

dc_79_10

A földi plazmaszféra vizsgálata whistlerek segítségével

MTA doktori értekezés

Lichtenberger János

Budapest
2010

dc_79_10

F-nek, aki nélkül ez a dolgozat nem jött volna létre.

Tartalomjegyzék

Előszó	5
1. Történeti áttekintés és elméleti alapok	7
1.1. Whistlerek	7
1.2. A plazmaszféra és szerepe az űr-időjárási folyamatokban	13
1.3. Elméleti alapok	17
1.3.1. Whistlerek keletkezése és terjedése	17
1.3.2. A plazmaszféra elektronsűrűség-eloszlásának meghatározása whistlerek segítségével	24
2. Automatikus whistlerdetektáló eljárás [<i>Lichtenberger et al.</i>, 2008]	28
2.1. A feladat megfogalmazása	28
2.2. A automatikus detektáló eljárás	31
2.3. A gyakorlati megvalósítás követelményei	32
2.4. Közepes szélességű algoritmus	32
2.5. Nagyobb- és nagyszélességű algoritmus	36
2.6. Kisszélességű és műholdas algoritmus	38
2.7. Az automatikus whistlerdetektor hatásfoka	38
2.8. Statisztikai vizsgálatok	40
2.8.1. Közepes szélességű állomás - Tihany	40
2.8.2. Nagyobb szélességű állomás - Dunedin	47
2.8.3. Nagyon nagy whistlergyakoriság az antarktiszi félszigeten	50
3. Új inverziós eljárás [<i>Lichtenberger</i>, 2009]	56
3.1. Hullámterjedési modell	59
3.2. Elektronsűrűség-eloszlás modell	61
3.3. Mágneses tér modell	63
3.4. A sűrűségmodellek összehasonlítása	63
3.5. Összehasonlítás más modellekkel	64
4. Többutas terjedésű whistlercsoport-modell és a virtuális whistlernyom transzformáció [<i>Lichtenberger</i>, 2009]	68
4.1. Többutas terjedésű whistlercsoport modellje	68
4.2. Virtuális whistlernyom-transzformáció	69
4.3. Az MP csoport modell és a VTT alkalmazása valós adatokra	73

5. Automatikus whistlerelemző algoritmus [<i>Lichtenberger et al.</i>, 2010]	82
5.1. A whistlernyomok automatikus skálázása	82
5.2. Virtuális whistlernyom transzformációra épülő automatikus whistlerelemző algoritmus	85
5.2.1. A spektrogrammok felbontásának növelése és megtisztítása a zavaró jelektől	85
5.2.2. Az automatikus whistlerelemző (AWA) eljárás	92
5.2.3. Az automatikus whistlerelemző algoritmus gyakorlati megvalósítása	98
6. A globális automatikus whistlerdetektor és elemző hálózat (AWDANet) kiépítése [<i>Lichtenberger et al.</i>, 2008]	100
6.1. Az AWDANet állomások telepítési helyszíneinek kiválasztási szempontjai	100
6.2. Az AWDANet állomások felépítése	109
6.3. Az AWDANet	110
7. Villám-whistler korrelációs vizsgálatok	116
7.1. Tihanyi whistlerek és villámok korrelációs vizsgálata	117
7.2. Dunedini whistlerek és villámok korrelációs vizsgálata	121
7.3. Antarktiszi whistlerek és villámok korrelációs vizsgálata	124
8. Összefoglalás és kitekintés	129
Köszönetnyilvánítás	131
Irodalomjegyzék	132

Előszó

A fizika történetében valószínűleg a whistlerek szolgáltatták Maxwell elméletére az egyik első (ha nem a legelső) kísérleti bizonyítékot. Heinrich Hertz 1887-ben végezte el híres kísérletét, amellyel igazolta a Maxwell által megjósolt elektromágneses hullámok létezését. Az osztrák *Fuchs* [1938] beszámolója szerint az előző évben, azaz 1886-ban az Alpokban lévő Sonnblick obszervatóriumhoz vezető 22 km-es telefonvezetéken mélyülő füttyöket észleltek. 1894-ben a Brit Királyi Posta távírdászai észleltek távírvonalakon hasonló jelenséget [*Preece*, 1894]. Összehasonlításuképpen Popov 1895-ben, Marconi 1896-ban végezte első kísérletét a szikratávíróval.

A leírásokban szereplő mélyülő füttyökről, a whistlerekről¹ ma már tudjuk, hogy közös villámok által gerjesztett elektromágneses hullámok. A villámok által gerjesztett széles spektrumú elektromágneses hullámok közel fénysebességgel szétterjednek a Föld és az ionoszféra által képzett hullámvezetőben, és a rádiókészülékekben recsenésszerű hangokként hallhatók, ezek a jeleket nevezzük szferikeknek. Egy részük áthalad az ionoszférán, és a mágneses erővonalak mentén húzódó elektronsűrűség-inhomogenitásokban, az úgynevezett vezetősatornában hullámcsomagként terjedve érkezik a másik féltekére. Mivel a mágnesezett plazmában az elektromágneses hullámok terjedési sebessége erősen függ a frekvenciától, a kezdetben impulzusszerű jel időben széthúzódva éri el a másik féltekét, ahova már csak a nagyon alacsony frekvenciák érkeznek meg, amelyeket 1-2 másodpercig tartó, mélyülő füttüként hallhatunk, ugyanis ez a 3-30kHz-es frekvenciatartomány (amelyet angol rövidítéssel VLF tartománynak nevezünk) egybeesik a *hallható* hangok frekvenciatartományával, így ezeket a rádiójeleket közvetlenül hallhatjuk egy hangszórón. A XX. század fordulóján még telefon és távíróvezetékeken is észlelhetőek voltak ezek a jelek, az egyre növekvő intenzitású mesterséges elektromágneses zajok miatt ma ehhez már inkább érzékeny szélessávú rádióvevő szükséges.

A fenti észleléseket számos hasonló követte, azonban tudományos magyarázat híján sokáig hol a Mars-lakóknak, hol a repülő csészealjoknak tulajdonították a füttyöket. A legmeglepőbb képzetársítások az I. világháború alatt történtek, amikor a tábori telefonokban hallott whistlerekről a katonák azt hitték, hogy a feljük repülő gránátokat hallják. Ma már efféle szenzációk helyett tudományos vizsgálatok folynak, amelyek azt kutatják, hogyan terjednek a whistlerek, milyen információkat szerezhetünk segítségükkel a plazmaszféráról és azokat hogyan alkalmazhatjuk az űr-időjárási vizsgálatokban.

Dolgozatomban először vázolom a plazmaszféra- és a whistlerkutatás történetét és fontosabb eredményeit, majd áttekintem a további tárgyaláshoz szükséges elméleti alapokat.

A 2. fejezetben ismertetem a whistlerek automatikus detektálására kidolgozott eljárást, amelyik képes a nyers VLF adatokból automatikusan kiválasztani (detektálni) a különböző

¹Sajnos sem a magyarul „fütty”-öt jelentő „whistler” szónak, sem az ilyen rádiójeleket keltő „sferic” szónak nincs jó magyar megfelelője, ezért én is az angol szavakat vagyok kénytelen használni dolgozatomban.

mágneses szélességen terjedő whistlereket. Az eljárás számítógépes algoritmus a valós időnél gyorsabb és így képes a whistlerek folyamatos automatikus detektálására.

A 3. fejezetben részletesen leírom az új whistler-inverziós eljárást, amely a közel-múltban kidolgozott empirikus erővonalmenti elektronsűrűség eloszláson és a Maxwell-egyenletek új whistler-megoldásán alapul.

A 4. fejezetben ismertetem azt a modellt, amely alkalmas a többutas whistlercsoportok terjedésének leírására és azt a matematikai eljárást, amelyet a többutas terjedésű valós whistlernyomokra alkalmazva a plazmaszféra egyenlítői elektronsűrűség profil 2 paramétere meghatározható, így a megszokottól eltérően nem csak az egyes nyomok terjedési útjai mentén, hanem a plazmaszféra széles radiális tartományában meghatározható az elektronsűrűség eloszlása.

Az 5. fejezetben leírom a virtuális whistlernyom-transzformáción alapuló automatikus whistlerelemző eljárást és annak a gyakorlatban is alkalmazható számítógépes algoritmusát.

A 6. fejezetben ismertetem az automatikus whistlerdetektor és whistlerelemző (AWDA) állomásokból széleskörű nemzetközi kooperációban létrehozott globális hálózatot (AWDA-Net). A folyamatosan bővülő észlelőhálózatnak jelenleg 15 működő és 12, a közeljövőben telepítésre kerülő állomása van.

A 7. fejezetben bemutatom az AWDANet mérésein alapuló statisztikai vizsgálatokat, amelyek célja a keltő villámok és az észlelt whistlerek közötti kapcsolat alapján a terjedési utak (erővonalak, mágneses hosszúságok) meghatározása, mely adatok alapvetően szükségesek, ha a whistlerek segítségével nyert sűrűségadatokat fel akarjuk használni a plazmaszféra modellezésében.

1. fejezet

Történeti áttekintés és elméleti alapok

1.1. Whistlerek

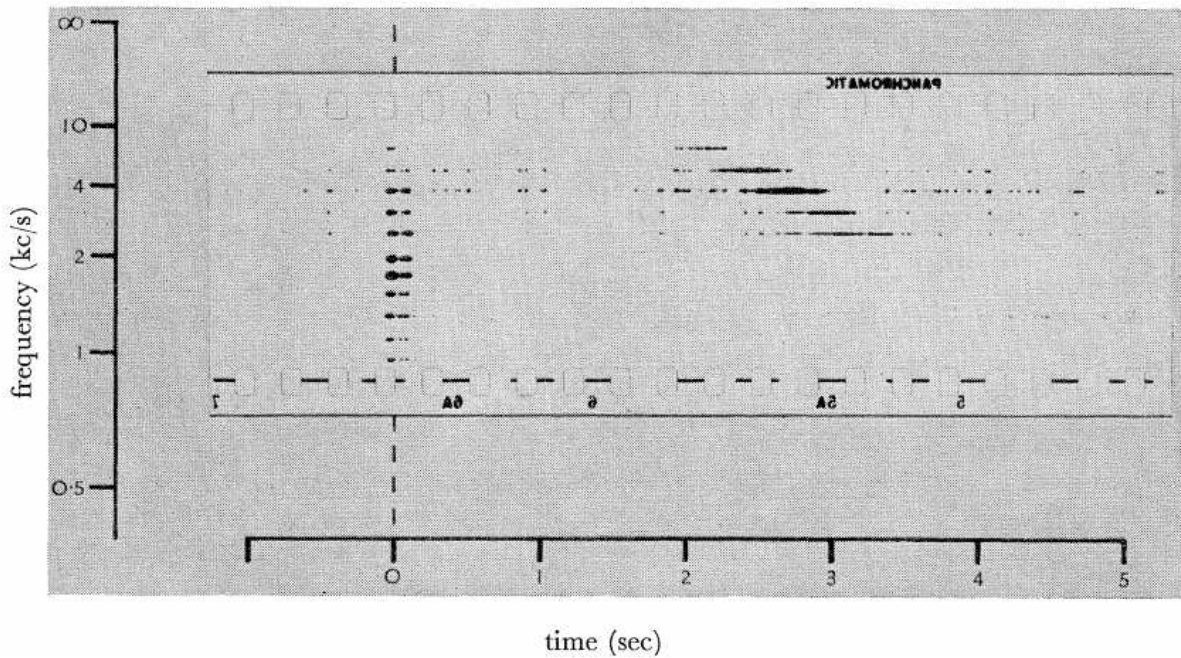
Az előszóban már említett sonnblicki és angliai esetet követő első beszámolót *Barkhausen* [1919] adta, amelyben az első világháborúban az ellenséges telefonvonalak lehallgatása során számos alkalommal észlelt furcsa fütytyöt ír le. Barkhausen ezeket meteorológiai hatásokkal hozta összefüggésbe. Később *Barkhausen* [1930] ezt revideálta és két lehetséges magyarázatot is adott. Az egyik magyarázat szerint az ionoszféra-földfelszín közötti többszörös visszaverődés, a másik szerint egy diszperzív közegben való terjedés okozza a jelenséget.

A további kutatásnak 10-15 év múlva az adott lendületet, hogy időközben kidolgozták a homogén, ionizált közegben, külső mágneses tér jelenlétében történő elektromágneses hullámterjedés elméletének alapjait [*Appleton*, 1932; *Hartree*, 1931]. Ennek felhasználásával *Eckersley* [1925, 1935] Barkhausen eredményeit továbbfejlesztve, ionizált közegben terjedő elektromágneses impulzus diszperzióját vizsgálva első közelítésben egy ma is helytálló formulát vezetett le a whistlerek frekvenciájának időbeli változására:

$$t(f) = \frac{D}{\sqrt{f}}, \quad (1.1)$$

ahol D a diszperzió, f a pillanatnyi frekvencia, t pedig a pillanatnyi frekvencia terjedési ideje. Képletének helyességét mindössze *Burton and Boardman* [1933] egyetlen, oszcillográffal készített whistler-felvétele igazolta, amiből megszerkesztették az első kvantitatív frekvencia-idő görbét.

A modern whistlerkutatás a háború okozta közel 20 éves kihagyás után az 1950-es években kezdődött. *Storey* [1953] alapvető fontosságú munkájában a whistlerek regisztrálásával egyidejűleg megfigyelte a whistlereket megelőző villámok keletkezésének helyét és idejét. Az első fontos eredménye az volt, hogy mérései alapján feltételezte, a whistlerek villámlások által gerjesztett elektromágneses hullámok, melyek a földmágneses erővonalak mentén terjednek. Ezek a jelek akár többször is ide-oda verődhetnek a féltekék között, melyeket ezért egy- illetve többugrású whistlereknek nevezünk. Storey részletes számításokkal támasztotta alá elképzeléseit, amelyekben feltételezte, hogy az ionoszféra feletti tartomány – az akkori elképzelésekkel ellentétben – nem „üres”, hanem számottevő mennyiségben töltött részecskéket – *plazmát* – tartalmaz, és a whistlerek diszperziója alapján 2 földszög geocentrikus távolságban 400 *elektron/cm³*-re becsülte az elektronsűrűséget. Ezzel felfedezte a *plazmaszférát*, a magnetoszféra belső tartományát. Tanulmányozta továbbá a



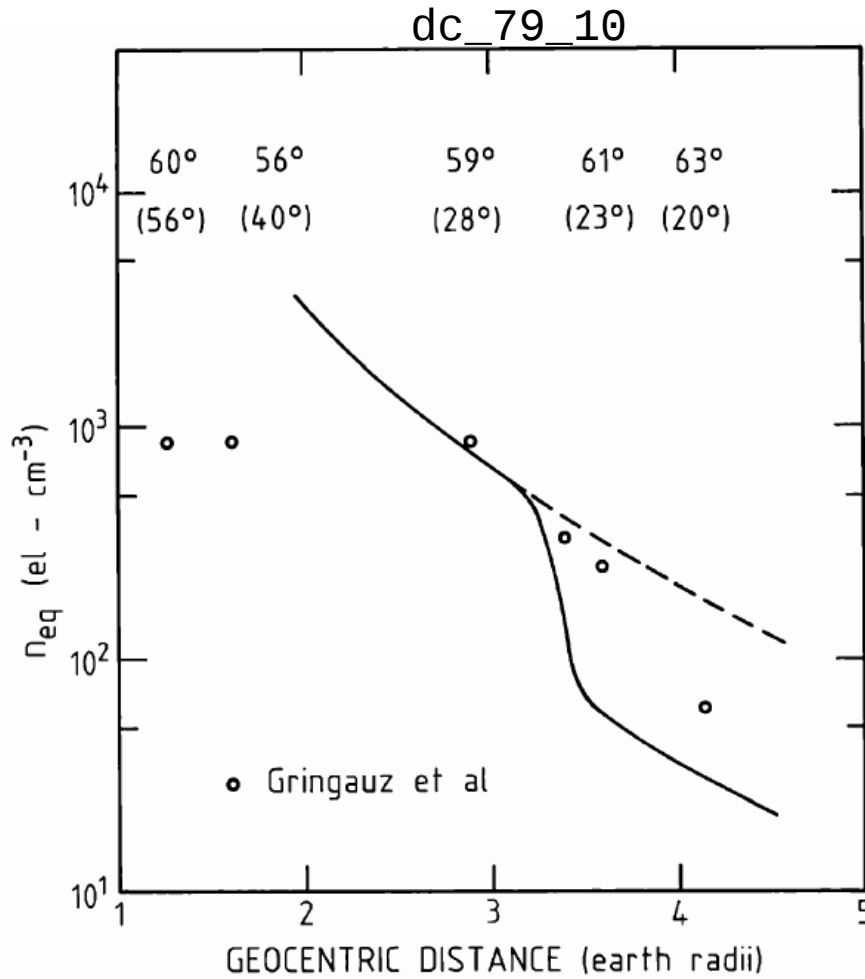
1.1. ábra. Korabeli whistlermegjelenítés Storey [1953] munkájából, amellyel megalapozta a modern whistlerkutatót.

whistlerek megjelenési formáit, napi és évszakos változásukat, továbbá összefüggésüket a mágneses tevékenységgel és az F2 réteg kritikus frekvenciájával. Mindezt az akkori, ma már kezdetlegesnek mondható mérési módszerek segítségével érte el (1.1. ábra).

Storey eredményei és a külső ionoszféra-magnetoszféra whistlerekkel történő vizsgálatának lehetősége kiterjedt kutatásokat indított meg. *Morgan and Allcock* [1956] mágneses erővonalak konjugált pontjaiban végzett egyidejű mérésekkel, *Helliwell and Gehrels* [1958] pedig 15.5 kHz-es földi rádióadó jeleinek megfigyelésével igazolták az erővonal menti terjedést. Az ionoszféra fölött először a Vanguard III műhold protonprocessziós magnetométerének tekercsén észleltek whistlereket [*Cain et al.*, 1962].

A vételi sáv 10 kHz fölé terjesztésével felfedezték az "orr"-whistlereket [*Helliwell et al.*, 1956]. Ezeken létezik egy frekvencia, az úgynevezett "orrfrekvencia", melynek a legkisebb a terjedési ideje. Az ennél nagyobb illetve kisebb frekvenciaösszetevők terjedési ideje nagyobb, így az orrwhistler frekvenciája az idő kétértékű függvénye. A whistlerek elméletének kidolgozása során bebizonyosodott, hogy voltaképpen minden whistler "orr"-whistler. Régebben azt gondolták, hogy a közepes és alacsony geomágneses szélességen terjedő whistlerek orrfrekvenciája az észlelési tartomány fölé esik, de azóta kiderült, hogy a whistlerjel 20-25 kHz feletti része nem jut keresztül az ionoszférán. Az orrfrekvencia ismeretében a terjedés erővonalának szélessége könnyen meghatározható, ami egyúttal lehetővé teszi a plazmaszféra elektronsűrűségének megbízhatóbb számítását [*Smith*, 1960; *Smith et al.*, 1960].

A magnetoszféra-fizika másik, whistlerek segítségével elért jelentős felfedezése *Carpenter* [1963] nevéhez fűződik, aki az Antarktiszon regisztrált whistlerek segítségével kimutatta, hogy a plazmaszféra egyenlítői elektronsűrűsége kb. 4 földugár távolságban hirtelen 1-2 nagyságrendet esik, felfedezve a plazmaszféra határát, a *plazmapauzát*. Tudománytörténeti érdekesség, hogy a Lunyik-1 és -2 szovjet Hold-szondák már 1959-ben mérték ezt:



1.2. ábra. A Lunyik 2 által mért ionsűrűségek (üres körök) és a földi whistlermérésekből származó egyenlítői elektronsűrűségprofil.

a műholdak ion-csapdáit a Hold felé repülve bekapcsolták, a mérések egyrészt igazolták a Storey által whistlerekkel megjósolt sűrűségeket, másrészt néhány földszugár távolságban a töltéssűrűség váratlan és nagyarányú csökkenését észlelték [Gringauz et al., 1960]. Ezt azonban a Szovjet Tudományos Akadémia kutatói a mérések téves értelmezésének vélték és csak akkor fogadták el, amikor 1963-ban Gringauz találkozott Carpenterrel és az utóbbi a kétféle mérési módszer eredményeit közösen be nem mutatta (1.2. ábra). Ez volt az első olyan eset, amelyben „távérzékelt” és in-situ mérési adatokat alkalmaztak egymás kölcsönös ellenőrzésére a plazmaszféra kutatásában. Ez azóta bevett gyakorlattá vált. Carpenter [1966] további vizsgálatai leírták a plazmapauza napi és mágneses tevékenységtől függő változásait.

Sugárkövetési számításokkal Maeda and Kimura [1956], majd Yabroff [1960] kimutatta, hogy az elektronsűrűség sima változását feltételezve a whistlerek hullámnormálisa jelentősen eltér a földmágneses erővonalától, így a jel egyrészt nem a konjugált pontba jut, másrészt a nagy beesési szög miatt visszaverődik az ionoszféra tetejéről és nem jut le a felszínre. A többügrású whistlerek, valamint a diszkrét nyomokból álló whistlercsoportok viszont csak akkor magyarázhatóak meg, ha a jel az erővonal mentén terjed. Ez szükségessé tette az erővonalak mentén elnyúló, megnövekedett elektronsűrűségű vezető-

csatornák, „duct”-ok feltételezését. A vezetőcsatornában történő terjedés elméletét *Smith* [1960]; *Smith et al.* [1960] dolgozta ki sugároptikai közelítésben. Később *Scarabucci and Smith* [1971]; *Walker* [1976]; *Laird and Nunn* [1975] számos egyszerűsítő feltételezés mellett teljes hullám és fázisintegrál módszerekkel bizonyították a plánparalell és körkeresztmetszetű ductokban a whistlerterjedés lehetőségét. Többek (pl. [*Strangeways*, 1977, 1982]) különféle elektroneloszlású vezetőcsatornákat feltételező magnetoszféra modellben végeztek sugárkövetési számításokat és a whistler-mérésekkel jól egyező eredményre jutottak.

Az 1973-ban indult Nemzetközi Magnetoszféra Kutatás (I.M.S.) éve keretében összehasonlították az antarktiszi whistlerekből számított magnetoszféra elektronsűrűség adatait közel egyenlítői pályán haladó műholdon mért sűrűségadatokkal, és jó egyezést kaptak [*Carpenter et al.*, 1981]. Ezzel közvetlenül bizonyították, hogy az *Angerami* [1970] által az erővonalmenti elektronsűrűség-eloszlásra felállított diffúzív egyensúlyi modell jól írja le a valóságot. Ezt a modellt széleskörűen alkalmazták, mikor a whistlerek diszperziója alapján határozták meg az egyenlítői magasságban az elektronsűrűséget. A mérések azt is igazolták, hogy a vezetőcsatornák elektronsűrűsége nem tért el jelentősen (az eltérés mindössze 6-22% között mozog) a környező plazma elektronsűrűségétől.

A kis- és közepes szélességen terjedő whistlerek kiértékelésében jelentős előrelépést tett *Tarcsai* [1975], amikor kidolgozta a FIT módszert, mely a mért frekvencia-idő értékpárokhoz legkisebb négyzetes módszerrel elméleti whistlergörbét illeszt. A legjobban illeszkedő elméleti whistler paramétereiből számítja a terjedés erővonalát, az elektronsűrűséget a Föld felszínétől 1000 km magasságban és az egyenlítő magasságában, valamint a fluxuscso elektron-tartalmát és ezek hibáit. Vizsgálta továbbá a whistlermodellből és a rögzített alakú plazmaeloszlásból következő szisztematikus hibákat. A FIT módszert alkalmazva nagyszámú közepes szélességű whistlerre megszerkesztette az $L = 1.4-3.3$ tartományban az átlagos egyenlítői elektronsűrűség profilt, amivel kiegészítette a nagyobb szélességű whistlerekből kapott eloszlás-görbét. Ugyanezen adatrendszer segítségével vizsgálta a plazmaszféra napi és erős mágneses tevékenységet követő változásait. Kimutatta továbbá, hogy a whistlerek futásidő reziduáljaiban, azaz a mért és a legjobban illeszkedő elméleti whistlergörbe különbségében szisztematikus eltérések jelentkeznek, melyet döntően az ionok hatásának a modellben történő elhanyagolása okoz. Rámutatott, hogy pontosabb frekvencia-idő meghatározással ezek az információk kinyerhetők. *Strangeways* [1977] különféle profilú vezetőcsatornában számított elméleti futásidőkkel igazolta a whistlerek reziduálmenetén megjelenő, terjedéstől függő szisztematikus eltéréseket. A spektrális inverzió módszerével sikerült megoldani a whistlerek futásidő egyenletét az elektronsűrűség erővonal menti eloszlására [*Tarcsai and Daniell*, 1978].

A nyolcvanas évektől megnövekedett érdeklődés tapasztalható a magnetoszférában terjedő whistlermódusú hullámok (mind a természetes eredetű, mind a mesterséges VLF adók jelei) által gerjesztett részecskekicsapódások iránt (pl. *Helliwell et al.* [1986]; *Carpenter and LaBelle* [1982]; *Chang and Inan* [1985]; *Inan and Carpenter* [1987]; *Inan et al.* [1988]). A plazmaszféra diagnosztikája szempontjából jelentős volt a K-Ny-i irányú sztatikus elektromos terek mérésére bevezetett eljárás [*Carpenter and Stone*, 1967; *Carpenter et al.*, 1972], ami a vezetőcsatornák radiális irányú mozgásának követésén alapul. Antarktiszi whistlerekkel vizsgálták a külső plazmaszféra áramlásait és az ebből számított K-Ny-i irányú elektromos tér nagyságát mágneses viharok alkalmával [*Carpenter and Seely*, 1976]. A felső ionoszféra fizikája megismeréséhez fontos előrelépést jelentett az ionoszféra és plazmaszféra közötti csatolási fluxusok mérése [*Park*, 1970] mely az erővonalcsövek teljes elektrontartalmának whistlerekkel történő mérésén alapul. Ezt egészítette ki a mág-

neses viharok utáni fluxusok vizsgálata, melyet *Tarcsai* [1981] végzett közepes szélességen terjedt whistlerek értékelésével.

1969-ben az Antarktiszon, az Amerikai Egyesült Államok Siple kutatóállomásán üzembe helyezték a whistlermódusban terjedő VLF hullámok erővonalminti terjedésének tanulmányozására szolgáló 100 kW-os rádióadót [*Inan et al.*, 1977], amivel kiterjedt kísérleteket folytattak a konjugált pontbeli állomás (Roberval, Kanada) és műholdak felhasználásával (pl. [*Paschal and Helliwell*, 1984; *Paschal*, 1984; *Carpenter*, 1988]).

Carpenter [1981] Antarktiszon észlelt whistlerek elemzésével meghatározta a vezetőcsatornák lehetséges térbeli elhelyezkedését, azaz a plazmaszféra whistlerekkel történő vizsgálatának lehetséges határait és azt tapasztalta, hogy nyugodt mágneses tevékenység esetén a vezetőcsatorna egyenlítői magassága elérheti a 9 földugár távolságot. *Helliwell et al.* [1980]; *Dingle and Carpenter* [1981]; *Doolittle and Carpenter* [1983]; *Carpenter et al.* [1986] a vezetőcsatornák meglétét vizsgálta a plazmaszférában.

Aránylag hosszú volt a fejlődés a whistlerek spektrumanalízise terén. *Potter* [1951] elsőnek alkalmazott hangspektrográfot whistlerek elemzésére. Ennek tökéletesebb változatai, a Rayspan és a Sonagraph hosszú ideig egyeduralkodók voltak, és a mai digitális észleléstechnika mellett is tapasztalható az analóg eljárások digitális, számítástechnikai formában történő továbbélése. Az automatikus whistlerdetektor és real-time feldolgozó rendszer kiépítése eddig sehol nem történt meg.

Bár a whistlerek kutatásának jó néhány kérdése éppen a mért jel spektrumanalízise pontatlanságának tudható be, a whistlerek és más, időben változó frekvenciájú jelek nagy pontosságú analízise nem kapott kellő figyelmet. Történtek ugyan kísérletek a pontosabb dinamikus spektrum meghatározására de ezek közel sem érték el azt a pontosságot, amire ahhoz lett volna szükség, hogy az elméleti meggondolásokat igazolja vagy éppen elvesse.

A klasszikusnak számító mozgó időablakos vagy mozgó frekvenciaablakos spektrumelemzés pontosságát *Kodera et al.* [1976] a spektrum fázisinformációját is figyelembe véve növelte meg, ennek továbbfejlesztett változata a súlyozott spektrogramm. Más módon is növelhető a pontosság, ha a jel frekvencia-idő összefüggéséről hozzávetőleges, előzetes információnk van. *Dziewonsky et al.* [1969] módszerének továbbfejlesztéseként *Levshin et al.* [1972] hatásos algoritmust dolgozott ki frekvenciamodulált jelek frekvencia-idő elemzésére, ami a frekvenciatartományban történő összetett szűrésen alapul (FTAN módszer). Az eljárást az előzetes információk alapján optimálisan megválasztott sáv szélességű Gauss-szűrőkkel *G.A. and Kapustina* [1978] alkalmazta elektron- és proton-whistlerekre és a klasszikus módszereknél jóval nagyobb pontosságot és felbontást ért el.

Egy sor más eljárás alapul *Gábor* [1946] elméletén, melyben a változó frekvenciájú jelet idő- és frekvenciaátfogásban korlátozott úgynevezett elemi jelek összegeként értelmezi. *Gábor* elméletét *Lerner* [1961] általánosította. *Berthomier* [1975] kidolgozott egy módszert, melyben a *Gábor* [1946] és *Ville* [1948] által definiált analitikus jel időszerinti deriváltjából kapta a pillanatnyi frekvenciákat. Ezt kórusra, whistlerre és VLF pulzációkra alkalmazta és gyorsan változó jelek esetén a szokásos módszereknél pontosabb eredményeket kapott. *Gábor* [1946] elemi jeléhez hasonló módon definiált komplex jelet *Mihovilovic and Bra- cewell* [1991, 1992] eggyel növelve a szabadsági fokot, mellyel az elemi jel frekvencia-idő síkban való elfordulását jellemezték. Az így kapott elemi jelet "chirplet"-nek nevezték és a fázisának deriváltjával pontosabban számították ki olyan jelek dinamikus spektrumát, melyek a frekvencia-idő síkon átlós jellegűek. Szintetikus whistlerjelekre alkalmazták az eljárást, a felbontást és a pontosságot a klasszikus módszerekhez viszonyítva csaknem egy

nagyságrenddel megnövelték. A radar-technikában kifejlesztett és alkalmazott illesztett szűrőes eljárásnak whistlerekre történő adaptálásában döntő jelentőségű volt *Bèghin and Siredey* [1964] és *Siredey* [1967] munkássága. Néhány nem helytálló következtetés és az akkoriban nagyon nagyon bizonyuló számításigény miatt azonban úgy tűnt, ez az irány zsákutcába jutott.

Az ELTE Geofizikai és Űrtudományi Tanszékén 1981 óta folynak kísérletek az illesztett szűrőnek digitálisan észlelt whistlerekre való alkalmazására. A digitális észlelés-technikát évekkel megelőzte az elméleti számítások, modell-számítások sora. Így amikor a technika lehetővé tette a digitális észlelést, és rendelkezésre álltak a jó minőségű digitális regisztrátumok, a kidolgozott eljárások alkalmazása a whistlerek eddig nem ismert tulajdonságait mutatta ki.

Hamar [1980, 1993] és *Hamar and Tarcsai* [1982] kidolgozták a whistlerek illesztett szűrőes elméleti alapjait, melyenek segítségével a korábban használatos módszerek-nél lényegesen pontosabb frekvencia-idő felbontás érhető el és amelyeknek segítségével a görbeillesztéssel nyert paraméterek pontossága is növekszik. A nagy pontosságú frekvencia-idő felbontás lehetővé teszi az úgynevezett finomszerkezet kimutatását Antarktiszon mért whistlerekre *Hamar et al.* [1990, 1992], az ACTIVE műholdon digitálisan regisztrált whistlerek (SAS kísérlet, *Lichtenberger et al.* [1991]) és kis szélességeken észlelt whistlerek esetében is [*Singh et al.*, 1999, 2000, 2004]. *Hamar* [1993] bebizonyítja, hogy a finomszerkezet bizonyos esetben két, az illesztett szűrő felbontóképességénél közelebb lévő komponens okozhatja. Továbbra is nyitott a kérdés, hogy mi okozza a közeli komponensek megjelenését, illetve a köztük lévő időkézés frekvenciafüggő változását.

A whistlerek vezetőcsatornabeli terjedéséről illetve a vezetőcsatornák kiterjedéséről, elhelyezkedéséről és mozgásáról, amelyek a whistlerek kiértékeléséből nyert információk felhasználásánál fontosak, iránymérésekkel szerezhetünk információkat. A második világháborúból jól ismert forgó keretantennás irányméréseket (goniométer) whistlerekre közvetlenül nem lehetett alkalmazni a méretek miatt, ezért két, egymásra merőleges mágneses keretantenna jelét elektronikusan keverve szintetizálták a forgó keretantennát [*Crary*, 1961; *Bullough and Sagredo*, 1973; *Sagredo and Bullough*, 1973; *Rycroft et al.*, 1974]. Ez a módszer elsősorban nagy távolságból (kilépési pont > 1000 km) vízszintesen terjedő whistlerek beérkezési irányának meghatározására alkalmas, melyeket függőlegesen polarizált síkhullámnak tekintenek. Elektromos monopólussal kiegészítve három egymásra merőleges komponens mérésével pedig főleg az ionoszférából a vevőállomás felett kilépő elliptikusan polarizált whistlerek beérkezési iránya határozható meg. E módszerek a négyparaméteres A és B módszer [*Cousins*, 1972], a polarizációhiba-mentes (NPE) módszer [*Tsuruda and Hayashi*, 1975], a térerősséganalízis módszer [*Okada et al.*, 1977] és a követőszűrős módszer [*Leavitt*, 1975]. *Strangeways* [1980] és *Strangeways and Rycroft* [1980] kimutatták, hogy ezek a módszerek valamennyien a goniométeres illetve a 4 paraméteres B módszer variánsai. Ugyanitt azt is kimutatták, hogy ha az ionoszférából történő kilépés után a vevőt nem csak a direkt, hanem az ionoszféra-földfelszín hullámvezetőben többször ide-oda verődő jelek is elérik, az iránymeghatározás hibája ± 180 -ot is elérhet. *Lichtenberger et al.* [1987], *Lichtenberger* [1995] és *Lichtenberger et al.* [1997] illesztett szűrést és paraméterbecslést kombináló eljárással (MFPE) sokkal nagyobb iránymeghatározási pontosságot ért el mind műholdas, mind felszínen észlelt whistlerek esetében és méréseken igazolta *Strangeways* [1980] és *Strangeways and Rycroft* [1980] modellszámításainak eredményeit, valamint kimutatta, hogy a földi whistlerek esetében is alkalmazható az MFPE módszer, ha szélesebb frekvenciasávban ($\geq 2\text{kHz}$) átlagoljuk a beérkezési irányokat.

Antarktiszi whistlereken a vezetőcsatorna helyzetét és mozgását és ezen keresztül a magnetoszférikus (K-Ny-i irányú) sztatikus elektromos terek nagyságát *Carpenter et al.* [1972]; *Rycroft* [1994]; *Carpenter and Seely* [1976] és *Carpenter et al.* [1979] goniométeres módszerrel, *Lichtenberger et al.* [1997] pedig az MFPE módszert alkalmazva vizsgálta. Kis szélességeken NPE módszerrel vizsgált whistlereket *Tsuruda and Hayashi* [1975], eredményeik szerint a legtöbb whistler majdnem függőleges irányból érkezik és az irány frekvenciafüggése kicsi a spektrum folytonos szakaszán, ugyanakkor a különböző szakaszok különböző irányból érkezők. *Hayakawa et al.* [1981] közepes szélességű whistlerekkel a vezetőcsatornák nappali és éjszakai helyzetváltozását vizsgálva az utóbbit jóval nagyobbak kapta.

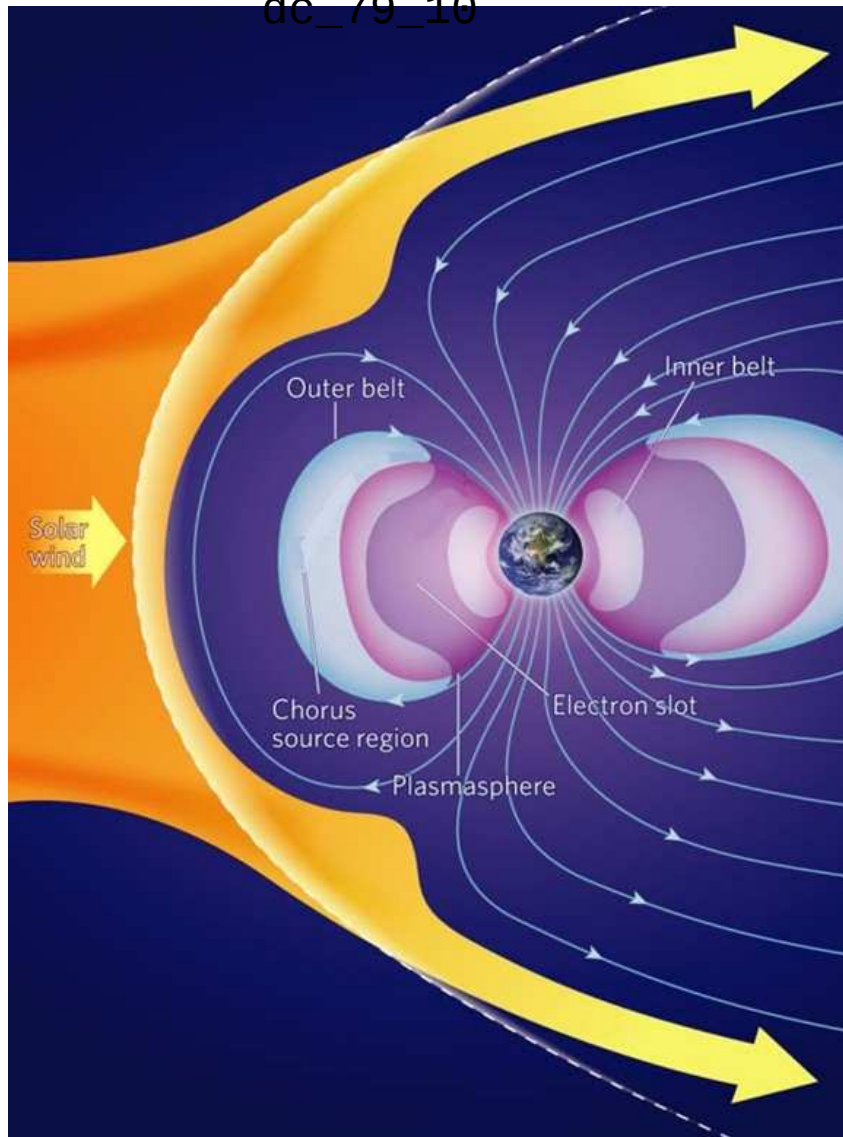
Az Antarktiszon regisztrált whistlerek félautomatikus digitális iránymérését és kiolvasását *Smith et al.* [1979] dolgozta ki. Szintén goniométeres méréseket használnak, a beérkezési irányt nem idő, hanem frekvenciatartományban a dinamikus spektrum segítségével számolták.

