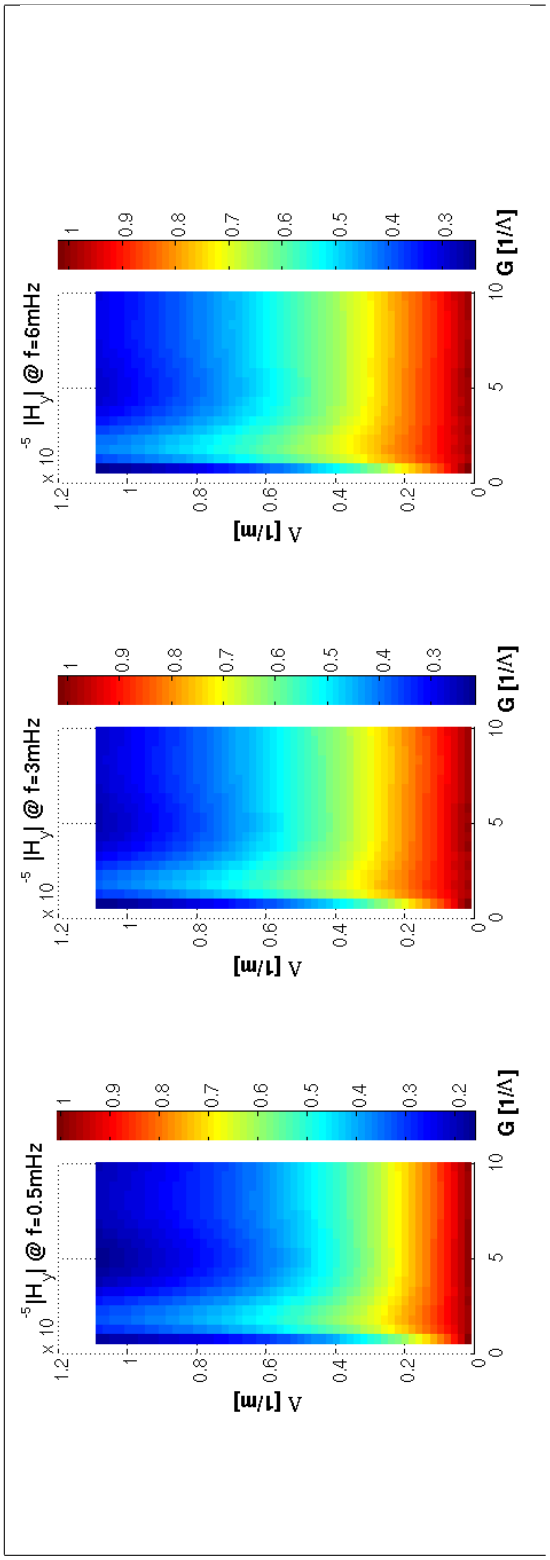
  A görbepárokat szintén három paraméter konfiguráció mellett vizsgáltam meg, hogy a forrás kiterjedésének, illetve a megfigyelési pont relatív helyzetének hatásáról is kapjak információt:

  a) $G = 10\frac{1}{\Lambda}$, $y' = 0$ -nagy méretű forrás, megfigyelési pont a forrás azimutális szimmetria pontja alatt, illetve

  b) $G = \frac{1}{2}\frac{1}{\Lambda}$, $y' = 0$ -viszonylag kis kiterjedésű forrás, továbbra is a forrás szimmetriapontja alól észlelve, végül

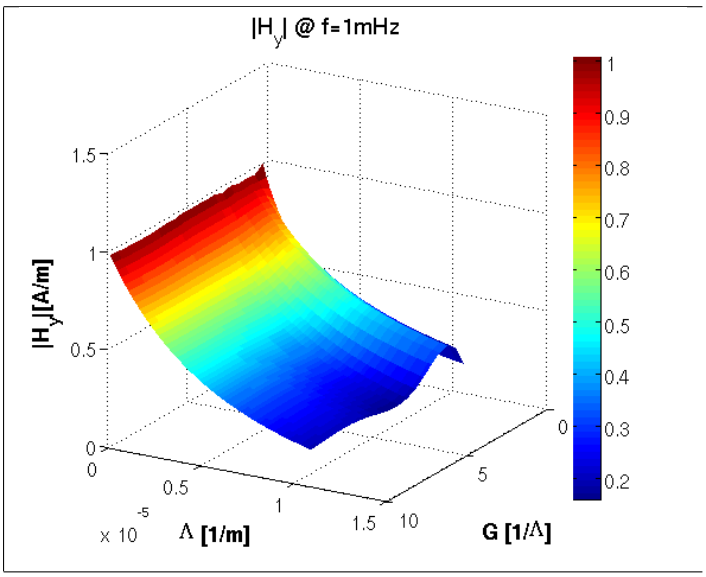
  c) $G = 10\frac{1}{\Lambda}$, $y' = \frac{1}{2}\frac{1}{\Lambda}$ -nagy kiterjedésű forrás, a megfigyelési pont fél hullámhosszal kimozdítva a szimmetria pontból.

10.13147/NYME.2012.015

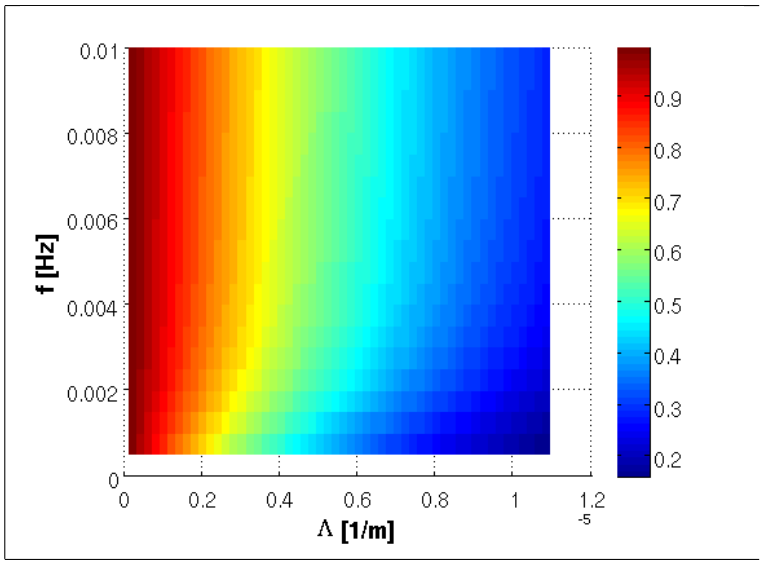


A.3. ábra. Három különböző frekvencia esetén látható az H_y függvény, a forrásra jellemző térfrekvencia és a forrás relatív méretének függvényében.($y' = 0$)

10.13147/NYME.2012.015



A.4. ábra. Számított impedancia fázis függvény a forrás méretének és karakterisztikus térfrekvenciájának függvényében, $f = 1mHz$-en.



A.5. ábra. Az elméleti H_y függvény, a forrás karakterisztikus térfrekvenciájának és az időbeli frekvenciának függvényében, $G = 10\frac{1}{\Lambda}$.

10.13147/NYME.2012.015

Az ábra hármasokat egymás mellett jelenítettem meg, a következtetések szemléletesebb bemutatása érdekében, A.6 ábra. Egyértelműen megállapítható, hogy a forrás geometriáját meghatározó térbeli hullámszám paraméter változása, a teljes periódus tartományban megjelenik az elméleti H_y viselkedésében. Azaz, magasabb frekvenciákon is határozottan érzékeny a forrás geometriájának változására. Az eltérés mértéke az első és harmadik esetben gyakorlatilag egyenlő, de különbözik a másodiktól. Ez azt jelenti, hogy a forrás kiterjedése érdemben befolyásolja a két szélsőséges forrásgeometria mellett kialakuló felszíni H_y függvény különbségét. Továbbá az is kitűnik, hogy a megfigyelési pont relatív helyzete a kis mértékben befolyásolja a H_y komponenst.