A keltő villám mint impulzusszerű jel magneto-ionos közegben való terjedése során időben változó frekvenciájú jellé, whistlerré alakul. Ennek pusztán a Maxwell-egyenletekből történő elméleti levezetésére hosszú ideje történtek próbálkozások – az Appleton-Hartree megoldás monokromatikus közelítés. *Ferencz et al.* [2001] az inhomogén alapl módusok módszerével [*Ferencz*, 1978] a Maxwell-egyenletek teljes hullámmegoldását találta meg. Ez a megoldás nem csak a klasszikus elektron-whistler megoldást tartalmazza, hanem a proton- és ionwhistler megoldást, a Faraday-rotációt és a ferde terjedést is, mindegyik esetben veszteséges plazmában is. A megoldás tetszőleges alakú gerjesztőjelre igaz, azaz nem tételez fel sem monokromatikus jelet, sem monokromatikus jelekből összerakott hullámcsoportot és nemcsak a diszperziós relációt, hanem az időtartománybeli jelet (elektromos vagy mágneses térerősség) is megadja, melyet a monokromatikus megoldások nem tartalmaznak. *Ferencz* [2005] kiterjesztette a megoldást inhomogén plazmaeloszlásra, *Ferencz et al.* [2007] pedig az új megoldás alkalmazásával sikeresen modellezte a felszínen és műholdon észlelt tweeket is.

1.2. A plazmaszféra és szerepe az űr-időjárási folyamatokban

A Föld légkörének alsó tartományában, a troposzférában lezajló, elsősorban fizikai folyamatokat (földi) időjárásnak nevezzük. Az itt lezajló folyamatok fő mozgatója a kívülről, elsősorban a Napból érkező energia, illetve annak változása. Ez az energia a Föld felsőlégréjén keresztül éri el az alsó légkört és a felszínt, így a földi időjárás elnevezés analógiájára a felsőlégréjében lezajló folyamatokat *űr-időjárásnak* nevezzük. A felsőlégréjé határa egybeesik a földi mágneses burok, a magnetoszféra határával, így az űr-időjárás a troposzféra feletti tartományokat, elsősorban az ionoszférát és a magnetoszférát érinti. Ugyanakkor az űr-időjárási hatások nem korlátozódnak e tartományokra, hanem megjelennek a felszínen és a semleges felső légkörben is, és így közvetlenül vagy közvetve befolyásolják a bioszférában lezajló eseményeket és a társadalmi-gazdasági életet is.

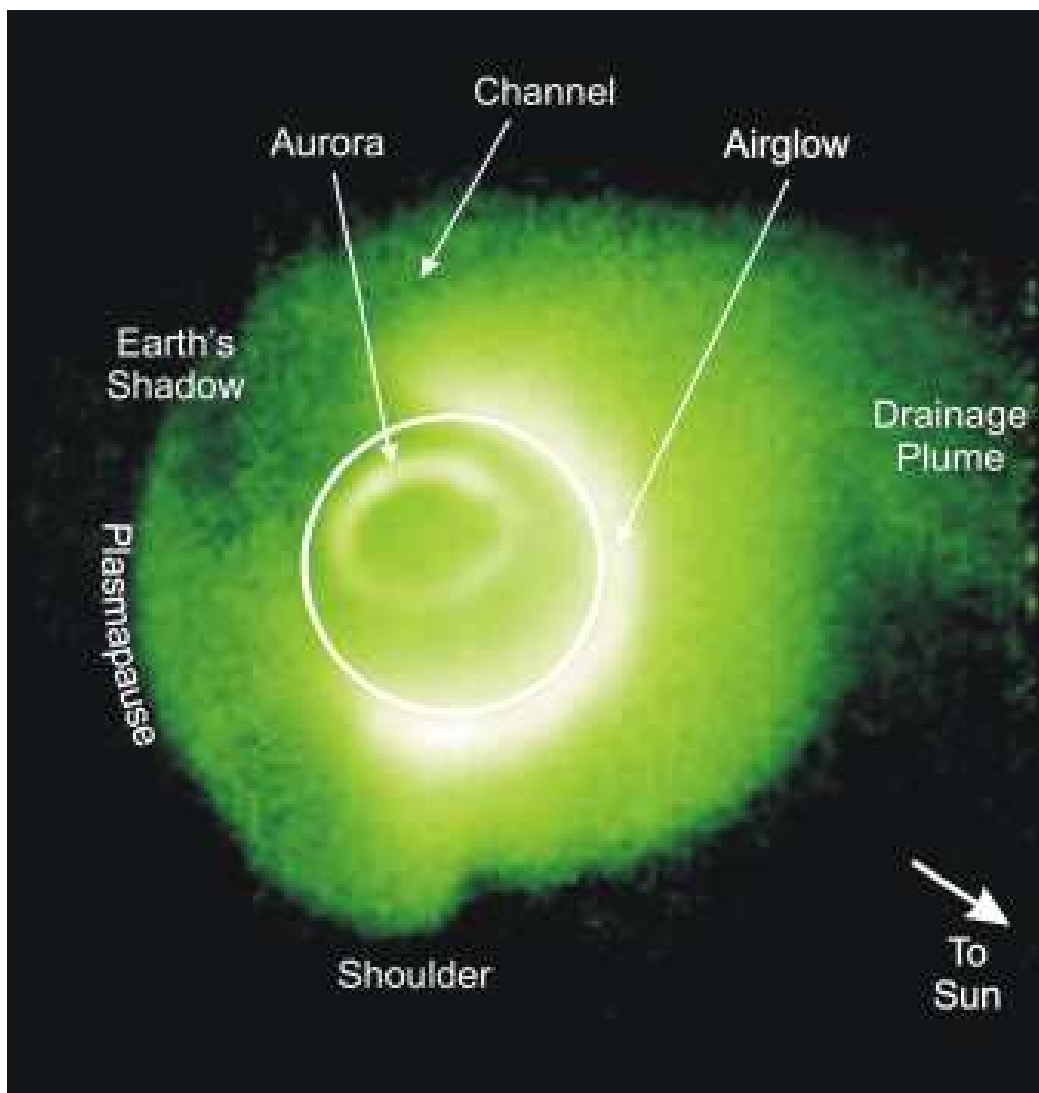
Ezért az utóbbi 10-15 évben az űrfizika-űrkutatás egyik fő területévé az űr-időjárási kutatások váltak, ugyanis napjainkra civilizációnk „űrtevékenység-függővé” vált. Szinte láthatatlanul mindennapi életünk részévé váltak a műholdak szolgáltatásai: telekommunikáció – TV, Internet, (mobil)-telefonía; navigáció (GPS, GLONASS, GALILEO); távérzé-



1.3. ábra. A belső magnetoszféra szerkezete az egymást átfedő tartományokkal: a plazmaszféra és a sugárzási övek. (Rodger and Clilverd, Nature, 452(6), March 2009).

kelés (mezőgazdaság, környezetvédelem, természeti katasztrófák monitorozása). Annyira igaz ez, hogy nem is a szolgáltatás létét, hanem esetleges hiányát, zavarát vesszük észre. A Nap és a galaktikus kozmikus sugárzás változásainak hatása a Föld felsőlégkörére (űr-időjárás) főleg az ember alkotta eszközöket (műholdakat) érinti, a sugárzási övekben keletkező és onnan kicsapódó nagy (sokszor relativisztikus) energiájú töltött részecskék – ionok, elektronok – képesek a műholdakat időlegesen vagy véglegesen megbénítani és ezzel – a műhold cseréjének költségén túlmenő, ami dollár tíz- vagy százmilliókban mérhető! – társadalmi, gazdasági károkat okozni, esetenként emberéleteket veszélyeztetni (pl. mágneses viharok alatt mind a mágneses, mind a GPS alapú navigáció megbénulhat, ami a polgári légiközlekedésben komoly veszélyforrást jelent).

Ahhoz, hogy képesek legyünk ezeket az űr-időjárási hatásokat modellezni vagy előrejelezni, le kell írunk a felsőlégkörben, a plazmaszférában és a sugárzási övekben (1.3. ábra) végbemenő folyamatokat. A legújabb kutatások szerint a nagyenergiájú részecskék hullám-



1.4. ábra. A plazmaszféra az EUV műszer 2000. május 24-én 30.4 nm-en készült képén. A kép a Föld középpontjától a 6 földszugár távolságig terjedő tartományt fedi le. A Földet a fehér kör jelöli. (Sandel, B. R., et al., Space Sci. Rev., 109, 25, 2003).

részecske kölcsönhatások során keletkeznek és csapódnak ki a sugárzási övekben (pl. *Horne et al.* [2005]; *Katoh and Omura* [2007]; *Bortnik et al.* [2008]). A hullám-részecske kölcsönhatás pontos leírásához ismerni kell a közegbeli (jelen esetben a plazmaszférabeli) hullámterjedést, ami lényegében hideg, ütközésmentes plazma esetén, amilyen a plazmaszféra, két paramétertől: a girofrekvenciától és a plazmafrekvenciától függ. Az előbbi a mágneses térerősséggel, az utóbbi a töltéssűrűséggel arányos. Mindkét paraméter mérhető in-situ, azonban a műholdak a fizika törvényei miatt sajnos nem lehetnek mindig mindenütt ott. A földi mágneses teret szerencsére elég pontosan le tudjuk írni mágneses tér modellekkel (centrális dipólus illetve DGRF/IGRF modellek). A töltéssűrűség meghatározására majdnem hatvan éve létezik egy olcsó és hatékony módszer, a villámok által keltett természetes rádióhullámok, a whistlerek használata [*Storey*, 1953], melyek segítségével meghatározható a terjedési út (mágneses erővonal) menti elektronsűrűség-eloszlás, amely kulcsfontosságú paraméter a plazmaszféra és a sugárzási övek modellezésében. Bár a Nemzetközi Geofizikai Évtől (1957-58.) a világ számos obszervatóriumában kezdték el a whistlerek regisztrálását, és komoly eredmények születtek a whistlerek értékelési eljárásaira [*Helliwell* [1965]; *Park* [1972]; *Tarcsai* [1975]], a whistlerek manuális kiértékelési eljárásai rendkívül időigényesek és fárasztóak. Az eljárások első lépése a whistlerek detektálása a nyers adatokban, a klasszikus eljárás a szélessávú VLF jel végighallgatása vagy újabban a dinamikus spektrum vizuális vizsgálata. Az előbbiben a emberi fül, az utóbbiban a szem játssza a detektor szerepét. Mindkét eljárás a valós időnél 10-20-szor lassúbb, egy órányi regisztrátum végighallgatása-végignézése 3-5 óra, egy ember 1-2 órányi anyagnál nem tud naponta többet végighallgatni, végignézni. Ezért – bár a technika ígéretes, a whistlereket sohasem alkalmazták a plazmaszféra elektronsűrűségének rutin monitorozására.

A plazmaszféra részecskéinek fő forrása az ionoszféra, amellyel a plazmaszféra dinamikus egyensúlyban van. A csatolási fluxusok az ionoszférikus hideg plazmát főleg a mágneses erővonalak mentén továbbítják a plazmaszférába (töltődés) illetve a plazmaszférából az ionoszférába (kisülés). Ezek a fluxuscsövek együtt forognak a Földdel. A plazmaszféra határát az határozza meg, hogy a napszél által keltett konvektív elektromos tér hol válik nagyobbá, mint a forgási elektromos tér. Ez a tartomány a plazmapauza, melynek helye és alakja dinamikusan változik.

A plazmaszféra 1953-as felfedezésétől egészen az 1990-es évekig a vizsgálatok fő eszközei a whistlerek voltak, amint ezt az 1.1 szakaszban már összefoglaltam. Az elmúlt húsz évben műholdas kísérletek sora segített ismereteinket in-situ mérésekkel is kiterjeszteni. Ezek a mérések két fő irányban bővítették tudásunkat. Passzív whistler-módusú hullámmérésekkel (Plasma Wave Instrument) a Polar műholdon [*Gurnett and et al.*, 1995] és a Sweep Frequency Receiver a CRESS műholdon [*Sheely et al.*, 2001]), illetve aktív Z-módusú és whistler-módusú hullámmérésekkel (Radio Plasma Instrument az IMAGE műholdon [*Reinisch et al.*, 2000, 2001]) kísérleti adatokat gyűjtöttek az erővonalmenti sűrűségeloszlásokra. A CLUSTER 4 műholdas konstelláció hullám és részecskemérései [*Escoubet et al.*, 1999] és az IMAGE Extreme UltraViolet imager nevű műszere a plazmaszféra globális szerkezetét vizsgálta és új, addig nem ismert tartományokat fedezett fel, illetve feltérképezte a plazmaszféra globális dinamikáját. Az IMAGE EUV műszer a napsugárzás He^+ ionokon szóródó 30.4nm hullámhosszúságú komponensét fényképezi nagylátószögű kamerával (1.4. ábra). Ezzel a kamerával a teljes plazmaszféráról lehet képet kapni, amelyből megfelelő modellek segítségével a sugárút mentén visszaszámolható a plazmaösszetétel.

A plazmaszféra kialakulásáról, szerkezetéről további részletes információ található *Le-*

maire and Gringauz [1998]-ban, a legújabb kutatási eredmények, beleértve a műholdas eredményeket is pedig megtalálhatóak *Darrouzet et al.* [2009]-ben.

Röviden szólni kell még arról, hogy a földi whistlermérések és az in-situ műholdas mérések mellett létezik még egy földi mérés technika, amelyik szintén képes az plazma egyenlítői tömegsűrűségének mérésére. Ez a geomágneses pulzációk mérésén alapuló módszer, amelyben az ULF tartománybeli erővonalrezonanciákból (FLR, a napszél által keltett kompressziós MHD hullámok) származtatni lehet az egyenlítői plazmasűrűséget. Ehhez két közeli állomáson mért FLR-eket elemzik korrelációs módszerrel [*Berube et al.*, 2005; *Vellante et al.*, 2007]. Az FLR módszer kiváló komplementer mérése lehet a whistlerméréseknek, mert amíg a whistlerek általában este-éjszaka, addig az FLR-ek főleg nappal fordulnak elő.

Nyilvánvaló, hogy a kétféle módszer, a földi mérések és a műholdas mérések kombinációja adja a legjobb eredményt, mert a műholdas mérések képesek a plazmaszféra egészének egyidejű vizsgálatára, illetve in-situ mérések révén a földi mérések kalibrációjára is. Ugyanakkor a műholdak a pályák elhelyezkedése és véges élettartamuk miatt nem képesek egyidejű részletes mérésekre, amire a földi mérőhálózatok kiválóan alkalmasak. Ez utóbbiak képessége viszont behatárolt a mért jelenségek véletlenszerű előfordulása és a földi hálózatok kialakításának földrajzi korlátai miatt.

A téma fontosságát jelzi, hogy mind az Európai Űr-ügynökség (ESA), mind az EU programokat indít az ilyen típusú kutatások elősegítésére. Az ESA 2009-ben indította a Space Situational Awareness (SSA) programot, amelynek célja az önálló európai operatív szolgálatok megteremtése három területen (űrszemét, földközeli objektumok és űridőjárás), az EU pedig az FP-7-es keretprogramban (FP7-SPACE-2010-1) külön Work-programmeban (SPA.2010.2.3-1: Security of space assets from space weather events) támogatja az ilyen kutatásokat.

1.3. Elméleti alapok

1.3.1. Whistlerek keletkezése és terjedése

A whistlerek keletkezésével és terjedésével kapcsolatos alapvető elméleti és gyakorlati ismeretekről részletes angol [*Helliwell*, 1965; *Ferencz et al.*, 2001] és magyar nyelvű [*Tarcsai*, 1972] leírás található. Ezért csak a dolgozat szempontjából legfontosabb tudnivalókat összegzem.

A villámláskor kb. 0.1 msec alatt keletkező elektromágneses hullámcsomag a Föld felszíne és az ionoszféra között kezdi terjedését. Mivel a terjedési sebesség 1 kHz felett itt alig függ a frekvenciától, a frekvencia szerinti elkülönülés még néhány ezer km megtétele után sem haladja meg az 1 msec-ot. A különféle hullámmódok szuperpozíciója miatt azonban előfordulhat, hogy bonyolult hullámcsomag jön létre [*Tixier*, 1976; *Rakov and Uman*, 2003; *Ferencz et al.*, 2007], melynek időtartama több msec is lehet.

Az ionoszféra és magnetoszféra (azaz a plazmaszféra) semleges, és egymás töltését semlegesítő pozitív és negatív részecskék statisztikusan homogén keveréke, melyre a földi mágneses tér szuperponálódik. Ha a legfeljebb néhány ezer fok hőmérsékletű részecskék hőmozgásától és az ütközésektől eltekinthetünk, akkor a hideg, ütközésmentes plazmára

a Maxwell-egyenleteket a következő formában írhatjuk fel:

$$\begin{aligned}
div \mathbf{E} &= 0, \\
div \mathbf{H} &= 0 \\
rot \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\
rot \mathbf{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}
\end{aligned} \tag{1.2}$$

A plazmaáramokat figyelembe vevő anyagegyenlet pedig

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + \frac{4\pi i}{\omega} \mathbf{j} \tag{1.3}$$

A Maxwell-egyenletek monokromatikus whistler-megoldása

Keressük a Maxwell-egyenletek síkhullám-megoldását az

$$\mathbf{E}(r, t) = \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \tag{1.4}$$

alakban. Itt $\mathbf{k}$ a terjedési vagy hullámnormális vektor, mely a síkhullám állandó fázisú felületeire merőleges irányba mutat. Ekkor a két utolsó Maxwell-egyenletből (1.2)-t figyelembe véve az alábbi hulláme egyenletet kapjuk:

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) + \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{K} \mathbf{E} = 0 \tag{1.5}$$

ahol a $\mathbf{K}$ dielektromos tenzor az alábbi alakban írható [Stix, 1962]:

$$\begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix}$$

itt $S = \frac{1}{2} (R + L)$, $D = \frac{1}{2} (R - L)$ és

$$\begin{aligned}
P &= 1 - \sum_j \frac{\omega_{p_j}^2}{\omega^2} \\
R &= 1 + \sum_j \frac{\omega_{p_j}^2}{\omega(\omega - c_j \omega_{H_j})} \\
L &= 1 - \sum_j \frac{\omega_{p_j}^2}{\omega(\omega - c_j \omega_{H_j})} \\
\omega_H &= \frac{eB_0}{mc} \\
\omega_p &= \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}}
\end{aligned} \tag{1.6}$$

ahol az összegzést az összes ionfajtára és az elektronokra kell elvégezni, ω_{p_j} és ω_{H_j} a részecskék plazma- illetve giro- (vagy ciklotron) frekvenciája, c_j a részecskefajta előjele, B a földmágneses tér erőssége, m az elektron tömege, e a töltése, n az elektronsűrűség, c pedig a fénysebesség.

Ha a B_0 földi mágneses tér a z tengely irányába mutat és $\mathbf{k}$ -val θ szöget zár be, akkor, ha feltételezzük, hogy $\mathbf{k}$ az xz síkban fekszik, a törésmutatóra az alábbi egyenletet kapjuk:

$$A\mu^4 - B\mu^2 + C = 0 \quad (1.7)$$

ahol

$$\begin{aligned} A &= \frac{R+L}{2} \sin^2 \theta + P \cos^2 \theta \\ B &= RL \sin^2 \theta + \frac{P(R+L)}{2} (1 + \cos^2 \theta) \\ C &= PRL \end{aligned} \quad (1.8)$$

A szigorúan longitudinális ($\theta = 0$) esetben az 1.7 másodfokú egyenlet megoldása pozitív előjelű négyzetgyökkel $\mu^2 = R$, mely az úgynevezett ion-ciklotron hullám terjedésének felel meg. Segítségével értelmezhetők az ionoszféra felett keringő műholdakon észlelt ion-ciklotron whistlerek. A gyök negatív előjelénél a megoldás:

$$\mu^2 = 1 + \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega(\omega_{Hj} + c_j \omega)} \quad (1.9)$$

amely az úgynevezett extraordinárius, vagy whistlermódusú terjedést írja le. Ha elhanyagoljuk az ionok hatását, és a $\mu^2 \gg 1$ miatt, ami az ionoszférában és a plazmaszférában igaz, az „1” tagot elhagyva a whistlerek terjedését leíró szokásos közelítést kapjuk [Helliwell, 1965]:

$$\mu^2 = \sum_j \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega_H - \omega)} \quad (1.10)$$

Bár Tarcsai [1981] mért whistlerek átlagos futásidő-reziduáljainak szisztematikus jellegéből kimutatta, hogy ezek az elhanyagolások nem teljesen megalapozottak, de használatuk kezelhető kifejezéseket eredményez.

A whistlerek nem monokromatikus jelek, ezért a csoport törésmutató:

$$\mu_g = \frac{d(\mu\omega)}{(d\omega)} \quad (1.11)$$

amiből a v_g közelítő csoportsebesség:

$$v_g = \frac{c}{\mu_g} \cong 2c \frac{\omega^{1/2}(\omega_H - \omega)^{3/2}}{\omega_p \omega_H} \quad (1.12)$$

A fenti összefüggésből látszik, hogy terjedés csak a $0 < \omega < \omega_H$ frekvenciákra lehetséges, és létezik egy frekvencia, melynek terjedési sebessége a legnagyobb, azaz futásideje a legkisebb. Ez a frekvencia az *orrfrekvencia*, és homogén közegben $\omega_H/4$ -gyel egyenlő. Az is látszik, hogy a terjedési út mentén a legkisebb girofrekvencia a terjedési út mentén a legkisebb térerősségnél (dipólus modellt feltételezve a geomágneses egyenlítő síkjában) elvileg is a terjedés maximális frekvenciáját határozza meg.

Vezetett terjedés esetén az ionoszférába jutó hullám közel függőlegesen kezdi meg terjedését, majd a mágneses erővonalakhoz törve 300 és 2500 km között valahol befogódik

a vezetősatornába. Ebből a konjugált-ionoszférába lép ki, azon áthaladva a földfelszín-ionoszféra hullámvezetőbe és ezen keresztül a vevőberendezéshez jut. A hullám energiájának egy része az alsó ionoszférából visszaverődve visszajuthat ugyanabba a vezetősatornába és újra befuthatja a magnetoszférabeli utat (többugrású whistlerek).

A visszaverődéskor a hullám más vezetősatornába, vagy egyszerre több, egymástól néhány száz km-re elhelyezkedő vezetősatornába is befogódhat. A megfigyelések szerint a visszavert jel egymástól akár 1500 km-re levő csatornába is bekerülhet. Így jönnek létre a többugrású whistlerek, melyek a csatornák ilyen kölcsönhatása miatt sokszor diszperzek (pl. *Carpenter et al.* [1986]; *Carpenter* [1988]).

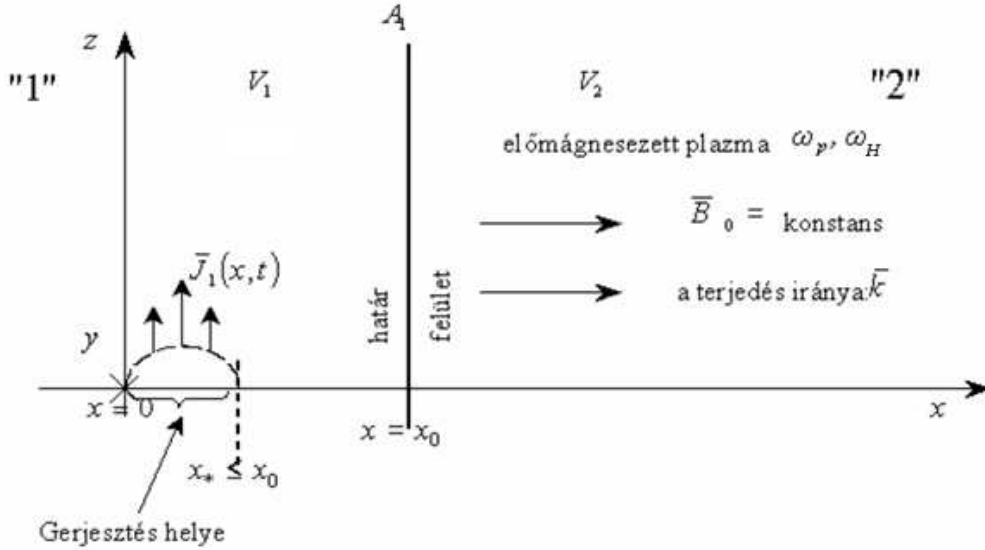
A vezetősatornák feltételezése nélkül a whistlerek tulajdonságai közül sok nehezen lenne magyarázható. A vezetősatornák létezése mellett indirekt bizonyítékot szolgáltatnak a műholdas mérések is (pl. *Angerami* [1970]; *Smith and Angerami* [1968]; *Dowden* [1977]; *Carpenter* [1988]). A műholdas mérések igazolták azt a feltevést is, hogy a vezetősatornák elektronsűrűsége a környezetüktől 6-22 %-kal tér el [*Carpenter et al.*, 1981; *Carpenter*, 1988]). A vezetősatornában a terjedés jó közelítéssel az 1.9 egyenlet szerinti sebességgel történik. A hullámvezetőben kigyózó mozgással haladó sugár ugyanis hol kisebb, hol nagyobb sebességgel halad annál, mintha szigorúan longitudinális terjedéssel a csatorna középvonalában haladna. *Smith* [1960]; *Strangeways* [1977]; *Tarcsai* [1981] és *Ramlall* [1992] számításai szerint ezen közelítés hibája mindössze néhány százalék.

Smith [1960] és *Smith et al.* [1960] azt találták, hogy a csatornák csak az $\omega_H/2$ -nél kisebb frekvenciájú jelet képesek vezetni, azaz a terjedési út menti legkisebb girofrekvencia felénél levágásnak kell mutatkozni. Ezt a mérések is igazolták (pl. *Carpenter* [1968, 1988]).

A Compass-2 műhold, fedélzetén az ELTE Geofizikai és Űrtudományi Tanszék Űrkutató Csoportjának SAS2 műszerével, vezetett módban terjedt whistlert észlelt [*Ferencz et al.*, 2009]. Ez az észlelés további erős közvetett bizonyítéka a vezetősatornák létének (a közvetlen bizonyíték a hullám- és sűrűségmérés együttesen lenne).

A Maxwell-egyenletek teljes hullámalakú whistler-megoldása

Az előző szakaszban tárgyalt monokromatikus megoldás számos közelítő feltevést tartalmaz, amelyeknek általánosan érvényes voltát nem lehet minden esetben elfogadni. A monokromatikus síkhullám közelítés a villám által keltett impulzusra biztosan nem igaz, ez a jel egy időben véges hosszúságú és széles frekvenciatartományt fog át. Monokromatikus elektromágneses jelek inhomogén közegben történő terjedésének hagyományos hullámterjedési modelljei – például az eikonál-egyenlet, a W.K.B. módszer, az általánosított terjedési vektor stb. – közös és alapvető pontatlanságot hordoznak magukban a jel fizikai szerkezetének koncepcióját illetően. Ezekben a megközelítésekben a megoldást az előre haladó és a reflektált jelrészek összegeként írják fel, ahol ezek a jel-részek önmagukban, külön-külön is megoldásai a Maxwell-egyenleteknek. A valóságban azonban csak a teljes energia, azaz az előre haladó és a reflektált jel együttese elégíti ki a Maxwell-egyenleteket. Tehát a valódi, teljes megoldásnak mindig tartalmaznia kell az összes fellépő hullámmódust. Egy lineáris differenciálegyenlet-rendszer megoldásainak összege szintén megoldása az egyenletrendszernek. Azonban ez nem jelenti azt, hogy egy, az egyenletrendszert kielégítő megoldásnak részei önmagukban automatikusan kielégítenék az eredeti egyenleteket. Mivel inhomogenitások jelenlétében mindig fellép a reflexió jelensége, a Maxwell-egyenleteket csak és kizárólag a terjedő és a reflektált jelrész összege elégíti ki, e jelrészek külön-külön nem.



1.5. ábra. A Maxwell-egyenletek teljes hullámalak-megoldásában alkalmazott modell.

Az általános alakú nem-monokromatikus jellel (impulzussal) gerjesztett síkhullámok anizotróp előmágnesezett plazmában történő terjedésének megoldása az Inhomogén Alapmódusok Módszerét [Ferencz, 1978] és a többdimenziós Laplace-transzformációt használja fel, közvetlenül a Maxwell-egyenletekből kiindulva. A teljes levezetés Ferencz et al. [2001] található meg, itt csak a fő lépéseket vázolom és az eredményt mutatom be Erhardtné Ferencz and Ferencz [2004] alapján.

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

A terjedés a modellben az előmágnesező térrel párhuzamos. A plazma egykomponensű (elektron), illetve többkomponensű (elektron és egy vagy több fajta pozitív ion), temperált, hideg és időinvariáns. A gerjesztés a plazmán kívül, vákuumként figyelembe vett rétegben lép fel, a két réteget a modellben határfelület választja el egymástól (1.5. ábra). A megoldás során a Maxwell-egyenletekből és a jelközeg kölcsönhatási egyenletből indulunk ki, teljesen általános jelalakot feltételezve. A hely és idő szerinti Laplace-transzformálás során a differenciálegyenletekbe automatikusan bekerülnek a kezdeti értékek, melyek ismeretlen mennyiségek. Az Inhomogén Alapmódusok Módszerét alkalmazva, és a Heaviside-disztribúcióval kapuzva a modell egyes tér-szegmenseiben fellépő térerős-

ségeket, a Maxwell-egyenletek automatikusan két csoportra esnek szét. Az egyik csoport az egyes szegmenseken belül érvényes megoldásokat (alapmódusok) adja meg, míg a másik csoport a szegmenseket elválasztó határfelületeken érvényes úgynevezett csatoló-egyenletek rendszere. Itt válik döntően fontossá a kezdeti értékek figyelembevétele, mivel ezeket a kezdeti értékeket éppen a csatoló-egyenletek kielégítésével kapjuk meg, így nyerve a megoldás teljes és pontos, zárt alakját. Nyilvánvaló, hogy térben és időben tranzien্স jelek esetén soha nem hagyhatóak figyelmen kívül ezek a kezdeti értékek. Bizonyos modellekben ugyan nulla értékűnek vehetők, ám ez csak speciális feltételek fennállása esetén igaz. A gerjesztés spektrumát az alábbi alakban kapjuk meg:

$$I_{x0}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_0^{x_0} J_0 \left(\xi, t - \frac{x_0 - \xi}{c} \right) \right] e^{-j\omega t} dt \quad (1.13)$$

Az elektronplazmában fellépő elektromos és mágneses térerősségek pedig a következők:

$$\begin{aligned} E_z(x, t) &= -\frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} I_{x0}(\omega) \frac{k_0(\omega)}{k_0(\omega) + k_1(\omega)} e^{[\omega t - k_1(\omega)(x - x_0)]} d\omega \\ H_y(x, t) &= -\frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} I_{x0}(\omega) \frac{k_1(\omega)}{k_0(\omega) + k_1(\omega)} e^{[\omega t - k_1(\omega)(x - x_0)]} d\omega \end{aligned} \quad (1.14)$$

ahol

$$k_1(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega_H - \omega)}} \quad (1.15)$$

Többkomponensű plazmában a térerősség-komponensek a alábbiak lesznek:

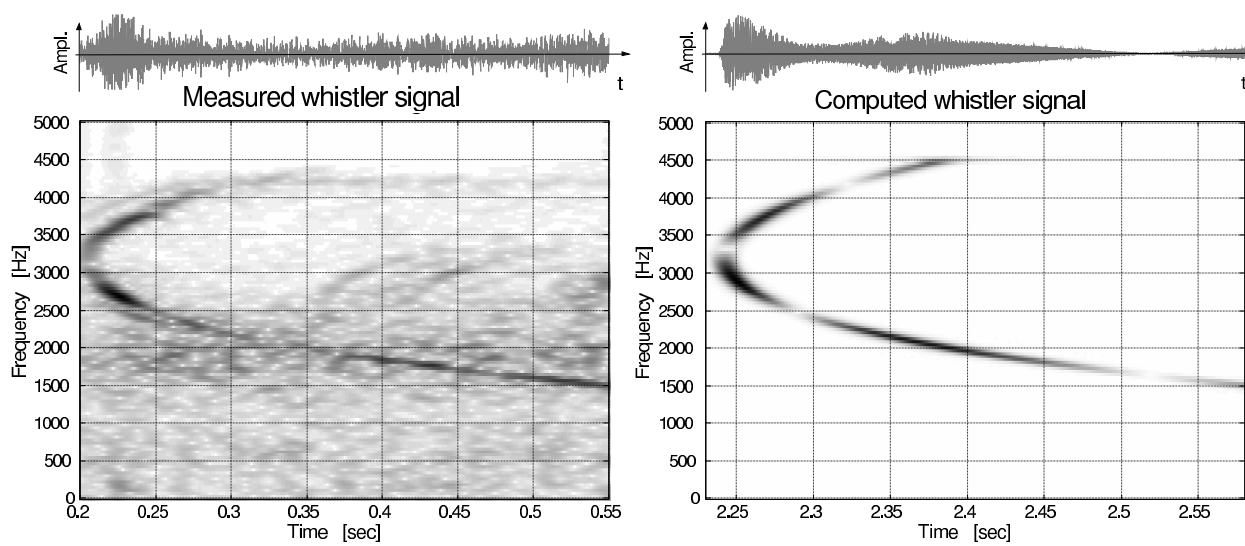
$$\begin{aligned} E_{ze}(x, t) &= -\frac{1}{4\pi} \int_{-\omega_{max}}^{\omega_{max}} I_{x0}(\omega) \frac{k_0(\omega)}{k_0(\omega) + k_1(\omega)} e^{[\omega t - k_1(\omega)(x - x_0)]} d\omega \\ E_{zi}(x, t) &= -\frac{1}{4\pi} \int_{-\omega_{max}}^{\omega_{max}} I_{x0}(\omega) \frac{k_0(\omega)}{k_0(\omega) + k_3(\omega)} e^{[\omega t - k_3(\omega)(x - x_0)]} d\omega \end{aligned} \quad (1.16)$$

ahol

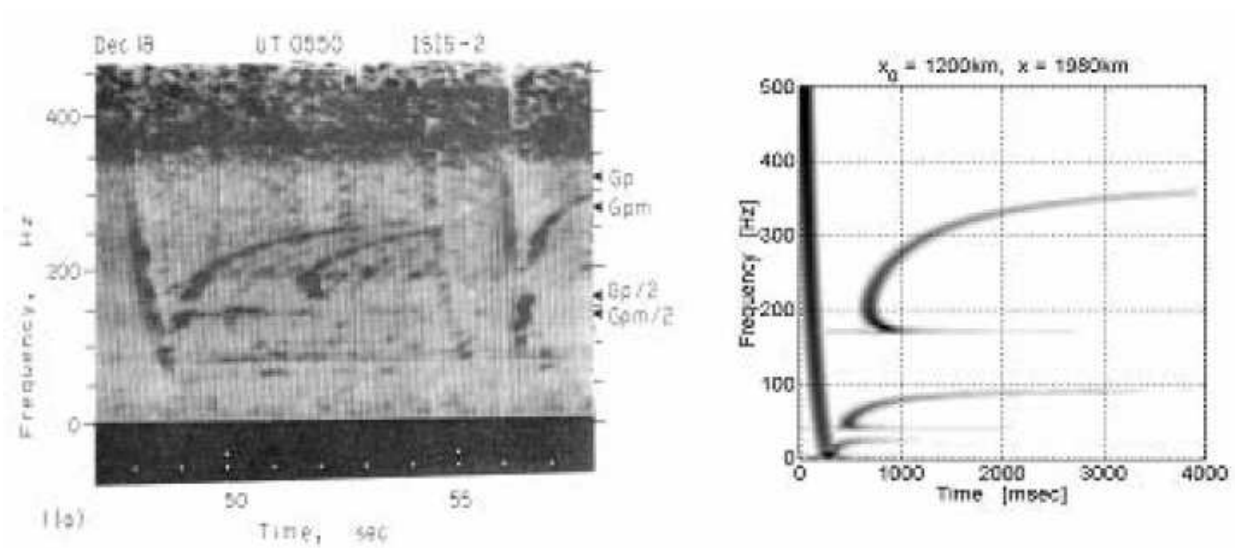
$$\begin{aligned} k_1 &= \frac{1}{c} \sqrt{\frac{-\omega^2(\omega_{pe}^2 + \omega_{He}^2 - \omega^2) + \omega\omega_{pe}^2\omega_{He}}{\omega_{He}^2 - \omega^2} + \omega^2 \sum_{i=1}^n \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{Hi}^2 - \omega^2} - \omega \sum_{i=1}^n \frac{\omega_{pi}^2\omega_{Hi}}{\omega_{Hi}^2 - \omega^2}} \\ k_3 &= \frac{1}{c} \sqrt{\frac{\omega^2(\omega_{pe}^2 + \omega_{He}^2 - \omega^2) - \omega\omega_{pe}^2\omega_{He}}{\omega_{He}^2 - \omega^2} + \omega^2 \sum_{i=1}^n \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{Hi}^2 - \omega^2} + \omega \sum_{i=1}^n \frac{\omega_{pi}^2\omega_{Hi}}{\omega_{Hi}^2 - \omega^2}} \end{aligned} \quad (1.17)$$

és $0 < \omega < \omega_{Himax}$

Az 1.6 ábra jobboldalán egy Antraktiszon észlelt whistler, a bal oldalon az (1.14) egyenlet alapján számolt jelalak spektrogrammja látható. A modell a gerjesztőjel alakjának változtatásával nagyon pontosan illeszthető a mért jelre, így a gerjesztő jel is meghatározható. Dirac-impulzus gerjesztés esetén az (1.14) megoldás nagy pontossággal visszaadja (1 msec-on belüli futási idő eltérésekkel) az (1.9) monokromatikus megoldást. Az új modell – ellentétben a korábbi elméletekkel, amelyek szerint az ion-whistlerek az elektron-whistlerekkel keletkeznek polarizációfordulással – az (1.16) egyenlet szerint független jel (1.7. ábra). A teljes hullámalak megoldás nem csak az alacsonyfrekvenciás tartományban, hanem a nagyfrekvenciás tartományban is ad megoldást, ahol ismét van terjedő jel. Ezek a „megawhistlerek” vagy TiPP-ek. A megoldás kiterjeszthető veszteséges közegre is [Ferencz et al., 2001].



1.6. ábra. Az Antarktison mért és számított whistler időfüggvénye és spektrogrammja.



1.7. ábra. Az Antarktison mért és számított whistler időfüggvénye és spektrogrammja.

1.3.2. A plazmaszférac 79 10 elektron-sűrűség-eloszlásának meghatározása whistlerek segítségével

A monokromatikus megoldás egyszerűsített csoport-törésmutatójából (1.10) az elektron-whistler f frekvenciájú összetevőjének teljes terjedési ideje:

$$t(f) = \frac{1}{2c} \int_s \frac{f_p(s)f_H(s)}{f^{1/2}(f_H(s) - f)^{3/2}} ds + T_{wg1} + T_{i1}(f) + T_m + T_{i2}(f) + T_{wg2} \quad (1.18)$$

ahol $T_{i1}, 2$ az 1000 km alatti ionoszférában, $T_{wg1,2}$ az ionoszféra alatti terjedés ideje, ds az erővonal menti útelem, és az integrált a mágneses erővonal 1000 km feletti részére kell számítani. Szigorúan véve természetesen $T_{wg1,2}$ is frekvenciafüggő, azonban a frekvenciafüggés első közelítésben elhanyagolható.

Az ionoszférabeli terjedés ideje közepes és nagy mágneses szélességben terjedő whistlereknel a teljes terjedési idő néhány százaléka, és jól korrekcióba vehető [Park, 1972]:

$$T_i = 0.7 \cdot \overline{f_0 F2} f^{-1/2} \quad (1.19)$$

ahol $\overline{f_0 F2}$ az F2 réteg kritikus frekvenciája, mivel legtöbbször csak a vevőállomás mágneses hosszúsága ismert, ez a kritikus frekvenciák konjugált erővonalvégeknél vett átlaga.

A plazmafrekvencia, azaz az elektronok sűrűsége, valamint a girofrekvencia az erővonal mentén pontról pontra változik. A földmágneses teret általában egy centrikus dipólus terével közelítik, ez a belső magnetoszférában erős mágneses viharok időszakától eltekintve jó közelítés. A terjedés erővonalát az egyenlítői magasságnak a föld középpontjától föld-sugár egységében mért távolságával adják meg, $L = \cos^{-2} \phi$ az úgynevezett „McIlwain” paraméter, ϕ a dipól-szélesség. A földi mágneses tér dipólus közelítésével a Föld körüli térségben az elektronok girofrekvenciája így írható:

$$f_H = F_{H_{0eq}} \left(\frac{R_0}{r} \right)^3 (1 + 3 \sin^2 \phi)^{1/2} \quad (1.20)$$

ahol $f_{H_{0eq}} = 873.6$ kHz a földfelszíni girofrekvencia a geomágneses egyenlítőn, $R_0 = 6370$ km a földsugár, r a geocentrikus távolság. Az (1.18) futásidő-integrálban ismernünk kell az erővonal ívhosszát – az integrálás egy „kiegyenesített” erővonal mentén történik:

$$s = \frac{1}{2\sqrt{3}} \frac{R_0}{\cos^2 \phi} \left[\ln(\sqrt{3} \sin \phi + \sqrt{1 + 3 \sin^2 \phi}) + \sqrt{3} \sin \phi + \sqrt{1 + 3 \sin^2 \phi} \right] \quad (1.21)$$

Park [1972] szerint az (1.18) futásidő-integrál értékének közel 80%-a az erővonal egyenlítő körüli 20 – 30°-os tartományából adódik, mivel az f_H értéke a Föld középpontjától mért távolsággal gyorsan csökken. Ezt a gyors csökkenést nem tudja ellensúlyozni a plazma elektronsűrűségének r -rel való csökkenése. Ez a tulajdonság teszi a whistlereket különösen alkalmassá az egyenlítői elektronsűrűségek meghatározására. Az elektronsűrűségek meghatározására, azaz a whistlerek „inverziójára” mindeddig a Park [1972] által kidolgozott módszer bizonyult a legjobbnak. Az (1.18) egyenlet által leírt hullámterjedési és a dipólus teret használó mágneses tér modell mellett a plazmaszférában a diffúzív egyensúlyi (DE) erővonalmenti elektronsűrűség-eloszlás modellt használja. Diffúzív egyensúlyban a többkomponensű magnetoszférabeli plazma hidrosztatikus egyensúlyban oszlik el a részecskék nyomásgradiensével egyensúlyt tartó nehézségi erő és az elektrosztatikus polarizációs erők

hatására. Az egyensúly a mágneses erővonalak mentén érvényes, mert magneto-ionos közegben az eloszlás a mágneses tér által meghatározott diffúzióval jön létre. Ha feltesszük, hogy a részecskehőmérséklet a magassággal nem változik, akkor az elektronsűrűség így írható le [Angerami, 1966; Angerami and Thomas, 1964]:

$$\begin{aligned} n_e &= n_1 \left[\sum_i \xi_{i1} e^{-\frac{z}{H_i}} \right]^{1/2} \\ z &= r_1 - \frac{r_1^2}{r} - \frac{\Omega^2}{2g_1} (r^2 \cos^2 \phi - r_1^2 \cos^2 \phi_1) \\ H_i &= \frac{kT}{m_i g_1} \end{aligned} \quad (1.22)$$

ahol az „1” index az 1000 km-es referenciamagasságon vett értékeket jelöli, ξ_i az ionfajták százalékos sűrűsége, Ω a Föld forgásának szögsebessége m_i az ionok tömege, g a gravitációs állandó, k a Boltzmann állandó, ϕ a dipól-szélesség és T a hőmérséklet, amelyik azonos az elektronokra és az ionokra és a magassággal nem változik. $\lambda(\phi)$ az erővonalmenti elektronsűrűség-eloszlás függvénye, esetünkben az (1.22) egyenlet. Az ionok hőmérsékletére és összetételére a DE modellben több variáció létezik, a tapasztalatok szerint a legjobbnak a DE-1 modell bizonyult. Ebben $T = 1600 K$, az 1000 km-es magasságban a %-os ionösszetétel $O^+ : 90\%$, $H^+ : 8\%$, $He^+ : 2\%$.

Az 1 cm^2 keresztmetszetű erővonalcső elektrontartalma, amelyik fontos mérőszáma az ionoszféra-plazmaszféra csatolásnak:

$$N_T = \frac{n_{eq} R_0 L (1 + 3 \sin^2 \phi_1)^{1/2}}{\cos^6 \phi_1} \int_0^{\phi_1} \lambda(\phi) \cos^7 \phi d\phi \quad (1.23)$$

Park [1972] az (1.18) hullámterjedési modellt, az (1.22) sűrűségeloszlási modellt (DE-1) a dipólus mágneses tér modellt felhasználva $L=2-8$ között az L -értékeket egyesével növelve modell whistlereket számolt és azt találta, hogy $L=2.5$ és 7 között a whistler geometria (látható) paramétereit, az f_n orrfrekvenciát és a t_n orr-időt „kvázi-állandók” kapcsolják össze a fizikai paraméterekkel, az erővonal mentén mért f_{Heq} egyenlítői girofrekvenciával és az n_{eq} egyenlítői elektronsűrűséggel:

$$f_{Heq} = K f_n \quad (1.24)$$

$$L = \left(\frac{8.736 \cdot 10^5}{f_{Heq}} \right)^{1/3} \quad (1.25)$$

$$n_{eq} = K_{eq} \frac{f_n t_n^2}{L^5} \quad (1.26)$$

$$n_1 = K_1 \frac{f_n t_n^2}{L^5} \quad (1.27)$$

$$N_T = K_T \frac{f_n t_n^2}{L} \quad (1.28)$$

ahol a K , K_{eq} , K_1 és K_T kvázi-állandókat másodrendű polinommal közelítve a modellwhistlerek eredeti és az inverzióval kapott paramétereit között az eltérés 2.5%-nál mindenhol kisebb az $L=2.5-7$ tartományban. Büttner [1977] megismételte Park számításait a DE-1 modellre, majd kiterjesztette azokat kis szélességen terjedő whistlerekre ($1.4 < L < 2.0$).

Számításai során hatodfokú polinomokkal közelítette a megfelelő együtthatókat, melyek hibái 1%-nál kisebbnek bizonyultak.

Park [1972] eredményeit táblázatos formában és nomogramokban is előállította. Egy whistler inverziójához először a orrfrekvenciát és az orr-időt kell leolvasni a whistler spektrogrammjáról, majd a kvázi-állandók segítségével (1.24-1.28) számolhatók a plazma- és terjedési paraméterek. A módszer kritikus lépése a t_n orr-idő azonosítása, ehhez ugyanis ismerni kell a keltő szferik idejét.

A fent leírt módszer nem alkalmazható közepes és kis szélességeken mért whistlerekre, mert itt az orrfrekvencia az észlelési tartományon kívülre esik. Ezekre az esetekre dolgozták ki a whistlergörbe diszperzióján alapuló orrfrekvencia meghatározást. *Bernard* [1973] közelítő formulájában (1.18) futásidő-integrált $\Lambda = f/f_{Heq}$ hatványai szerint Taylor-sorba fejtette, a sorfejtést az első tagnál csonkította és a maradék tagot mértani sor összegeként írta fel:

$$\begin{aligned} D(f) &= D_0 \frac{f_{Heq} - AF}{f_{Heq} - f} \\ D_0 &= \lim_{f \rightarrow 0} D(f) \\ A &= \frac{3\Lambda_n - 1}{\Lambda_n(1 + \Lambda_n)} \end{aligned} \quad (1.29)$$

ahol D_0 az Eckersley-féle diszperzió.

A fenti közelítő formula érvényességét úgy vizsgálták, hogy különféle $n(s)$ erővonalmenti sűrűségeloszlásokat feltételeztek. Ezután különböző frekvenciákra számították az elméleti futásidőket, és ezt összehasonlították az (1.18)-ból kapott futásidőkkel. A számítások azt igazolták, hogy a diszperziós formula igen jól leírja a whistler-görbét, azaz a whistlerek frekvencia-idő összefüggését (pl. *Tarcsai* [1981]). Előnye ennek a közelítésnek továbbá az, hogy mindössze három paraméter: D_0 , f_{Heq} és f_n felhasználásával írja le a whistlereket.

A 70-es évekig olyan whistler-értékelési eljárásokat használtak, amelyek vagy az $f_n - t_n$ értékpár (azaz orrfrekvencia és annak terjedési ideje) vagy legalább a keltő villám idejének ismeretét tételezték fel. Ezek a feltételek közepes szélességen terjedő whistlerek esetén nem állnak fenn, ugyanis a whistlerek orrfrekvenciája az észlelési tartományon kívül esik, a keltő villám pedig megbízhatatlanul, vagy egyáltalán nem azonosítható.

A keltő villám időpontjának próbálgatással történő meghatározásával (pl. *Rycroft and Mathur* [1973]; *Smith et al.* [1975]; *Corcuff* [1977]) vagy három $f_i - t_i$ értékpárból az (1.XX) diszperziós formulát alkalmazva *Ho and Bernard* [1973]; *Park et al.* [1978] meghatározható az $f_n - t_n$ értékpár, majd ezekből a terjedés és a plazma paraméterei. Ezek az eljárások azonban különböző torzításokat eredményeznek, érzékenyek a mérési pontatlanságra és nem nyújtanak információt a meghatározott paraméterek megbízhatóságáról sem.

Döntő változást hozott a whistlerek értékelésében *Tarcsai* [1975, 1981]) FIT módszere, ami a futásidőkből kiindulva nemcsak a terjedés erővonalát és a plazma elektronsűrűségét, hanem ezek hibáit is meghatározza. A FIT módszerrel kellően pontos frekvencia-idő értékpárok esetén a whistler bármely szakaszából meghatározhatók a keresett paraméterek. Ez a legkisebb négyzetes becslésen alapuló eljárás a keltő villám időpontját is meghatározza, és egységesen kezeli a kis, közepes és nagy szélességeken terjedő whistlereket. Az eljárásban a f_i frekvencián mért t_i^* relatív futásidőket 4 paraméter írja le: D_0 , f_{Heq} , dt és A -n keresztül az f_n . dt a keltő szferik és adatrendszer kezdete közötti időintervallum

hossza. Az alkalmazott DE-1 modell esetén f_{Heq} értéke meghatározza f_n értékét, így a meghatározandó paraméterek száma háromra csökken. A kiolvasott és a keresett három paraméter által meghatározott $f_i - t_i$ értékpárok különbségéből generált reziduálvektort Tarcsai a legkisebb négyzetek módszerével minimalizálta. .

2. fejezet

Automatikus whistlerdetektáló eljárás [*Lichtenberger et al.*, 2008]

2.1. A feladat megfogalmazása

Storey 1953-as munkája, majd a Nemzetközi Geofizikai Év alatt végzett, az egész világra kiterjedő VLF-whistlermérések óta a whistlereket olcsó és egyszerű plazmaszféradiaosztikai eszköznek tekinti a tudomány. Ezt a képet a múlt század hatvanas-hetvenes éveiben kidolgozott whistler-terjedési modellek és whistlerelemző-eljárások tovább erősítették. Ennek ellenére a whistlerek elemzése soha nem vált a plazmaszféra diagnosztikájának rutineszközévé. Emiatt a kutatók érdeklődése lassan elfordult a whistlerkutatástól, közben pedig hatalmas, senki által fel nem dolgozott VLF adathalmaz gyűlt össze a világ számos kutatóintézetében (Stanford University, USA; British Antarctic Survey, Cambridge, UK; University of Otago, Dunedin, Új-Zéland; University of Natal, Durban, Dél-Afrika, Sodankylä Geophysical Observatory, Sodankylä, Finnország, stb.), whistlerek millióival, amelyeket fel lehetett volna, illetve fel lehetne használni a plazmaszféra dinamikájának vizsgálatában. E furcsa helyzet fő oka az, hogy a whistlerek kiválasztása a nyers VLF adatokból rendkívül időigényes és fárasztó tevékenység.

A whistlerek elemzése szokásosan három fő lépésből áll: (1) a whistler megkeresése a nyers VLF adatban, (2) a whistlernyom skálázása, azaz az $(f - t)$ párok kiolvasása a dinamikus spektrumból és (3) a plazma és terjedési paraméterek számítása egy whistler-inverziós eljárás alkalmazásával a kiolvasott $(f - t)$ párokra. Ezek a paraméterek: annak az erővonalnak az L -értéke, amely mentén a jel terjedt, az n_{eq} egyenlítői elektronsűrűség és az N_T csőtartalom. E lépések mindegyikét manuálisan végzik a kutatók, ahol a „manuális” azt jelenti, hogy emberi munka szükséges mindegyik lépéshez. Bár az adatokat már nem magnetofonszalagon, hanem számítógépen tároljuk; a skálázást a számítógép képernyőjére kirajzolt spektrogrammon végezzük és nem szonagrammon ceruzával és vonalzóval; az inverziós eljárást programozzuk és nem nomogramokat használunk, a emberi elme nélkülözhetetlen mindegyik lépéshez. A tapasztalatok szerint 1 órányi nyers adat feldolgozása (a whistlerek megkeresése, a skálázás és az inverziós eljárás futtatása) legalább 3-4 órányi munkát igényel, ráadásul ennyi időnél többet a figyelem hanyagulása következtében egyre gyakoribb tévesztések miatt nem lehet folyamatosan whistlerelemzéssel tölteni, ezért nyugodtan mondhatjuk, hogy 1 órányi jel alapos elemzése 1 kutatói munkanapot igényel. Ezek után nem meglepő, hogy a nyers VLF adatok nagyrészt senki sem látta még. Kutatásaim fő célja a három lépés teljes *automatizálása* volt, mert csak ez teszi lehetővé a

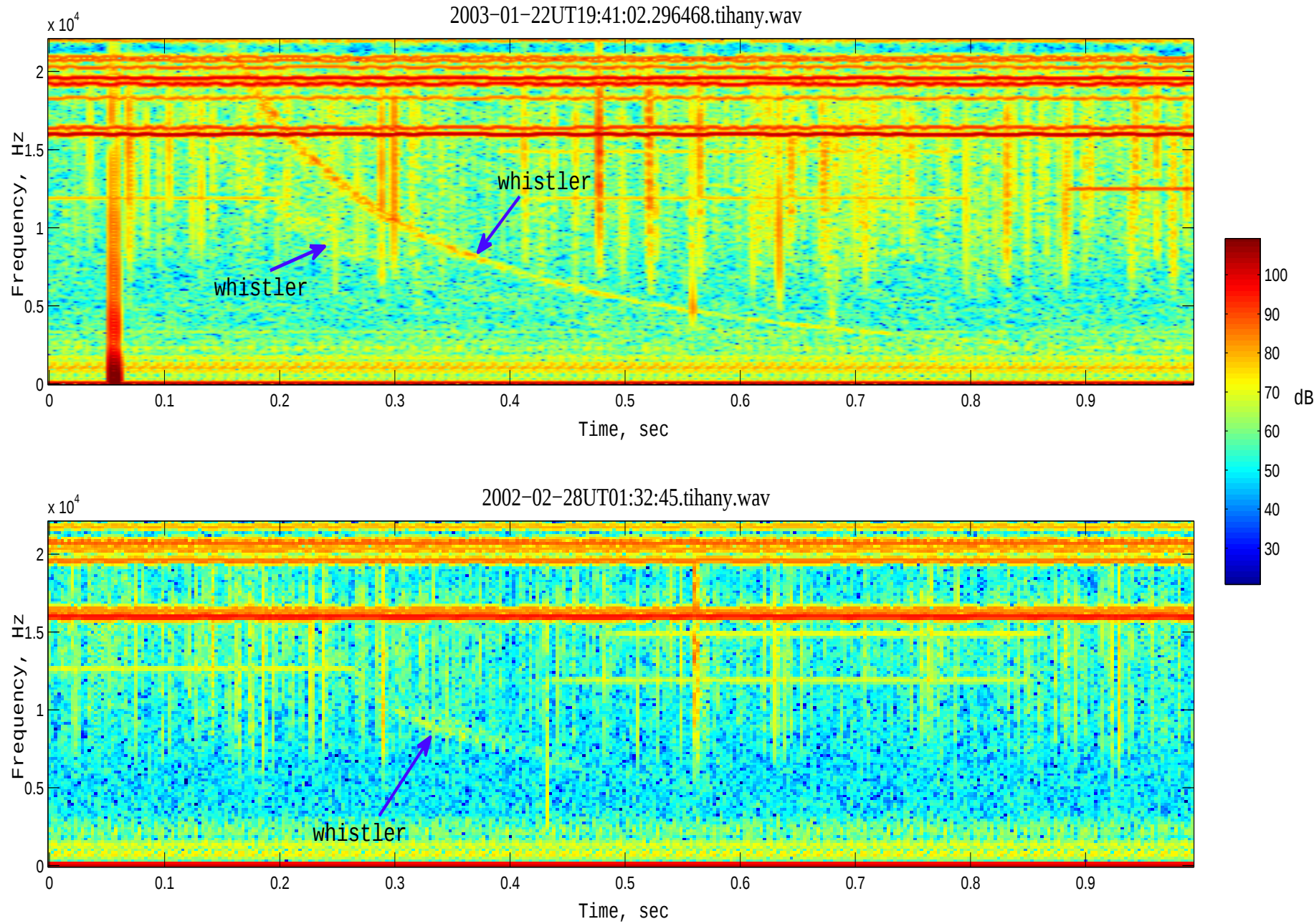
whistlerek valóban olcsó és hatékony diagnosztikai eszközzé válnak. E fejezetben az első lépés, a detektálás automatizálását tárgyalom [Lichtenberger et al., 2008].

A whistlerek detektálása elvben egyszerűnek tűnik, hiszen egy változó frekvenciájú jel lokalizálása a jelfeldolgozásban régóta ismert eljárás. A valóságban azonban, amint ezt a következőkben részletesen bemutatom, ez korántsem ilyen egyszerű. Először is, definiálnunk kell, mit nevezünk whistlernek. A szigorú, fizikai definíció szerint a whistlerek villámok által keltett ELF-VLF sávú, diszperz elektromágneses jelek, amelyek a felső légkör különböző rétegeiben terjedve érkeznek a földi vevőállomáshoz [Helliwell, 1965]. Ezek a rétegek a következők: földfelszín-ionoszféra hullámvezető, melyben kétszer is terjed a jel, mielőtt bejut és miután kilép az ionoszférából, ionoszféra (szintén kétszer) és a magnetoszféra.

Bizonyos esetekben a whistlert láthatjuk (detektálhatjuk) a jelalakon, mint hullámcsomagot (burst). Ez sokszor igaz azokra a jelekre, amelyeket csendes helyen regisztrálunk (a csendest itt elektromágneses értelemben használom, zajmentes-zajszegény környezetet értve alatta). Ilyen terület lehet például az Antarktisz, de lakott területen ez ritkán fordul elő. A whistlerek megjelenítésére használt másik szokásos eljárás a dinamikus spektrum vagy spektrogramm használata. A 2.1. ábrán spektrogrammokat láthatunk, a felső ábrán két, az alsó ábrán egy Tihanyban észlelt whistler látható. Azonban amíg ez nyilvánvaló a felső ábra második (utolsó) whistlernyoma esetében, egyáltalán nem evidens az első nyom, illetve az alsó ábra esetében! A whistlernyom skálázását, azaz az összetartozó f és t koordináták kiolvasását a spektrogrammon erősen befolyásolja a kiolvasandó pont körüli jel/zaj viszony. A tapasztalatok szerint a kiolvasás akkor lehetséges, ha a jel/zaj viszony legalább 8-10 dB, ellenkező esetben a kiolvasandó pont kiválasztása már nagyon bizonytalan, azaz nem lehet eldönteni, hogy a pont a whistlernyom része-e. A jel/zaj viszony mellett számos más tényező is meghatározza a skálázhatóságot, amelyek azonban nem számszerűsíthetők olyan egyszerűen, mint a jel/zaj viszony. Ezek a tényezők a whistlernyom által lefedett sáv szélesség, a nyom élessége, valamint az orrfrekvencia közelsége a nyom által lefedett sáv felső részéhez. A sáv szélesség függ a terjedési L -értéktől: minél nagyobb az L -érték, annál kisebb sáv szélességre van szükség. A nyom élessége igen fontos tényező, hiába nagy a jel/zaj viszony, azaz erős a jel, ha a nyom diffúz, az ilyen jel nem skálázható. Az a whistlernyom, amelyik hosszan elnyúlik az alsó frekvenciasávban, messze az orrfrekvencia alatt, elvileg skálázható, azaz az $f - t$ párok kiolvashatóak, azonban az inverziós modellek az ilyen esetekben legtöbbször használhatatlanok, mert nem adnak konvergens eredményt, ugyanis ezek az alacsonyfrekvenciás pontok nem vagy alig jellemzőek a whistlernyomra.

Az esetek nagy részében – a jel/zaj viszonyal ellentétben – ezek a kritériumok nagyon nehezen számszerűsíthetők. Például mind a 2.1. felső ábrán látható második, mind az alsó ábrán látható nyom nagy jel/zaj viszonyt (22-25 dB) mutat a nyíl körül, de az utóbbi csak egy 3 kHz-es sávot fog át, ami közepes szélességen terjedt whistlerek esetében nem elegendő a stabil inverzióhoz. A felső ábra első nyomának frekvenciaátfogása több mint 10 kHz és a nyom felmegy egészen 18 kHz-ig. Ez a legtöbb esetben a nyom skálázhatóságát jelenti, de mivel ez a nyom diffúz, igen nehéz megfelelő $f - t$ párokat kiolvasni (azaz olyan párokat, amelyekre az inverziót alkalmazva konvergens eredményt kapunk). Az itt felsoroltakból látható, hogy a fenti whistlerdefiníció túl általános, nem alkalmazható az automata detektor konstruálásához, ezért olyan definícióra van szükségünk, amelyik a gyakorlatban is használható. A fizikai definíció helyett a következő, tapasztalatokon alapuló, intuitív definíciókat vezetjük be. Először egy whistlernyomot *skálázhatónak* nevezünk, ha egy képzett és gyakorlott kutató skálázni tudja. A skálázás itt most nem csak az $f - t$

dc_79_10



2.1. ábra. Tihanyban detektált típusos számlálható és skálázható whistlerok.

párok kiolvasását jelenti, hanem a sikeres inverziót is, tehát a teljes whistler-kiértékelést. Ilyen nyom például a 2.1. felső ábrán a második nyom. Másodszor egy whistlernyomot *megszámálható*nak nevezünk, ha egy gyakorlott kutató észreveszi, látja a spektrogrammon (ilyen nyom pl. a 2.1. felső ábrán az első, valamint az alsó ábra whistlernyoma). Nyilvánvaló, hogy egy skálázható whistler megszámlálható, de a fordítottja nem igaz. Ez a furcsa definíció-páros annak a tapasztalati ténynek a megfogalmazása, hogy egy automatikus whistlerdetektor képességeit nem tudjuk másként mérni, mint összehasonlítani az emberi-kutatói tapasztalattal. Más megfogalmazásban ez azt jelenti, hogy e területen még (?) nem tudunk olyan számítógépes eljárást készíteni, amely meghaladja az emberi képességeket – legfeljebb gyorsabbat és fáradhatatlanabbat. Ez az állítás a későbbiekben tárgyalandó többi algoritmusra is igaz.

A bevezetett két intuitív definíció közvetlenül elvezet minket az automatikus whistlerdetektor és elemző eljárás céljaihoz. Ezek: (1) a terjedési és plazmaparaméterek származtatása az 1. fejezetben már leírt vizsgálatokhoz (plazmaszféra-modellek, úr-időjárási vizsgálatok, stb.) és (2) a whistlernyomok összeszámolása különböző célokból, pl. a whistlerek keletkezésének és terjedésének vizsgálata céljából. Az első cél fontossága nyilvánvaló, azonban a második fontossága könnyen belátható, ha figyelembe vesszük, hogy a korai kutatások óta ([*Helliwell*, 1965] és az ottani hivatkozások) alig történt előrelépés e területen. Az általánosan elfogadott elmélet szerint a felszínen regisztrált whistlereket felhő-föld villámok keltik. Műholdas mérési adatok alapján végzett újabb vizsgálatok szerint [*Ferencz et al.*, 2007] a szubionoszférikus terjedés nyomai megjelennek a műholdon vett whistlerekben. Azonban a DEMETER műholdon vett „tüskés” whistlerek, amelyekről azt tételezik fel, hogy tweekekből keletkeztek, a mai napig nem sikerült földi regisztrátumokon azonosítani. Ugyanakkor az inverziós eljárások nem adnak információt a terjedési út mágneses hosszúságáról, márpedig amint ezt már láttuk, a plazmaszféra nem teljesen hengerszimmetrikus, így a mágneses meridián meghatározása nagy fontossággal bír. Ehhez járulnak hozzá a whistlerek keletkezésével és terjedésével kapcsolatos vizsgálatok, melyekről részletesen a 7. fejezetben lesz szó.

2.2. A automatikus detektáló eljárás

A földfelszínen a whistlerek különböző mágneses szélességen (L -héjakon) észlelhetők. Korábbi vizsgálatok szerint közepes mágneses szélességen ($1.4 < L < 2.3$) az észlelt whistlerek majdnem kizárólag egyedüli, egymástól független nyomokból állnak, esetleg olyan csoportokból, amelyek nyomait egymás utáni villámcsapások gerjesztették és a jelek ugyanazon vagy nagyon közeli utakon terjednek. Nagyon ritkán találkozhatunk többbugrású whistlerekkel is. Nagyobb ($2.4 < L < 3.5$) vagy nagy ($3.6 < L < 4.5$) szélességeken a whistler-események gyakran többutas terjedésű csoportokat (olyan nyomok, amelyeket egyetlen villám kelt és a jel több, egymástól független úton, különböző L -héjakon terjedve jut a vevőhöz) is tartalmaznak. A közepes szélességen észlelt whistlerek felső frekvenciája ritkán haladja meg a 20 kHz-et, így ezek a nyomok majdnem mindig úgynevezett nem-orrwhistlerek, mert az orrfrekvencia ezeken a szélességeken 20 kHz fölött van. A ritka kivételek közé tartoznak a nagy mágneses viharok alatt észlelt whistlerek, ilyenkor ugyanis a felépülő gyűrűáram csökkenti a térerősséget az adott észlelési helyen és így az egyenlítői girofrekvencia és vele együtt az ottani erővonal mentén terjedő whistlerek orrfrekvenciája is csökken, akár 20 kHz alá is. A nagyobb és nagy mágneses szélességen észlelt whistlerek gyakran orrwhistlerek, ez fokozottan igaz a többutas terjedésű whistlerekre. Ezen

különbségek miatt a detektáló eljárás nem lehet teljesen ugyanaz a különböző mágneses szélességeken észlelt whistlerekre, de amint a következőkben látni fogjuk, a detektálási algoritmus alapja ugyanaz, csak a gyakorlati megvalósítás tér el némiképp a különböző szélességek esetében. Az eljárást részletesen a közepes szélességű whistleres esetében tárgyalom, a többi esetben csak a különbségeket emelem ki.

2.3. A gyakorlati megvalósítás követelményei

Már az AWDA fejlesztésének kezdetekor világos volt, hogy nem elegendő találni egy eljárást, annak az eljárásnak a gyakorlatban használhatónak is kell lennie, ugyanis enélkül sem a plazmaszféra modellezésében, sem az űr-időjárás kutatásokban nem lenne használható az eredmény. Ezért az AWDA rendszernek ki kell elégítenie az alábbi követelményeket:

1. Az automatikus whistlerdetektornak (AWD) a valós időnél gyorsabban kell futnia egy átlagos PC-n. Ez azt jelenti, hogy pl. 1 órányi nyers adatot kevesebb, mint egy óra alatt fel kell dolgozni. A valóságban az AWD eljárás 6-12-szer gyorsabb a valós időnél egy 3 GHz-es P4-es PC-n. Annak, hogy egy átlagos PC-t választunk, szintén gyakorlati okai vannak: mivel az AWD-nek sok helyen kell működnie, annak a számítógépnek, amelyiken az algoritmus fut, olcsónak és bárhol elérhetőnek kell lennie, ellenkező esetben a rendszer nem építhető ki széles körben.

Ez a minimális követelmény a gyakorlati megvalósításhoz.

2. A whistlernyomok számlálásának közel valós idejűnek kell lennie, figyelembe véve az AWD által elért adattömörítést. Az adattömörítés itt az adatmennyiség csökkentését jelenti azzal, hogy a whistlert nem tartalmazó adatszegmenseket eldobjuk, tehát nem adattömörítési eljárás alkalmazásáról van szó. A nyomszámláló azokat a adatokat (fájlokat) dolgozza fel, amelyeket a detektor választott ki, ugyanis a detektor- algoritmus a megkövetelt valós időnél nagyobb sebesség miatt durva felbontást használ és nem képes a közeli nyomokat megkülönböztetni. Ezt a feladatot a nyomszámláló végzi, nagy adatfelbontást használva. A számláló természetesen nem csak „számlál”, hanem a nyomok beérkezési idejét is meghatározza a későbbi alkalmazások számára.
3. Az automatikus elemzésnek szintén közel valós idejűnek kell lennie hosszú távon, figyelembe véve az 1. és 2. pontban elért adatmennyiség-csökkentést is. A hosszú táv itt több órát – egy napot jelent, ugyanis gyakran előfordul, hogy néhány óra alatt több ezer whistlert észlelünk, ekkor az elemzés rövid távon elcsúszhat a valós időhöz képest. Ugyanakkor bizonyos alkalmazások esetében (pl. plazmaszféra modellek) nem feltétlenül szükséges minden észlelt (és skálázható) nyomot elemezni, ugyanis a változások időállandója órás nagyságrendű, ezért elegendő lehet óránként 10-15 whistler elemzése is – ezt részletesen lásd az 5. fejezetben.

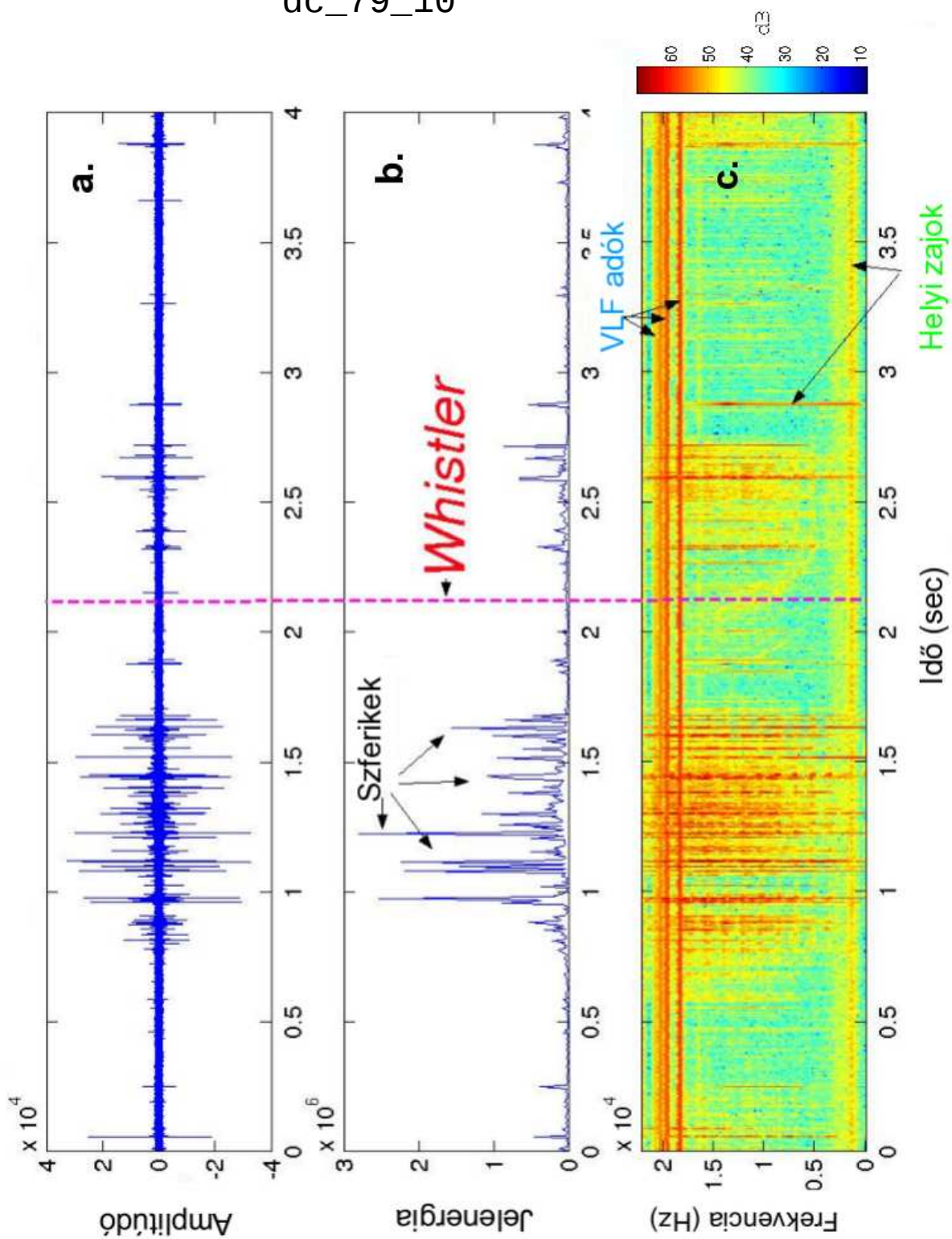
2.4. Közepes szélességű algoritmus

A 2.2. ábrán egy tipikus tihanyi ($L=1.8$) VLF regisztrátumot láthatunk, amelyik egy whistlert is tartalmaz. A whistler 10 kHz-es részének beérkezési idejét egy szaggatott függőleges vonal jelzi. A whistler sem a 2.2.a. ábrán (jelamplitúdó), sem a 2.2.b.

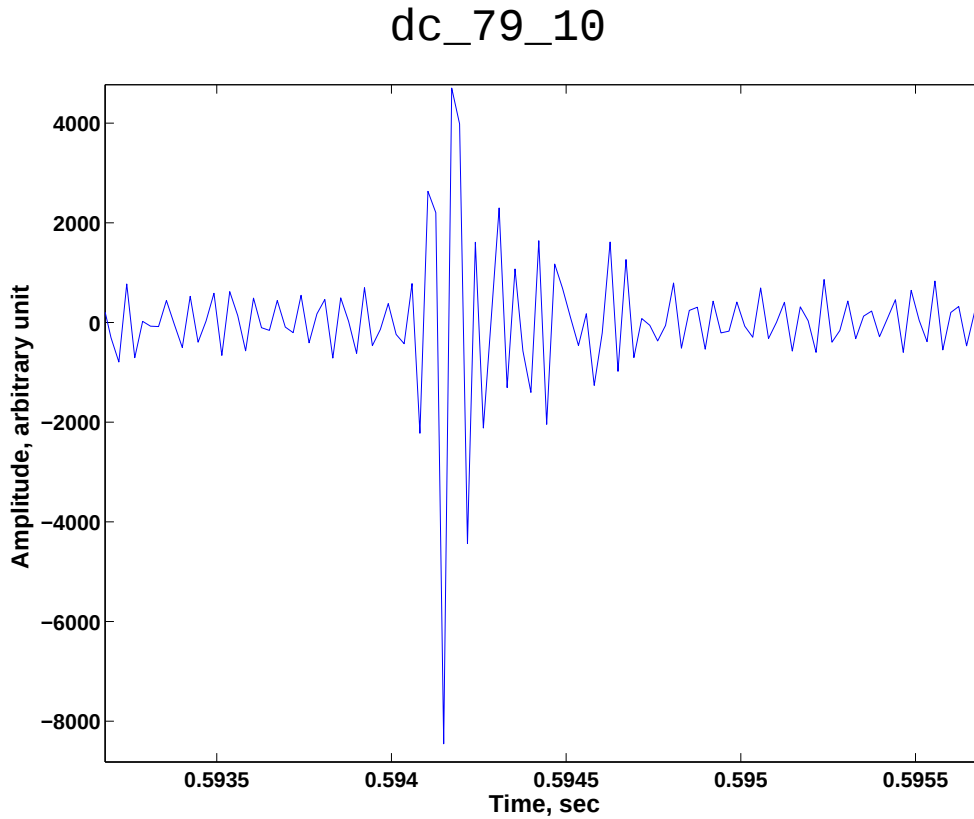
ábrán (jelenergia) nem látható, legfeljebb a 2.2.c. ábrán egy halvány diszperz görbe-ként fedezhetjük fel. Emiatt a detektálást nem az idő-amplitúdó térben, hanem az idő-frekvenciatartományban (dinamikus spektrum) célszerű végezni.

Egy ismert alakú jel – mint amilyen a whistler – detektálását az idő-frekvencia térben könnyen megvalósíthatjuk kétdimenziós (2-D) képkorrelációval. Nyilvánvaló, hogy egy whistler vagy több, egymást követő whistlernyom detektálása zajmentes esetben triviális, csak a megfelelő 2-D-s mintát kell használnunk a 2-D-s korrelációban. Egy valóságos dinamikus spektrum azonban nem csak a whistlernyomokat tartalmazza, hanem tele van más, a detektálás szempontjából zajnak minősülő és gyakran a whistlernél jóval nagyobb energiájú természetes vagy emberi eredetű jelekkel (2.2.c. ábra). Ilyenek a katonai kommunikációs és navigációs VLF adók jelei (erős vízszintes vonalak 12 kHz fölött), szferikek (erős függőleges vonalak), az 50 Hz felharmonikusai (4 kHz alatti vízszintes vonalak) és egyéb zajminták (vízszintes vagy függőleges vonalak vagy vonalszakaszok, görbék, amelyeket helyi zajforrások, pl. számítógép monitorok, kapcsolóüzemű tápegységek, stb. hoznak létre). A VLF adók jeleinek és a felharmonikusoknak a kezelése az egyszerűbbik feladat, ezeket a frekvenciatartományokat ugyanis a detektálási frekvenciasáv helyes megválasztásával ki lehet zárni a 2-D-s korrelációból. Közepes szélességeken a whistlerek túlnyomó többsége megjelenik a 4.5-11.5 kHz közötti frekvenciasávban, ezért ezt a sávot választottam a detektálási sávnak. Természetesen számos whistlernyom megjelenik az e sáv fölötti tartományban, azonban a VLF adók jelei, melyek jóval nagyobb energiájúak, mint a whistlerjel, meghamisítják a korreláció eredményét ebben a tartományban, így a 11.5 kHz fölötti sávot kihagyjuk. Hasonló okok miatt a 4 kHz alatti tartományt sem célszerű használni, mert az időben változó erősségű és mintázatú felharmonikusok szintén meghamisíthatják a detektálás eredményét.