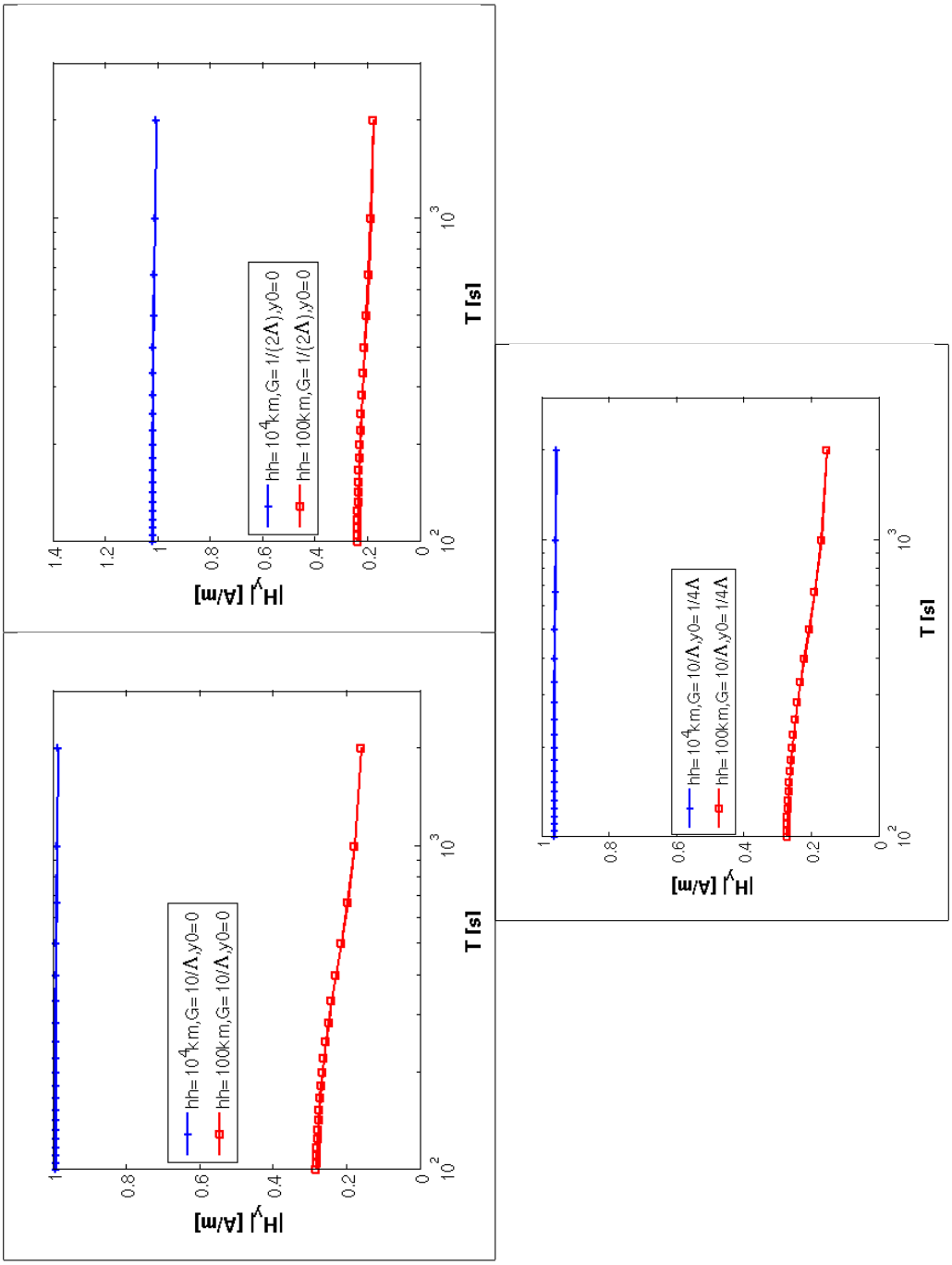
Annak érdekében, hogy a három alapkonfiguráció esetében eredményül kapott fázis görbéket össze összehasonlíthassuk, két további ábrát jelenítettem meg, A.7 ábra. Az a) alábra mutatja, hogy kvázi síkhullám esetében hogyan viszonyul egymáshoz a három görbe, míg a b) alábra $100km$-es forrás hullámhossz mellett mutatja ugyanezt. Megállapítható, hogy síkhullám közelítés mellett a H_y független a megfigyelési pont helyzetétől, valamint -legalábbis $G = \frac{1}{2}\frac{1}{\Lambda}$ forráskiterjedésig- közömbös a forrás azimutális irányú méretére nézve is. Térben változékonyabb forrás geometria esetén viszont a forrás mérete érdemben befolyásolja a H_y függvény menetét.

A.2.2. H_z-re vonatkozó eredmények megjelenítése

- A megfigyelési pont azimutális koordinátáját a szimmetriapontba helyezve, ($y' = 0$), három különböző frekvenciára jelenítettem meg a H_z térkomponenst, a forrásra jellemző térfrekvencia és a forrás relatív méretének függvényében, lásd A.8 ábra. Megállapítható, hogy a számított H_z függvény, az általunk vizsgált idő változó szerinti teljes frekvencia-tartományban, a forrás karakterisztikus hullámhosszának függvényében monoton csökkenő, -az extrém kis relatív forrás méret esetétől eltekintve- minden vizsgált azimutális kiterjedés esetén. Fontosnak tartom kiemelni, hogy -míg a H_y csekély mértékben függött a frekvenciától, addig- a H_z nagyon intenzív frekvenciafüggést mutat. Az $1mHz$-re vonatkozó ábrát külön megjelenítve -A.9 ábra-, jól látható ez a trend és az anomális kiemelés kis G értékekre. Általánosan megállapítható továbbá, hogy viszonylag nagy forrás hullámhossz esetén ($\Lambda < 5 \cdot 10^{-6}\frac{1}{m}$) a forrás kiterjedése érdemben nem befolyásolja az elméleti H_z függvényt.

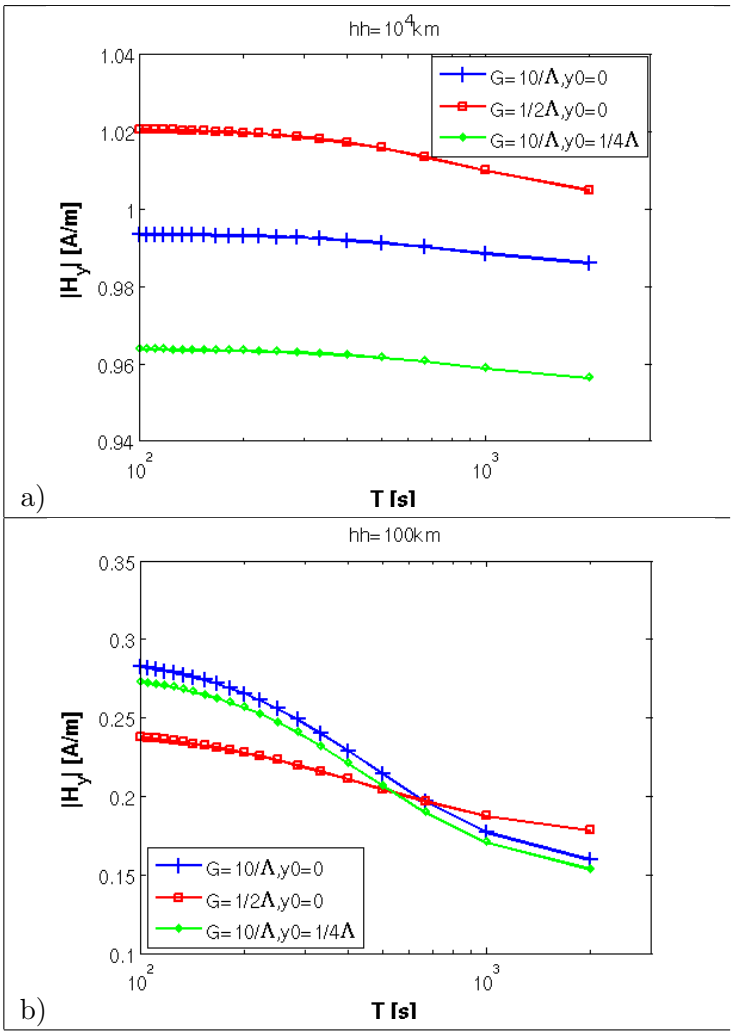
- Az H_z-t, a $\Lambda - f$ síkon meghatározott értelmezési tartomány fölött ábrázoltam, $G = 10\frac{1}{\Lambda}$ forrás kiterjedés feltételezése mellett: lásd A.10 ábra. Az ábra alapján

10.13147/NYME.2012.015



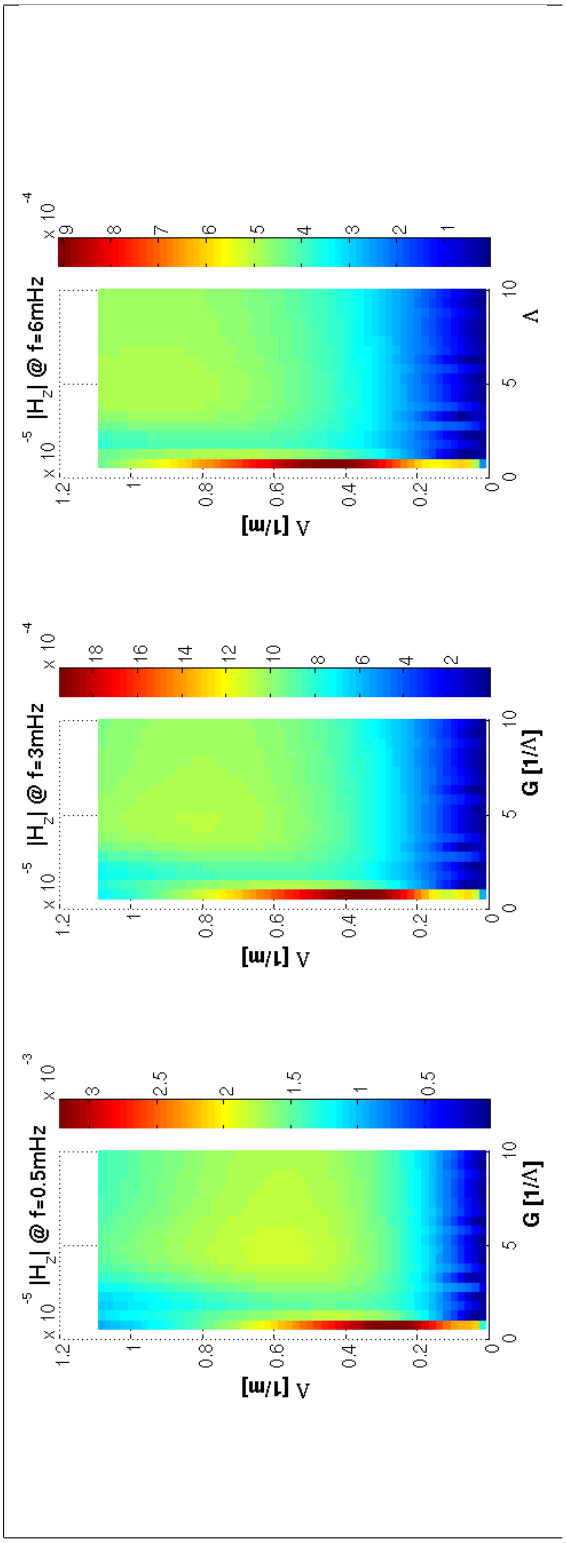
A.6. ábra. Számított H_y görbék: a 10.000km *(kék)*, míg a másik 100km-es forrás-hullámhossz feltétel mellett meghatározott *(piros)* függvények. A három alábra, a korábban rögzített három alapkonfigurációnak felel meg.