Sajnos a függőleges zajvonalak, különösen a szferikek nem zárhatóak ki ilyen egyszerűen. A spektrogramm a jel rövid időablakos teljesítményspektrumaiból, mint függőleges vonalokból áll össze (a pontosság kedvéért a spektrogramm egy mátrix, amelynek oszlopai a jel egy rövid szakaszának teljesítményspektruma, grafikus megjelenítéskor ezt a mátrixot képnek tekintjük és a jelteljesítményt színskálával ábrázoljuk), az időablak hossza meghatározza a spektrogramm frekvenciafelbontását is. Az AWD eljárásban a jelet 10 másodperc hosszú szakaszokban dolgozzuk fel, 2-2 másodperc átfedéssel az előző és következő szakasszal (az átfedésre azért van szükség, hogy a szakaszhatárookra eső whistlereket is detektálni tudjuk). A rövid időablakos spektrumot (a számítógépes algoritmusban FFT) 256 pontban, átfedés nélkül számoljuk. Ez $f_s = 44.1\text{kHz}$ mintavételi frekvencia esetén $\Delta f = 172.3\text{Hz}$ frekvencia és $\Delta t = 5.8\text{msec}$ időbeli felbontást jelent. Minden 14 másodperc hosszú szakaszhoz tartozó spektrogramm mátrixból számolunk egy adaptív küszöböt: vesszük a mátrix oszlopösszegeit (azaz az FFT ablak összteljesítményét), ezt egy 50 pontos átlagoló szűrővel simítjuk. Aztán sorra vesszük a mátrix oszlopait, ha az oszlopösszeg nagyobb, mint a fentiek szerint számolt küszöb az adott oszlop helyén, akkor azt az oszlopot nullákkal töltjük fel. Ilyen oszlopok rendszerint a szferikeket tartalmazó oszlopai a spektrogrammnak. Természetesen előfordulhat, hogy a lenullázott oszlop tartalmazta a whistler egy részét is, amely ez esetben elveszett és a detektorkimenet amplitúdója is csökken. Ez a veszteség azonban elviselhető, ugyanis egy szferik energiája sokszorosa a whistlerének, ezért ha nem távolítjuk el, akkor meghamisítja a detektor kimenetét. A 2.3. ábrán egy szferik jelalakja látható kinagyítva. A jel egy rövid felfutás után lassan, a felfutáshoz képest hosszú idő alatt cseng le. Ha a spektrogramm számolásakor az FFT ablak pl. a felfutó szakasz első részét vagy a lecsengő szakasz végét tartalmazza csak,



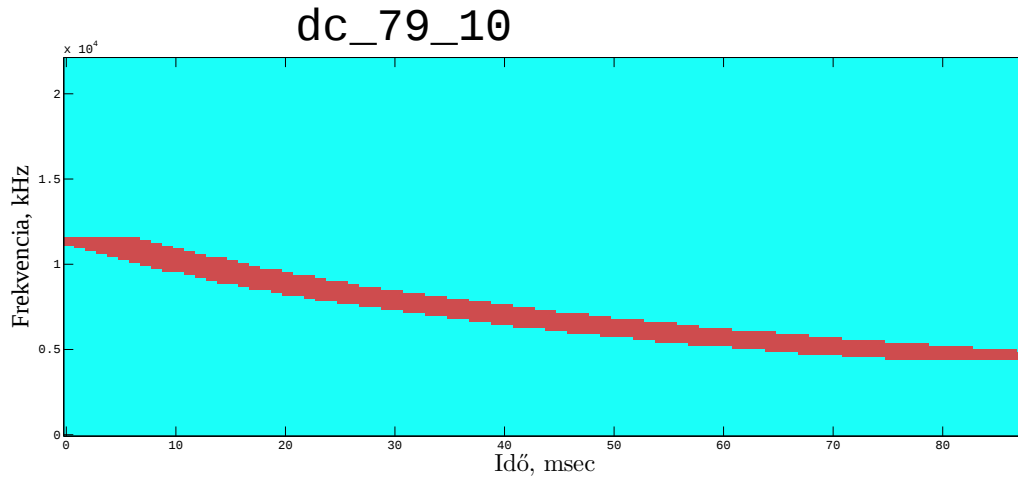
2.2. ábra. Tihanyban észlelt tipikus VLF jel: a. jelalak, b. jelenergia, c. spektrogramm. A lila függőleges szaggatott vonal a whistler $f = 10\text{kHz}$ -es komponensének beérkezési idejét jelöli.



2.3. ábra. Egy szferik jelalakja kinagyítva.

akkor az adaptív küszöb az ilyen oszlop esetében nagyobb lehet, mint az oszlopösszeg (mert előtte-utána ott van a nagyenergiájú szferik-rész, ami a simítás miatt megemeli a környező pontok küszöbértékét is), ezért ezek a szferik-részeket (is) tartalmazó spektrogramm oszlopok nem esnek ki a 2-D korreláció előtti jeltisztítás során és okoznak hamis detektálást. Az adaptív küszöböt újraszámoljuk minden 14 másodperces adatszakra.

A detektálás maga az előzőekben leírt módon előfeldolgozott (tisztított) spektrogramm mátrix és egy detektor minta kétdimenziós korrelációja. A minta egy, a közepes szélességre jellemző modell-whistler spektrogrammjából készült. A modell whistlert a Bernard közelítéssel (*Bernard* [1973]) számítottam, a következő bemenő paraméterekkel: orrfrekvencia $f_n = 25\text{kHz}$, zéró diszperzió $D_0 = 50\text{sec}^{1/2}$. Ezek a paraméterek a Tihanyban, 1970-1975. között regisztrált whistlerekre jellemző átlagos paraméterek (*Tarcsai et al.* [1988]). Ez az elméleti whistler egy vékony vonalként jelenik meg a spektrogrammon. Ezt a vékony vonalat kiszélesítettem úgy, hogy lefedje a $20 < D_0 < 80$ diszperziósávot, amely sáv jól lefedi a közepes szélességeken előforduló whistlerek diszperzióját. Ez a multi-diszperziós minta a 2.4-es ábrán látható. Természetesen az így választott minta kizárja a két- vagy többugrású whistlereket. Azonban a többugrású whistlerek, amelyeknek ugyanaz az orrfrekvenciája, mint az egyugrású whistlernek és $D = N \cdot D_0$, ahol N az ugrások száma, nem adnak további információt ahhoz képest, amit egy egyugrású whistlerből nyerhetünk. Ugyanis a többugrású whistlerek elemzése (1. számú cél, 2.1. szakasz) ugyanazt az L -értéket és N -szeres n_{eq} egyenlítői elektronsűrűséget és N_T csőtartalmat adja. Nem adnak további új információt a 2. cél esetében sem, mert ugyanaz a villám keltette őket, mint az első, egyugrású whistlert.

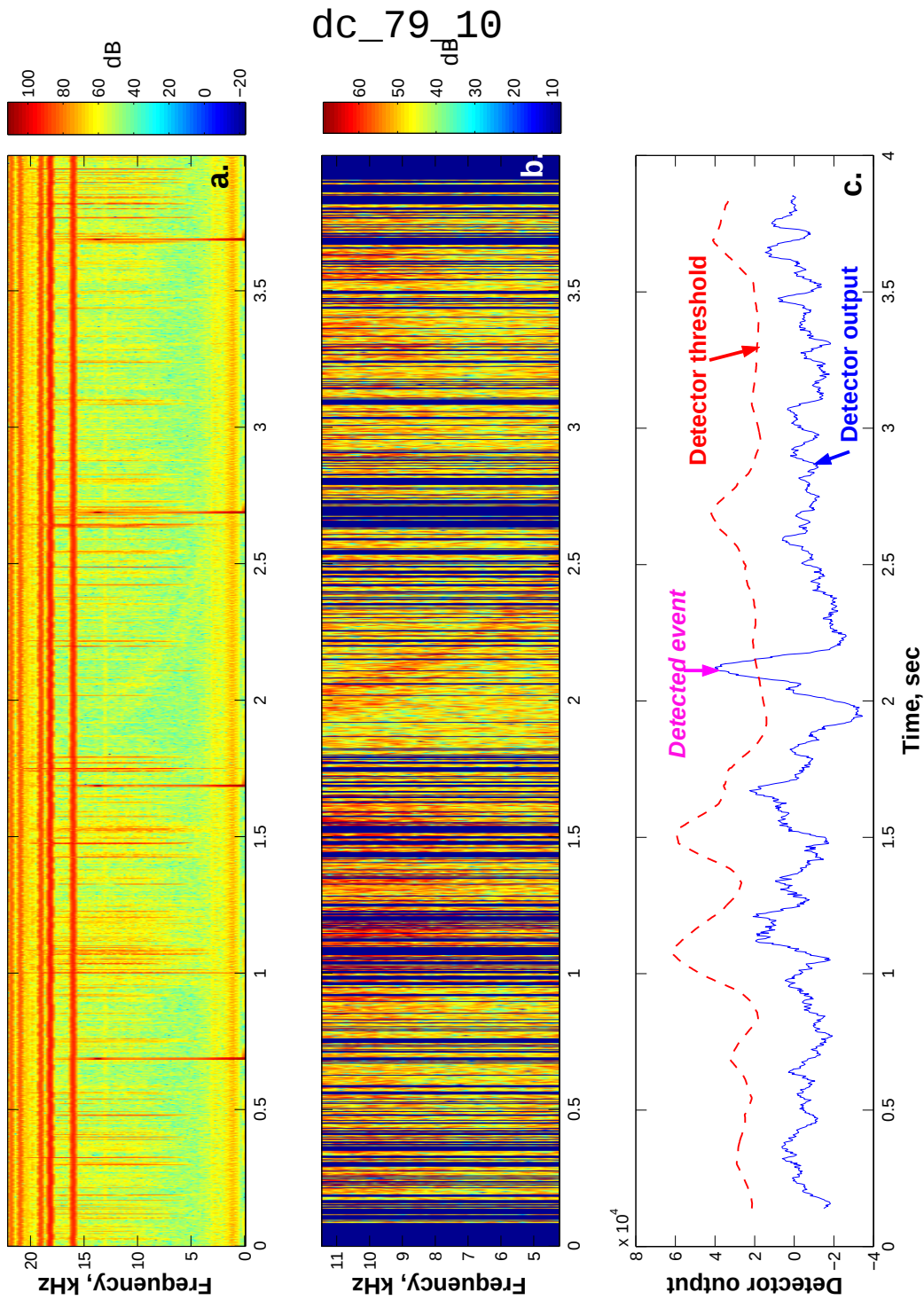


2.4. ábra. A 2D képszűrésben Tihanyban használt multidiszperziós detektorminta.

A 2.5. ábra grafikusán mutatja a detektálási eljárás részleteit. A whistlert is tartalmazó spektrogramm a 2.5.a. ábrán látható, a 2.5.b. ábra a tisztított spektrogrammot mutatja, már csak a detektálási sávban, 4.5-11.5 kHz között. Ezen a képen a whistler mellett véletlenszerű minták láthatóak, a teljes spektrogrammon látható vízszintes és függőleges vonalak eltűntek. Ezt a mátrixot korreláltatjuk a modell whistler mintával, a korreláció eredménye a detektor kimenete, ez látható folytonos kék vonalként a 2.5.c. ábrán. A szaggatott piros vonal a detektálási küszöb, amelyik azonos a fent leírt adaptív küszöbvel. Mivel mind a zajszint és zajösszetétel, mind a whistler jelszintje erős napi és évszakos függést mutat, egy konstans, mint detektálási küszöb nem alkalmazható. Egy esemény akkor *detektált*, ha a detektor kimenet nagyobb, mint a detektálási küszöb bárhol a feldolgozott időablakon belül, függetlenül attól, hogy mekkora a kimenet küszöb fölé emelkedő szakaszának a hossza és amplitúdója. Az AWD algoritmus elmenti a detektált eseményt tartalmazó eredeti adatszakszót egy külön fájlba. A fájl 4 másodperc hosszú, a detektált esemény a fájl közepére kerül. Ez az adatfájl szolgál a későbbi feldolgozások alapjául. A multi-diszperziós minta nem képes azokat a whistlernyomokat elkülöníteni, amelyek közelebb vannak egymáshoz, mint a minta hossza. Ez az idő függ a nyomok aktuális diszperziójától, jellemzően 50 és 200 msec között van. Ez a bizonytalanság feloldható lenne keskenyebb diszperziósáv használatával. Ekkor azonban több mintát kellene párhuzamosan használni, hogy a teljes diszperziótartományt lefedjük, ami a futási idő többszöröződését jelenteni, veszélyeztetve a valósídejűség alapkritériumát. Ezért a nyomok szeparálása és számlálása egy külön eljárásban történik, keskenyebb diszperziósávokat és finomabb felbontású spektrogrammot használva.

2.5. Nagyobb- és nagyszélességű algoritmus

A legfőbb különbség a közepes illetve a nagyobb- és nagyszélességű állomások között a többutas terjedésű whistlercsoportok (az angol multiple-path elnevezésből a továbbiakban az MP rövidítést használom) és az orrwhistlerek megjelenése. A nagyobb szélességű állomásokon a detektálási sáv 4-10 kHz és a modellwhistler paraméterei $f_n = 20\text{kHz}$ és $D_0 = 70\text{sec}^{1/2}$. Nagyszélességen a detektálás összetettebb, mivel megjelennek magasabb ($f_n > 10\text{kHz}$) és alacsonyabb ($10 > f_n > 2.5\text{kHz}$) orrfrekvenciájú whistlerek is, ezért két



2.5. ábra. A detektor elve. a) tihanyi jel spektrogrammja, középen egy whistler, b) a tisztított spektrogramm a 4.5-11.5 kHz-es detektálási sávban. A sötétkék függőleges vonalak a lenullázott spektrogram vonalak, c) a detektor kimenete (a 2.4. ábrán látható minta és a b. ábrán látható spektrogramm 2D korrelációjának eredménye) és a detektálási küszöb. Egy whistlert akkor detektál az algoritmus, ha a detektor kimenete bárhol nagyobb, mint a detektálási küszöb.

különböző mintával kell detektálni. A 4–8 kHz-es sávban a modell mintát a $f_n = 14$ kHz, $D_0 = 65 \text{ sec}^{1/2}$ paraméterekkel; a 2–4 kHz sávban pedig a $f_n = 5$ kHz, $D_0 = 80 \text{ sec}^{1/2}$ paraméterekkel generáltam. Mindkét minta multi-diszperziós és a kétféle mintát párhuzamosan használok.

2.6. Kiszélességű és műholdas algoritmus

A kiszélességű állomásokon megjelennek a kis diszperziójú whistlerek, ezekre a közepes szélességen használt eljárás alkalmazható csökkentett diszperzióval és megnövelt orrfrekvenciával. A gyakorlatban $f_n = 50–100$ kHz közötti orrfrekvencia és $D_0 = 5–15 \text{ sec}^{1/2}$ diszperzió használható. Ugyanakkor kiszélességű állomásokon gyakran megjelennek közepes vagy éppen nagyobb szélességeken terjedt whistlerek is. E jelenség okára jelenleg nem tudunk kielégítő magyarázatot adni. Ezeknek az „eltévedt” whistlereknek a detektálásához a nagyszélességű állomásokon használt párhuzamos korrelációs módszert kell használni. Gyakran találkozunk pro-longitudinális terjedésű (PL) whistlerekkel is.

A műholdakon észlelt whistlerek diszperziója nagyon nagy szórást mutat, lehetnek a földfelszínen kis, közepes, nagyobb és nagy mágneses szélességen regisztrált whistlerekéhez hasonló diszperziójúak is. E mellett a műholdon észlelt whistlerek nagy többsége nem az erővonallal párhuzamosan, hanem ferdén terjed és többutas terjedésű, illetve töredék whistler is lehet. A detektálást elvileg ez nem befolyásolja, de a különböző módusban és utakon terjedt jelek együttes megjelenése a kiszélességű állomásokon használt módszerhez hasonló megközelítést igényel. Könnyebbség a szferikék hiánya, amelyek töredékwhistlerként jelenhetnek meg, így ezek detektálására a földi eljárásokban használt szferik eltávolító módszer alkalmazható.

Itt kell megjegyezni, hogy bár a detektálást nem, de a kiértékelést nagyban befolyásolja a terjedési út (longitudinális vagy ferde terjedés), ezért a földi whistlerekre kidolgozott inverziós módszerek ezekre a whistlerekre nem alkalmazhatóak a terjedési modell és a valóságos terjedési út különbözősége miatt.

2.7. Az automatikus whistlerdetektor hatásfoka

Az AWD hatásfokának meghatározásakor különbséget kell tenni hamis detektálás és nem-detektálás között. A hamis detektálás azt jelenti, hogy az AWD algoritmus whistlernek minősít egy olyan jelet, ami a valóságban nem whistler. Nem-detektálás nyilvánvalóan akkor történik, amikor az AWD algoritmus nem detektálja a valóságban a jelben lévő (legalább számlálható) whistlert. Hamis detektálást leggyakrabban a tisztított spektrogrammban bennmaradó szferik-töredékek okoznak, mint amilyen a 2.5.b. ábrán látható $t = 1.2 \text{ sec}$ körül (piros pontok a sötétkék függőleges vonallal ábrázolt kivágott szferik helye körül). Ezeknek a maradványoknak a jelenléte nemcsak a szferik energiájától, hanem az FFT ablak és szferik-jel relatív fázisától is függ. Hasonló okok vezethetnek nem-detektáláshoz, akár nagy jel/zaj viszony esetében is. A nem-detektálás a gyakorlatban azt jelenti, hogy a detektor kimenet nem haladja meg a detektálási küszöböt, bár a whistler jelen van (látható) a spektrogrammon.

Ezért tehát kétfajta hatásfokot kell definiálni: egyet a hamis detektálásra és egyet a nem-detektálásra. A hamis detektálás hatásfoka: 1 mínusz a hamis detektálási arány. Hasonlóan a nem-detektálás hatásfoka: 1 mínusz a nem-detektálási arány. Nyilvánvalóan

a két hatásfok nem független egymástól, ha az AWD eljárás paramétereit erős és tiszta (azaz skálázható) whistlerek detektálására állítjuk be, akkor a hamis detektálások aránya csökken, de a nem-detektált whistlerek száma nő, azonban ezek a whistlerek nagyrészt a számlálható, és nem a skálázható kategóriába esnek. Tehát ilyen értelemben a skálázható whistlerek nem-detektálása is csökken. Ha a cél a skálázható whistlerek detektálása, akkor mindkét hatásfok nagy lehet, ha a cél a számlálható whistlerek detektálása, akkor mindkét hatásfok csökken. Mivel az AWD algoritmus kép-korreláción alapul, ezért a hatásfokok változnak a helyi zajok, a whistlergyakoriság függvényében, így csak a hosszútávú, átlagos hatásfoknak van értelme. A hatásfok meghatározása a gyakorlatban nehézkes, ez az eredeti whistler detektálási probléma öröksége: nagyon sok emberi munka szükséges hozzá, ugyanis nincs más módszer, mint összevetni az AWD eredményét a nyers adatok emberi földolgozásának eredményével. A hamis detektálási hatásfok az egyszerűbb, itt ugyanis „csak” az AWD által elmentett fájlokat kell megvizsgálni – azért „csak”, mert pl. az Antarktisi-félszigeten évente több millió (!) fájl is keletkezik – van-e bennük whistler.

A nem-detektálási hatásfok meghatározása nehezebb, ehhez ugyanis át kell nézni az adott periódus (ez esetben 1 év) nyers adataiból készített spektrogramokat és/vagy végighallgatni a VLF jeleket. Ez a gyakorlatban megvalósíthatatlan, mert amint már említettük, 1 órányi adat átnézése 2-4 órát vesz igénybe, de ezt a vizsgálatot néhány óránál tovább a tévesztés veszélyének növekedése miatt nem lehet végezni. Ennek következtében az 1 évnnyi adatmennyiség átnézése több évnnyi rendkívül fárasztó emberi munkát igényelne. Így csak becsléseket végezhetünk rövidebb, de különböző napszakban és évszakban észlelt adatok ellenőrzése alapján. Az AWD a nyers adatokat 1 órányi adagokban dolgozza fel, majd feldolgozás után törli azokat. A hatásfok meghatározásához ezeket az 1 órányi adatszegmenseket megőriztem és manuálisan átnéztem, összesen mintegy 100 órányi adatot. A hatásfok minden órára külön került meghatározásra, mert az adatok más-más napszakból, évszakból és más-más whistlergyakoriságú periódusból származtak. A nem-detektálási hatásfok 55% és 100% között változott, a súlyozott átlag 90%. volt. Ez a szám 95% volt a *skálázható* és 80-85% volt a *számlálható* whistlerek esetében. (Itt megint érdemes hangsúlyozni, hogy a nem-detektálási hatásfok – némiképp ellentmondva az elnevezésnek – akkor magas, ha kevés a nem detektált whistler. Hasonló logika igaz a hamis detektálási hatásfokra is. Azért választottam ezt az elnevezésnek ellentmondó definíciót, mert a gyakorlatban minél nagyobb a hatásfok, annál „jobb” a rendszer és az AWD esetében ez csak az ilyen definíció mellett teljesül, viszont a hatásfok elnevezése kifejezi azt, hogy mire vonatkozik).

A hamis detektálás hatásfokának meghatározása az AWD által elmentett fájlok ellenőrzéséből áll. Az AWD évente akár 25000 - 10000000 fájlt is gyűjthet. Ennek teljes ellenőrzése a gyakorlatban szintén csaknem lehetetlen. A hamis detektálási hatásfok meghatározásához 80000 fájlt ellenőriztem, amelyek 3 különböző évből és több helyről származtak. Amikor az AWD paramétereit arra voltak beállítva, hogy mind a skálázható, mind a számlálható whistlerek detektálja, a hatásfok 50-80% volt. Az alacsonyabb hatásfokot azokon a helyeken mértem, ahol a már említett „szokásos” zajokon kívül erős, aperiodikus helyi zajok is megjelentek. Ha a detektálási küszöböt megemelttem (egy konstans szorzó alkalmazásával) azért, hogy csak a skálázható whistlerek detektáljam, akkor a hatásfok elérte a 95%-ot, de ez esetben a számlálható whistlerek 80%-a elveszett. Mivel az AWD eredményeivel tervezett vizsgálatokhoz mindkét kategória szükséges, ezért a detektálási küszöböt olyan szintre állítottam be, hogy mind a skálázható, mind a számlálható whistlerek legnagyobb részét detektálni lehessen. Ez nyilván a hamis detektálási hatás-

fok csökkenését eredményezi, de a hamis detektálások nagy biztonsággal kiszűrhetők a másodlagos, nyomszámláló algoritmussal.

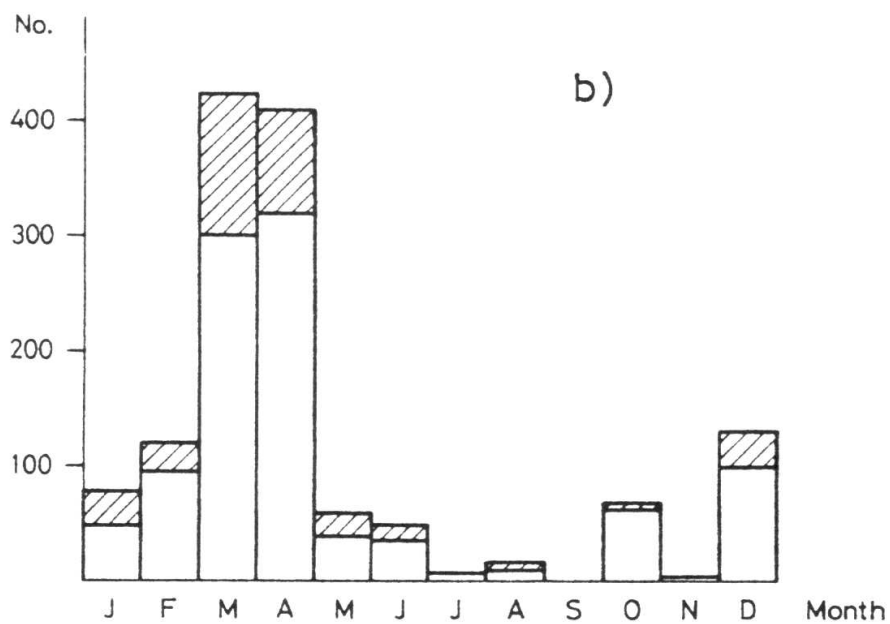
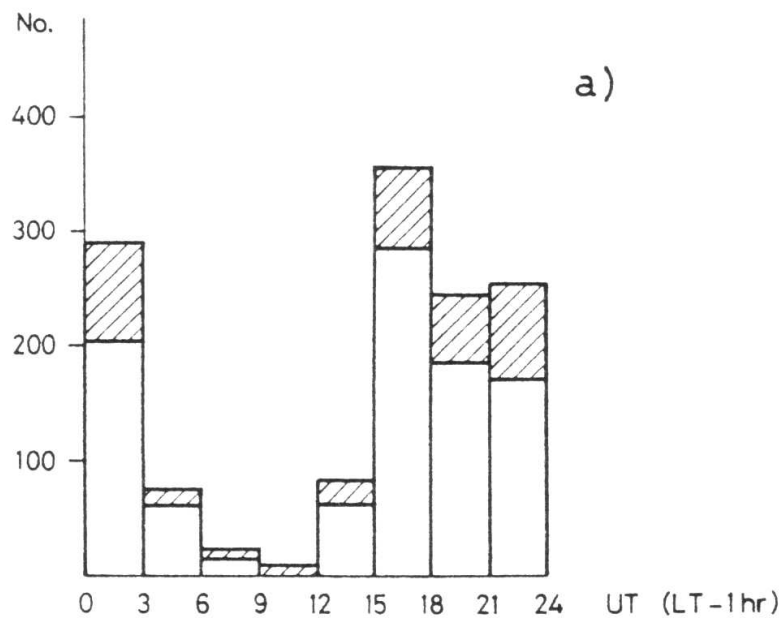
2.8. Statisztikai vizsgálatok

Az első AWDA állomás Tihanyban kezdett működni 2001. augusztusában egy ideiglenes hardverrel, a cél az AWD algoritmus tesztelése volt. A végleges hardver 2002. február végétől működik, azóta két hosszabb (2004. augusztus 24-október 30. és 2005. május 18-október 20.) és néhány rövidebb, pár napos időszak kivételével, amikor közeli villámcsapások súlyosan megrongálták a berendezéseket, majdnem folyamatosan működik. 2005 végéig az adatgyűjtés közönséges digitális hangkártyával történt. A PC óráját előbb a Frankfurt melletti 77.5 kHz időjeladó segítségével, később GPS-szel pontosítottuk. Azonban a hangkártya helyi oszcillátora, amelyik az A/D konvertert vezérli, a PC órájától függetlenül működik, így a mérési adatok abszolút pontossága kb. 10 msec volt. Ennek akkor van jelentősége, ha más eseményekhez kapcsolódóan elemezzük a whistlerket, vagy ha – mint ez az AWDANet hálózatban történik – több, szimultán whistler eseményt kívánunk együttesen elemezni. Később a hangkártyát a magyar BL Electronics cég által gyártott nagy időbeli mintavételi pontosságot elérő VR1 (VLF Recorder) műszer váltotta fel. Ez a műszer az ELTE Űrkutató Csoportjának műholdas SAS műszereiből lett a földi mérésekre adaptálva. A VR1 $f_s = 100\text{kHz}$ mintavételi frekvenciával és 16 bites felbontással digitalizált, a minták időbeli pontossága 80 nsec volt. A VR1 a digitalizált adatokat párhuzamos porton továbbította a PC-nek. 2007-től a VR1-eket felváltotta a továbbfejlesztett változat, a VR2, amelyik a párhuzamos port helyét Ethernet porton továbbítja az adatokat, ezáltal sokkal kevésbé érzékeny a helyi zavarokra. A VR2 100 kHz helyett akár 200kHz-cel is képes mintavételezni. Jelenleg az AWDANet összes állomásán VR2 működik. Mivel az AWDANet (amelyről részletesen a 6. fejezetben lesz szó) fokozatosan épül és épült ki, ezért az egyes állomásokon rendelkezésre álló adatsor hossza változó. A következőkben három olyan állomás illetve helyszín adatainak statisztikai elemzését mutatom be, amelyek különböző okoknál fogva fontosak.

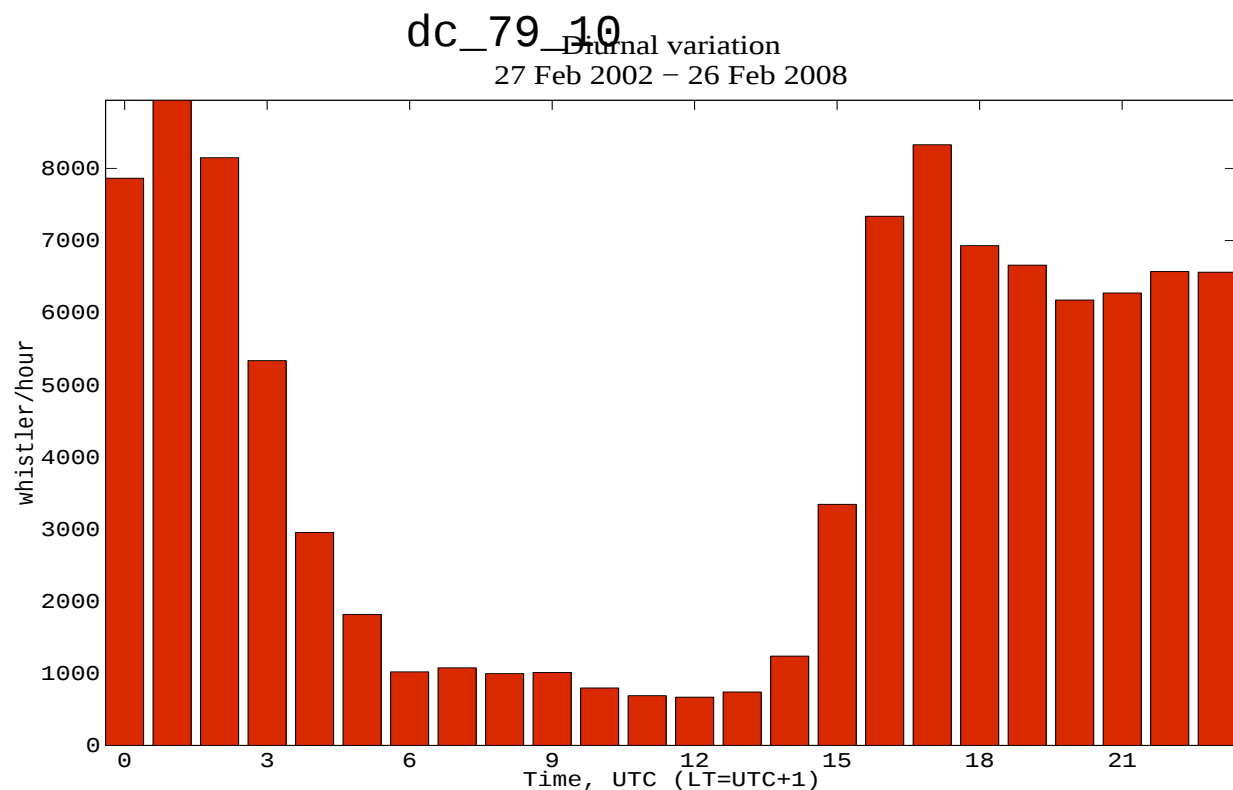
2.8.1. Közepes szélességű állomás - Tihany

Az ELGI tihanyi obszervatóriumában (46.89, 17.89, L=1.81) van az első AWDANet állomás, amelyik működni kezdett. Így a leghosszabb adatsor innen származik, ezért az első statisztikai elemzéseket tihanyi adatokon készítettem [*Lichtenberger et al.*, 2008]. Az elemzés az első hat év adatait foglalja magában: a hat év alatt a detektor 608717 whistlernyomot talált, azaz évente átlagosan 100000-et. Ez az első elemzés, amelyik ilyen hosszú időszakot és ennyi whistlert vizsgál. Az egyetlen hasonló vizsgálatot közepes szélességeken *Tarcsai et al.* [1988] végezte, szintén tihanyi adatokon. Az a vizsgálat egy négy és fél éves időszakot fogott át 1970. decembere és 1975. májusa között és összesen 1332 whistleren végezték – ez a szám 2.5 nagyságrenddel kisebb, mint a jelenlegi vizsgálatban szereplő eseményszám. A Tarcsaiék által végzett vizsgálat eredményeként kapott napi és évszakos whistlergyakoriság-eloszlás a 2.6. ábrán, az AWD adataiból kapott megfelelő eloszlások pedig a 2.7-2.8. ábrákon láthatóak. Az 1970-75. közötti időszakban az akkor szokásos módszerrel, analóg mágnesszalagra magnetofonnal rögzítették a VLF antennák jelét, mégpedig minden óra 50. és 52. perce közötti 2 perces időszakban.

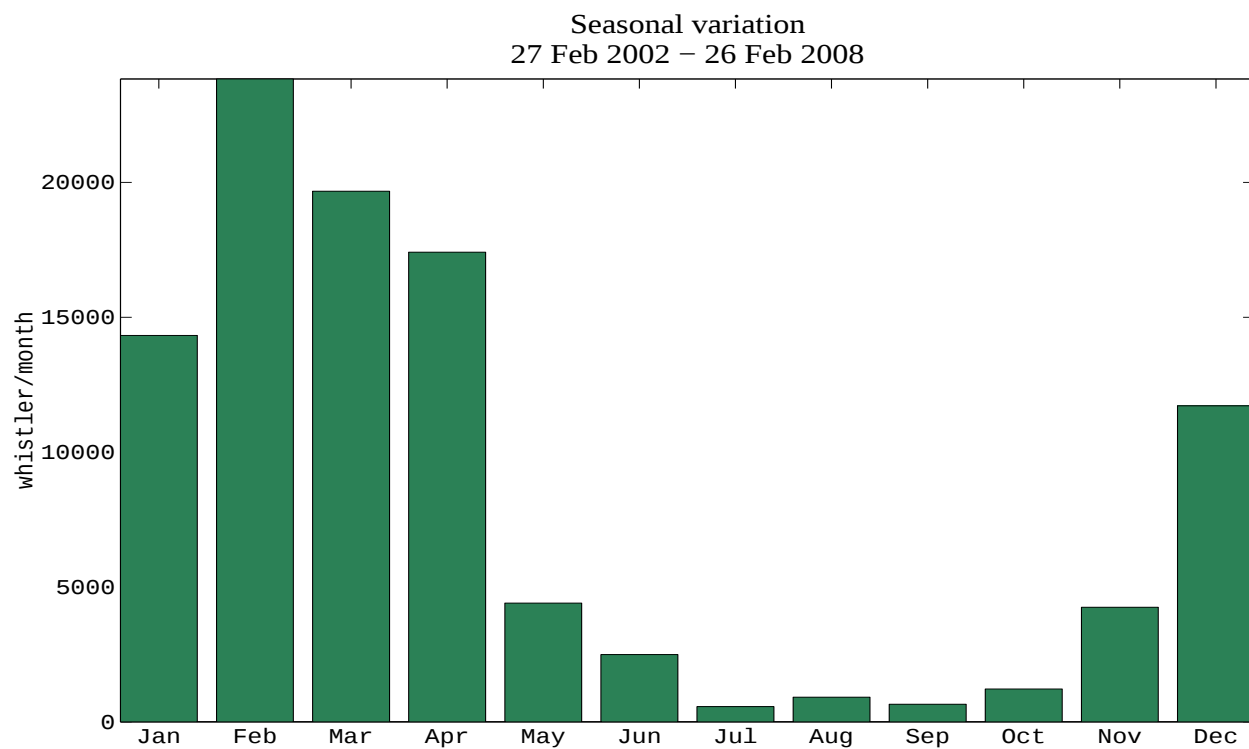
dc_79_10



2.6. ábra. Az 1970. decembere és 1975. májusa között Tihanyban észlelt 1332 whistler a. napi, b. évszakos eloszlása. A vonalkázott szakaszok azt a 347 whistlert jelölik, amelyekre a FIT módszer nem adott konvergens eredményt.

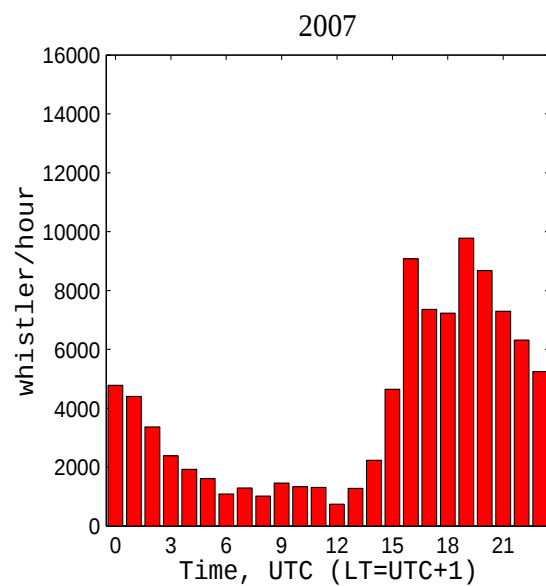
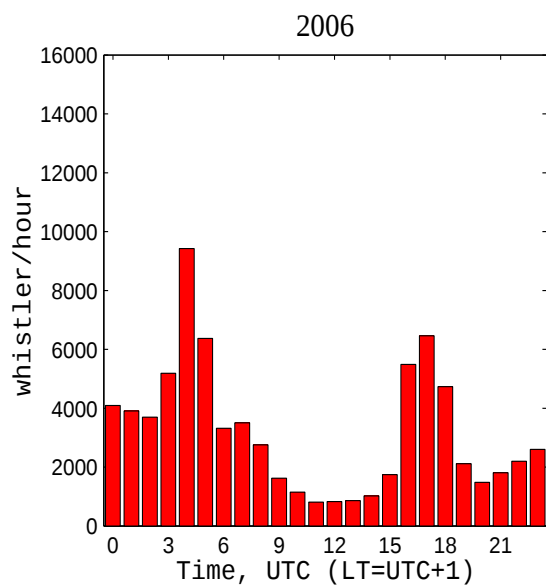
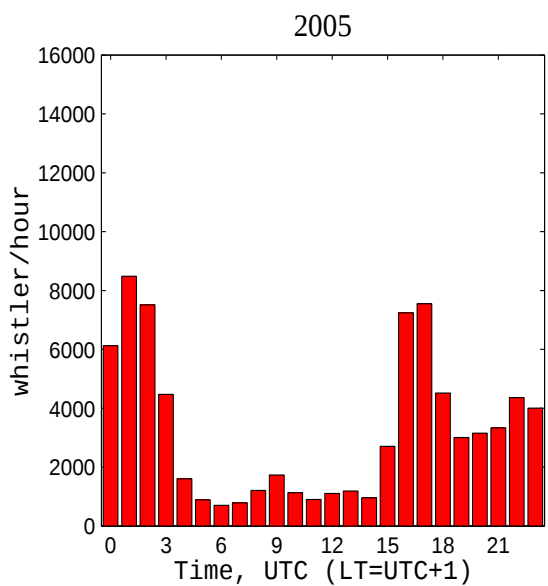
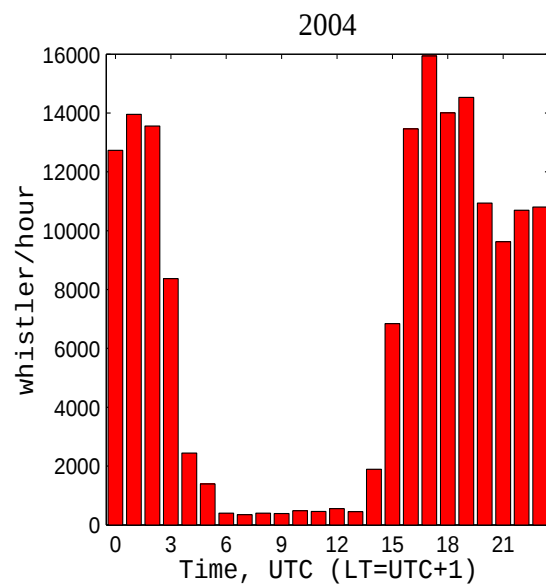
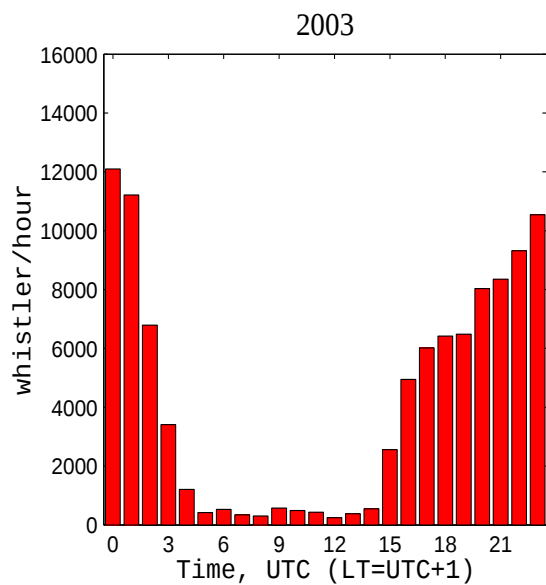
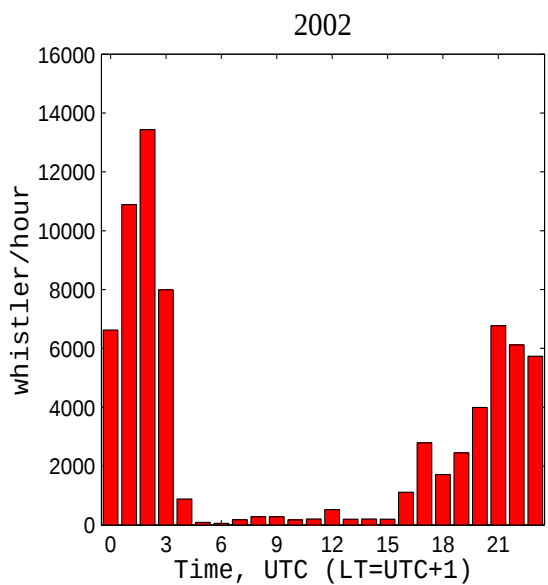


2.7. ábra. A 2002. február 27. és 2008. február 27. között Tihanyban észlelt 608717 whistler napi eloszlása.



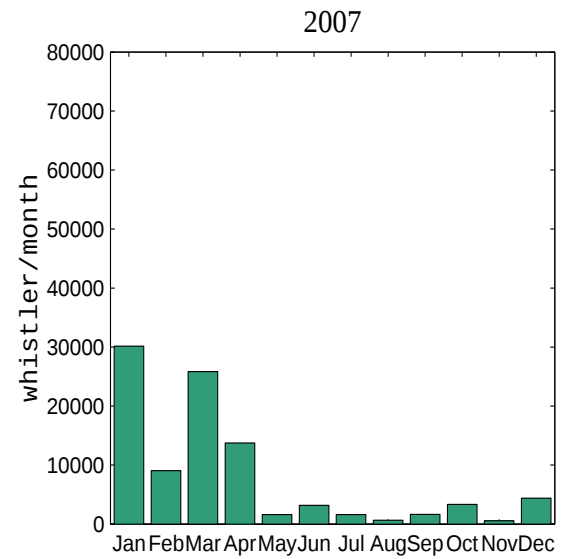
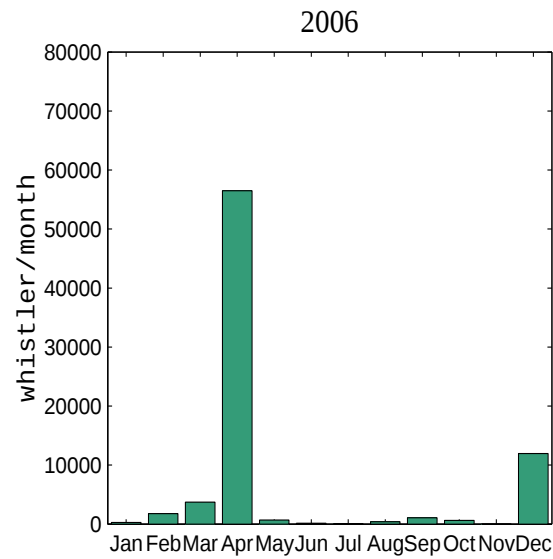
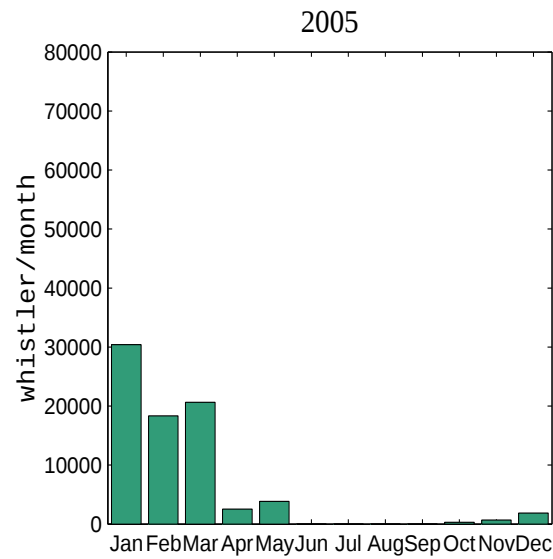
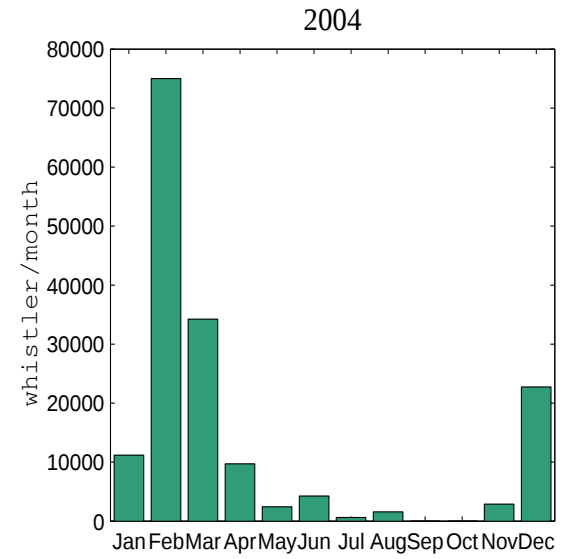
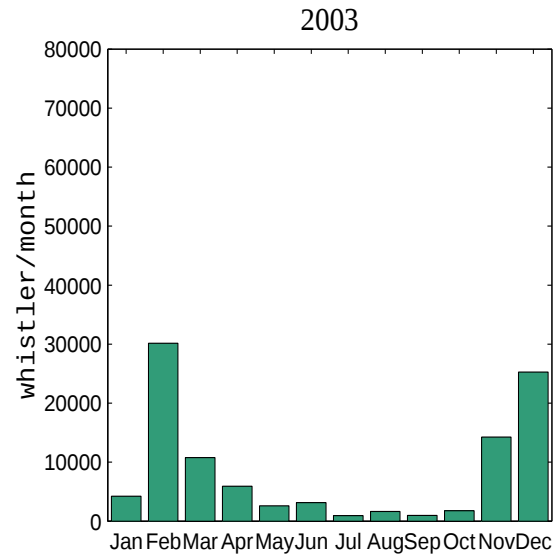
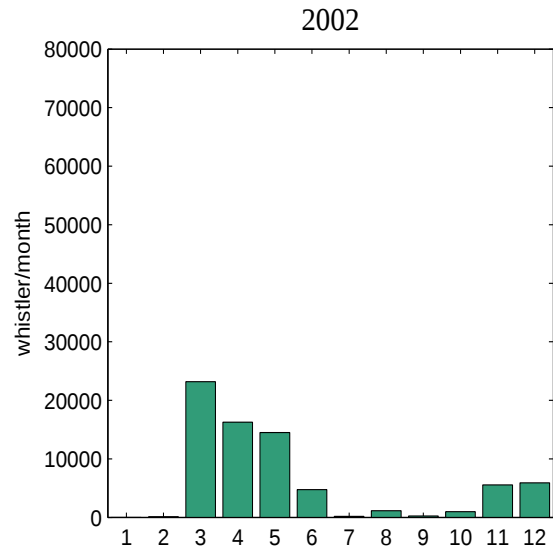
2.8. ábra. A 2002. február 27. és 2008. február 27. között Tihanyban észlelt 608717 whistler évszakos eloszlása.

dc_79_10

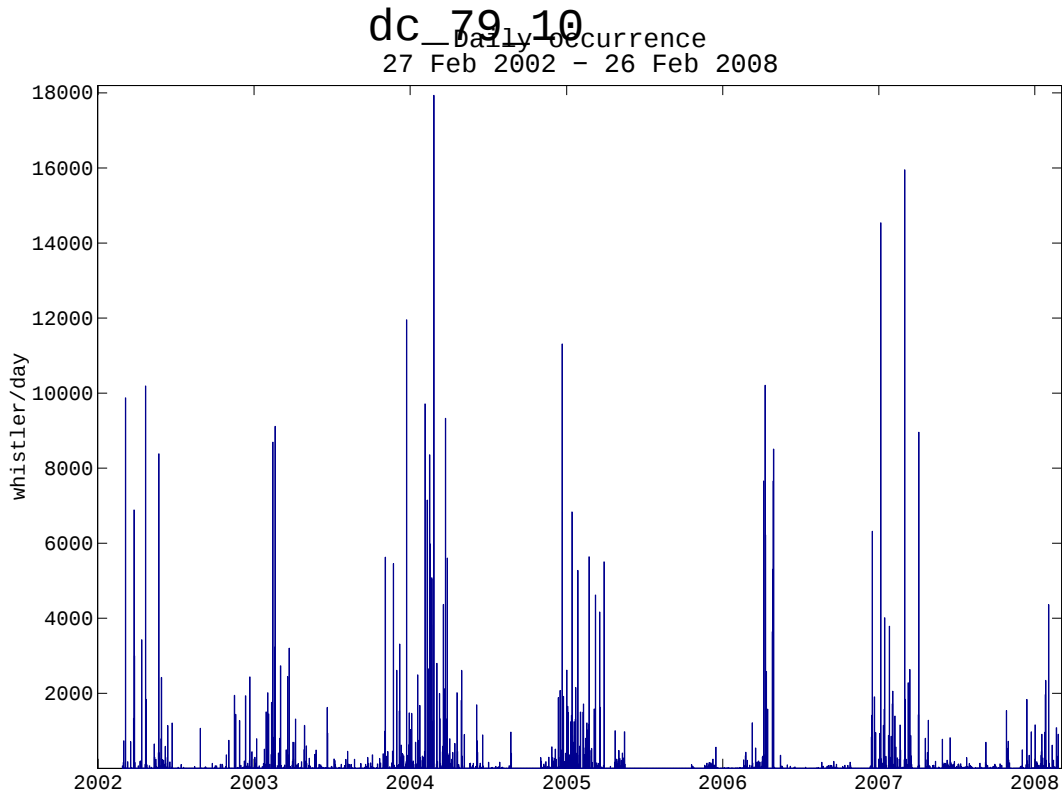


2.9. ábra. A 2002. február 27. és 2008. február 27. között Tihanyban észlelt 608717 whistler napi eloszlása évenkénti bontásban.

dc_79_10



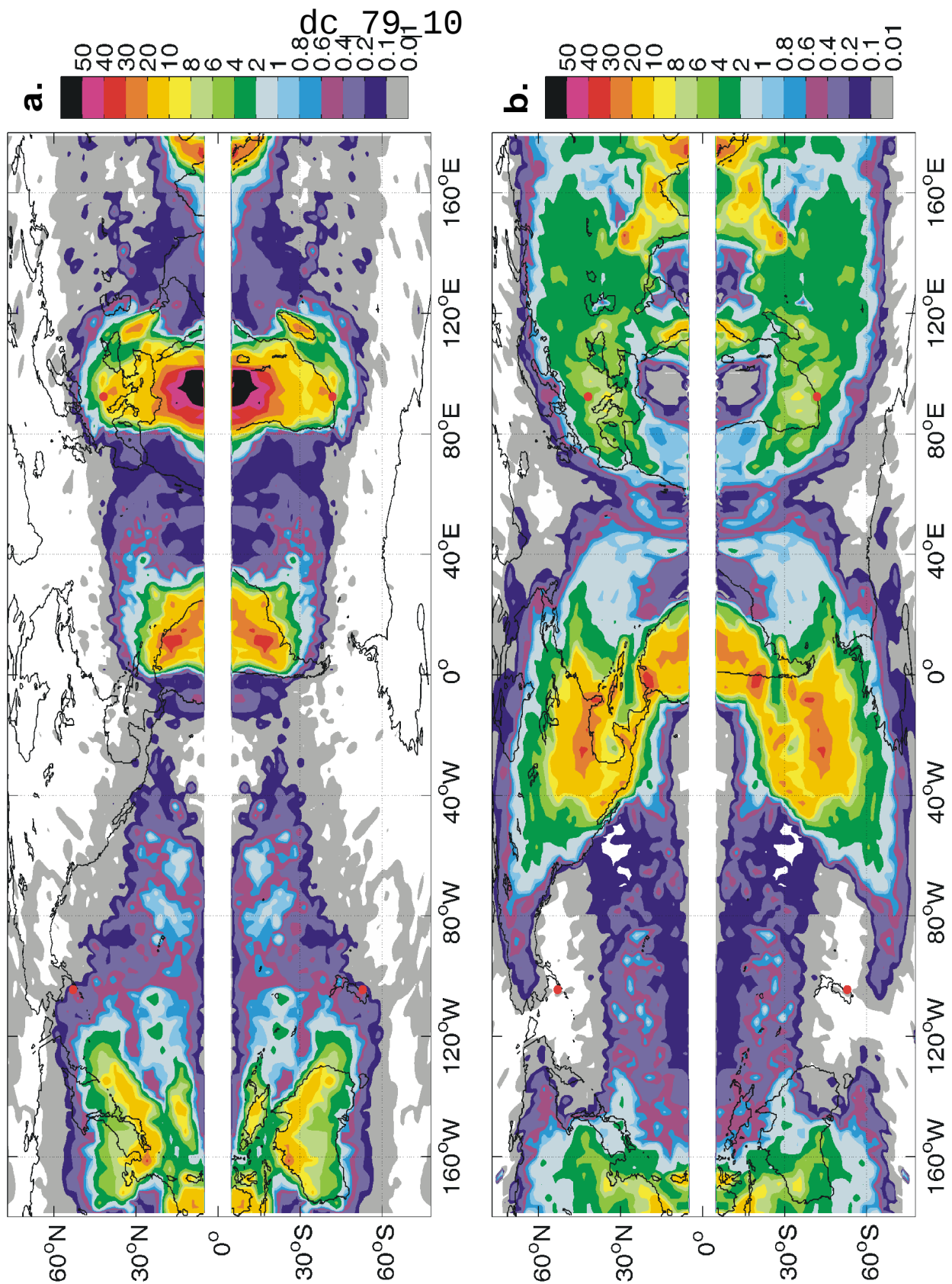
2.10. ábra. A 2002. február 27. és 2008. február 27. között Tihanyban észlelt 608717 whistler évszakos eloszlása évenkénti bontásban.



2.11. ábra. A 2002. február 27. és 2008. február 27. között Tihanyban észlelt 608717 whistler időbeli eloszlása.

Ez a módszer a Nemzetközi Geofizikai Év során alakult ki, azért, mert ez a napi összesen 48 percnyi regisztrátum még éppen kezelhető volt a manuális, emberi feldolgozási módszerekkel. A magnófelvételt végighallgatták, a talált whistlerből Sonagraph-on szonagrammot készítettek (a műszer a spektrogrammhoz hasonló képet készít papírra), majd a whistlert a szonagrammon skálázták. A kiolvasott $f - t$ párokat a FIT-módszerrel [Tarcsai, 1975] elemezték.

Ahhoz, hogy a két időszakban talált whistlerek éves előfordulási számát összehasonlíthassuk, az 1332-t meg kell szorozni 30-cal (az óránként két percnyi regisztrálás miatt) és el kell osztani 4.5-tel. A kapott 8880 nyom/év több, mint egy nagyságrenddel kisebb, mint az AWD eredménye (100000/év). Mindkét periódus hasonló napsiklusra esett (napfoltmaximum után, hasonló napfoltszámokkal), ezért a nap-aktivitás nem magyarázza ezt a hatalmas különbséget. Bár az 1970-75. közötti dél-afrikai villámtevékenységre sajnos nincsenek adatok, de Price and Asfur [2006] nem talált lényeges változást az elmúlt évtizedekben az egyenlítői afrikai területeken. Ugyanakkor azt is tudni kell, hogy Tarcsai György kollégánk, aki a magyar whistlerkutatás elindítója volt, nagy tapasztalatokkal rendelkezett a whistlerelemzés területén. Ezért a nagyságrendi eltérésre egyik lehetséges magyarázat az lehet, hogy a manuális feldolgozás sokkal rosszabb hatásfokú, mint az automatikus eljárás, például azért, mert nagyon nehéz azonos figyelemmel hallgatni egy sercegő magnószalagot hosszú órákon át. Annak a 4.5 évnyi adatsornak az elemzéséhez végig kellett hallgatni 1314(!) órányi felvételt. A másik lehetséges ok az lehet, hogy a gyenge, rövid vagy diszperz nyomok nagy részét eleve kihagyták, tudva, hogy nem alkalmasak teljes elemzésre.



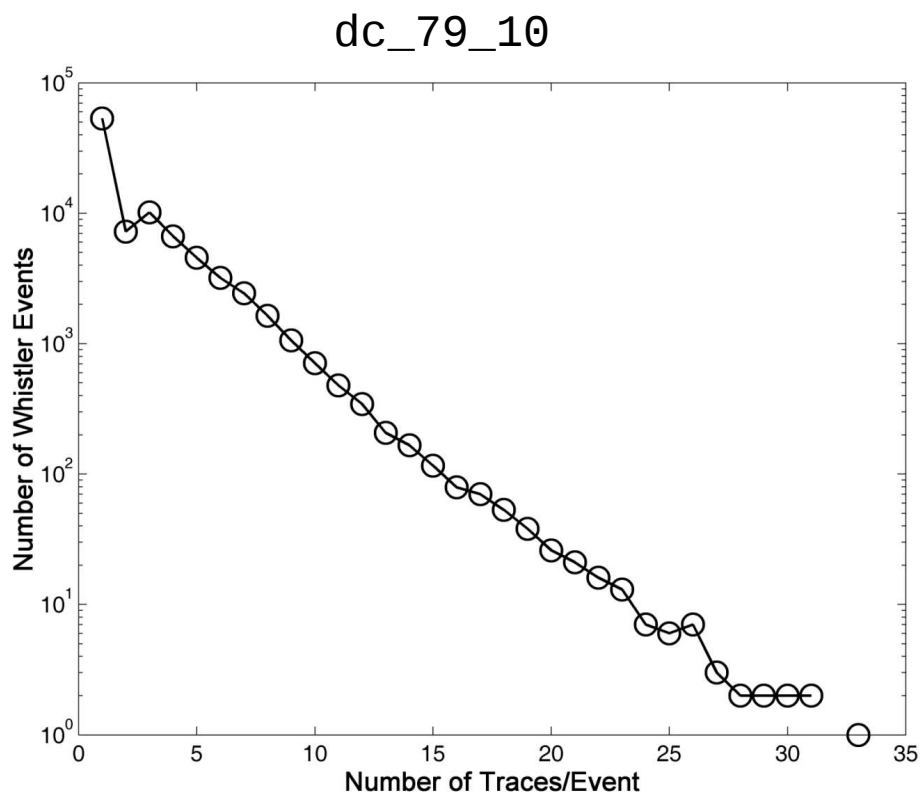
2.12. ábra. Az éves átlagos globális villámgyakoriság (villám/km²/év egységben geomágneses koordinátákba transzformálva. a) A déli félteke villámai az egyenlítőre tükrözve, b) az északi félteke villámai a déli féltekére tükrözve. A pontok Tihany, Dunedin és konjugáltjaiknak elhelyezkedését mutatják.

A napi gyakoriságeloszlás többé-kevésbé hasonló a két elemzett időszakban, bár a délutáni csúcs kevésbé erős. Az évszakos változás azonban jelentősebb eltérést mutat. Amíg a korábbi elemzés szerint a március-április a legaktívabb időszak, az AWD adatokban a február a legaktívabb hónap és januárban is nagy az aktivitás. Ez a korábbi vizsgálatok szerint nem így volt. Kissé eltérő képet kapunk, ha a hat év együttes statisztikáját szétbontjuk évekre (2.9-2.10. ábra). Az évenkénti gyakoriságokban nincs szignifikáns délutáni csúcs 2002-ben, 2003-ban és 2007-ben, de nagyon erősen jelentkezik 2004-ben. Az évekre szétbontott évszakos változás nagyon erős ingadozásokat mutat, a legnagyobb aktivitású hónap ingadozik január és április között. Hasonlóan ingadozik az éves aktivitás is, ezt jól lehet látni a 2.11-es ábrán, amelyik a whistlerek előfordulását mutatja a hatéves periódusra. Vannak olyan napok, amikor több, mint 10000 whistler fordult elő, és vannak napok egyetlen whistler nélkül (itt természetesen nem azokra a napokra gondolunk, amikor a AWD műszaki okok miatt nem működött).

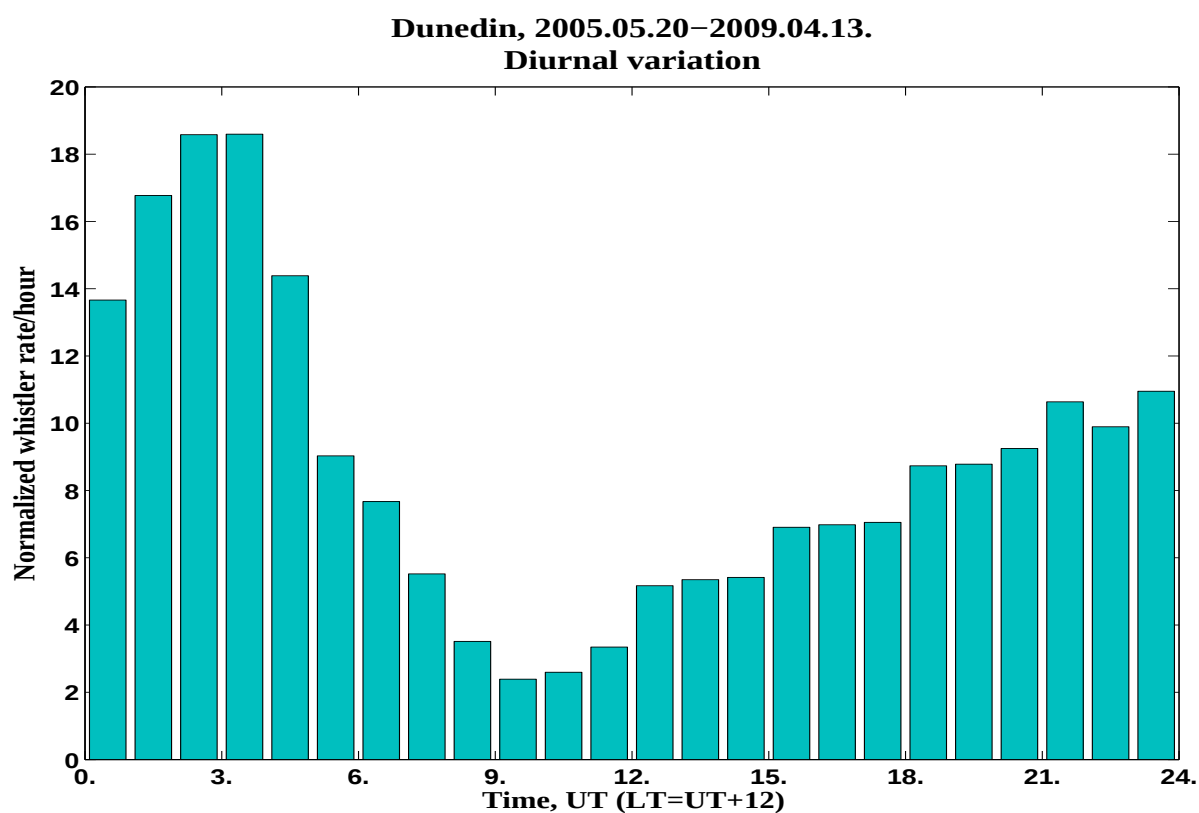
2.8.2. Nagyobb szélességű állomás - Dunedin

A Otago Egyetemen (Dunedin, Új-Zéland) lévő AWDANet állomás (-45.78, 170.47, L=2.7) 2005. májusától működik [Rodger *et al.*, 2009b]. Azért, hogy megértsük, miért fontos ez az állomás, először nézzük meg, hogy a klasszikus elmélet szerint [Helliwell, 1965], amelyik egyrészt azt állítja, hogy a keltő villám a vevőállomás mágneses konjugált pontja körül keletkezik, másrészt a whistlerek főleg az éjszakai órákban gyakoriak (ez utóbbit a mért tihanyi napi eloszlás részben megerősíti), hol vannak azok a területek, ahol nagy a villámgyakoriság. Műholdas mérések ma már lehetővé teszik, hogy ilyen térképeket készítsünk. A Optical Transient Detector (OTD, Christian *et al.* [2003]) műszer öt évig gyűjtötte a villámadatokat. Az ezekből az adatokból készült villámgyakoriság térképet az IGRF/DGRF földmágneses tér modell [IAGA, 2005] segítségével áttranszformáltuk korrigált földmágneses koordinátákba (CGM). A 2.12. ábrán az éves villámeloszlás látható, a 2.12.a. ábrán a déli félteke villámgyakorisága tükrözve van az egyenlítőre, a 2.12.b. ábrán az északi félteke gyakorisága van tükrözve ugyanúgy. A kontinensek körvonalai szintén CGM koordinátákban vannak, ezért a megszokottól kissé eltérőek a formák. Az egyenlítő körül 5 fokot kihagytunk (fehér sávok), mert itt az IGRF/DGRF modell már erősen pontatlan. Tihanyt és konjugált pontját Dél-Afrika déli tengerpartján, Dunedint és konjugált pontját az Aleut-szigeteknél egy-egy piros pont jelzi. A 2.12.a. ábra jól mutatja, hogy Tihany kiváló hely whistlerek észlelésére, mert nagy a villámaktivitás a konjugált pont környékén (részben a szárazföldön, részben az Agulhas-áramlás következtében a tengeren is). A 2.12.b ábra viszont azt mutatja, hogy Dunedinben nem várható whistler-tevékenység. Ennek ellentmondanak a tapasztalatok, mind a régebbi mérések [Helliwell, 1965], mind az AWD mérései. Azért fontosak a Dunedinben gyűjtött adatok, mert egyrészt ellentmondanak a klasszikus elméletnek, tehát statisztikai elemzésük segíthet a villámterjedés mechanizmusainak pontosabb leírásában, másrészt szükségesek az itt észlelt whistlerekből nyert plazmaszféra-sűrűségek pontos értelmezéséhez. Itt most csak a napi, évszakos és időbeli eloszlást tárgyalom, hasonlóan a tihanyi adatokhoz. A villám-whistler kapcsolat vizsgálatával a 7. fejezetben foglalkozom.

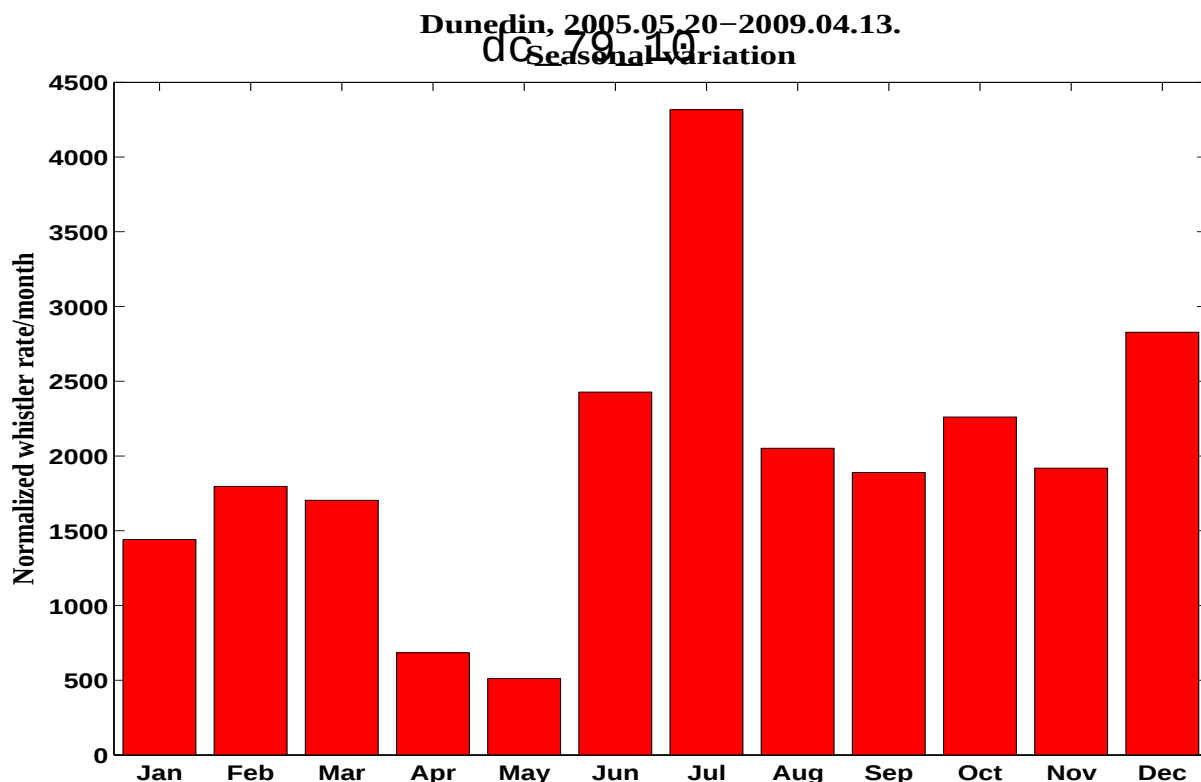
Dunedinben a 2005. május 20. és 2009. április 13. közötti négy évben 717 546 whistler-nyomot észlelt az AWD algoritmus. Mivel Dunedin mágneses szélességén már gyakoriak a MP whistlercsoportok, ez ennél kevesebb független whistler-eseményt jelent. A csoportok, illetve a csoportokhoz tartozó nyomok azonosítása nem egyszerű feladat. A skáláz-



2.13. ábra. A 2005. májusa 20. és 2009. április 13. között Dunedinben észlelt whistlerekben előforduló nyomok száma.

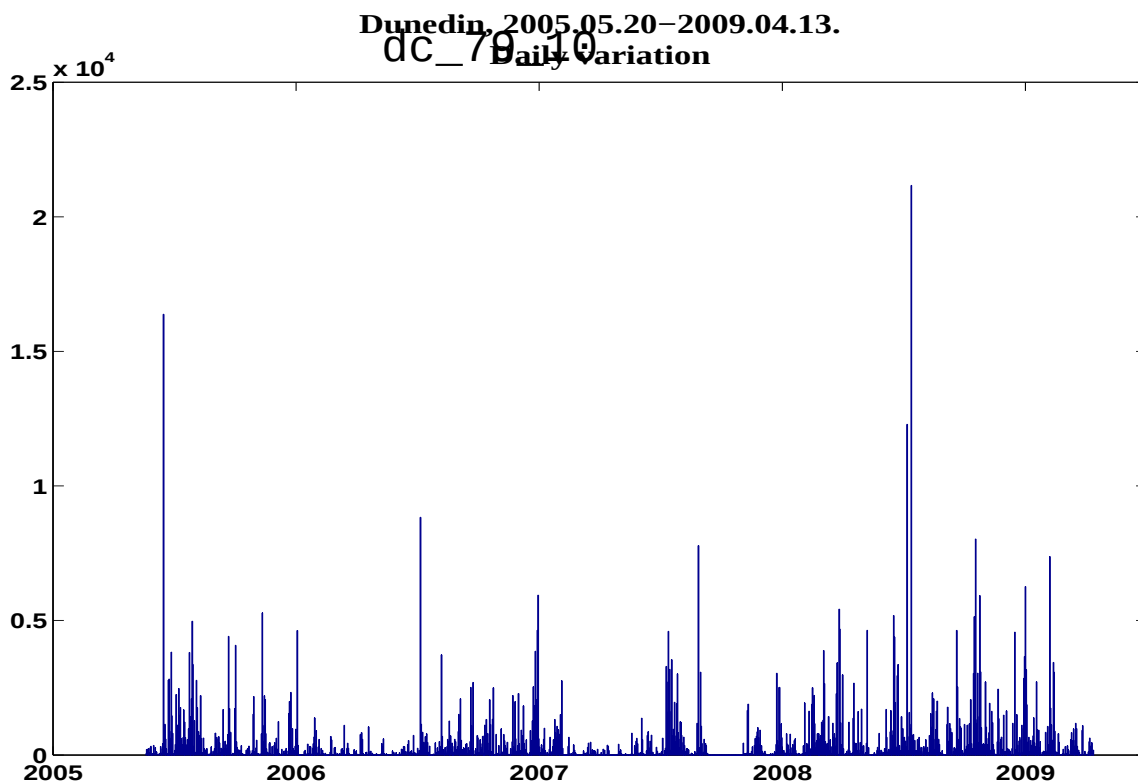


2.14. ábra. A 2005. május 20. és 2009. április 13. között Dunedinben észlelt whistlerek napok és az átlagos nyomok számával normalizált napi eloszlása.



2.15. ábra. A 2005. május 20. és 2009. április 13. között Dunedinben észlelt whistlerek hónapok és az átlagos nyomok számával normalizált évszakos eloszlása.

ható nyomok-csoportok esetében az automatikus kiértékelő eljárással ez megtörténik, de a számlálható nyomok esetében csak a nyomok közötti időkülönbség ad valamilyen támpontot, ugyanis a legtöbb esetben az MP csoporthoz tartozó nyomok 40-50 msec távolsággal követik egymást. Ez azonban nem abszolút szabály. Sok esetben hézagok vannak a nyomok között – vagy kisebb energiájú egy nyom, ezért nem észlelhető, vagy nem terjedt jel azon az erővonalon, ahol a hézag van. Azaz egy csoport akár 2-3 vagy több alcsoportra is szétválhat, amelyekről csak a pontos elemzés alapján jelenthető ki, hogy egy csoport elemei voltak, az időkülönbségek elemzése alapján több csoportként kerülnek a statisztikába. Ezért a nyomok közötti időkülönbségek alapján csak egy becslés adható a csoportokról, illetve arról, hány nyomból álltak az egyes csoportok. A előbb mondottak miatt biztosan felülbecsüljük a csoportok számát és alulbecsüljük a csoportokban levő nyomok számát. Ezeket a közelítéseket figyelembe véve szabad a 2.13. ábrát értékelni, amelyik azt mutatja, milyen számosságú esemény hányszor fordult elő. Látható, hogy legtöbbször az egyedülálló nyomok fordultak elő és az előfordulás logaritmikusan csökken. Az átlag 2.6 nyom/esemény, ami az előzőek alapján biztosan alulbecslés, azaz valószínűleg az egyes csoportokban előforduló nyomok száma ennél magasabb. Ebből következően az átlagos évi eseményszám 50000 körül volt, ami ugyan kb. fele a tihanyinak, de még mindig nagyon magas, ahhoz képest, hogy mennyi villám van a konjugált pont körül (gyakorlatilag semennyi). Ha ezt összevetjük a 2.14-es ábrán a whistlerek napi gyakoriságával, akkor mindjárt látjuk, hogy a klasszikus keletkezés-terjedés elmélet a dunedini whistlerekre biztosan nem igaz. A legtöbb whistler 02-04UT között fordul elő, ami délután 2 és 4 órát jelent helyi időben. Tihannal összevetve 12 órás fáziseltolódás tapasztalható a gyakoriságban, azaz pont annak ellenkezője, mint amit vártunk. Az évszakos (2.15. ábra)



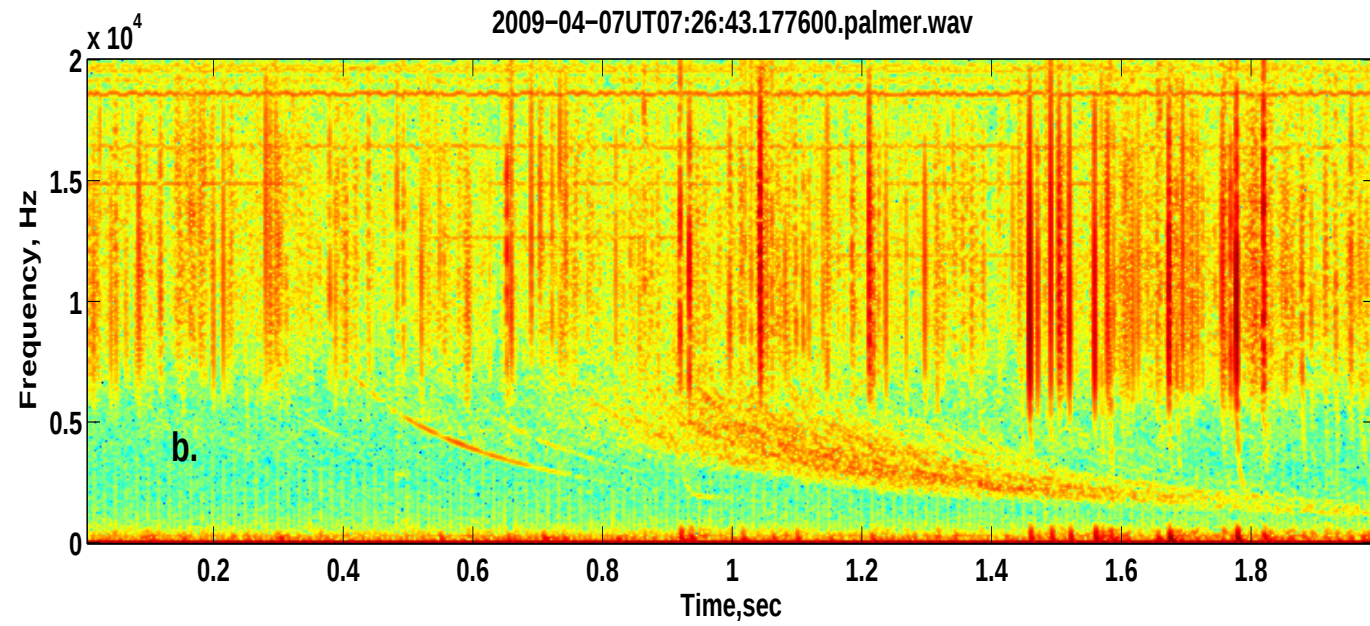
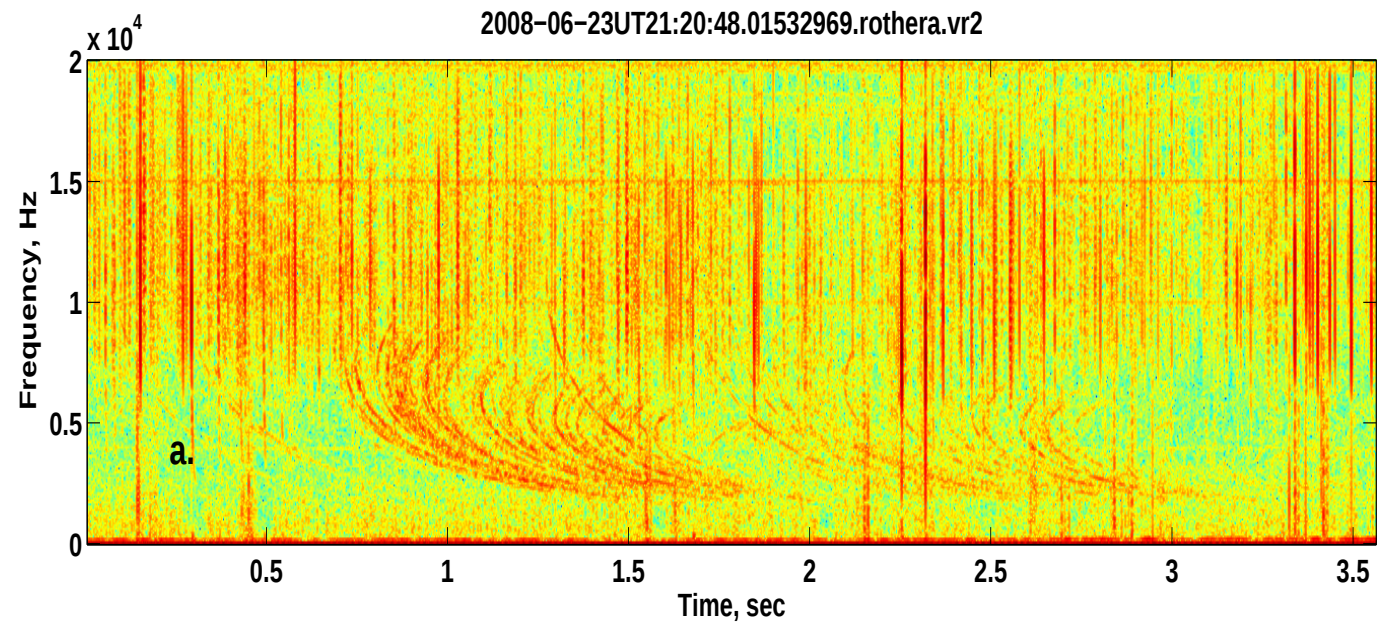
2.16. ábra. A 2005. május 20. és 2009. április 13. között Dunedinben észlelt whistlerek időbeli eloszlása.