10.13147/NYME.2012.015



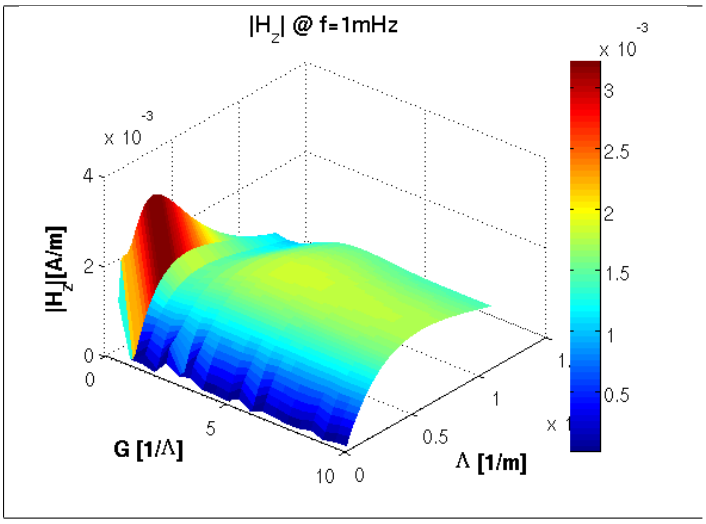
A.7. ábra. A három alapkonfiguráció esete *a*) kvázi síkhullám, *b*) 100km-es forrás hullámhossz feltevés esetén.

10.13147/NYME.2012.015

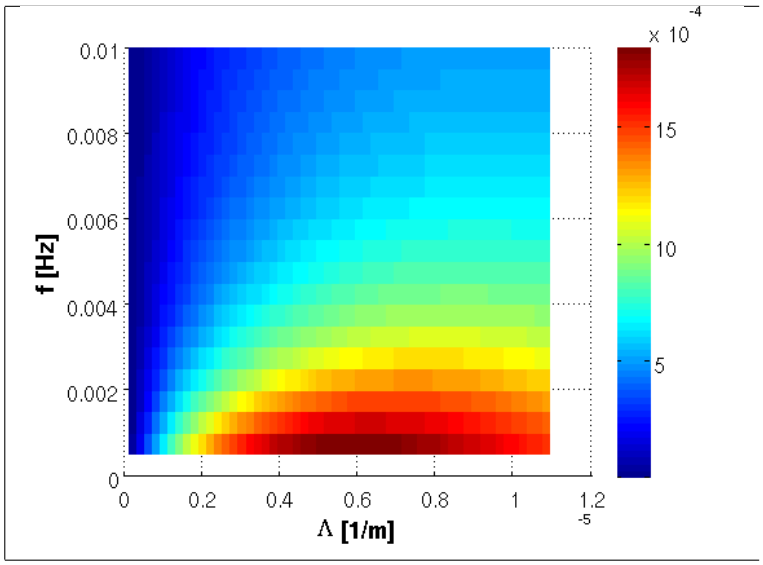


A.8. ábra. Három különböző frekvencia esetén látható az H_z függvény, a forrásra jellemző térfrekvencia és a forrás relatív méretének függvényében.($y' = 0$)

10.13147/NYME.2012.015



A.9. ábra. Számított H_z függvény a forrás méretének és karakterisztikus térfrekvenciájának függvényében, $f = 1mHz$-en.



A.10. ábra. Az elméleti H_z függvény, a forrás karakterisztikus térfrekvenciájának és az időbeli frekvenciának függvényében, $G = 10\frac{1}{\Lambda}$.

10.13147/NYME.2012.015

elmondható, hogy alacsony ULF frekvenciákon, a forrás geometriája számottevően módosítja a H_z értékét.

– Az eredmények további szemléltetése érdekében, ismét ábrázoltam a kétváltozós H_z függvény, két $f - H_z$ síkkal párhuzamos síkokkal alkotott metszetét. Ezzel gyakorlatilag a számított H_z-t a frekvencia függvényében jelenítem meg, két különböző forrásgeometria feltételezése mellett. Az impedancia attribútumainál ismertetett két alapeset a következő:

  1. forrás hullámhossz $\frac{1}{\Lambda} = 100km$, másrészt
  2. A $10.000km$-es forrás hullámhossz, *(kvázi síkhullám feltevéssel ekvivalens)*

  A görbepárokat szintén három paraméter konfiguráció mellett vizsgáltam meg, hogy a forrás kiterjedésének, illetve a megfigyelési pont relatív helyzetének hatásáról is kapjak információt:

  $a)$ $G = 10\frac{1}{\Lambda}$, $y' = 0$ -nagy méretű forrás, megfigyelési pont a forrás azimutális szimmetria pontja alatt, illetve

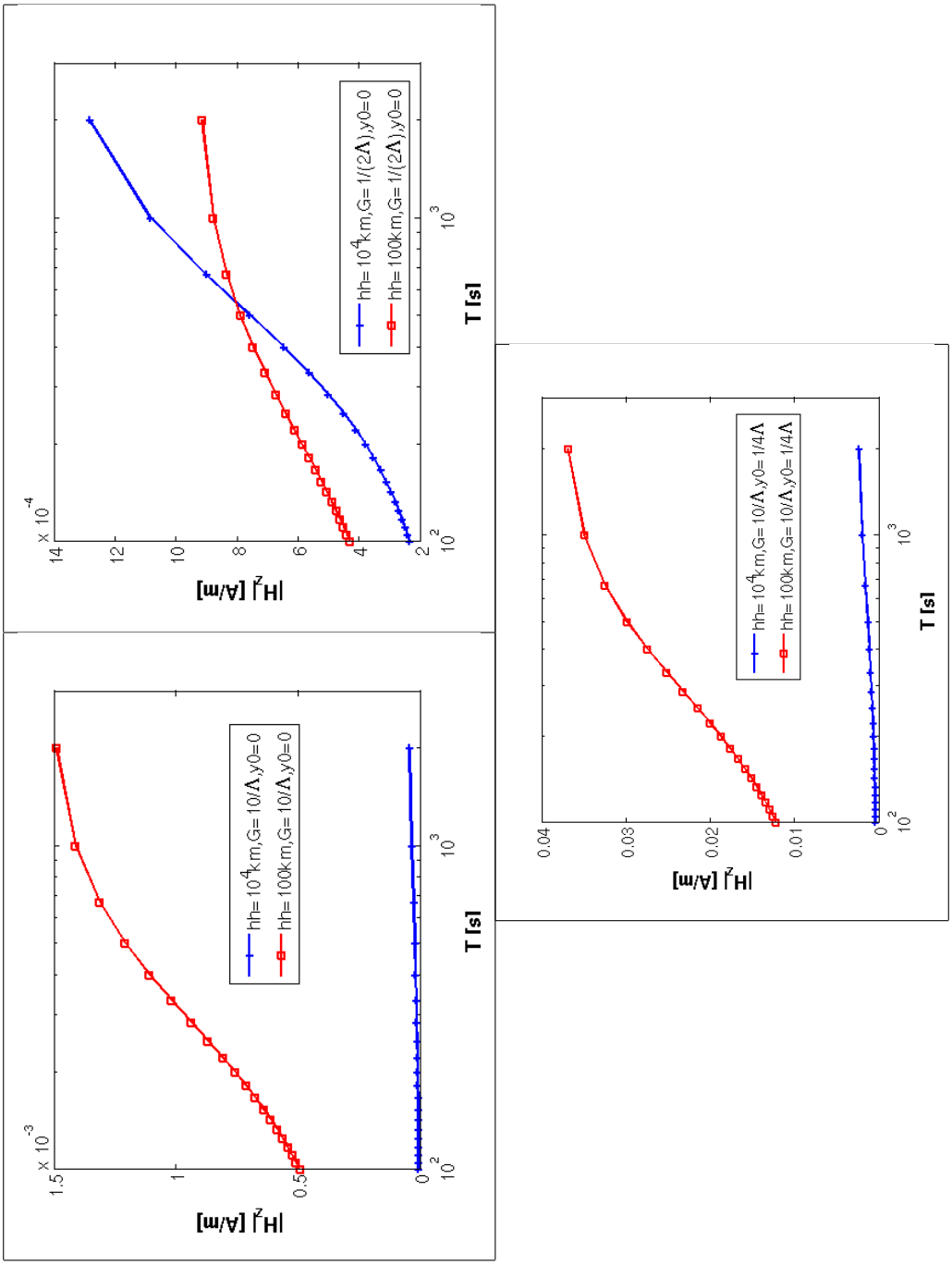
  $b)$ $G = \frac{1}{2}\frac{1}{\Lambda}$, $y' = 0$ -viszonylag kis kiterjedésű forrás, továbbra is a forrás szimmetriapontja alól észlelve, végül

  $c)$ $G = 10\frac{1}{\Lambda}$, $y' = \frac{1}{2}\frac{1}{\Lambda}$ -nagy kiterjedésű forrás, a megfigyelési pont fél hullámhosszal kimozdítva a szimmetria pontból.

  Az ábra hármasokat egymás mellett jelenítettem meg, a következtetések szemléletesebb bemutatása érdekében, A.11 ábra. Egyértelműen megállapítható, hogy a forrás geometriáját meghatározó térbeli hullámszám paraméter változása, a teljes periódus tartományban megjelenik az elméleti H_z viselkedésében. Az eltérés mértéke az első és harmadik esetben sem tekinthető egyenlőnek, de a görbék lefutását tekintve különböznek a másodiktól. Ez azt jelenti, hogy a forrás kiterjedése érdemben befolyásolja a két szélsőséges forrásgeometria mellett kialakuló felszíni H_z különbségét. Továbbá az is kitűnik, hogy a megfigyelési pont relatív helyzete jelentős mértékben befolyásolja a H_z komponenst. Ez a hatás szemléletesen úgy képzelhető el, mintha egy áramjárta egyenes vezető környezetében, az áramirányra merőleges irányban elmozdulva mind a mágneses tér iránya, mind annak erőssége változik. Ennek felel meg, hogy a szimmetriapontból kimozdulva vertikális komponense is lesz a térnek.

  Annak érdekében, hogy a három alapkonfiguráció esetében eredményül kapott fázis görbéket össze összehasonlíthassuk, két további ábrát jelenítettem meg, A.12 ábra. Az $a)$ alábra mutatja, hogy kvázi síkhullám esetében hogyan viszonyul egymáshoz a

10.13147/NYME.2012.015



A.11. ábra. Számított H_z görbék: a 10.000km *(kék)*, míg a másik 100km-es forrás-hullámhossz feltétel mellett meghatározott *(piros)* függvények. A három alábra, a korábban rögzített három alapkonfigurációnak felel meg.

10.13147/NYME.2012.015

három görbe, míg a b) alábra $100km$-es forrás hullámhossz mellett mutatja ugyanezt. Megállapítható, hogy síkhullám közelítés mellett a H_z független a megfigyelési pont helyzetétől, valamint -legalábbis $G = \frac{1}{2}\frac{1}{\Lambda}$ forráskiterjedésig- közömbös a forrás azimutális irányú méretére nézve is. Térben változékonyabb forrás geometria esetén viszont a forrás mérete érdemben befolyásolja a H_z függvény menetét.

A.2.3. E_x-re vonatkozó eredmények megjelenítése

- A megfigyelési pont azimutális koordinátáját a szimmetriapontba helyezve, ($y' = 0$), három különböző frekvenciára jelenítettem meg a E_x térkomponenst, a forrásra jellemző térfrekvencia és a forrás relatív méretének függvényében, lásd A.13 ábra. Megállapítható, hogy a számított E_x függvény, az általunk vizsgált idő változó szerinti teljes frekvencia-tartományban, a forrás karakterisztikus hullámhosszának függvényében monoton növekvő, minden vizsgált azimutális kiterjedés esetén. Fontosnak tartom kiemelni, hogy -míg a E_x a frekvencia növekedésével monoton nő. Az $1mHz$-re vonatkozó ábrát külön megjelenítve -A.14 ábra-, jól látható ez a trend. Általánosan megállapítható továbbá, hogy viszonylag nagy forrás hullámhossz esetén ($\Lambda < 5 \cdot 10^{-6}\frac{1}{m}$) a forrás kiterjedése érdemben nem befolyásolja az elméleti E_x függvényt.

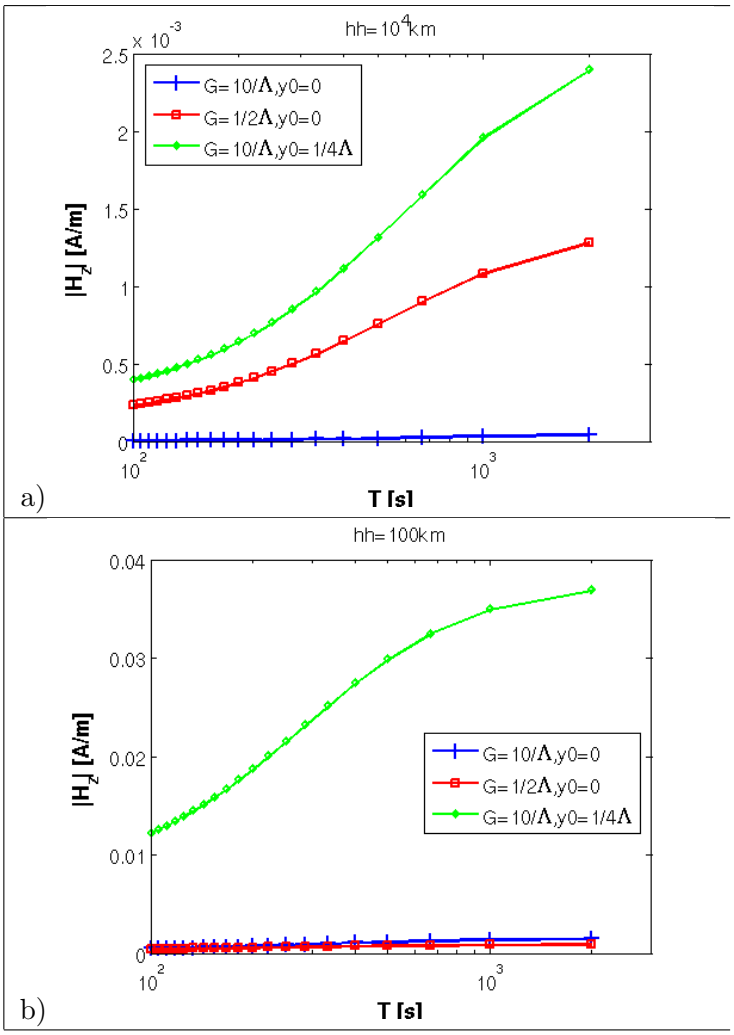
- Az E_x-t, a $\Lambda - f$ síkon meghatározott értelmezési tartomány fölött ábrázoltam, $G = 10\frac{1}{\Lambda}$ forrás kiterjedés feltételezése mellett: lásd A.15 ábra. Az ábra alapján elmondható, hogy a vizsgált ULF tartomány nagyobb frekvencián, a forrás geometriája számottevően módosítja a E_x értékét.

- Az eredmények további szemléltetése érdekében, ismét ábrázoltam a kétváltozós E_x függvény, két $f - E_x$ síkkal párhuzamos síkokkal alkotott metszetét. Ezzel gyakorlatilag a számított E_x-t a frekvencia függvényében jelenítem meg, két különböző forrásgeometria feltételezése mellett. Az impedancia attribútumainál ismertetett két alapeset a következő:

  1. forrás hullámhossz $\frac{1}{\Lambda} = 100km$, másrészt
  2. A $10.000km$-es forrás hullámhossz, *(kvázi síkhullám feltevéssel ekvivalens)*

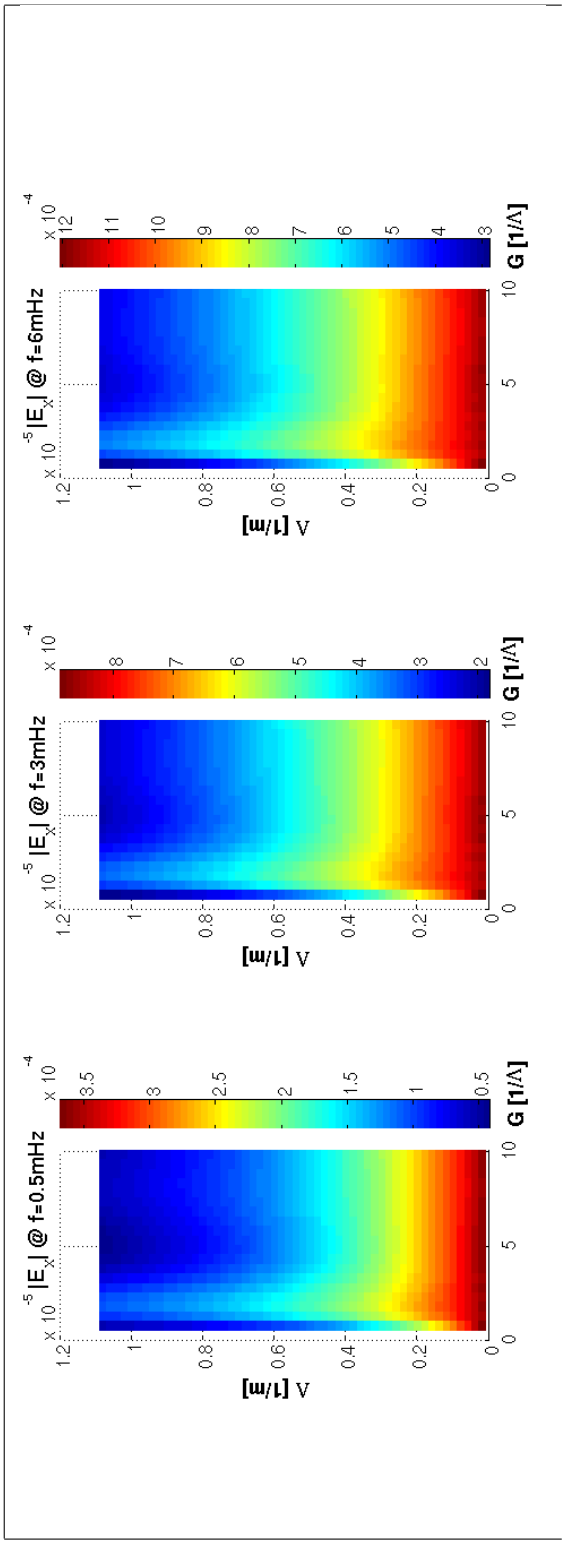
  A görbepárokat szintén három paraméter konfiguráció mellett vizsgáltam meg, hogy a forrás kiterjedésének, illetve a megfigyelési pont relatív helyzetének hatásáról is kapjak információt:

10.13147/NYME.2012.015



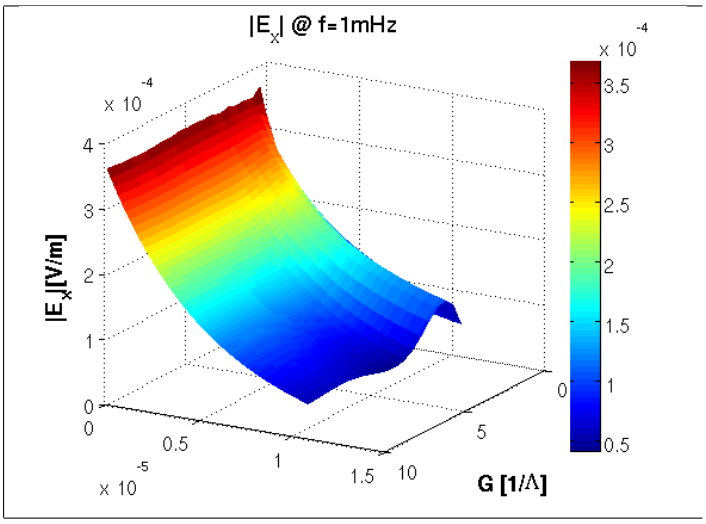
A.12. ábra. A három alapkonfiguráció esete a) kvázi síkhullám, b) $100km$-es forrás hullámhossz feltevés esetén.