és a időbeli előfordulás (2.16. ábra) a várakozásnak megfelelő, a legtöbb whistler június-szeptember között fordul elő, azaz az északi féltekei nyár idején. Az időbeli előfordulásban itt is vannak kiugróan aktív napok és teljesen whistlermentesek is. Az anomalisztikus napi gyakoriságra a 7. fejezetben visszatérek.

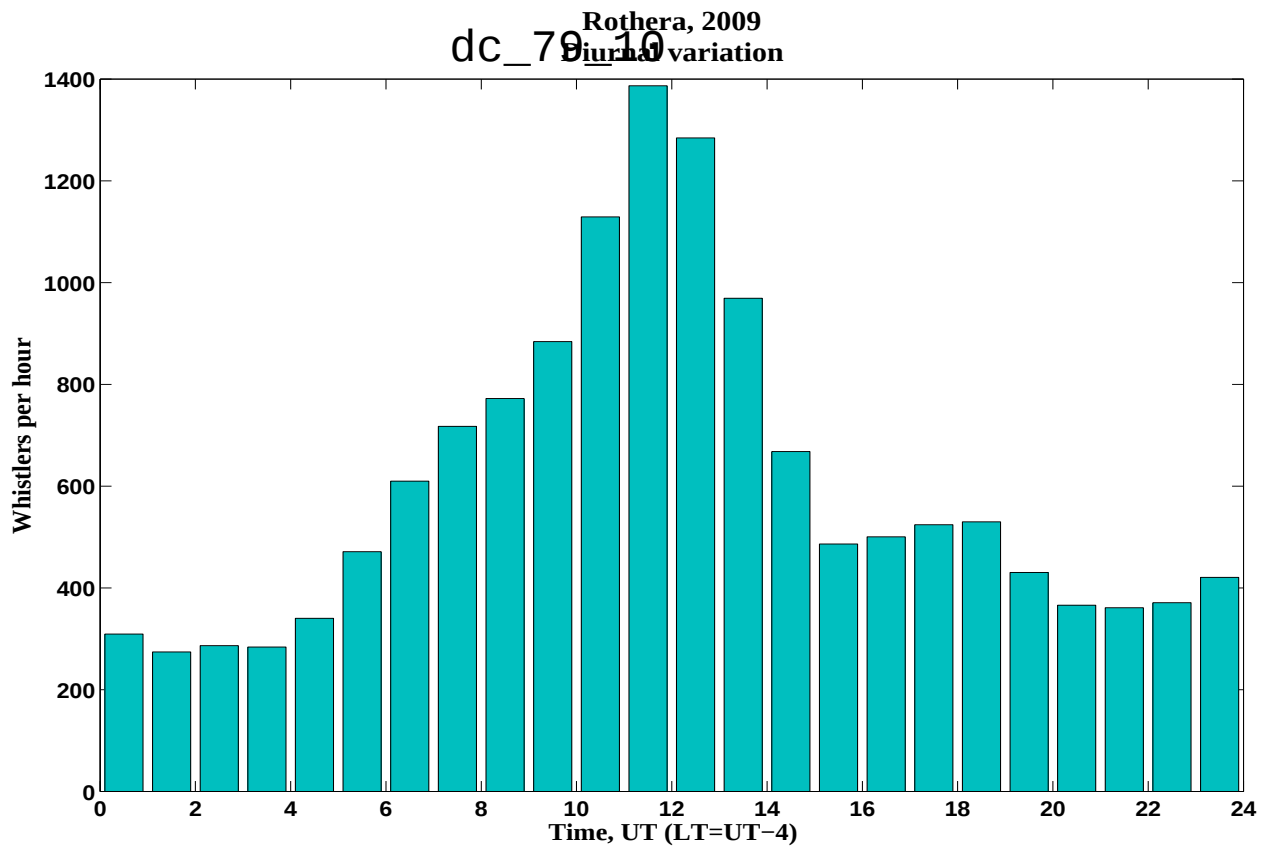
2.8.3. Nagyon nagy whistlergyakoriság az antarktiszi félszigeten

Már a 2.12-es ábra alapján is sejthetnénk (ha egyébként ezt máshonnan nem tudnánk), hogy az antarktiszi félsziget kedvező hely a plazmaszférát érintő vizsgálatokhoz, ugyanis az északi féltekén $\lambda = 30^\circ$ -nál magasabb geomágneses szélességeken az Egyesült Államok területén a leggyakoribbak a villámok, 5-10-szer gyakoribbak, mint bárhol máshol az északi féltekén és hasonló gyakoriságúak, mint Tihany konjugált pontjának környékén. Jelenleg két olyan AWDANet állomás van, amelyeknek adatait elemezni tudtuk, Rothera ($-67.54, -68.1, L=2.71$), ahol 2008. májusa és Palmer ($-64.77, -64.05, L=2.42$), ahol 2009. áprilisa óta működik egy AWDA rendszer [Collier *et al.*, 2010b]. Rotheráról a 2009. végéig, Palmerről a 2009. szeptember közepéig tartó időszak adatait kaptuk meg (az antarktiszi adatok néha több hónapos vagy éves késéssel kerülnek vissza a világba). A forrás (villám)gyakoriságot tekintve nagyságrendben Tihanyhoz hasonló whistler aktivitást várnánk, ehhez képest Rotherán a 20 hónap alatt 5246930 whistlert, Palmeren a szűk fél év alatt 7500671(!) whistlernyomot észlelt a whistlerdetektor. Ez 50-100-szor nagyobb gyakoriság, mint Tihanyban, amire a villámok száma nem ad magyarázatot. A nagyon nagy aktivitás egy része azzal magyarázható, hogy a tapasztalatok szerint nagyobb mágneses szélességeken gyakoribbak a whistlerek, valószínűleg a magasabb L-héjakon gyakrabban alakulnak ki vezetőcsatornák. Ez azonban legfeljebb az aktivitás néhányszoros növekedé-

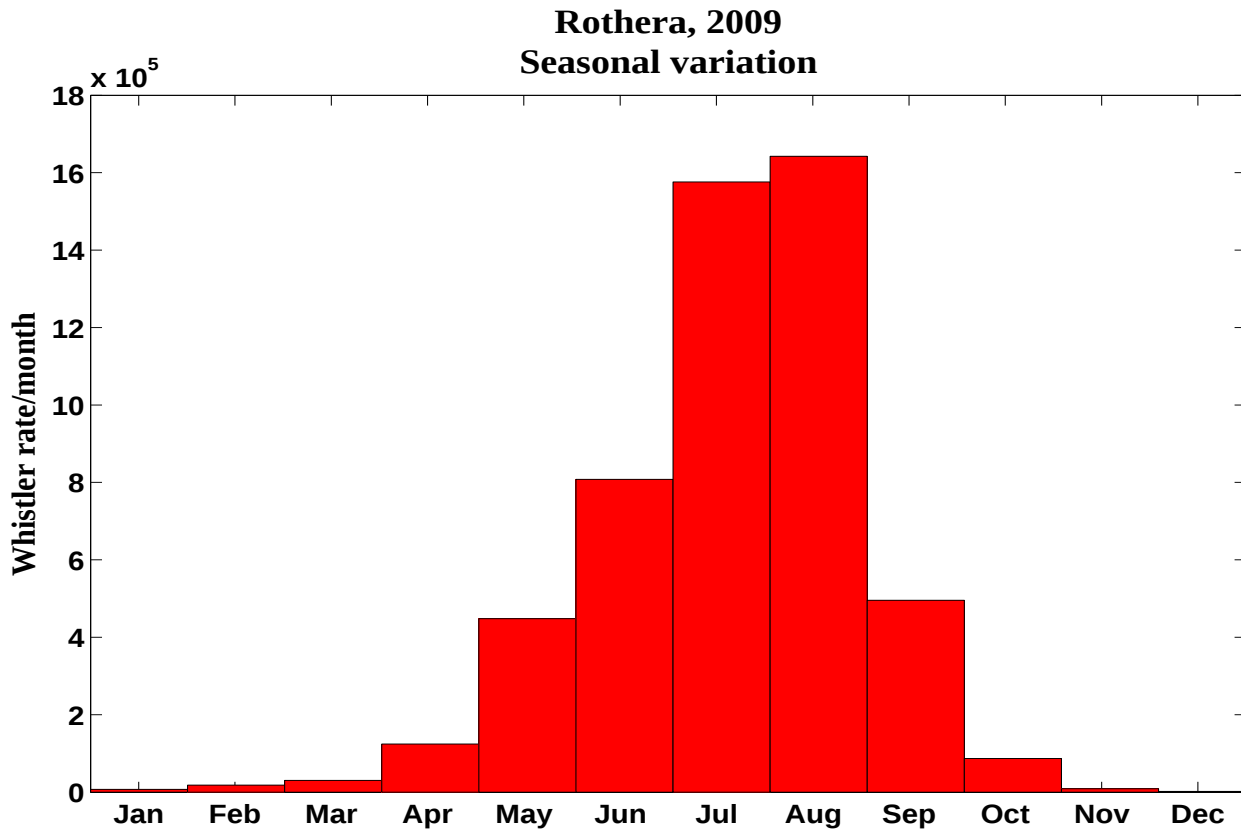
dc_79_10



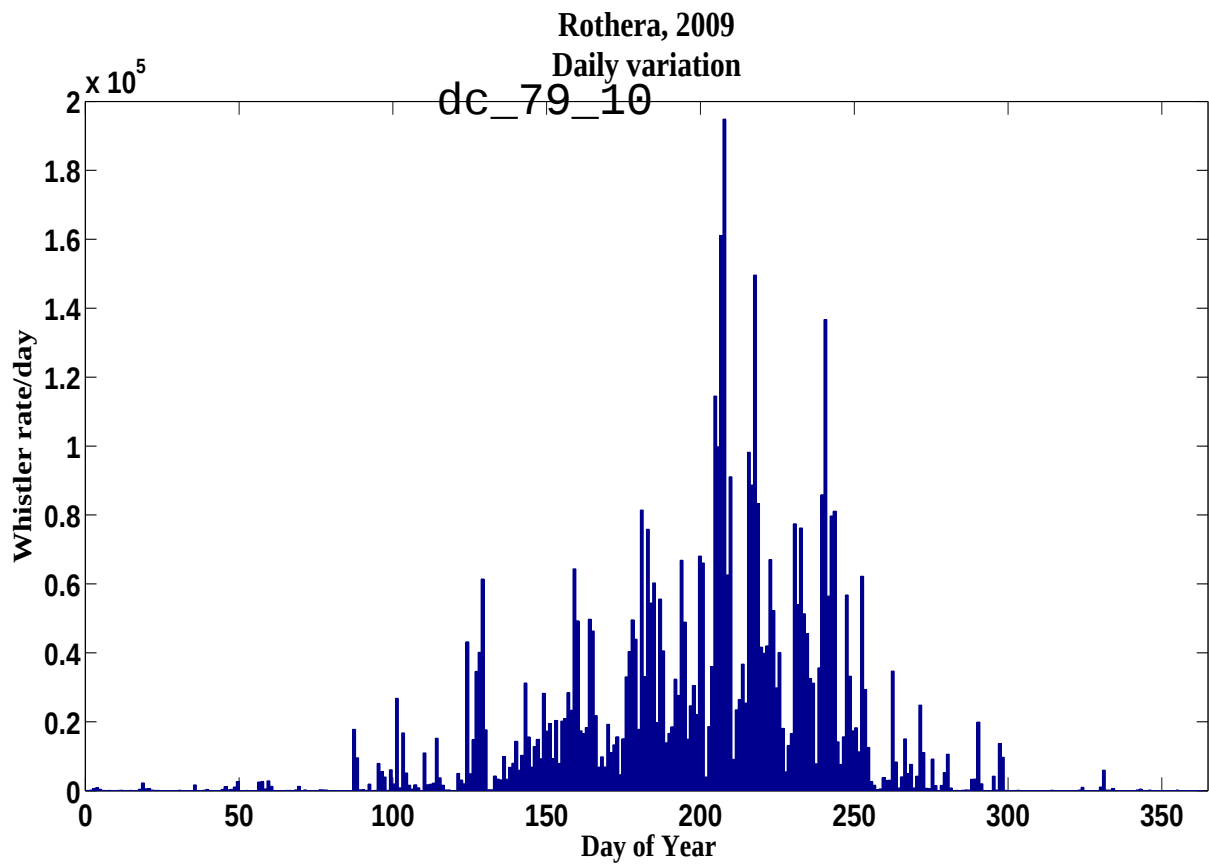
2.17. ábra. Rotheraban (a.) és Palmerben (b.) észlelt tipikus whistlerek spektrogramja.



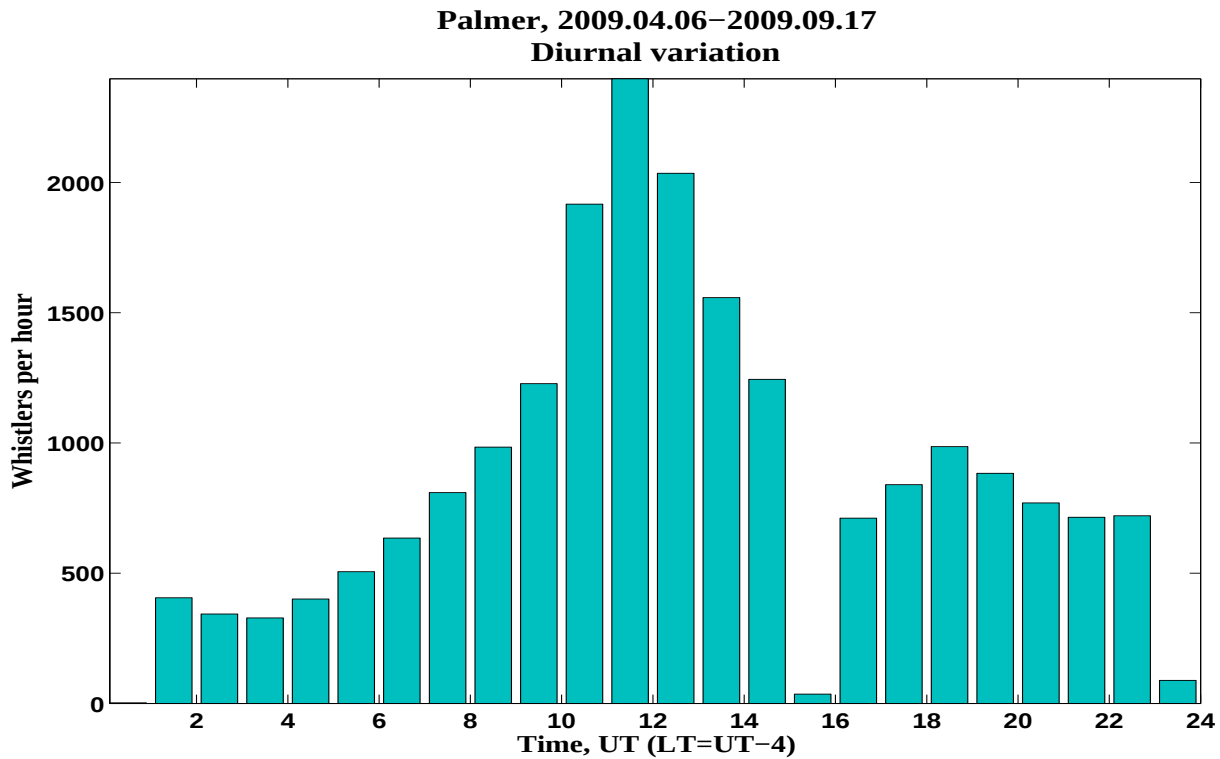
2.18. ábra. A 2009-ben Rotheraban észlelt whistlerek napok és az átlagos nyomok számával normalizált napi eloszlása.



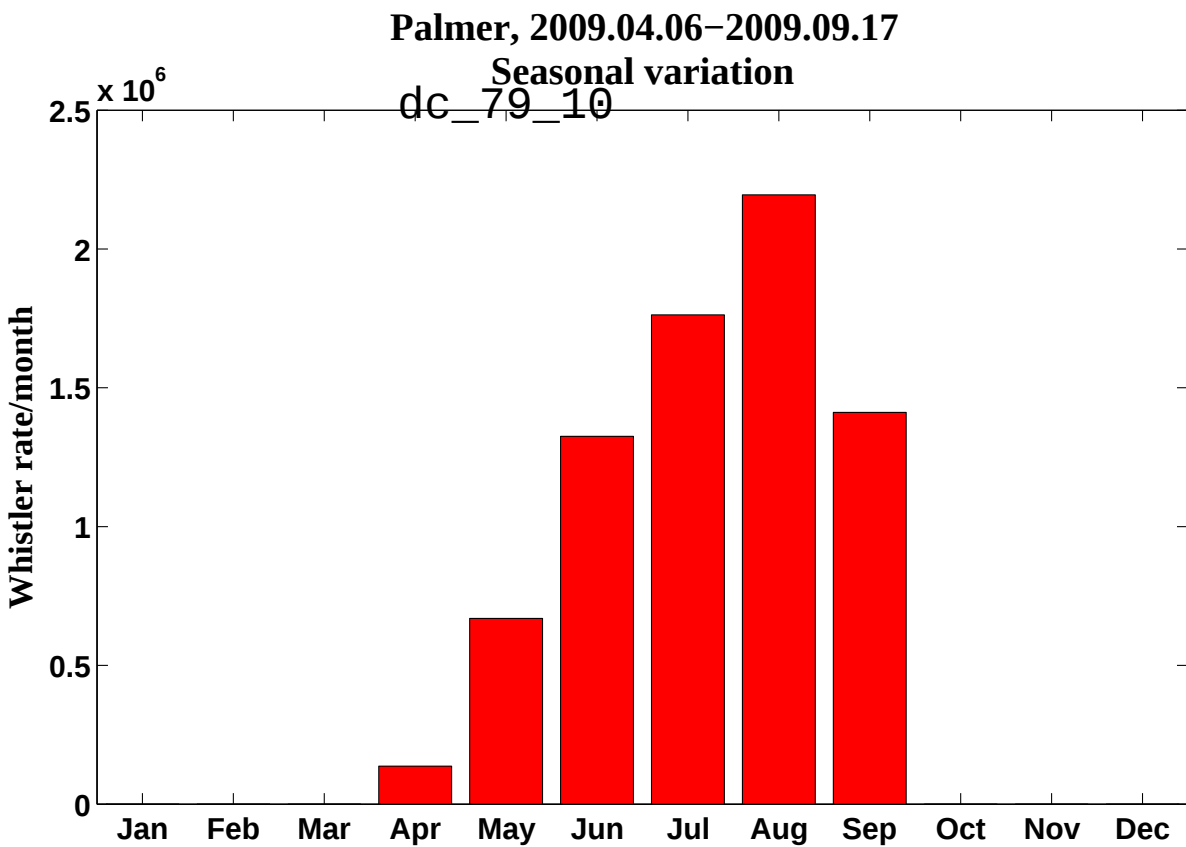
2.19. ábra. A 2009-ben Rotheraban észlelt whistlerek hónapok és az átlagos nyomok számával normalizált napi eloszlása.



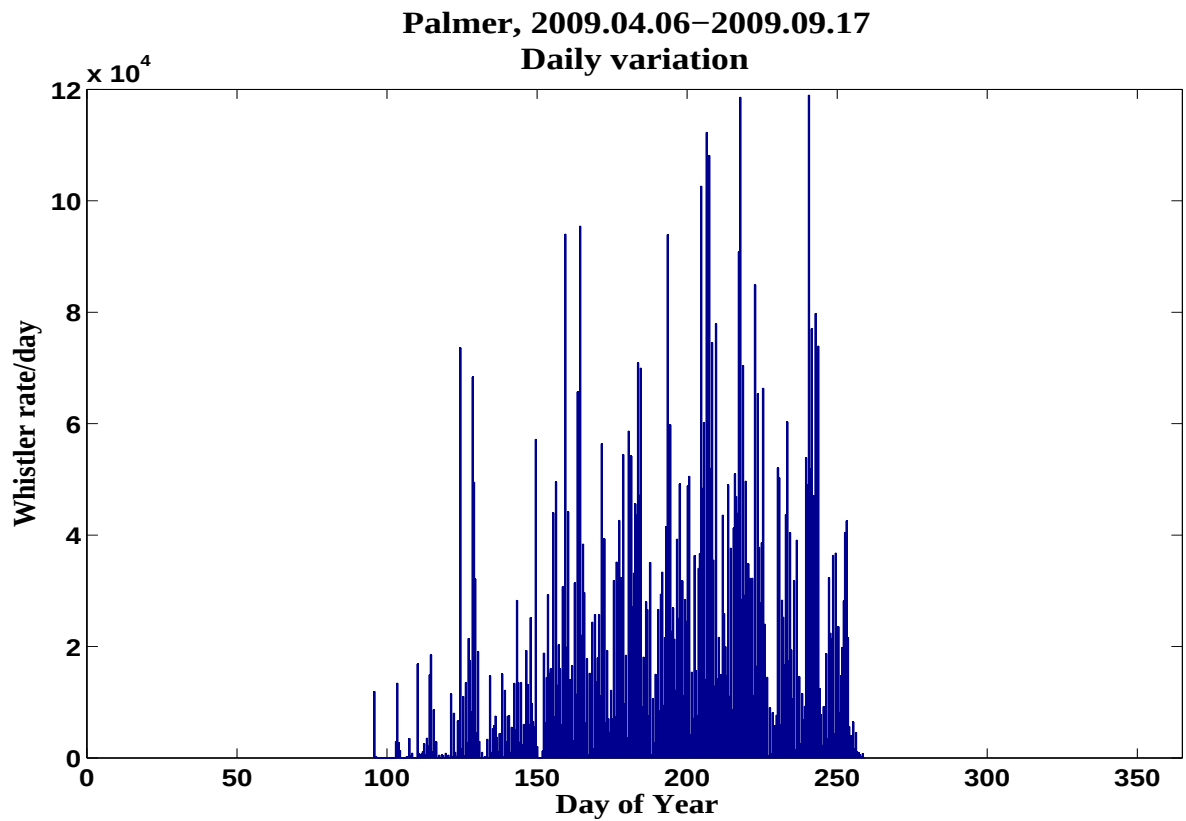
2.20. ábra. A 2009-ben Rotheraban észlelt whistlerek időbeli eloszlása.



2.21. ábra. A 2009. április. 6. és szeptember 17. között Palmerben észlelt whistlerek napok és az átlagos nyomok számával normalizált napi eloszlása. A 15-16UT és a 23-24UT között tapasztalható kiugróan alacsony eseményszám oka a VLF észlelés hiánya, melynek technikai okai vannak.



2.22. ábra. A 2009. április 6. és szeptember 17. között Palmerben észlelt whistlerek hónapok és az átlagos nyomok számával normalizált évszakos eloszlása.



2.23. ábra. A 2009. április 6. és szeptember 17. között Palmerben észlelt whistlerek időbeli eloszlása.

sére ad magyarázatot, a maradék egy-másfél nagyságrendnyi növekedés okát nem tudjuk. Ugyancsak ismeretlen annak az oka, hogy az egymástól kb. 300km távolságban lévő két állomáson miért van ekkora (kétszeres) különbség a whistlergyakoriságban. A 2.17.a. és b. ábrán egy-egy tipikus rotherai és palmeri whistlercsoport látható. Palmeren valamivel tisztább a jel, ez – mivel a detektálási küszöb az átlag zajszinten alapul – valamennyit megmagyaráz a különbségből (a zajosabb jelben a gyengébb whistlerek a detektálási küszöb alatt maradnak), de messze nem az egészet. A 2.18-20. ábrákon a rotherai, a 2.21-23-as ábrákon pedig a palmeri napi, évszakos és időbeli whistlergyakoriságok láthatóak. A várakozásnak megfelelően július-augusztusban van a legtöbb whistler, Palmeren ebben az időszakban vannak napok, amikor naponta 120000 whistlernyom fordul elő, ami a csoportokat is figyelembe véve azt jelenti, hogy a whistleresemények (független nyom vagy csoport) 1-2 másodpercenként követték egymást! A napi eloszlás maximuma helyi időben reggel 8 óra körül van, azaz itt is nagy fáziseltérés van a várt éjszakai maximumhoz képest. Erről is a 7. fejezetben lesz bővebben szó.

3. fejezet

Új inverziós eljárás [*Lichtenberger*, 2009]

Egy a felszínen vett whistler terjedési útja több részből tevődik össze. Ez az út (legalább) öt jól elkülöníthető szakaszból áll:

1. terjedés a Föld-ionoszféra hullámvezetőben (EIWG) a keltő villámtól az ionoszférába való belépési pontig,
2. terjedés az ionoszférában felfelé,
3. terjedés a magnetoszférában a mágneses erővonal mentén,
4. terjedés az ionoszférában lefelé,
5. terjedés a Föld-ionoszféra hullámvezetőben az ionoszférából való kilépési ponttól a vevőig.

A terjedési idő a keltő villámtól mérve így írható:

$$T_g = T_{wg1} + T_{i1} + T_m + T_{i2} + T_{wg2} \quad (3.1)$$

Nagyon keveset tudunk a keltő villám, az ionoszférába való be- és kilépés, a magnetoszférabeli terjedési út és a vevő egymáshoz viszonyított helyzetéről, ezért a fenti egyenletben az első és ötödik tag értékét nagyon nehéz megbecsülni. Néhány ezer km-es terjedési utat feltételezve, értékük néhány msec és néhány 10 msec között lehet. Szerencsére a VLF jelek terjedése az EIWG-ben első közelítésben vákuumbeli terjedésként írható le, azaz frekvenciafüggetlen, így ezek a tagok additív konstansok és elhagyhatók. A második és negyedik tagot elvileg a harmadik taghoz hasonlóan kellene kezelni, de a következő egyenlettel jól közelíthetők és így korrekcióként lehet figyelembe venni [*Park*, 1972]:

$$T_i(f) = 0.7 \frac{\overline{f_0 F2}}{\sqrt{f}}, \quad (3.2)$$

ahol $T_i(f)$ másodpercben van, $\overline{f_0 F2}$ pedig az F2 réteg kritikus frekvenciája MHz-ben. Elvileg a kritikus frekvencia külön-külön veendő a két ionoszférikus szakaszra, de a fent már említett információhiány miatt a gyakorlatban a vevő helyének megfelelő értéket szokás venni (kettővel szorozva, hogy mindkét szakasz figyelembe legyen véve).

Ahhoz, hogy a terjedési utat és az út menti plazmasűrűséget származtatni tudjuk, koherens módszerre van szükség. Egy ilyen teljes módszer, melyet whistler-inverziós eljárásnak nevezzük három fő részből, modellből áll:

1. hullámterjedési modell,
2. mágneses tér modell,
3. plazmaeloszlás modell (a terjedési út mentén).

A felszínen vett whistlerekről feltételezzük, hogy a földmágneses tér erővonalaival párhuzamos úton terjedtek. Bár ez közvetlenül még nincs igazolva, számos közvetett bizonyítékunk van [Helliwell, 1965]: diszkrét nyomok jelenléte a többutas (MP) whistler csoportokban; a többugrású whistlerek paraméterei közötti egész számokkal leírható viszony és az a tény, hogy a ferde úton terjedt whistler olyan szögben érkezik az ionoszféra tetejéhez a másik féltéken, hogy inkább visszaverődik és nem jut le a felszínre; az OGO-3 műhold whistlermérései [Angerami, 1970] és a SAS2 által a Compas-2 műholdon észlelt vezetett módusban terjedt whistler [Ferencz et al., 2009]. A magnetoszférikus whistler terjedés leírására az Appleton-Hartree diszperziós relációt szokás használni, amelyben az ütközési tagok és az ionok el vannak hanyagolva, longitudinális terjedést feltételezve ez így írható [Helliwell, 1965; Ferencz et al., 2001]:

$$k_1(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega_H - \omega)}} \quad (3.3)$$

Ebből a törésmutató:

$$\mu^2 = 1 + \frac{f_p^2}{f(f_H - f)}, \quad (3.4)$$

A terjedési idő a (3.4) egyenletből a következőképpen írható:

$$T_m(f) = \frac{1}{2c} \int_s \frac{f_p f_H}{f^{1/2}(f_H - f)^{3/2}} ds, \quad (3.5)$$

itt a „+1” tag a (3.4) egyenletből a $\mu \gg 1$ feltételezéssel ki van hagyva, az integrálást a terjedési út mentén kell venni.

A jelenleg használatos whistler-inverzió modellekben a földi mágneses teret dipól térként írják le. Ez egyszerűbbé teszi az inverziót, mert a (3.5) egyenletbeli integrált és a plazmaeloszlást a zárt alakban leírható dipól erővonal mentén kell venni. Bár számos magnetoszférikus plazmaeloszlás-leírás létezik, a plazmaszférában gyakorlatilag a diffúzív egyensúlyi (DE) modell Angerami and Thomas [1964] különböző verzióit alkalmazzák (pl. Carpenter and Smith [1964]; Park [1972]; Sagredo and Bullough [1972]). Ezek az inverzió modellek orr-whistlerekre lettek kidolgozva, a kis és közepes szélességű whistlerek esetében a diszperzió különféle közelítéseivel számítják az orrfrekvenciát (pl. Storey [1957]; Smith and Carpenter [1961]; Dowden and Allcock [1971]; Ho and Bernard [1973]; Tarcsai [1975]):

$$D(f) \equiv t\sqrt{f}. \quad (3.6)$$

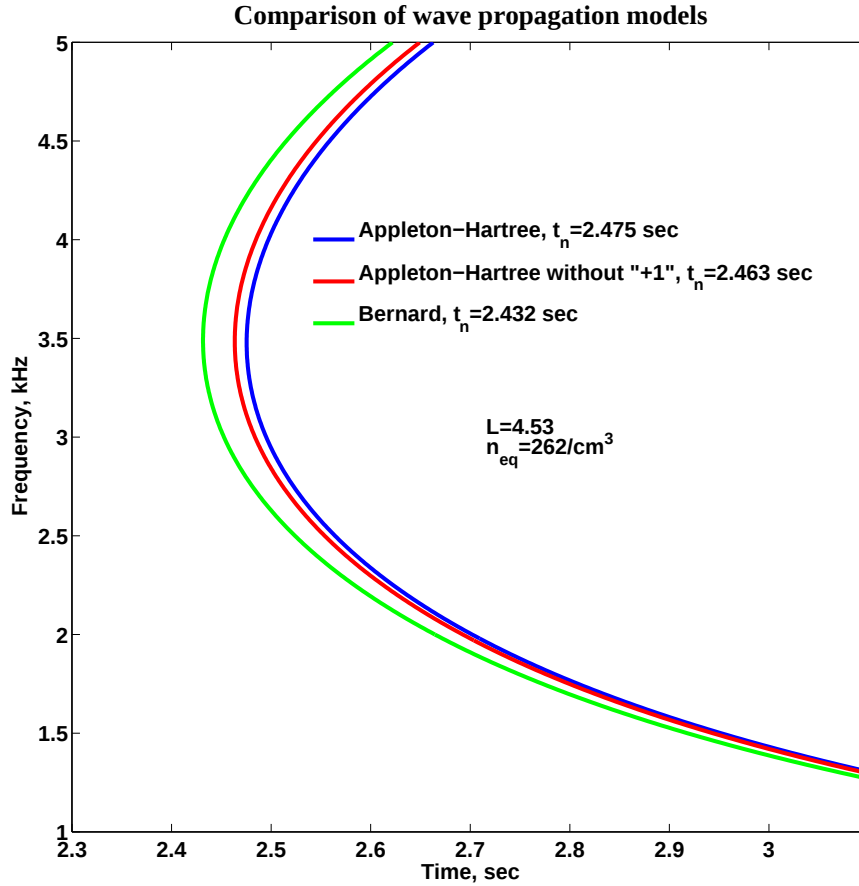
Ha feltételezzük, hogy a jel a mágneses erővonal mentén, longitudinálisan terjed, akkor szükségünk van arra az eloszlásra, amelyik leírja az elektronsűrűség változását az erővonal mentén. Azonban sem a magnetoszféra, sem annak belső tartománya, az ionoszféra nem

statikus réteg, mind a földmágneses tér, mind a plazmaeloszlás változik a külső és belső kölcsönhatások következtében. Az erővonalmonti sűrűségeloszlás tehát nem lehet statikus, a legegyszerűbb esetben skálázhatónak (azaz egy paraméterrel leírhatónak) kell lennie és emellett a változások leírásának matematikailag elegendően egyszerűnek kell lennie, hogy az az inverziós eljárásban kezelhető legyen. A skálázhatóság azt jelenti, hogy az erővonalmonti sűrűségeloszlást elegendő egyetlen pontban megadni, a sűrűség a többi pontban, azaz bárhol az erővonal mentén már a modell szerint számítható és így meghatározott. A szabad paramétert az inverziós eljárás során úgy változtatjuk, hogy a mért és a modellek alapján számolt whistler minél inkább hasonlítson egymásra. Természetesen választhatunk bonyolultabb, több paraméteres sűrűségeloszlási modelleket (pl. bevezethetjük a plazmahőmérsékletet vagy a diffúziós együtthatót, mint független paramétert), de ez esetben az inverziós eljárás stabilitása csökken – a tapasztalatok szerint a lehetséges további paraméterektől való függés elhanyagolható. A mágneses tér modellnek szintén tartalmaznia kell a belső és külső hatások okozta változásokat. A széles körben használt dipólus modell ezt nem tartalmazza, de csendes vagy közepesen zavart időszakokban a belső magnetoszférát elegendően pontosan írja le. Pontosabb mágneses tér modell használatát és határait a későbbiekben tárgyalom.

A létező whistler-inverziós eljárások nem a (3.4)-es egyenletet használják, mint hullámterjedési modellt, mert az sokkal bonyolultabb formulát eredményez a futásidőre, mint a (3.5) egyenlet (évtizedekkel ezelőtt, amikor ezeket az eljárásokat kidolgozták, ez fontos szempont volt). Ezen eljárások egy részében a csoport futásidőt egy közelítő diszperziós formula (pl. *Bernard* [1973]) segítségével közelítik. Ezekben az eljárásokban az inverzió a whistlernyomot leíró „látható” paraméterekkel kezdődik: ezek az f_n orrfrekvencia, az orrfrekvencia beérkezési ideje, t_n és/vagy a D_0 zéró diszperzió. Ezeket a „látható” paramétereket „kvázi-konstansok” kapcsolják össze a fizikai paraméterekkel, a terjedési L -értékkel és az n_{eq} egyenlítői elektronsűrűséggel (néha az N_T csőttartalommal is). Ezeket a kvázi-konstansokat modellszámításokból nyerik, ezért szigorúan modelfüggők. A látható és fizikai paraméterek összekapcsolásához vagy nomogramokat [*Park*, 1972] vagy a kiolvasott $f - t$ párokat használják [*Ho and Bernard*, 1973; *Tarcsai*, 1975]. A második esetben először egy közelítő diszperziós formulát használnak f_n és t_n becslésére (ez a módszer ezért alkalmazható nem-orwhistlerekre is, ellentétben *Park* módszerével), majd a „kvázi-konstansokat” L és n_{eq} számítására, azaz *Park*-féle eljárást. Egyik eljárás sem becsli az L -t és az n_{eq} -t közvetlenül. A t_n használata a *Park*-féle eljárás fő gyengesége, mert t_n meghatározása, azaz a keltő szferik (villám) azonosítása – kevés kivételtől eltekintve – nagyon nehéz vagy lehetetlen az esetek nagy részében magas L -értékeknél, és lehetetlen kis L -értékeken. A másik komoly gyengesége ennek az eljárásnak szintén a t_n használatához kapcsolódik. Az inverzió során nem derül ki, ha rossz keltő villámot választottunk, ugyanis t_n közvetlenül az egyenlítői elektronsűrűséghez, n_{eq} -hoz kapcsolódik, ez a paraméter pedig széles tartományban változik a plazmaszférában. Egy whistler tetszőleges t_n választásával „invertálható”, mert a *Park*-módszerben használt formulában ($n_{eq} = K_{eq} f_n t_n^2 L^{-5}$, ahol K_{eq} a „kvázi-konstans”) nincs matematikai megkötés t_n -re, csak a plazmaszféra valódi változásai adnak limitet.

Kiváló összefoglaló olvasható erről a *Carpenter* [1988] és a *Sazhin et al.* [1992] cikkekben. Amint ez az idézett publikációk dátumából is látható, ezek a kutatások évtizedekkel ezelőtt történtek. Azóta új eredmények születtek mind elméleti (hullámterjedés), mind kísérleti (műholdas mérések) területen, melyek megnyitották az utat a létező modellek, s így az inverziós módszerek továbbfejlesztésére is. Az eddigi módszerek szintézise a FIT-

módszer *Tarcsai* [1975]. A FIT módszer statisztikus paraméterbecslést használ a mért és a modellszámítások adatainak összehasonlításában. A keltő szferik idejének meghatározására közvetlenül hasonlítja össze a mért $f - t$ párokat a modellszámításból (Bernard-formula) nyert értékekkel. A becsléshez használt eljárás a legkisebb négyzetes becslés

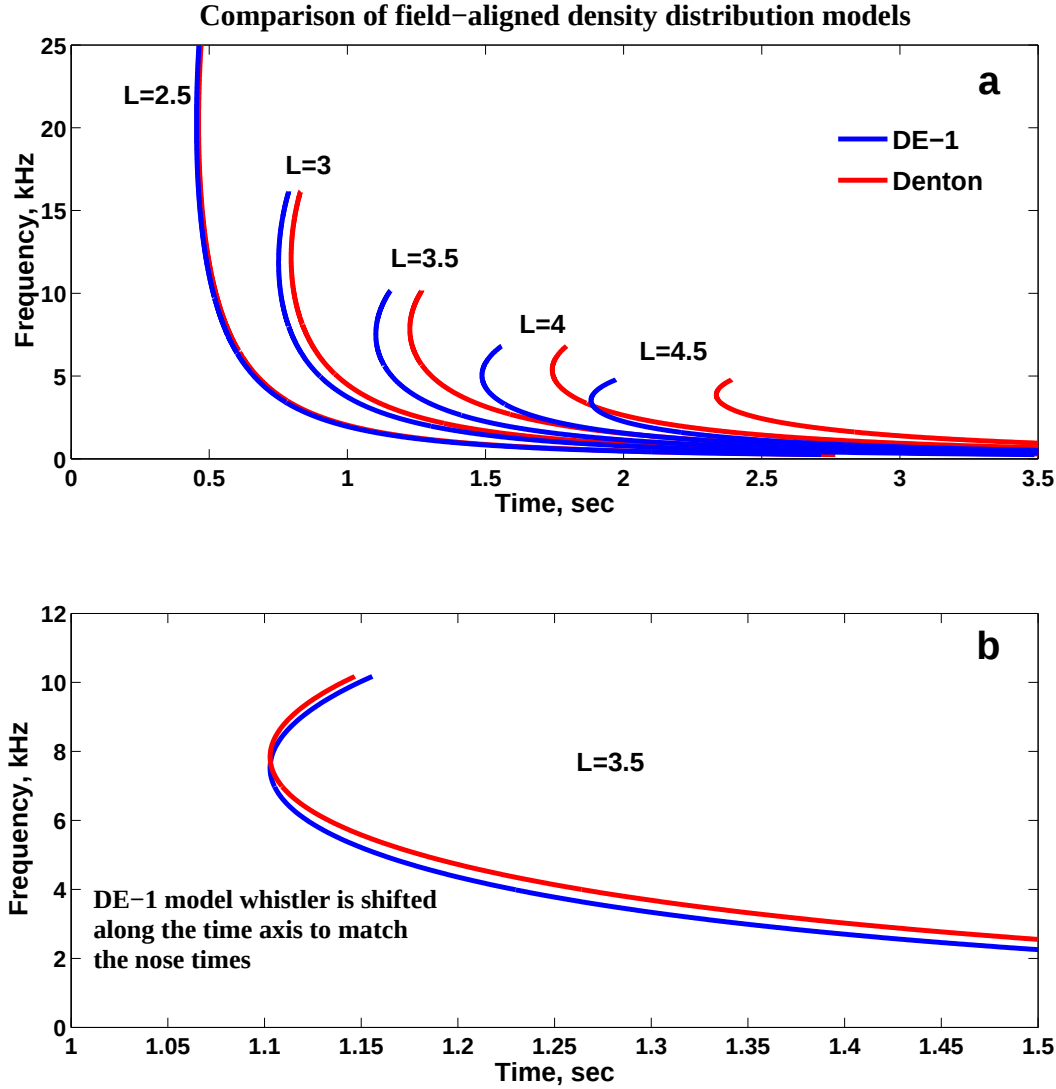


3.1. ábra. Modell whistlerok dinamikus spektruma az Appleton-Hartree diszperziós relációval (kék vonal), a „+1” ehanyagolva (piros vonal) és a Bernard-közelítéssel (zöld vonal) számolva. A DE-1 modellben használt bemenőparaméterek $L = 4.53$ és $n_{eq} = 262/cm^3$ (ez megfelel $n_e = 3940/cm^3$ -nek 1000 km-en) voltak.