10.13147/NYME.2012.015

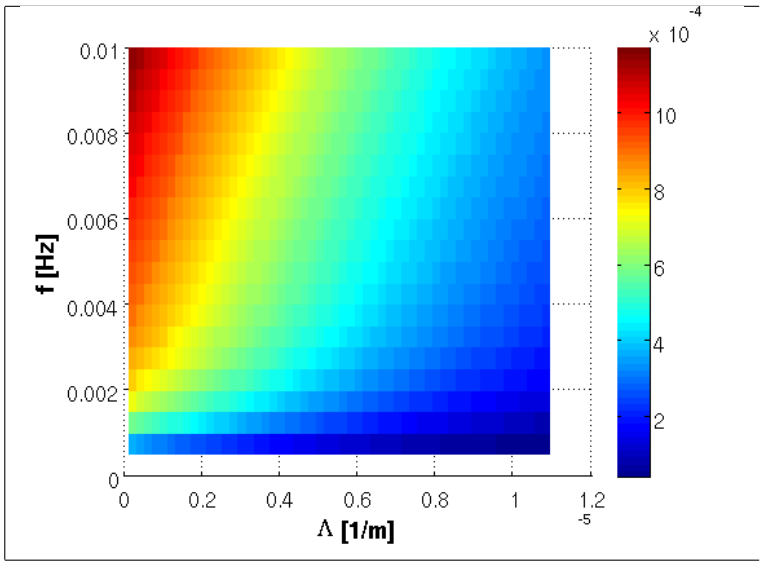


A.13. ábra. Három különböző frekvencia esetén látható az E_x függvény, a forrásra jellemző térfrekvencia és a forrás relatív méretének függvényében.($y' = 0$)

10.13147/NYME.2012.015



A.14. ábra. Számított E_x függvény a forrás méretének és karakterisztikus térfrekvenciájának függvényében, $f = 1mHz$-en.



A.15. ábra. Az elméleti E_x függvény, a forrás karakterisztikus térfrekvenciájának és az időbeli frekvenciának függvényében, $G = 10\frac{1}{\Lambda}$.

10.13147/NYME.2012.015

a) $G = 10\frac{1}{\Lambda}$, $y' = 0$ -nagy méretű forrás, megfigyelési pont a forrás azimutális szimmetria pontja alatt, illetve

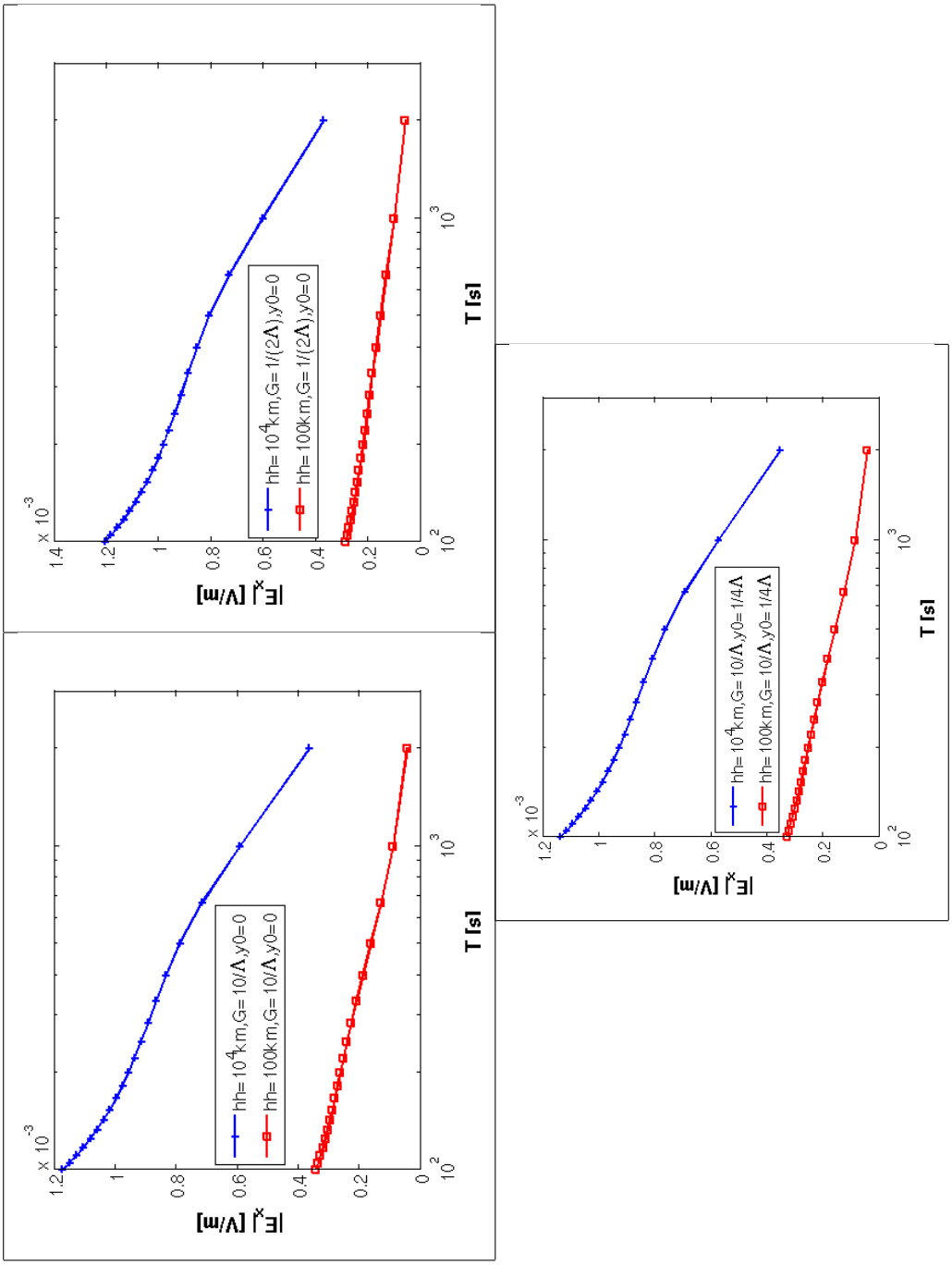
b) $G = \frac{1}{2}\frac{1}{\Lambda}$, $y' = 0$ -viszonylag kis kiterjedésű forrás, továbbra is a forrás szimmetriapontja alól észlelve, végül

c) $G = 10\frac{1}{\Lambda}$, $y' = \frac{1}{2}\frac{1}{\Lambda}$ -nagy kiterjedésű forrás, a megfigyelési pont fél hullámhosszal kimozdítva a szimmetria pontból.

Az ábra hármasokat egymás mellett jelenítettem meg, a következtetések szemléletesebb bemutatása érdekében, A.16 ábra. Egyértelműen megállapítható, hogy a forrás geometriáját meghatározó térbeli hullámszám paraméter változása, a teljes periódus tartományban megjelenik az elméleti E_x viselkedésében. Az eltérés mértéke viszonylag kicsi, és a görbék lefutása hasonló. Ez azt jelenti, hogy a forrás azimutális kiterjedése csak kis mértékben befolyásolja a két szélsőséges forrásgeometria mellett kialakuló felszíni E_x értékét. Továbbá az is kitűnik, hogy a megfigyelési pont relatív helyzete sem meghatározó.

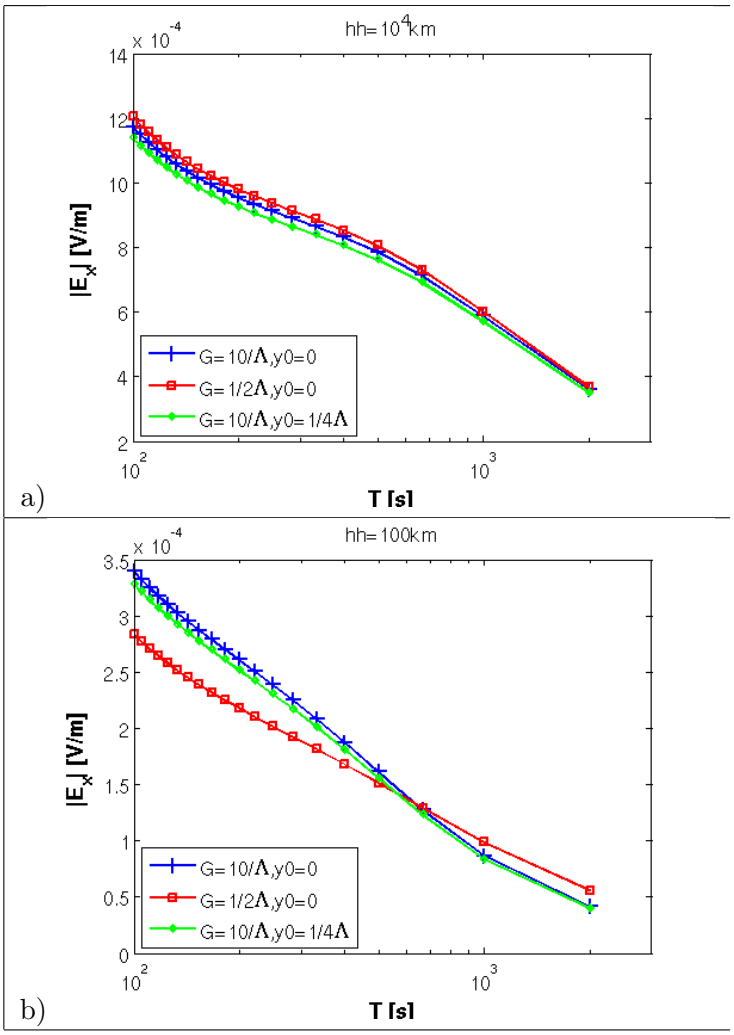
Annak érdekében, hogy a három alapkonfiguráció esetében eredményül kapott fázis görbéket össze összehasonlíthassuk, két további ábrát jelenítettem meg, A.17 ábra. Az *a*) alábra mutatja, hogy kvázi síkhullám esetében hogyan viszonyul egymáshoz a három görbe, míg a *b*) alábra $100km$-es forrás hullámhossz mellett mutatja ugyanezt. Megállapítható, hogy síkhullám közelítés mellett a E_x független a megfigyelési pont helyzetétől, valamint -legalábbis $G = \frac{1}{2}\frac{1}{\Lambda}$ forráskiterjedésig- közömbös a forrás azimutális irányú méretére nézve is. Térben változékonyabb forrás geometria esetén viszont a forrás mérete számottevően befolyásolja a E_x függvény menetét.

10.13147/NYME.2012.015



A.16. ábra. Számított E_x görbék: a 10.000km *(kék)*, míg a másik 100km-es forráshullámhossz feltétel mellett meghatározott *(piros)* függvények. A három alábra, a korábban rögzített három alapkonfigurációnak felel meg.

10.13147/NYME.2012.015



A.17. ábra. A három alapkonfiguráció esete a) kvázi síkhullám, b) $100km$-es forrás hullámhossz feltevés esetén.

10.13147/NYME.2012.015

Irodalomjegyzék

A. Ádám. A magnetotellurikus módszer Price-féle kritikájáról (A pulzációs tér kiterjedésének vizsgálata). *Geofizikai közlemények*, 16, 1966.

A. Ádám. A földi elektromágneses tér szerepe a Föld belső szerkezetének kutatásában. *MTA X. Osztályának Közleményei*, 4:385–416, 1970.

A. Ádám and J. Verő. Das elektrische Modell des oberen Erdmantels im Karpatenbecken. *Acta Geodaet., Geophys. et Montanist Acad. Sci. Hung.*, 5:5, 1970.

A. Ádám, J. Verő, and Á. Wallner. A földi elektromágneses tér pulzációinak térbeli eloszlásai. *Geofizikai közlemények*, 14, 1965.

K. Aizawa, R. Yoshimura, N. Oshiman, K. Yamazaki, T. Uto, Y. Ogawa, S. B. Tank, W. Kanda, S. Sakanaka, Y. Furukawa, T. Hashimoto, M. Uyeshima, T. Ogawa, I. Shiozaki, and A. W. Hurst. Hydrothermal system beneath Mt. Fuji volcano inferred from magnetotellurics and electric self-potential. *Earth and Planetary Science Letters*, 235:343–355, June 2005. doi: 10.1016/j.epsl.2005.03.023.

W. Allan and F.B. Knox. The effect of finite ionosphere conductivities on axisymmetric toroidal Alfven wave resonances. *PLANSS*, 27:939–950, July 1979.

W. Allan and F.B. Knox. Ulf pulsation mode coupling in the ionosphere and magnetosphere. *Planetary and Space Science*, 30(3):285 – 292, 1982.

Anderson. An overview of spacecraft observations of 10s to 600s period. *AGU Monograph*, 81:25, 1994.

K. Bahr. Geological noise in magnetotelluric data: a classification of distortion types. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 66:24–38, February 1991.

N. Balan, Y. Otsuka, and S. Fukao. New aspects in the annual variation of the ionosphere observed by the MU radar. *GRL*, 24:2287–2290, September 1997.

W. Baumjohann. Ionospheric and field-aligned current systems in the auroral zone - A concise review. *Advances in Space Research*, 2:55–62, 1982.

10.13147/NYME.2012.015

W. Baumjohann and R. Nakamura. *Magnetospheric contribution to terristrial magnetic field.* 2009.

W. Baumjohann and R.A. Treumann. Basic Space Plasma Physics. pages 11–22, 1997.

W. Baumjohann, G. Paschmann, and Cattell C.A. Average plasma properties in the central plasma sheet. *J. Geophys. Res.*, 94:6597–, 1989.

D. Beamish. Source field effects on transfer function at mid-latitudes. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 58:117–134, 1979.

D. Beamish. Diurnal characteristics of transfer functions at pulsation periods. *GJI*, 61: 623–643, June 1980.

A. Bochev, P. Nenovski, G. Lakhina, and A.K. Sinha. Long-period magnetic disturbances or Pc5 events aboard INTERBALL-Auroral and POLAR. *Advances in Space Research*, 37:592–598, 2006. doi: 10.1016/j.asr.2005.09.012.

O.V. Bolshakova and V.A. Troitskaya. Relation of the IMF direction to the system of stable oscillations. *Dokl. Akad. Nauk.*, 180:343, 1968.

L. Bossy and A. de Vuyst. Relations entre les champs électrique et magnétique d'une onde de période très longue induits dans un milieu de conductivité variable. *Geofisica Pura e Applicata*, 44:119–134, September 1959. doi: 10.1007/BF01997640.

D. H. Boteler. Electromagnetic induction in the earth due to stationary and moving sources. *Pure and Applied Geophysics*, 134:511–526, December 1990.

D.H. Boteler and R.J. Pirjola. RESEARCH PAPERS : The complex-image method for calculating the magnetic and electric fields produced at the surface of the Earth by the auroral electrojet. *Geophysical Journal International*, 132:31–40, January 1998.

L. Cagniard. Basic Theory of the Magneto-Telluric Method of Geophysical Prospecting. *Geophysics*, 18:605–+, July 1953. doi: 10.1190/1.1437915.

T. Cantwell. Detection and Analysis of Low-Frequency Magnetotelluric Signals. *Ph.D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts*, 1960.

S. Chapman. The Solar and Lunar Diurnal Variations of Terrestrial Magnetism. *Royal Society of London Philosophical Transactions S. A*, 218:1–118, 1919.

L. Chen and A. Hasegawa. A Theory of Long-period Magnetic Pulsations, 1. Steady State Excitation of Field Line Resonance. *JGR*, 79:1024–1032, 1974a.

10.13147/NYME.2012.015

L. Chen and A. Hasegawa. A Theory of Long-Period Magnetic Pulsations, 2. Impulse Excitation of Surface Eigenmode. *JGR*, 79:1033–1037, 1974b.

W.D. Cummings, R.J. O'Sullivan, and P.J. Coleman, Jr. Standing Alfvén waves in the magnetosphere. *JGR*, 74:778–793, 1969. doi: 10.1029/JA074i003p00778.

V.I. Dmitriev and M.N. Berdichevsky. The Fundamental Model of Magnetotelluric Sounding. *Proceedings of the IEEE*, 67:1034, 1979.

J.W. Dungey a). Electrodynamics of the outer atmosphere. *Pennsylvania State Univ. Iono. Res. Lab. Report*, 69, 1954.

J.W. Dungey b). The propagation of Alfvén waves through the ionosphere. 1954.

G.D. Egbert and J.R. Booker. Robust estimation of geomagnetic transfer functions. *GJI*, 87:173–194, October 1986.

P. T. I. Eriksson, A. D. M. Walker, and J. A. E. Stephenson. A statistical correlation of Pc5 pulsations and solar wind pressure oscillations. *Advances in Space Research*, 38: 1763–1771, 2006. doi: 10.1016/j.asr.2005.08.023.

T. Ernst and J. Jankowski. On the plane wave approximation of the external geomagnetic field in regional induction studies. *Physics of Solid Earth*, 41:363–370, 2005.

J.A. Fejer. Atmospheric Tides and Associated Magnetic Effects. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 2:275–309, 1964.

S.E. Forbush and M. Casaverde. The equatorial electrojet in Peru. *Carnegie Inst. Wash. Publ.*, page 622, 1961.

P. Francia and U. Villante. Some evidence for ground power enhancements at frequencies of global magnetospheric modes at low latitudes. *Ann. Geophysicae*, 15:17, 1997.

P. Francia and U. Villante. An Analysis of working days contamination in micropulsation measurements. *Annali di Geofisica*, 41:325, 1998.

B. J. Fraser. The use of multistation networks in geomagnetic pulsation studies. *Annales des Telecommunications*, 34:220–236, April 1979.

F. Glangeaud. Signal processing for magnetic pulsations. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 43:981–998, September 1981.

F. Glangeaud. Analysis of pulsations. *PLANSS*, 30:1249–1258, December 1982.

10.13147/NYME.2012.015

K.H. Glassmeier, H. Volpers, and W. Baumjohann. Ionospheric Joule dissipation as a damping mechanism for high latitude ULF pulsations - Observational evidence. *PLANSS*, 32:1463–1466, November 1984.

I.F. Grant and G.B. Burns. Observations and modeling of correlated PiB magnetic and auroral lum. *J. Geophys. Res*, 100:19387, 1995.

C.A. Green. Giant pulsations in the plasmasphere. *Planet. and Space Sci*, 33:1155–1168, October 1985. doi: 10.1016/0032-0633(85)90073-X.

E.W. Greenstadt and J.V. Olson. A contribution to ULF activity in the Pc 3-4 range correlated with IMF radial orientation. *JGR*, 82:4991–4996, November 1977. doi: 10.1029/JA082i032p04991.

R.W. Groom and K. Bahr. Corrections for near surface effects: Decomposition of the magnetotelluric impedance tensor and scaling corrections for regional resistivities: A tutorial. *Surveys in Geophysics*, 13:341–379, September 1992.