(Marquardt-módszer). A becsléssel kapott t_n és f_n értékeket aztán a Park-féle módszerrel használja az egyenlítői elektronsűrűség számítására. A FIT módszer bármilyen szélességen észlelt whistler elemzésére használható. A következő szakaszban tárgyalandó új inverziós eljárás hasonló matematikai módszert alkalmaz, mint a FIT módszer: közvetlenül a mért és a számolt $f - t$ párokat hasonlítja össze, de a „vizuális” t_n és f_n helyett a közvetlen fizikai jelentéssel bíró L (vagy még pontosabban f_{Heq}) és n_{eq} paraméterek a (3.3) egyenletet használó hullámterjedési modell bemenő paraméterei. Így az új eljárás teljesen flexibilis, a modellek (hullámterjedési, erővonalmenti elektronsűrűség-eloszlási és mágneses tér) bármelyike helyettesíthető a megfelelő osztály más modelljével. Ez nem igaz a korábbi módszerekre, ugyanis bármely modell (akár csekély) megváltoztatása szükségszerűen magával vonja a „kvázi-konstansok” újraszámolását.

3.1. Hullámterjedési modell

A Maxwell-egyenletek (3.4) egyenletben látható megoldása monokromatikus közelítésen alapul, azaz a hullámegyenlet megoldásakor a megoldást $\exp(-i\omega t)$ alakban keressük. Azonban a valóságban a whistler-jel egy széles frekvenciasávot lefedő hullámcsomag. Nemrégiben *Ferencz et al.* [2001] új megoldást talált az inhomogén alpmódusok módszerével [Ferencz, 1978].



3.2. ábra. Modell whistlerek dinamikus spektruma a DE-1 sűrűségmodell (kék vonal) és a Denton-féle modellt használva (piros vonal). a. Öt különböző L -értékre számolva, b. az $L=3$ értékre számolt modellek kinagyítva és a két nyom az orrfrekvenciánál összeillesztve, hogy a két görbe alakja közti eltérés látható legyen.

Ez a megoldás nem csak a klasszikus elektron-whistler megoldást tartalmazza, hanem a proton- és ionwhistler megoldást, a Faraday-rotációt (TiPP-események, ahol $f > f_p$) és a ferde terjedést, mindegyik esetben veszteséges plazmában is. A megoldás tetszőleges alakú gerjesztőjelre igaz, azaz nem tételez fel sem monokromatikus jelet, sem monokromatikus jelekből összerakott hullámcsomagot és nemcsak a diszperziós relációt, hanem az

időtartománybeli jelet (elektromos vagy mágneses térerősség) is megadja, melyet a monokromatikus megoldások nem tartalmaznak. Homogén, ütközésmentes, egykomponensű hideg plazma esetében, longitudinális terjedést és Dirac-gerjesztést véve ez a megoldás (2.15 egyenlet, *Ferencz et al.* [2001]) megegyezik az Appleton-Hartree diszperziós formulával (3.4 egyenlet). Más gerjesztőjel esetében, mint például egy négyszögimpulzus vagy egy valós szferik-jelalak, a jelalak különbözik a Dirac-gerjesztés esetén kapott jelalaktól. A különbség a t_n orridőben néhány msec, ezért gyakorlati alkalmazásokban, ahol a használt spektrogramm felbontása 1-10 msec, használhatjuk az Appleton-Hartree diszperziós formulát, mert ez utóbbi gyorsabb, amikor a modell-whistlereket számoljuk. A 3.1. ábra három modellszámítás eredményét mutatja. Mindhárom modell whistlert ugyanazzal a mágneses tér modellel (dipólus) és erővonalmonti elektronsűrűség eloszlással (DE-1 modell, *Park* [1972]) számoltam. A folytonos kék vonal a (3.4) egyenlettel, a piros vonal az (3.5) egyenlettel számolt whistlert („+1” elhanyagolva), a zöld vonal pedig a *Bernard* [1973] közelítéssel számolt modell-whistlert mutatja. Világos különbség látszik a whistlerek között, mind az orrfrekvenciában, mind a terjedési időkből. A teljes Appleton-Hartree formulával számolt modell-whistlerhez képest a „+1”-et elhanyagoló formulával számolt whistler orrfrekvenciájának beérkezési ideje 12 msec-mal kevesebb, míg a Bernard-közelítéssel számolt whistler esetében ez a különbség 43 msec. Ezek a különbségek sokkal nagyobbak kis szélességeken terjedő whistlerek esetében, elérhetik a 15% illetve 40%-ot is. Ezek a különbségek észlelhetőek egy valós spektrogrammon, ezért hullámterjedési modellként a 3.3 egyenletet használok.

3.2. Elektronsűrűség-eloszlás modell

Minthogy a hullámterjedési modellben elhanyagoltuk az ionokat, a plazmaeloszlási modell is leegyszerűsíthető az elektronsűrűség-eloszlásra (ami természetesen nem jelenti szükségképpen az ionok elhanyagolását az elektronsűrűség számításában). A régebbi elektronsűrűség modellek, mint például a DE, általában valamilyen elvi-elméleti megfontoláson alapultak. Az új modellek tiszta kísérleti megközelítést használnak. Ezekben a modellekben kétfajta műholdas mérési technikát alkalmazó módszert használtak az erővonalmonti eloszlás mérésére. Passzív whistlermódusú hullámméréseket alkalmaztak a Polar műhold [*Gurnett and et al.*, 1995] Plasma Wave Instrument nevű mérésében és a CRESS műhold [*Sheely et al.*, 2001] Sweep Frequency Receiver mérésében. Aktív módszert használtak az IMAGE műhold [*Reinisch et al.*, 2000] Radio Plasma Imager műszere esetében. Az erővonalmonti eloszlást minden esetben egy relatíve egyszerű numerikus formulával írták le. Az egyenlet paramétereit a mérési adatokból optimalizációs eljárással nyerték (pl. *Goldstein et al.* [2001]; *Reinisch et al.* [2001]; *Denton et al.* [2002]; *Huang et al.* [2004]). A *Denton et al.* [2002]-ban közölt formula fedi le a legszélesebb L-tartományt (a cél ugyanis egy olyan inverziós eljárás kidolgozása, amelyik bármilyen szélességen terjedő whistler esetében alkalmazható), ezért ezt választottuk sűrűségeloszlási modellnek:

$$n_e = n_{eq}(R_{max}/R)^\alpha, \quad (3.7)$$

$$\alpha = 8.0 - 3.0 * \log_{10} n_{eq} + 0.28(\log_{10} n_{eq})^2 - 0.43(R_{max}/R_E),$$

$2.5 R_E \leq R_{max} \leq 8.5 R_E$, $2 R_E \leq R \leq R_{max}$ és $2/cm^3 \leq n_{eq} \leq 1500/cm^3$ esetében. R_{max} a maximális geocentrikus sugár, R az erővonal mentén ($= LR_E$ dipól tér esetében), és n_{eq} az elektronsűrűség $R = R_{max}$ -nál. Dipólus tér esetén ez a pont a mágneses egyenlítőn

van. Bár a (3.6) egyenlet nem érvényes sem a plazmaszféra belső régióira (kis és közepes szélességek, $R_{max} < 2.5$), sem az erővonal alsó szakaszaira ($2 R_E < R$), matematikailag kiterjeszthető bármilyen R -re a plazmaszférán belül. Ez szükséges feltétel egy inverziós eljáráshoz. A kiterjesztés jogossága nem határozható meg egyszerűen. Az erővonal alsó szakaszaira vonatkozó kiterjesztés ugyanis amiatt az ismert tény miatt, hogy az időkésés nagy részét a whistler-jel az egyenlítői régióban szenved el [Park, 1972], pl. DE-1 modell esetében az időkésés 80%-a az egyenlítő körüli $\pm 30^\circ$ tartományban történik, az alsó erővonal szakaszok hatása nehezen észlelhető. A 3.2.b. ábrán két modell whistler látható. A piros vonal a Denton-féle, míg a kék a DE-1 modellt alkalmazó számítás eredményét mutatja. A két görbét úgy rajzoltam meg, hogy az orrfrekvenciák egybeessenek, mert így jól látható a két görbe alakja közötti eltérés. A 3.2.a. ábrán öt, különböző mágneses erővonal mentén terjedt modell-whistler látható, a b. ábrán látható két nyom innen lett kiemelve. Mindkét sűrűségeloszlás esetében a (3.3) egyenlet volt a hullámterjedési és a dipólus tér volt a mágneses tér modell.

A 3.3. ábra a normalizált erővonalmenti sűrűségeloszlást mutatja a 3.2.a. ábrán látható öt modell-whistlerre, mind a DE-1(kék vonalak), mind a Denton-féle modellre (piros vonalak). A sűrűségeket 1000 km-től az egyenlítőig számoltam dipólus modellt használva. Az ábra jól mutatja, hogy a DE-1 modellben a sűrűség lassan kezd nőni az egyenlítő-től távolodva, majd a növekedés felgyorsul az ionoszféra tetejéhez közel. A Denton-féle modellben a sűrűség nagyjából egyenletesen nő és értéke mindig nagyobb, mint a DE-1 modell szerinti sűrűség. Ez a magyarázata a nagyobb terjedési időeknek a Denton-féle modellben. A különbség az L -értékkel növekszik, ezért a kétféle modellen alapuló inverzió eredményeiben is megjelenik ez a növekvő különbség. A görbéken levő pontok a 30° -os geomágneses szélességnek felelnek meg, az erővonal mentén mérve.

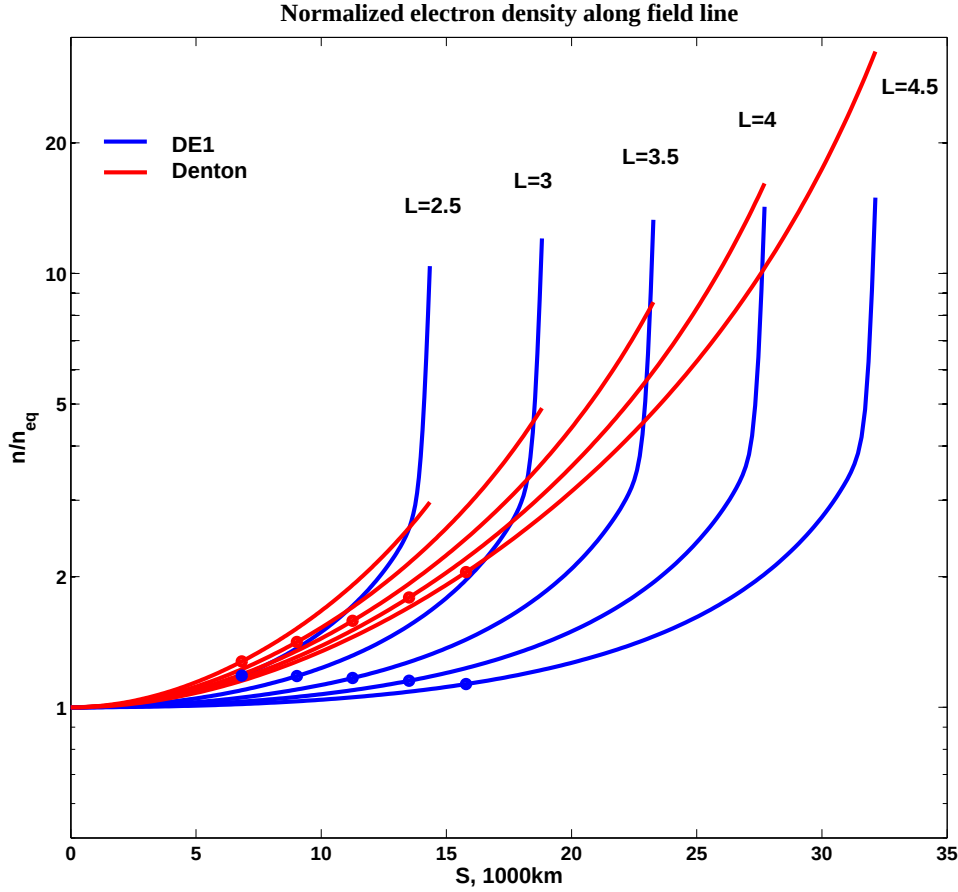
3.3. Mágneses tér modell

A jelenleg legjobbnak tartott mágneses tér modell a IAGA külső forrásokat (nap-szél, nap mágneses tere, gyűrűáram, stb.) is magába foglaló DGRF/IGRF [IAGA, 2005] modellje. Ennek a modellnek azonban helyi idő és mágneses szélesség függése is van. Ez utóbbit a szubionoszférikus terjedés pontos ismeretének bevezetőben említett hiánya miatt nagyon nehéz figyelembe venni. Az erővonal egyenlítő környéki szakasza a plazmaszférán belül azonban jól közelíthető a dipólus térrel. Ezért az alábbi módszert használtam: az inverzió során a centrális dipólus tér leírását használtam, de az inverzió végén opcionális lépésként egy úgynevezett effektív L -értéket L^* számolhatunk. Vegyük a kapott L -értéknek megfelelő dipólus erővonalmenti minimális térerősséget (ez az egyenlítői térerősség). Ehhez a térerősséghez megkeressük a DGRF/IGRF modellben azt az erővonalat, amelyiknek a Földtől legtávolabbi pontján (R_{max}) a térerősség ugyanekkora értékű. Az ehhez tartozó effektív L -érték az $L^* = R_{max}/R_E$. Ez a lépés akkor fontos, ha a vevő L -értéket és az inverzióval kapott L -értéket össze akarjuk vetni, vagy ha a kapott elektronsűrűség értéket magnetoszféra- vagy plazmaszféra-modellekben kívánjuk felhasználni.

3.4. A sűrűségmodellek összehasonlítása

Mielőtt összehasonlítanánk a különböző inverziós módszereket, két kísérletet végeztem a sűrűségmodellek összehasonlítására. Tizenkét, különböző L -értéken ($L = 2.5, 3, 3.5, 4,$

dc_79_10



3.3. ábra. A DE-1 sűrűségmodell (kék vonal) és a Denton-féle modell (piros vonal) alapján számolt normalizált elektronsűrűségek az erővonal mentén mért távolság függvényében, a távolságokat az egyenítőtől mérve. A görbék végpontja az 1000km-es magasságnak, a pontok a görbéken a $\phi = 30^\circ$ -os mágneses szélességnek felelnek meg.

4.25, 4.5, 4.75, 5, 5.25, 5.5, 5.75, 6) terjedt whistlert számoltam mindkét sűrűségmodellel. Az egyenlítői elektronsűrűség a 4.2 egyenlet szerint logaritmikusan változott. Az első kísérletben azt tételeztem fel, hogy a Denton-féle modell szerinti eloszlás volt a valódi eloszlás az erővonalak mentén, azaz az így számolt whistlereket mért whistlereknek tekintettem és a DE-1 modellt használó inverziós eljárással megpróbáltam visszahozni a kiinduló paramétereket. A második kísérlet az első fordítottja volt, itt a DE-1 modellel számolt whistlereket invertáltam a Denton-féle modellt használó eljárással. A kísérletek eredménye a 3.4. ábrán látható. A világoskék vonal mutatja a $L \leftrightarrow n_{eq}$ függvényt, amelyik mindkét kísérletben a sűrűségmodell bemenő függvénye volt, a pontok az aktuálisan használt függvényértékeket jelölik. A kék vonal az első kísérlet eredményét mutatja (Denton $\rightarrow$ DE1), a hibaoszlopok a reziduálok maximális értékeit mutatják (a legnagyobb különbséget a bemenő terjedési és legjobban illeszkedő modell terjedési idői között). Ezek az L növekedésével növekednek és $L = 6$ -nál elérik a 10 msec-ot. A legnagyobb eltérések vagy az orrfrekvenciánál, vagy a legkisebb illetve legnagyobb frekvenciánál fordulnak elő. A görbére legjobban egy másodfokú polinom illeszthető, szemben az eredeti lineáris függvénnyel. A 10 msec-os maximális rezi-

duál elég nagy, még egy kifelébontású spektrogrammon is jól látható, a reziduál $L > 5$ -nél válik a még elfogadható 5 msec-nál nagyobbá.

A második kísérlet csonka eredményt hozott. Az inverziós eljárás a DE-1-es bemenő adatokon a Denton-féle modellel csak $L = 5.5$ -ig adott konvergens eredményt az illesztés ugyanakkora konvergencia korlátja mellett. A maximális reziduál $L = 5.5$ -nél a 400 msec-ot is meghaladja, a még elfogadható 5 msec-ot pedig már $L = 3.5$ -nél eléri. Az illesztéssel kapott $L \leftrightarrow n_{eq}$ értékekre $L = 2.5 - 5.5$ között itt is parabola illeszkedik legjobban. Az eredmények alapján kijelenthető, hogy a (Denton→DE1) illesztés alulbecsli az L -értéket és felülbecsli az egyenlítői elektronsűrűséget, a (DE-1→Denton) illesztés pedig alulbecsli az egyenlítői elektronsűrűséget L növekedésével.

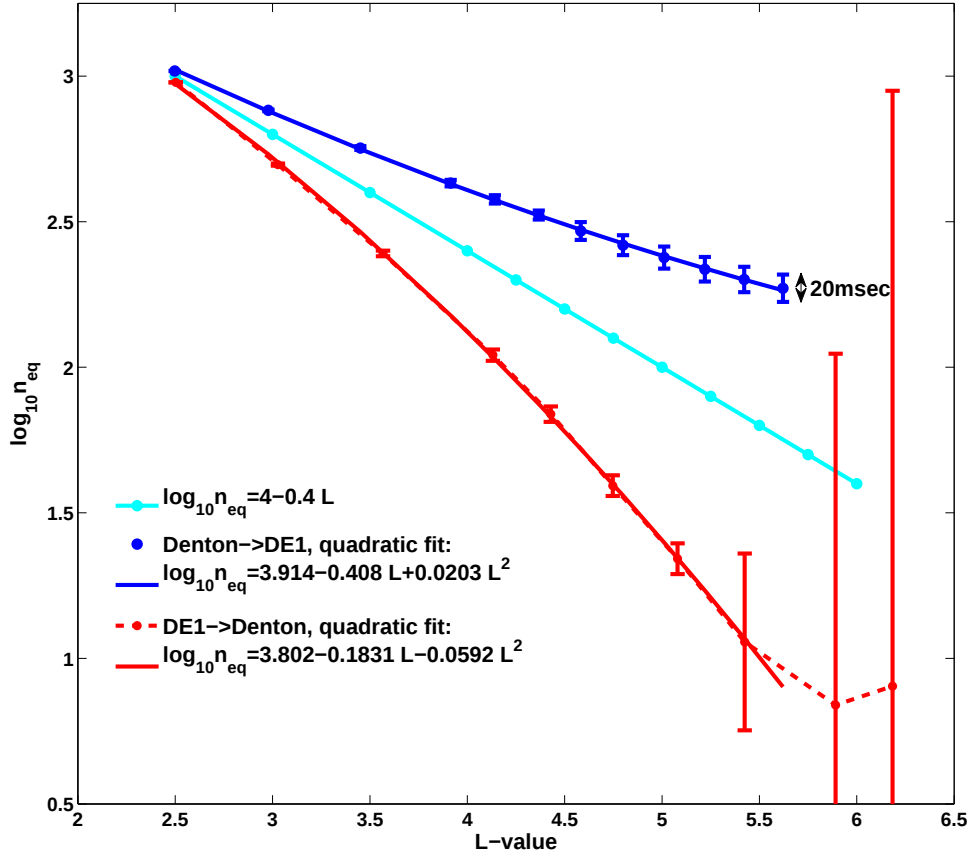
3.5. Összehasonlítás más modellekkel

Az alábbiakban három, különböző szélességen (közepes, $\sim 1.4 < L < \sim 2.3$, nagyobb, $\sim 2.4 < L < \sim 3.5$ és nagy, $\sim 3.6 < L < \sim 4.5$) terjedt whistlert elemzünk ismert és az itt bemutatott modellek segítségével. Ahhoz, hogy a régebbi és az új modellt össze tudjuk hasonlítani, a *Tarcsai* [1975]-ben közölt FIT-modellt használjuk, mert ez a módszer alkalmas a mindhárom szélességtartományban terjedő whistler elemzésére. A FIT-modell a *Park* [1972]-beli whistler inverzió modellre épül. Ez a DE-1 elektronsűrűség eloszlást használja a Bernard-féle [Bernard, 1973] orrfrekvencia számítási módszerrel együtt. Mindkét módszer ugyanazt az inverziós metódust használja: kezdeti paraméter-értékekből kiindulva számolja az $f - t$ párokat, majd ezekből és a mért értékekből képez egy reziduál vektort, amelyet egy legkisebb négyzetes minimalizálási eljárásban használ a paraméterek becslésére. Mindkét eljárásban konjugált gradiens módszert használtunk (a FIT módszerben *Tarcsai* [1975] eredetileg Marquardt-módszert használt, a pontosabb összehasonlítás kedvéért ezt a új módszerben is használt konjugált gradiens módszerre változtattam. Ez javított a FIT-módszer robusztusságán).

A FIT-modell a D_0 zéró diszperziót, a f_{Heq} egyenlítői girofrekvenciát és a dt időkülönbséget becsli a mért $f - t$ párokra illesztett elméleti görbe alapján, amelyet a Bernard-közelítéssel [Bernard, 1973] számol. dt az időkülönbség a keltő villám és az adatrendszer kezdőpontjának ideje között. Az n_{eq} egyenlítői elektronsűrűséget és az f_n orrfrekvenciát a modell az úgynevezett *kvázi-konstansokat* használva a D_0 -ból és az f_{Heq} -ból számolja, melyeket a modellből származtat.

Az új modell közvetlenül az n_{eq} -t becsli D_0 helyett és (praktikus okokból) L -t a vele ekvivalens f_{Heq} helyett. f_n és f_n terjedési ideje, t_n közvetlenül a modellből kapható a becsült paraméterek segítségével. Hogy az eredmények összevethetőek legyenek a FIT-modellel, a zéró diszperziót is számoltam a Bernard-féle közelítéssel: $D_0 = t_n \sqrt{f_n} (1 + f_n/f_{Heq})/2$.

Mindhárom szélességről egy-egy jó minőségű whistlert választottam az inverziós eljárások összehasonlításához. A whistlerek dinamikus spektruma a 3.5., 3.6. (ahol az elemzett whistlernyomot nyíl jelzi) és 4.2. ábrákon látható (az utóbbin az elemzett nyom a csoport utolsó nyoma). A Halley-whistlert már részletesen elemeztük egy terjedési irány számításban [Lichtenberger et al., 1997]. Itt részletes illesztett szűrést alkalmaztunk 5Hz-es lépésként 1-4.2 kHz között. Ez a whistler jellegzetes képviselője a Halley-ben észlelt számos hasonló eseménynek [Smith et al., 2001]. Az ott kapott 640 nagy pontosságú $f - t$ párt használtuk az összehasonlításhoz is. A Tihany-whistler esetében 179, míg a Dunedin-whistler esetében 45 $f - t$ párt használtunk. A kétféle inverzió eredményét a 3.1. táblázat mutatja.

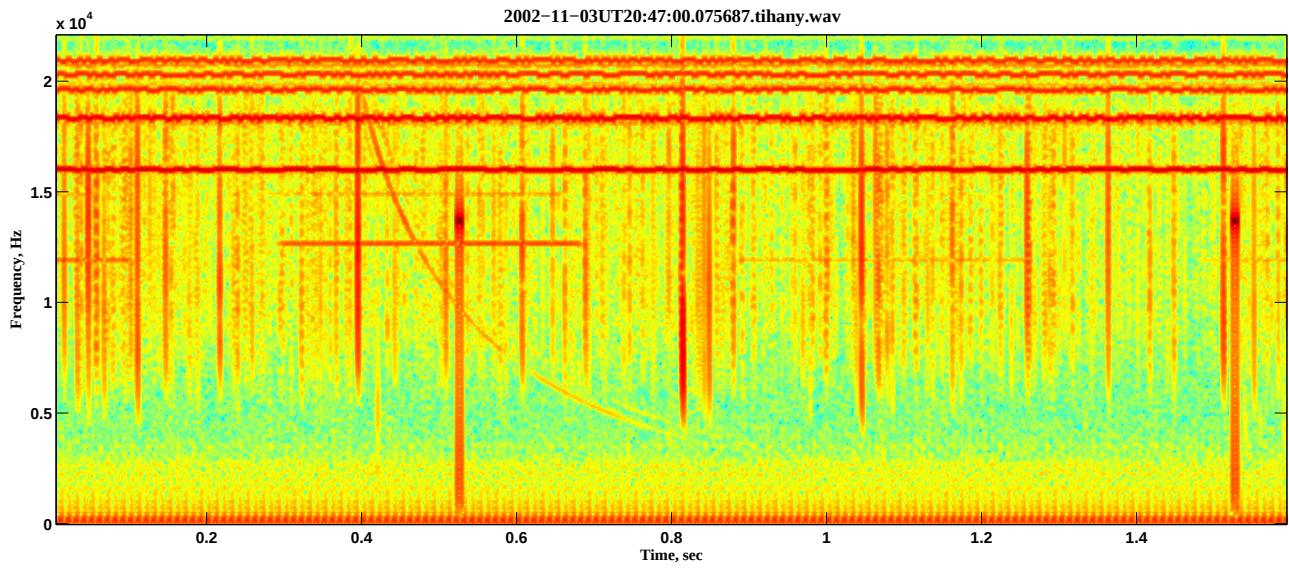


3.4. ábra. A DE-1 sűrűségmodell (kék vonal) és a Denton-féle modell összehasonlítása: A pontok a világoskék egyenes vonalon a modellwhistlerek generálásához használt bemeneti L, n_{eq} értékeket mutatják. A kék pontok azokat az L, n_{eq} értékeket mutatják, amelyeknél a Denton-modell alapján számoltam a modellwhistlereket és a DE-1 modellt használtam az inverzió során. A piros pontok a fordított esetet mutatják. A függőleges vonalszakaszok a reziduálok maximális értékeit mutatják.

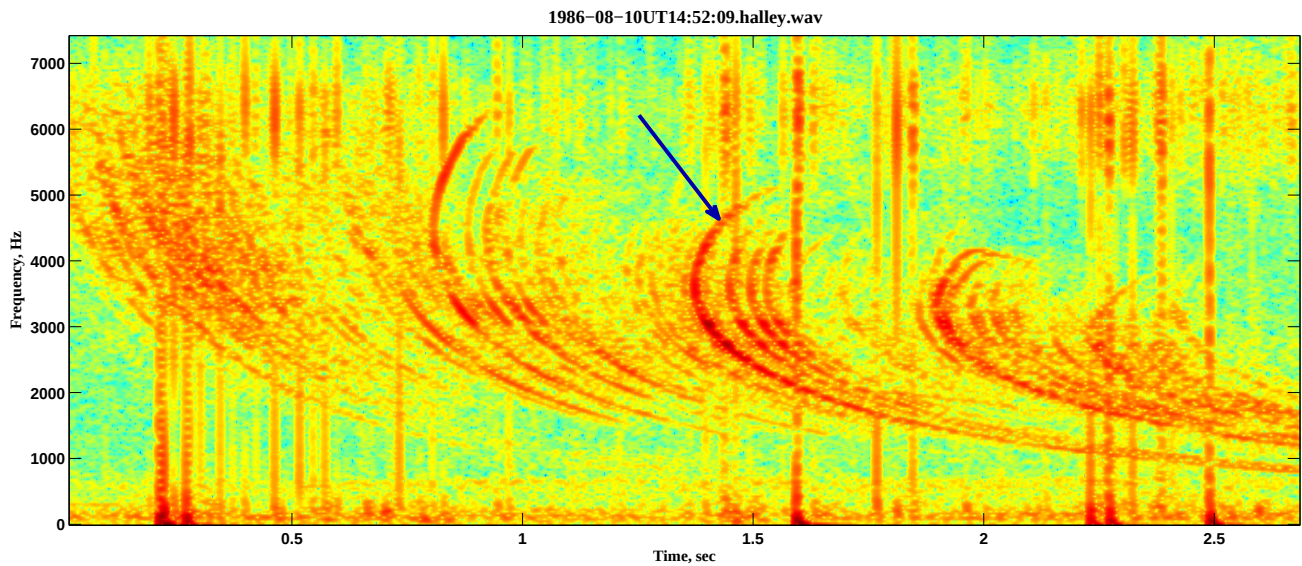
Lényeges eltérések vannak mind az L -értékekben, mind az egyenlítői elektronsűrűségekben a Halley-whistler esetében; a Tihany- és a Dunedin-whistler kisebb, de azért még jelentős eltérést mutat n_{eq} esetében. A növekvő L -értékekkel növekvő különbségek érthetőek az L és az n_{eq} szisztematikus alul- illetve felülbecslése alapján, amit az előző szakaszban tárgyaltunk. A különbség akkor a legnagyobb, ha a valódi erővonalmenti elektronsűrűség-eloszlás valamelyik modellhez áll közel és kisebb, ha a két elektronsűrűség modell által leírt közé esik. Nem zárható ki az sem, hogy a valódi eloszlás mindkét eloszlástól erősen különbözik, de a kapott eredmények szerint inkább a előbbi eset lehet igaz.

Mivel az összehasonlítás szerint a különbség az inverziós eljárások eredményei között nagy is lehet, szükség van olyan módszerre vagy módszerekre, amelyek alapján eldönthető, melyik eljárás áll közelebb a valósághoz. Ilyen módszer lehet t_n használata, azaz a keltő villám (szferik) azonosítása. Ez esetben az inverziós eljárásban kapott t_n -t összehasonlíthatjuk a valódi t_n -nel és ez alapján dönthetjük el, melyik eljárás a pontosabb.

dc_79_10



3.5. ábra. A Tihanyban észlelt whistler ($L=1.8$).



3.6. ábra. Halley-ben (Antarktis, $L=4.3$) észlelt MP whistlercsoport

dc_79_10

3.1. táblázat. Közepes (Tihany), nagyobb (Dunedin) és nagy (Halley) szélességen észlelt whistlerek inverziójának összehasonlítása. Az ionoszférikus korrekcióhoz használt $\bar{f}_0F2$ értéke 6, 6 és 4 MHz volt.

	Tihany		Dunedin		Halley	
	FIT	Új modell	FIT	Új modell	FIT	Új modell
L	2.160	2.114	3.290	3.316	4.566	4.769
$n_{eq}[cm^{-3}]$	2341.	2880.	790.	638.	220.	74.6
$dt[sec]$	0.245	0.255	-1.245	-1.211	0.972	0.905
$f_n[Hz]$	31134.	32326.	9089.	9077.	3407.	3385.
$t_n[sec]$	0.360	0.368	1.169	1.203	2.306	2.216
$D_0[sec^{1/2}]$	43.2	44.64	76.4	79.0	92.3	91.5

Ez sajnos több okból sem triviális feladat, ugyanis a keltő szferik nem mindig látható a spektrogrammon (ennek jelterjedési okai vannak), T_g első és ötödik tényezőjének bizonytalansága a 3.1 egyenletben, ami néhányszor tíz msec is lehet (ekkora különbség van a kétféle inverzióval kapott t_n -ekben a Dunedin- és Halley-whistlerek esetében. A legújabb kutatási eredmények szerint a globális éves átlagos villámaktivitás 45 kisülés/sec (35-55 kisülés/sec, lásd pl. *Christian et al.* [2003]), azaz átlagosan 20 msec-onként van egy szferik a spektrogrammon. Ez T_{wg1} és T_{wg2} bizonytalanságának nagyságrendje. Van még egy tényező, ami gyengíti a keltő szferik idejének használatát az ellenőrzésben: az inverzióhoz használt optimalizációs eljárás eredménye ugyanolyan jó (matematikailag ugyanolyan jól illeszkedő) lehet kissé eltérő paraméterek esetében is. t_n -ben ez a különbség elérheti a 10-20 msec-ot is. Hasonlóan, a különböző inverziós eljárásokkal kapott becslések matematikailag ugyanolyan jól illeszkedhetnek. Bár a kapott eredmények eltérőek lehetnek, az illeszkedés jósága nem segít eldönteni, melyik eljárás állhat közelebb a valósághoz.

A probléma megoldható lenne olyan műholdas méréssel, amelyik teljesíti a következő feltételeket: 6 (de legalább 3 mágneses) térkomponenses hullámmérés az 1-20kHz-es sávban, amely lehetővé teszi a hullámnormális számítását; az elektronsűrűség mérése legalább a whistler-események idejével egyező felbontásban és a földi mágneses tér mérése. A műholdnak a whistlerek a plazmaszférán belül kell mérnie, hogy a hullámnormális segítségével a longitudinális terjedés igazolható legyen. Ilyen mérés segítségével összevethető az inverzió eredménye és igazolható vagy elvethető maga az eljárás. Bármely hiányzó feltétel lehetetlenné teszi ezt. A fentieknek megfelelő műholdas adat jelenleg nem érhető el, így a modell közvetlen igazolására még várni kell. Kidolgoztam azonban egy közvetett módszert, amellyel ellenőrizhető az inverziós eljárás, ezt a következő fejezetben mutatom be.

4. fejezet

Többutas terjedésű whistlercsoport-modell és a virtuális whistlernyom transzformáció [*Lichtenberger*, 2009]

4.1. Többutas terjedésű whistlercsoport modellje

A többutas terjedésű (MP) whistlercsoportok keletkezésére az az elfogadott magyarázat, hogy a közös forrásból származó jel különböző magnetoszférikus utakon terjedve (különböző, növekvő L -értékű erővonalak mellett) ismét kilép a Föld-ionoszféra hullámvezetőbe és az itteni terjedés után érkezik a vevőhöz [*Helliwell*, 1965]. A csoport diszkrét nyomokból áll, amelyeket t_n monoton növekedése és f_n monoton csökkenése és egy adott frekvencián a terjedési idő monoton növekedése jellemez. Egy ilyen csoport néhány vagy összes nyomának elemzése egyfajta „pillanatfelvételt” ad a plazmaszféráról, mivel az egyes nyomok más és más erővonal mellett terjedtek és az elemzés (inverzió) megadja a terjedési erővonal helyét és a hozzá tartozó egyenlítői elektronsűrűséget. Az MP csoportokat gyakran elemezték ilyen módon és a kapott (L, n_{eq}) párokból képezték az egyenlítői elektronsűrűség profilt.

Az így elemzett whistlercsoportok esetében azonban – az egyedi whistlernyom inverzióhoz képest – legfeljebb a keltő villám azonosságát használták fel. Nem vették figyelembe, hogy a „pillanatfelvételt” a másik oldalról, azaz a plazmaszféra szerkezete felől nézve megszabja, hogy az MP csoport szerkezete milyen lehet, mert az erővonalmenti elektronsűrűség-eloszlás, amint ezt a 3. fejezetben láttuk, leírható egy szabad paraméterrel. Ilyen szabad paraméternek választhatjuk az egyenlítői elektronsűrűséget, amelynek leírására viszont léteznek modellek. Ez lehetőséget ad egy teljes MP csoport terjedési modell kidolgozására.

A plazmaszféra és a plazmavályú egyenlítői elektronsűrűség-eloszlásának leírására a közelmúltban számos modellt dolgoztak ki [*Carpenter and Anderson*, 1992; *Gallagher et al.*, 2000; *Sheely et al.*, 2001; *Denton et al.*, 2004]. Ezek a modellek általában földi (whistler) és műholdas méréseken alapuló egyszerű tapasztalati formulát állítottak fel n_{eq} változására. A formula általában széles L -tartományban és különböző feltételek estén (idő, évszak, napaktivitás, stb.) is érvényes. Némelyik modell külön kezeli a plazmavályút, mások egyetlen formulával írják le mindkét tartományt. A formulák az alábbi általános

alakban összegezhető:

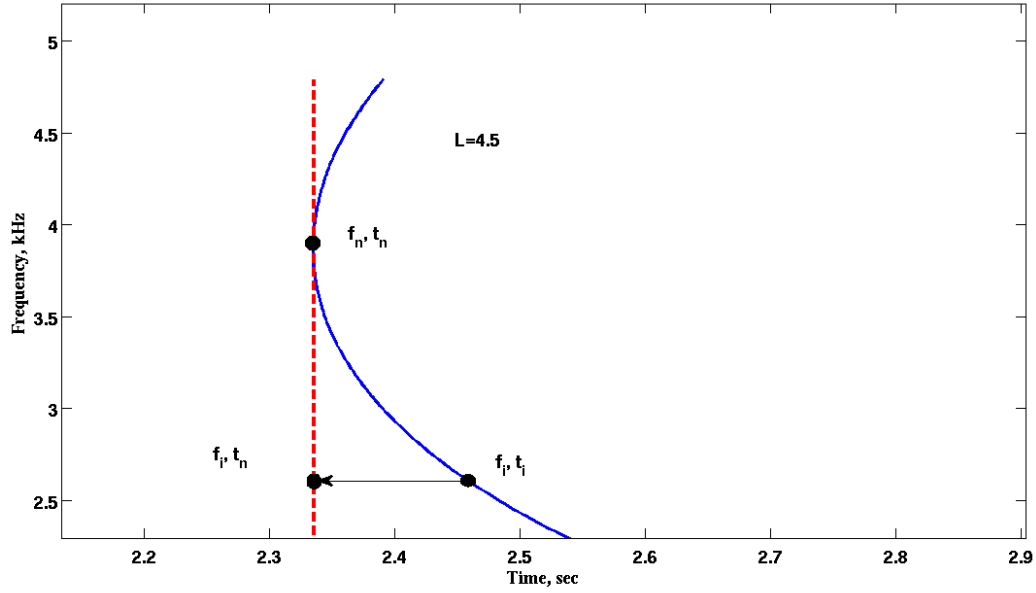
$$\log_{10} n_{eq} = a_1 + a_2 L + b(L, d, R_{Sun}, k_p, \dots), \quad (4.1)$$

ahol a_1 és a_2 konstansok, értékük az egyes modellekre természetesen különböző, $b(L, d, R_{Sun}, k_p, \dots)$ pedig egy nemlineáris tényező, amelynek értéke több paramétertől függ, ilyenek pl. a d Julián dátum, az R_{Sun} napfoltszám és a k_p index, stb. Általában a b tényező egy másodrendű korrekciót ad az első két taghoz. Egy, a whistler-inverziós eljárásban is használható MP csoport-modellhez a (4.1) egyenlet még mindig túl általános, ezért ezt az összefüggést tovább egyszerűsítettem, a gyenge L -függést elhanyagoltam, így egy adott időpillanatban a b tényező már konstans és azt az a_1 -be olvasztottam:

$$\log_{10} n_{eq} = A + BL, 1.4 < L < 8. \quad (4.2)$$

A és B konstans egy adott whistlercsoportra, de változhat a hely és idő függvényében. Mivel longitudinális terjedést tételezünk fel, a hely szerinti változás a mágneses hosszúság szerinti változásnak felel meg. Tehát a (4.2) egyenlet szerinti egyenlítői elektronsűrűség eloszlás egy adott időpillanatra (pontosabban a whistlercsoport által lefedett időtartamra, ez átlagosan 1-2 sec) és egy adott mágneses meridiánra érvényes. Ezért fontos tudni, hogy melyik mágneses hosszúság mentén terjedt a csoport (erről részletesen a 7. fejezetben lesz szó). Az érvényességi tartomány ($1.4 < L < 8$) megfelel a régebbi modellek által használt tartományoknak.