L. Hakkinen and R. Pirjola. Calculation of electric and magnetic fields due to an electrojet current system above the earth. *Geophysica*, 22:31–44, 1986.

J.K. Hargreaves. *The upper atmosphere and solar-terrestrial relations - An introduction to the aerospace environment.* 1979.

J.F. Hermance. Electromagnetic induction by finite wavenumber source fields in 2-D lateral heterogeneities - The transverse electric mode. *Geophysical Journal*, 78:159–179, July 1984.

R.D. Hibbs and F.W. Jones. Electromagnetic Induction in the Earth by a Symmetric Non-Uniform Source. *GJI*, 32:269–277, May 1973.

P. Hood and S.H. Ward. Airborne geophysical methods. *Advances in geophysics*, 2:102–, 1969.

P.J. Huber. *Robust statistics.* 1981.

W.J. Hughes. The effect of the atmosphere and ionosphere on long period magnetospheric micropulsations. *PLANSS*, 22:1157–1172, August 1974.

W.J. Hughes and D.J. Southwood. The screening of micropulsation signals by the atmosphere and ionosphere. *Journal of Geophysical Research*, 81:3234–3240, July 1976. doi: 10.1029/JA081i019p03234.

10.13147/NYME.2012.015

A.J. Hundhausen. Dynamics of the Outer Solar Atmosphere. *NASA Special Publication*, 300:89, 1972a.

A.J. Hundhausen. *Coronal Expansion and Solar Wind.* 1972b.

R. Hutton. Some problems of electromagnetic induction in the equatorial electrojet region - I. Magneto-telluric relations. *GJI*, 28:267–284, 1972.

R. Hutton and A. Leggeat. Some Problems of Electromagnetic Induction in the Equatorial Electrojet Region-II The Analysis of Magnetic and Telluric Variations at Zaria, Nigeria. *GJI*, 28:411–424, June 1972.

W. Kanda, Y. Tanaka, M. Utsugi, S. Takakura, T. Hashimoto, and H. Inoue. A preparation zone for volcanic explosions beneath Naka-dake crater, Aso volcano, as inferred from magnetotelluric surveys. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 178:32–45, November 2008. doi: 10.1016/j.jvolgeores.2008.01.022.

E. Kaneda, S. Kokubun, T. Oguti, and T. Nagata. Auroral radar echoes associated with Pc5. *Rept. Iono. Space Res.*, 18:165, 1964.

Aikio A. Kangas, J. and J.V. Olson. Multis tation cor relation of ULF pulsations spectra associated with SI. *Planet. Space Sci.*, 34:543, 1986.

Y. Kato and T. Saito. Secular and annual variation in the period of Pc4 and Pc5. *Rept. Iono. Space Res.*, 18:183, 1964.

L. Kepko, H.E. Spence, and H.J. Singer. ULF waves in the solar wind as direct drivers of magnetospheric pulsations. *GRL*, 29(8):1197, April 2002. doi: 10.1029/2001GL014405.

R. Kessel, S. Fung, and D. Milling. Correlation of Pc5 wave power inside and outside the magnetosphere during high speed streams. In *EGS - AGU - EUG Joint Assembly*, page 4546, April 2003.

M. G. Kivelson, J. Etcheto, and J. G. Trotignon. Global compressional oscillations of the terrestrial magnetosphere - The evidence and a model. *Journal of Geophysical Research*, 89:9851–9856, November 1984. doi: 10.1029/JA089iA11p09851.

M.G. Kivelson and C.T. Russell. *Introduction to Space Physics.* 1995.

M.G. Kivelson and D.J. Southwood. Coupling of global magnetospheric MHD eigenmodes to field line resonances. *JGR*, 91:4345–4351, April 1986.

10.13147/NYME.2012.015

O. Kozyreva, V. Pilipenko, M. J. Engebretson, K. Yumoto, J. Watermann, and N. Romanova. In search of a new ULF wave index: Comparison of Pc5 power with dynamics of geostationary relativistic electrons. *PLANSS*, 55:755–769, April 2007.

G. Kunetz and D.S. Parasnis. *Principles of Magnetotelluric Prospecting.* 1975.

D.H. Lee and R.L. Lysak. Impulsive excitation of ULF waves in the three dimensional dipole model. *JGR*, 96:3479–3486, 1991.

K. Lehto. Electromagnetic field caused by three-dimensional time- and space-dependent electrojet current system. *Geophysica*, 20:105–121, 1984.

S. Lepidi and P. Francia. Diurnal polarization pattern of ULF geomagnetic pulsations in the Pc5 band from low to polar latitudes. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 65:1179–1185, July 2003. doi: 10.1016/j.jastp.2003.07.012.

N.V. Lipskaya. On certain relationships between harmonics of the periodic variation of the terristrial electric and magnetic field. *Dok. Akad. Nauk.*, 1:41–47, 1953.

A. Ludmány. Bevezetés az űrfizikába. *Egyetemi jegyzet*, 2008.

K.-I. Maeda. Conductivity and drifts in the ionosphere. *JASTP*, 39:1041–1053, October 1977.

I.P. Maltsev. Boundary conditions for Alfven waves in the ionosphere. *Geomagnetism and Aeronomy/Geomagnetizm i Aeronomiia*, 17:1008–1011, December 1977.

A. Manzella and A. Zaja. Volcanic structure of the southern sector of Mt. Etna after the 2001 and 2002 eruptions defined by magnetotelluric measurements. *Bulletin of Volcanology*, 69:41–50, July 2006. doi: 10.1007/s00445-006-0054-9.

M. Mareschal. Modelling of natural sources of magnetospheric origin in the interpretation of regional induction studies: A review. *Surveys in Geophysics*, 8:261–300, September 1986.

N. Matsushima. Magma prospecting in Usu volcano, Hokkaido, Japan, using magnetotelluric soundings. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 109:263–277, September 2001. doi: 10.1016/S0377-0273(00)00320-6.

S. Matsushita and W. H. Campbell, editors. *Physics of Geomagnetic Phenomena, Volume 1*, 1967.

10.13147/NYME.2012.015

R.C. McPherron. Magnetospheric Currents at Quiet Times. In *AGU 2005 Scientific Assembly*, AGU, Invited speech, 2005a.

R.L. McPherron. Magnetic pulsations: Their sources and relation to solar wind and geomagnetic activity. *Survey in Geophys.*, 26:545–592, 2005b.

R.T. Merrill and M.W. McElhinny. *The earth's magnetic field. Its history, origin and planetary perspective.* 1983.

C.M. Minnis and G.H. Bazzard. A world-wide semi-annual cycle in the E-layer of the ionosphere. *JATP*, 18, 1960.

V.M. Mishin, A.D. Bazarzhapov, and G.B. Shpynev. *Electric Fields and Currents in the Earth's Magnetosphere.* 1979.

S.K. Mitra, editor. *The upper atmosphere, 2-nd Edition.* 1952.

T. Nagata, S. Kobubun, and T. Iijima. Geomagnetically Conjugate Relationships of Giant Pulsations at Syowa Base, Antarctica, and Reykjavik, Iceland. *JGR*, 68:4621, August 1963.

R.S. Newton, D.J. Southwood, and W.J. Hughes. Damping of geomagnetic pulsations by the ionosphere. *PLANSS*, 26:201–209, March 1978.

A. Nishida. Ionospheric Screening Effect and Storm Sudden Commencement. *JGR*, 69: 1861–1874, May 1964.

P. Obertz and O. M. Raspopov. Study of the Spatial Characteristics of Type Pc5 Geomagnetic Pulsations. *Geomagnetism and Aeronomy/Geomagnetizm i Aeronomiia*, 8:424, December 1968.

A.L. Padilha. Behaviour of magnetotelluric source fields within the equatorial zone. *Earth, Planets, and Space*, 51:1119–1125, October 1999.

A.L. Padilha, I. Vitorello, and L. Rijo. Effects of the Equatorial Electrojet on magnetotelluric surveys: Field results from Northwest Brazil. *GRL*, 24:89–92, 1997.

W.D. Parkinson, editor. *Introduction to geomagnetism.* 1983.

V.L. Patel. Low frequency hydromagnetic waves in the magnetosphere: Explorer XII. *PLANSS*, 13:485, June 1965.

10.13147/NYME.2012.015

W.R. Peltier and J.F. Hermance. Magnetotelluric Fields of a Gaussian Electrojet. *Canadian Journal of Earth Sciences*, 8:338–346, March 1971.

V. A. Pilipenko and E.N. Fedorov. Magnetotelluric sounding of the crust and hydromagnetic monitoring of the magnetosphere with the use of ULF waves. *Annali di Geofisica*, 83:943, 1993.

R. Pirjola. On magnetotelluric source effects caused by an auroral electrojet system. *Radio Science*, 27:463–468, 1992.

R. Pirjola and A. Viljanen. Complex image method for calculating electric and magnetic fields produced by an auroral electrojet of finite length. *Annales Geophysicae*, 16:1434, November 1998.

A.T. Price. Electromagnetic induction in a semi-infinite conductor with a plane boundary. *Quart. Journ. Mech. and Applied Math.*, 3, 1950.

A.T. Price. The theory of magnetotelluric methods when the source field is considered. *J. of Geophys. Res.*, 67:1907–1918, May 1962.

A.T. Price and G.A. Wilkins. New Methods for the Analysis of Geomagnetic Fields and their Application to the Sq Field of 1932-3. *Royal Society of London Philosophical Transactions S. A*, 256:31–98, December 1963.

J.A. Ratcliffe, editor. *Physics of the Upper Atmosphere*, 1960.

J.A. Ratcliffe. *An introduction to the ionosphere and magnetosphere.* 1972.

Renner, Salat, Stegena, Szabadvary, and Szemeredy, editors. *Geofizikai kutatasi modszerek, Volume 3.* 1970.

H. Rishbeth, I. C. F. Müller-Wodarg, L. Zou, T. J. Fuller-Rowell, G. H. Millward, R. J. Moffett, D. W. Idenden, and A. D. Aylward. Annual and semiannual variations in the ionospheric F2-layer: II. Physical discussion. *Annales Geophysicae*, 18:945–956, August 2000.

I.I. Rokityanski. *Noise and ways of its removal.* 1982.

G. Rostoker and B.T. Sullivan. Polarization characteristics of Pc5 magnetic pulsations in the dusk hemisphere. *Planet. Space Sci*, 35:429–438, April 1987.

10.13147/NYME.2012.015

C.T. Russell and M.M. Hoppe. The dependence of upstream wave periods on the interplanetary magnetic field strength. *GRL*, 8:615–617, June 1981. doi: 10.1029/GL008i006p00615.

J.C. Samson, J.A. Jacobs, and G. Rostoker. Latitude-Dependent Characteristics of Long-Period Geomagnetic Micropulsations. *JGR*, 76:3675–3683, 1971.

J.G. Schole and J. Veldcamp. Geomagnetic and geoelectric variation. *JASTP*, 6:33–45, 1955.

A. Schuster and H. Lamb. The Diurnal Variation of Terrestrial Magnetism. *Royal Society of London Philosophical Transactions S. A*, 180:467–518, 1889.

G. Schwarz. Electrical conductivity of the earth's crust and upper mantle. *Surveys in Geophysics*, 11:133–161, September 1990. doi: 10.1007/BF01901658.

H.J. Singer, W.J. Hughes, and C.T. Russell. Standing hydromagnetic waves observed by ISEE 1 and 2 - Radial extent and harmonic. *JGR*, 87:3519–3529, May 1982. doi: 10.1029/JA087iA05p03519.

B.P. Singh and S.G. Gokarn. *Magnetotelluric technique*. 1996.

D.J. Southwood. The behaviour of ULF waves and particles in the magnetosphere. *JGR*, 21:53–65, 1973.

D.J. Southwood. Some features of field line resonances in the magnetosphere. *PLANSS*, 22:483–491, March 1974.

D.J. Southwood and W.J. Hughes. Theory of hydromagnetic waves in the magnetosphere. *Space Science Reviews*, 35:301–367, August 1983.

D.J. Southwood, J.W. Dungey, and R.J. Edherington. Bounce resonant interaction between pulsations and trapped particles. *PSS*, 17:349–361, 1969.

S. P. Srivastava. Theory of the Magnetotelluric Method for a Spherical Conductor. *Geophysical Journal International*, 11:373–387, November 1966. doi: 10.1111/j.1365-246X.1966.tb03090.x.

S.P. Srivastava. Method of Interpretation of Magnetotelluric Data When Source Field Is Considered. *J. Geophys. Res*, 70:945–954, February 1965.

L. R. O. Storey. An Investigation of Whistling Atmospherics. *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, 246:113–141, July 1953.

10.13147/NYME.2012.015

L. Szarka. Geophysical aspects of man-made electromagnetic noise in the earth - A review. *Surveys in Geophysics*, 9:287–318, September 1987. doi: 10.1007/BF01901627.

P. Szarka and G. Fischer. Electromagnetic parameters at the surface of a conductive halfspace in terms of the subsurface current distribution. *Geophysical Transactions*, 25: 157–172, 1989.

D.J. Thomson and J.T. Weaver. The complex image approximation for induction in a multilayere earth. *JGR*, 80:123–130, 1975.

D.J. Thomson, C.G. Maclennan, and L.J. Lanzerotti. Propagation of solar oscillations through the interplanetary medium. *NAT*, 376:139–144, July 1995. doi: 10.1038/376139a0.

A.N. Tikhonov. Determination of electrical characteristics of the deep strata of the Earth's crust. *Dok. Akad. Nauk. USSR*, 73:293–297, 1950.

A.N. Tikhonov and N.V. Lipskaya. Terrestrial electric field variations. *Dok. Akad. Nauk.*, 87:547–550, 1952.

A.N. Tikhonov and D.N. Shakhsuvarov. Concerning the possibility of using the impedance of the earth's electromagnetic field for investigating its upper layers. *Bull. Acad. Sci. USSR*, 4:410–418, 1956.

M. Vellante. Some theoretical aspect of the two-level magnetovariational method. *Annali di Geofisica*, 40:1445, 1997.

J. Verő and B. Zieger. Upstream Waves and Field Line Resonances. *AGU Monograph*, 81:55, 1994.

U. Villante, P. Francia, and S. Lepidi. Pc5 geomagnetic field fluctuations at discrete frequencies at a low latitude station. *Ann. Geophys.*, 19:321, 2001.

U. Villante, M. Vellante, A. Piancatelli, A. di Cienzo, T. Zhang, W. Magnes, V. Wesztergom, and A. Meloni. Some aspects of man-made contamination on ULF measurements. *Annales Geophysicae*, 22:1335–1345, April 2004.

A.N. Vladimirov. The feasibility of using the earth's natural electromagnetic field for geological surveying. *Bull. Acad. Sci. USSR*, 1:139–141, 1960.

K. Vozoff. The magnetotelluric method. *Electromagnetic Methods in Applied Geophysics*, 2:98–141, 1991.

10.13147/NYME.2012.015

J.R. Wait. On the Relation Between Telluric Currents and the Earth's Magnetic Field. *Geophysics*, 19:281, April 1954. doi: 10.1190/1.1437994.

J.R. Wait. Theory of MAgneto-telluric Field. *Jornal of Research of the National Bureau of Standards*, 66, 1962.

J.R. Wait. *Geo-electromagnetism*. 1983.

J.R. Wait and K.P. Spies. On the image representation of the quasi-static fields of a line current source above the ground. *Canadian Journal of Physics*, 47:2731, 1969.

A. d. m. Walker. Excitation of magnetohydrodynamic cavities in the magnetosphere. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 60:1279–1293, September 1998. doi: 10.1016/S1364-6826(98)00077-7.

A.D.M. Walker, R.A. Greenwald, W.F. Stuart, and C.A. Green. STARE auroral radar observations of Pc 5 geomagnetic pulsations. *JGR*, 84:3373–3388, July 1979.

A.D.M. Walker, J.M. Ruohoniemi, K.B. Baker, R.A. Greenwald, and J.C. Samson. Spatial and temporal behavior of ULF pulsations observed by the Goose Bay HF radar. *JGR*, 97:12187, August 1992.

J.T. Weaver. The General Theory of Electromagnetic Induction in a Conducting Half-Space. *GJI*, 22:83–100, January 1971.

J.T. Weaver, A.K. Agarwal, and F.E.M. Lilley. Characterization of the magnetotelluric tensor in terms of its invariants. *GJI*, 141:321–336, May 2000.

P. Weidelt. The inverse problem of geomagnetic inversion. *Geophys.*, 38:257–289, 1998.

J. M. Weygand and R. L. McPherron. Dependence of ring current asymmetry on storm phase. *JGR*, 111:A11221, November 2006.

K. Yumoto. Generation an d propagation mecha nisms of low- latitude magn. pulsations. *J. Geophys. Res*, 60:79, 1986.

C. W. S. Ziesolleck and D. R. McDiarmid. Statistical survey of auroral latitude Pc 5 spectral and polarization characteristics. *JGR*, 100:19299–19312, October 1995.

K.L. Zonge and L.J. Huges. *Controlled source audio frequency magnetotellurics* , volume 87. 1991.

10.13147/NYME.2012.015

L. Zou, H. Rishbeth, I. C. F. Müller-Wodarg, A. D. Aylward, G. H. Millward, T. J. Fuller-Rowell, D. W. Idenden, and R. J. Moffett. Annual and semiannual variations in the ionospheric F2-layer. I. Modelling. *Annales Geophysicae*, 18:927–944, August 2000.

10.13147/NYME.2012.015

Nomenclature

$\dot{x}$	az x mennyiség (vektor vagy skalár) idő szerinti első deriváltját jelöli
ϵ	elektromos permittivitás (dielektromos állandó)
$\mathbf{B}$	Mágneses fluxussűrűség (mágneses indukció vektor)
$\mathbf{D}$	elektromos eltolás vektor
$\mathbf{H}$	Mágneses térerősség vektor
$\mathbf{j}$	elektromos áramsűrűség
$\mathbf{j}_s$	Felületi áramsűrűség vektor
$\mathbf{E}$	elektromos térerősség vektor
μ	mágneses permeabilitás
μ_v	A vezető közeg mágneses permeabilitása
μ_{sz}	A dielektrikum (szigetelő) mágneses permeabilitása
∇	Nabla operátor: $(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z})$
ρ_s	Felületi töltéssűrűség
ρ_t	térfogati töltéssűrűség
σ	fajlagos elektromos vezetőképesség
$\triangle$	Laplace operátor: $(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2})$
$\underline{\underline{\sigma}}$	Fajlagos vezetőképesség tenzor
$\underline{\underline{Z}}$	Felszíni impedancia tenzor, elemei Z_{xx}, Z_{xy}, Z_{yx}, Z_{yy}
CIM	Complex Image Method: A felszíni elektromágenses tér meghatározására kifejlesztett eljárás, melynek során speciális, komplex mélységben elhelyezkedő indukált tükörárammtérrel modellezzük az indukált mágneses teret.

10.13147/NYME.2012.015

EM elektromágneses

FLR Field Line Resonance - Erővonal rezonancia

IMF Interplanetary Magnetic Field - Bolygóközi mágneses tér

LLBL Low Latitude Boundary Layer - Alacsony szélességi határréteg

MHD Magneto-hidrodinamika

MT magnetotellurika, magnetotellurikus

NCK Az MTA Széchenyi István Geofizikai Obszervatórium (Nagycenk) IAGA kódja

S Siemens - a elektromos vezetőképesség mértékegysége

ULF Ultra Low Frequency - Ultra Alacsony Frekvencia ($10 - 10^{-3} Hz$)