Mind f_p , mind f_H lassan és monoton változik az erővonal mellett a 3.2. részben leírt sűrűségmodellben (ugyanaz igaz a DE modellekre is, lásd *Park* [1972]) és természetesen az erővonalak nem keresztezik egymást. Vegyünk egy (A, B) párt a (4.2) egyenletben, az elektronsűrűség monoton csökken az $L = 1.4 - \min(8, L_p)$ tartományban (L_p a plazmapauza helye). Elvben minden egyedi $L - n_{eq}$ párral jellemezhető erővonal mellett terjedhet egy whistler, létrehozva egy *virtuális whistler kontinuumot*, ahol a nyomok az előbbi feltételek miatt sehol sem keresztezik egymást. Természetesen a valóságban e kontinuum néhány eleme realizálódik csak, mert a tapasztalatok szerint az MP csoportok diszkrét nyomokból állnak, aminek az az oka, hogy csak bizonyos erővonalak mellett alakulnak ki vezetőszerkezetek. Egy MP csoportot a következőképpen modellezhetünk: veszünk egy (A, B) párt, amelyik a (4.2) egyenlettel leírja az egyenlítői elektronsűrűség változását egy adott időben és meridián mentén. Az egyenlítői elektronsűrűségekből a (3.7) egyenlet szerint meghatározható az erővonalmenti eloszlás, így bármilyen erővonal mellett terjedő whistlert tudunk modellezni és az egyes nyomokból tetszőleges csoportot rakhatunk össze. Egy ilyen példa látható a 3.2.a. ábrán, ahol öt különböző erővonal ($L = 2.5, 3, 3.5, 4, 4.5$) mentén terjedt nyomokból összeállított MP csoportot láthatunk. A piros vonalak a Denton, a kék vonalak a DE-1 sűrűségmodell alapján lettek számolva. Az így számolt nyomok között végtelen számú nyom lehet, ezért is nevezzük ezt kontinuumnak. Bármely (A, B) párhoz tartozik egy ilyen kontinuum, amelyben minden lehetséges (L, n_{eq}) párhoz egy és csak egy whistlernyom tartozik. Egy végtelen idő és frekvenciafelbontású dinamikus spektrumon a csoport egy széles ecsetnyom lenne, melynek első élét az $L = 1.4$ -es erővonalon, a hátsót pedig az $L = 8$ mentén terjedő whistlernyom alkotná és amelyben egyik nyom sem keresztezné a másikat. Különböző (A, B) párokhoz vagy ugyanahhoz az (A, B) párhoz, de más keltő villámhoz tartozó nyomok természetesen keresztezhetik egymást.

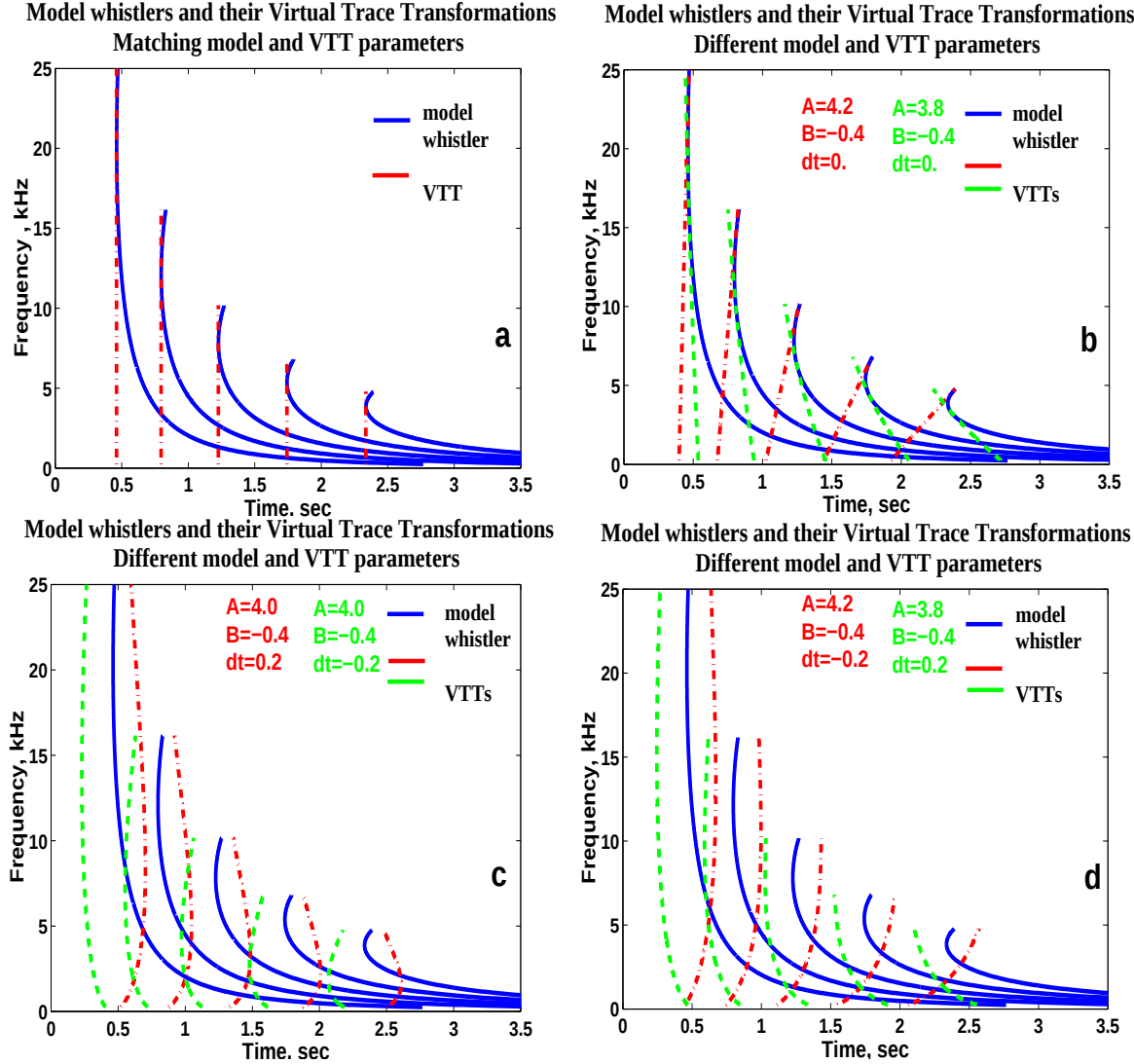


4.1. ábra. A VTT elvének bemutatása egy whistlernyomon.

4.2. Virtuális whistlernyom-transzformáció

Amint az előző szakaszban már említettem, a szokásos MP whistlercsoport modellek semmilyen feltevessel sem élnek az egyenlítői sűrűségváltozással kapcsolatban, az egyes nyomokat úgy kezelik, mintha azok különálló nyomok lennének, az egyetlen információ, amit a nyomok MP csoporthoz tartozásából esetleg kihasználnak, az a keltő villám azonossága. Az egyenlítői elektronsűrűség alakjára vonatkozó feltevés (4.2 egyenlet) azonban lehetővé tette az MP csoport modelljének létrehozását. Ehhez a modellhez konstruálhatunk egy transzformációt, amelyik kihasználva a keltő villám azonosságát és azt, hogy a csoport a plazmaszféra állandó állapotú szeletében terjedt, az eredeti idő-frekvenciatartományt egy másik tartományba transzformálja. Ez a transzformáció az (L, n_{eq}) párok és a virtuális nyomok közötti szigorú megfeleltetésen alapul - ezért *virtuális (whistler) nyom transzformációnak*, az angol név - virtual (whistler) trace transformation rövidítésével - VTT-nek neveztem el. A VTT egy virtuális nyom idő-frekvencia tartománybeli (f_i, t_i) pontjához megkeresi a hozzátartozó (L, n_{eq}) párt, azaz azt az erővonalat, ami mentén a jel terjedt. Mivel nincsenek keresztező nyomok, ezért a leképezés egyértelmű. Az (L, n_{eq}) párnak az idő-frekvenciatartományban szintén egyértelműen megfelel az (f_n, t_n) pont. Hozzunk létre egy transzformált idő-frekvenciatartományt úgy, hogy minden (f_i, t_i) pontot az (f_i, t_n) ponttal helyettesítsünk (4.1. ábra). Ezt a műveletet a virtuális nyom minden (f_i, t_i) pontjára és az összes virtuális nyomra megismételve kapjuk a VTT-t. Természetesen a gyakorlatban nem végtelen számú (virtuális) nyomra, hanem véges számú valós nyomra kell ezt a transzformációt elvégezni. A VTT lényegében kiegyenesíti a virtuális nyomokat, ugyanis egy nyom minden egyes pontja ugyanabba a t_n pontba transzformálódik; sőt a kiegyenesített nyomok *függőleges* egyenesek lesznek. A VTT-t tehát 3 paraméter írja le, a keltő szferik t_0 ideje és az (A, B) pár. A gyakorlatban t_0 helyett az azzal ekvivalens dt -t (a keltő szferik ideje és a koordinátarendszerünk kezdőideje közötti időkülönbséget) használjuk, azaz a VTT-t a (dt, A, B) hármassal írjuk le. Ilyen transzformáció látható a 4.2.a. ábrán,

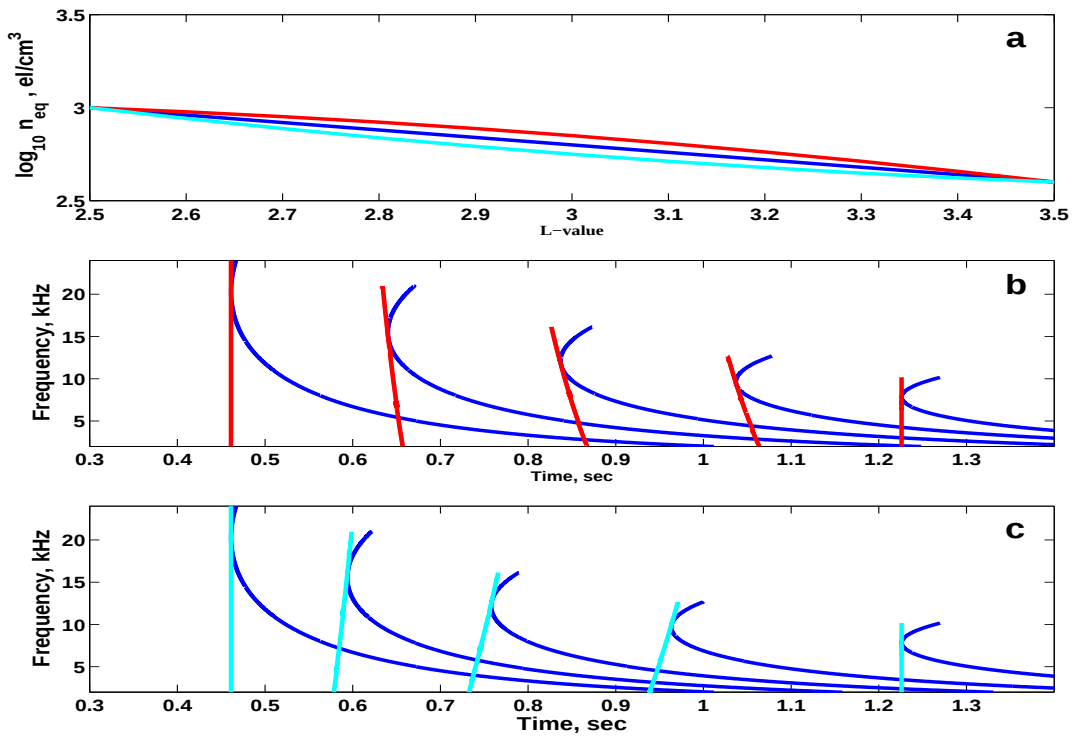
kék vonalakkal rajzolva ugyanaz a csoport látható itt is, mint a 3.2.a. ábrán. A VTT eredményét szaggatott piros vonal jelzi. A VTT nyomok egy pontban, az adott nyom óránál érintik az eredeti nyomot. Itt kell megemlíteni, hogy a VTT alapvetően különbözik az illesztett szűrőkimenet esetében [Hamar *et al.*, 1990] által bevezetettől. Az utóbbi az elméleti terjedési időt vonja le minden esetben (a Bernard-közelítés alapján számolva azt) t_i -ből. Az elméleti modell paraméterei egy kiválasztott nyomra érvényesek és csak azt az egy nyomot egyenesíti ki. Ez alapján ezt *lokális*, míg a VTT-t *globális* transzformációnak tekinthetjük.



4.2. ábra. Egy szintetikus MP csoport dinamikus spektruma és a VTT eredménye. Az a. ábrán a VTT paraméterei megegyeztek a szintetizálás paramétereivel, a b-d. ábrán eltértek tőle.

Ha az MP csoport modellt és a VTT-t fel akarjuk használni whistlercsoportok komplex inverziójában, meg kell vizsgálnunk, mi történik akkor, ha a (dt, A, B) hármas részben vagy egészben különbözik attól a hármastól, amivel az MP csoport whistlereit számoltuk, mert ez a helyzet modellezi a valós inverziós eljárást. Kicsi ugyanis annak az esélye, hogy azonnal eltaláljuk a whistlercsoportot leíró valódi paraméter-hármast. A 4.2.b-d. ábrákon olyan VTT-t alkalmaztunk a whistlercsoportra, amelynek paraméterei eltértek az MP csoport szintetizálásakor használt eredeti paramétereiktől. A 4.2.b. ábrán annak a VTT-nek

az eredménye látható, amelyben A és B különbözött az eredetitől, de a keltő szferik dt ideje azonos volt. Látható, hogy a VTT nyomok egyenes, de nem függőleges vonalak és a transzformált nyomok érintik ugyan az eredeti nyomokat, de ezek a pontok nem jellemezhetők semmilyen közös módon. A 4.2.c. ábrán látható VTT esetében dt nem volt azonos az eredetivel, de A és B igen, míg a 4.2.d. ábrán mindhárom paraméter különbözött az eredetitől. A transzformált nyomok alakja sem nem függőleges, sem nem egyenes. Tehát amennyiben egy modellezett MP csoportot olyan paraméter-hármassal leírható VTT-vel transzformálunk, amelynek paraméterei eltérnek azoktól, amelyekkel az MP csoportot számoltuk, akkor a kapott VTT nyomok nem függőleges egyenesek lesznek. A függőlegestől, valamint az egyenességtől való eltérés összefüggésben van a két paramétercsoport közötti különbséggel, vagyis a görbeség/ferdeség a transzformáció jóságát jellemzi, amit felhasználhatunk az inverziós eljárás gyakorlati kidolgozásánál.



4.3. ábra. a. lineáris (sötétkék vonal) és másodfokú (piros és világoskék vonalak) $L - \log_{10} n_{eq}$ modellfüggvények, b. és c. az a. ábrán látható sűrűségváltozással számolt szintetikus MP csoport dinamikus spektruma és a VTT eredménye. A VTT mindegyik esetben lineáris változást tételezett fel.

Vizsgáljuk meg a (4.2) egyenletben alkalmazott egyszerűsítést, azaz nézzük meg, mi a VTT eredménye olyan MP csoportok esetében, amelyek számolásánál a (4.1) egyenletet használtuk az egyenlítői elektronsűrűség változásának leírására. A 4.3.a. ábrán a (4.2) egyenlet szerinti lineáris (ferde kék egyenes) és két, a (4.1) egyenlet szerinti nemlineáris (enyhe másodfokú függés) alkalmazó $L - \log_{10} n_{eq}$ függvények láthatók. A nemlinearitás a lineárishoz képest nagyobb (piros vonal), illetve kisebb (ciánkék vonal) elektronsűrűségeket mutat. A 4.3.b. ábrán látható MP csoportot a lineárisnál nagyobb sűrűségeket

mutató eloszlással, míg a 4.3.c. ábrán látható csoportot a lineárisnál kisebb sűrűségeket mutató eloszlással számoltam. Az MP csoportokat az $L = 2.5 - 3.5$ tartományban számoltam. A VTT-ben a (4.2) egyenlet szerinti lineáris eloszlást használtuk, az eredményeket a 4.3.b. ábrán a piros, míg a 4.3.c ábrán a ciánkék egyenesek mutatják. Ezzel az általános lineáris trendtől való helyi eltérést modelleztük. A nemlineáris sűrűségtartományban a VTT ferde egyeneseket ad. A ferdeség a frekvenciatengelyhez képest - hasonlóan az előzőleg bemutatott esethez, ahol a görbék konvex vagy konkáv volta közvetlenül kapcsolódik a paraméterek alá- vagy fölébecsléséhez - szintén közvetlen kapcsolatban van a valós és becsült paraméterek közti eltéréssel.

A 4.2. és 4.3. ábrák alapján több fontos következtetés vonható le a VTT-k eredményére vonatkozóan:

1. A VTT nyomok akkor és csak akkor függőlegesek, ha a modell-paraméterek meg-egyeznek a VTT paramétereivel.
2. Ha az egyenlítői elektronsűrűség változása nemlineáris, vagy ha lineáris, de nem azonos a VTT-ben alkalmazottal, akkor a VTT nyomok ferde egyenesek.
3. Minden más esetben a VTT nyomok görbék.

4.3. Az MP csoport modell és a VTT alkalmazása valós adatokra

Az MP csoport modell az új inverziós eljárásban alkalmazott három modellből (hullámterjedési, mágneses tér és erővonallmenti sűrűségeloszlás modell), valamint az egyenlítői elektronsűrűség eloszlás modellből (4.2 egyenlet) épül fel. Ebből a 4 elemből *bármelyik* helyettesíthető egy hasonlóval az adott kategóriából, pl. a DE-1 modell minden további nélkül használható a Denton-féle modell helyett, vagy a (3.5) egyenletbeli hullámterjedési modell az (3.4) egyenletbeli helyett. Természetesen az egyenlítői elektronsűrűség-eloszlást leíró (4.2) egyenlet helyett is használható másik, az egyetlen követelmény az, hogy monoton függvény legyen. A VTT bármely modell-kombináció esetén alkalmazható egy valós MP csoportra, a transzformációnak mindig lesz eredménye. A különböző modelleket és azok paramétereit változtatva megkereshetjük a valósághoz legjobban illeszkedő kombinációt. Ha a különböző modell-kombinációk felhasználásával számolt VTT-k közötti eltérés nagyobb, mint a valós spektrogramm (véges) felbontása, akkor kiválasztható a legjobb modell-kombináció, amelyet a VTT-ben használva a nyomok függőlegesre transzformálódnak. Azonban egyáltalán nem biztos, hogy ilyen modell-kombináció létezik! A gyakorlatban a VTT paraméterei mindig megválaszthatóak úgy, hogy a MP csoport *egy* nyoma függőleges legyen, a MP csoport modell összetevőitől függetlenül. Ez a terjedési idő integrális jellege és a valós dinamikus spektrum véges felbontása miatt van. Az egyes modellek közötti különbség ezen belüli is lehet és a (4.2) egyenletnek vagy a helyette esetlegesen használt monoton függvénynek mindig van legalább egy metszéspontja a valódi egyenlítői elektronsűrűség eloszlással. Az is nyilvánvaló a modellszámítások eredményeiből (3.1-3.2. és 4.2-4.3. ábrák), hogy ha a terjedés valódi körülményei különböznek a MP csoport modellben felvett paraméterektől, illetve a modellek eltérnek a valóságtól, egy és csak egy nyom transzformálható függőlegesre. Természetesen a dinamikus spektrum véges felbontása miatt lehetséges a csoport minden elemének (látszólag) függőleges transzformációja a valóságtól kissé eltérő modellparaméterek esetében is.

Ezek a feltételek az alábbi konklúzióhoz vezetnek: ha egy valós MP csoportra alkalmazott VTT a csoport minden nyomát függőlegesre transzformálja, akkor ez igazolja az egyes modellek (hullámterjedési, mágneses tér, erővonalmenti sűrűség-eloszlás és egyenlítői elektronsűrűség-eloszlás) érvényességét, illetve az utóbbi paramétereinek jóságát. Továbbá, a whistler-csoportra kapott L-tartományon belül az egyenlítői elektronsűrűség eloszlás (4.2) egyenletbeli leírása a valóság leírásának tekinthető, ezen L-tartományon kívül, $L = 1.4$ és L_p között (ez utóbbi nem feltétlenül ismert) pedig jó közelítésnek. Ez az eloszlás egy mágneses meridiánra érvényes, amelyről - egyéb információ hiányában - feltételezzük, hogy a vevő mágneses hosszúsága. Azonban bármilyen *eltérés* a feltételezett (L, n_{eq}) formulától egy adott L-sávban csak akkor jelentkezik a VTT eredményében, ha legalább egy nyom terjedt ebben a tartományban (lásd a 4.3. ábrát). A nemrégiben felfedezett, úgynevezett sűrűségüregek [Carpenter et al., 2000] példa lehet erre. A nagy sűrűségugrás térd-whistler szerű terjedést eredményez, bármely whistler, amelyik az „üregben” terjedt, sokkal előbb érkezik a vevőhöz és emiatt lehet, hogy nem a csoporthoz tartozónak tekintjük. Ilyen esetben a VTT az üreg sűrűségeloszlásának elegendően pontos leírásával használható az üreg létének igazolására.

Annak érdekében, hogy megvizsgáljuk, melyik modell-kombinációval (ha létezik ilyen) eredményez a VTT függőleges nyomokat, az alábbi al-modelleket használtuk és alkalmaztuk valódi whistlerekre, különféle kombinációkban:

1. hullámterjedési modell:
 - (a) Appleton-Hartree diszperziós reláció,
 - (b) az Appleton-Hartree diszperziós reláció Bernard-közelítése.
2. terjedési út menti elektronsűrűség eloszlás:
 - (a) DE-1 modell,
 - (b) Denton-féle modell.
3. egyenlítői elektronsűrűség-eloszlás:
 - (a) 2. egyenlet Carpenter and Anderson [1992]-ből,
 - (b) 9. egyenlet Denton et al. [2004]-ből,
 - (c) (4.2) egyenlet.

A VTT gyakorlati alkalmazása alapvetően különbözik a szokásos whistlerelemzési eljárásoktól. Az utóbbiak esetében az elemzés az $f - t$ párok kiolvasásával kezdődik és az inverziós eljárás alkalmazásával folytatódik, így nyerhetőek a terjedési- és plazmaparaméterek az adott nyomra. Elvben a VTT is alkalmazható a kiolvasott $f - t$ párokra (a modell whistlerek esetében ez történt), de az $f - t$ párok kiolvasása elhagyható: a transzformáció közvetlenül is alkalmazható a dinamikus spektrum pontjaira, az eredmény egy a dinamikus spektrumhoz hasonló kép (mátrix), ahol a frekvenciatengely változatlan, az időtengelyt viszont a virtuális whistler kontinuum nemlineáris t_n tengelye helyettesíti. Egy valós spektrogramm whistlernyomait a VTT függőleges nyomsorozattá transzformálja, amelyek az eredeti spektrogramm nyomainak orr-idejénél helyezkednek el. A VTT a spektrogrammon látható egyéb struktúrákat (mint például a VLF adók jele) is leképezi, de természetesen különböző módon: az állandó frekvenciájú jelek megtartják frekvenciájukat, de a jelek hosszabbak vagy rövidebbek lesznek a jel frekvenciájától függően;

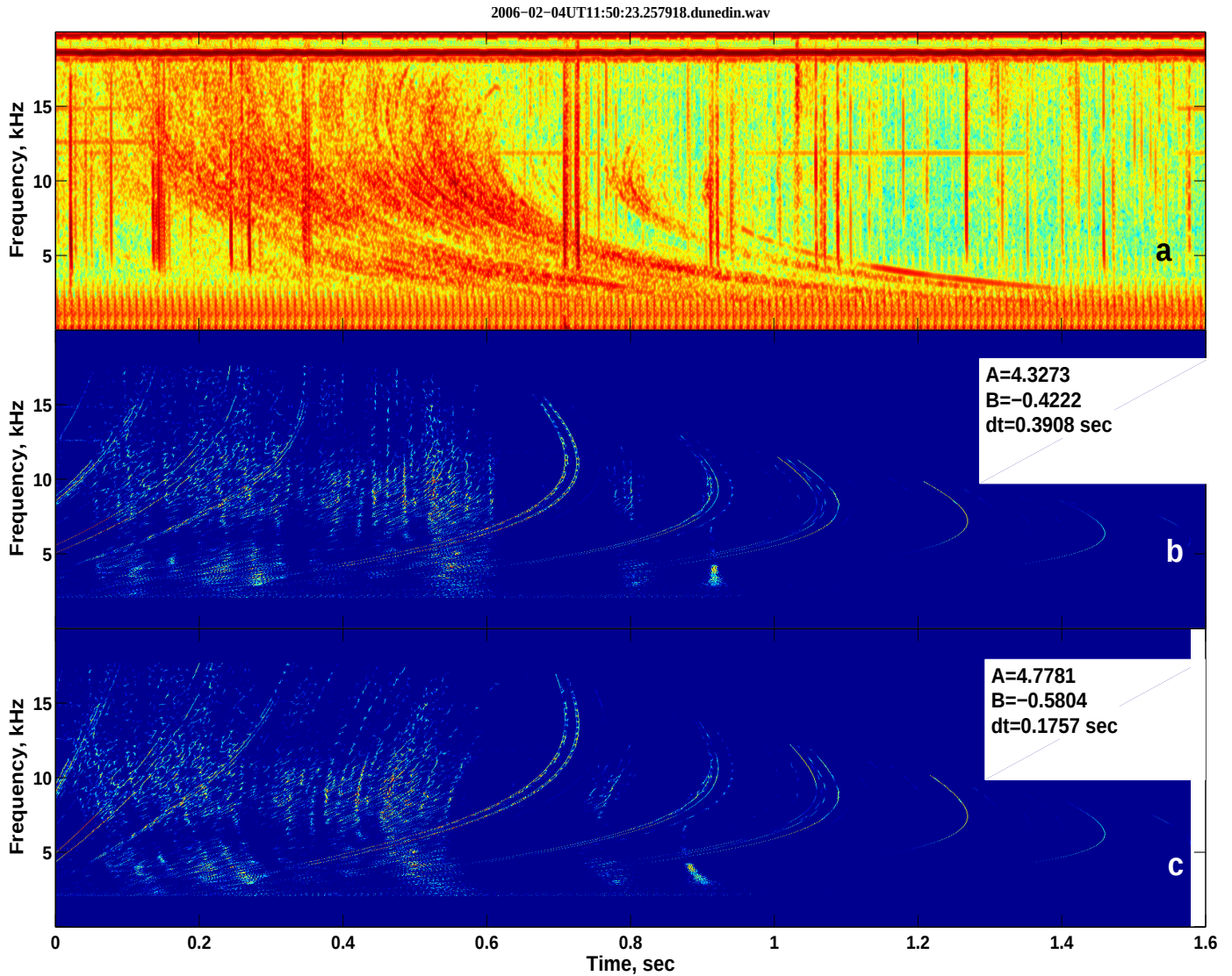
a szferikék „inverz whistlerekké” transzformálódnak. A módszer előnye, hogy a rendkívül munkaigényes manuális $f-t$ pár kiolvasás elkerülhető, az analízisbe bevont pontok száma lényegesen megnövelhető és az egész eljárás automatizálható. Több, mint 50 MP csoportot elemeztünk az al-modellek különféle kombinációival. A dinamikus spektrum felbontásán belül csak az itt leírt modell (3.4, 3.7 és 4.2 egyenlet és mágneses tér dipólus modellje) adott elvárt (függőleges nyomok) eredményt, ami az MP csoport modell általános érvényességét támogatja. A többi kombináció részben vagy egészben ferde/görbe struktúrákat eredményezett. Ez természetesen nem bizonyítja, csupán valószínűsíti a választott kombináció helyességét. A várhatóan rövidesen elkezdődő nagytömegű automatikus feldolgozás minden sikeres eredménye tovább erősíti ezt a feltevést.

A megfelelő (dt, A, B) -hármass – amire a VTT eredményeképpen a transzformált dinamikus spektrum függőleges vonalakkól áll – megtalálása nem triviális feladat. A folyamat egy kezdeti becsült A, B és dt értékkel indul. A VTT révén kapott transzformált dinamikus spektrum szerkezetét elemezve (eltérés a függőlegetől és az egyenestől) finomíthatjuk a 3 paraméter értékét. Bármilyen szokásos optimalizációs eljárás elvben használható a legjobb paraméter-hármas megtalálására, azonban rendkívül nehéz a gyakorlatban jól használható cél-függvényt találni. A 4.4-4.8. ábrákon öt valódi whistler-esemény látható közepes- és nagyszélességről. Ezeket a whistlereket különböző időpontokban, mágneses helyi időben és mágneses aktivitás esetén észleltük. A transzformált dinamikus spektrum nyilvánvalóan nem vonalakkól áll, mert egyrészt a spektrogramm idő- és frekvenciafelbontása véges, másrészt egy valódi whistlernyom is véges szélességű és nem vonalakkól, hanem foltcsoportokból tevődik össze. Az alsó frekvenciasáv „kiszélesedése” (mint egy „i”) szintén a dinamikus spektrum véges felbontása miatt van. A VTT-t nem az eredeti spektrogrammon, hanem annak a zajtól (VLF adók, 50 Hz-es felharmonikusok és szferikék) megtisztított változatán alkalmaztam. Ez az eljárás ugyan csökkent a whistlernyomokhoz tartozó pontok számát, azonban sokkal nagyobb mértékben csökken az egyéb jelekhez tartozó pontok száma is. Ez – amellet, hogy kiemeli a whistlereket – elengedhetetlen a transzformáció automatikus elemzéséhez, amelyet a nagyszámú, egyéb jelhez kapcsolódó mátrixelem lehetetlenné tenné. A 4.3.b ábra a VTT eredményét mutatja jó, a 4.3.c. ábra pedig rossz paraméter-hármas esetén. Az ábrákon jól látható a két eset közötti különbség, a szándékosan meghagyott erősebb szferikék is jól láthatóak.

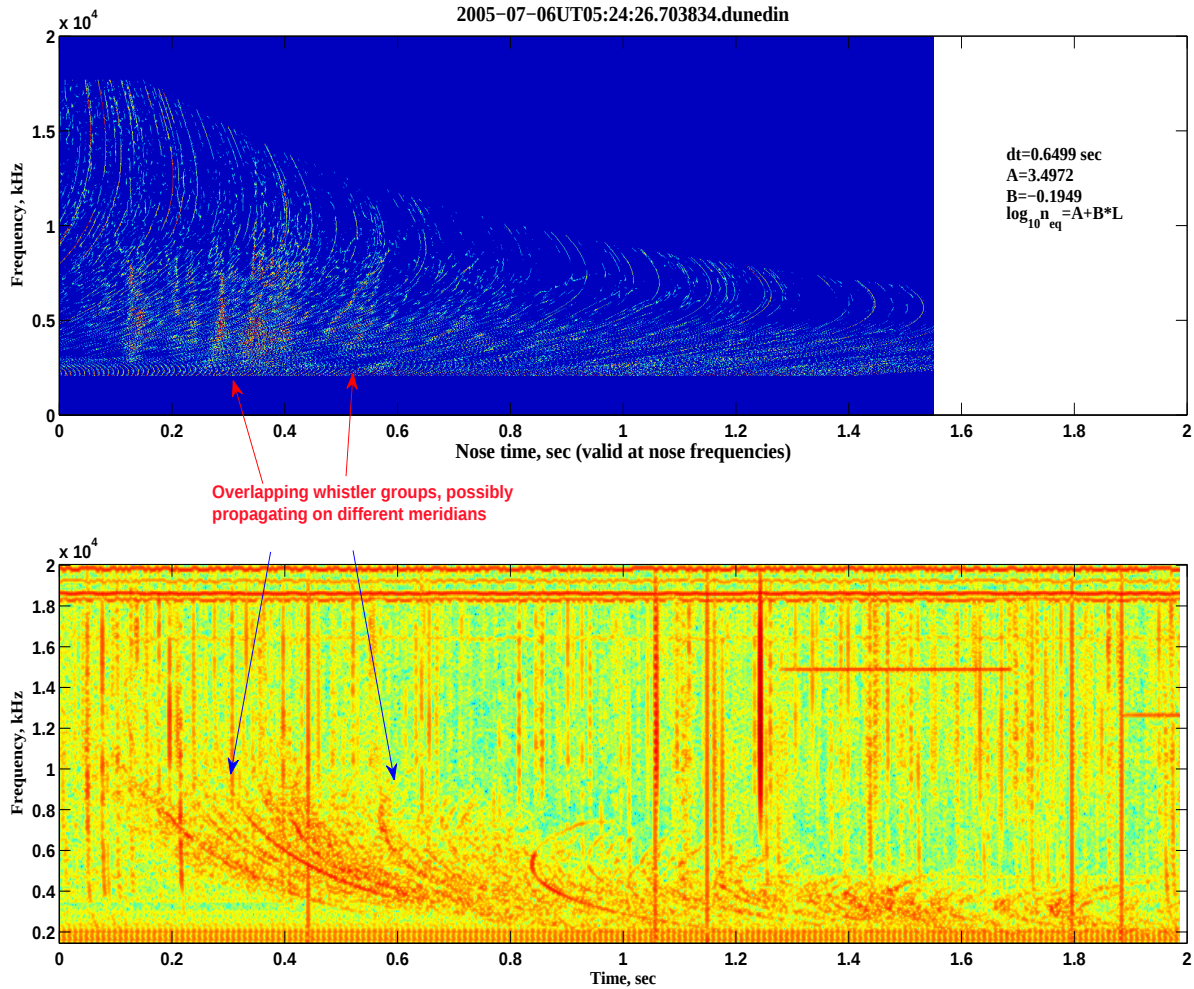
Valódi felvételek gyakran tartalmaznak átfedő MP csoportokat. A VTT képes e csoportokat szétválasztani, még abban az esetben is, ha ugyanazon az úton terjedt nyomokból állnak, ugyanis a dt -k különböznek. A 4.5-4.6-ös ábrákon erre láthatunk példákat. A függőleges vonalak között megjelenő ferde vonalak oka nem longitudinális terjedés is lehet (4.8. ábra).

Azok az MP whistlercsoportok, amelyekre sikerült a VTT-t alkalmazni (azaz a nyomok a transzformált képen függőlegesek), lefedik az $L = 2.5 - 5$ sávot. A 3.4 szakaszban leírt összehasonlítás szerint ha a valódi erővonalmenti elektronsűrűség-eloszlás a DE-1 volt, akkor az a VTT, amelyik a másik modellt (azaz a Denton-félét) használja, csak $L \sim 3.5$ -ig lehet jó, a fordított esetben ez $L \sim 5$ -ig igaz. Nagyobb L -értékek esetén a maximális reziduál > 5 msec, ekkor a nyomok eltérnek a függőlegetől és „S”-alakot formáznak. $L = 5$ -körül a DE-1 $\rightarrow$ Denton esetben ez az eltérés már nagyon nagy lesz. Ilyen típusú eltérést nem tapasztaltam, ez megerősíti azt, hogy a Denton-féle modell jobb leírását adja a valóságnak, mint a DE-1 modell.

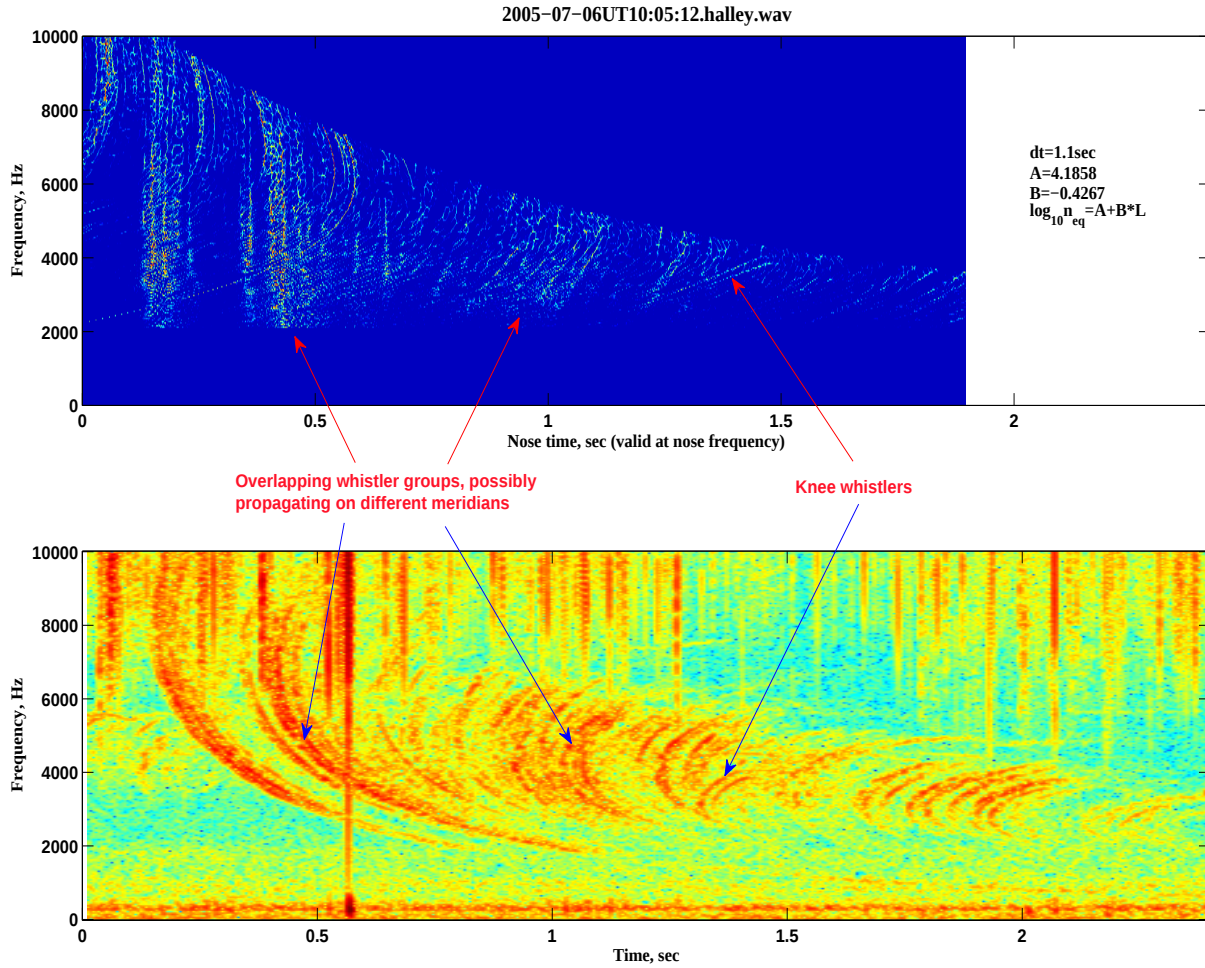
Az előző szakasz végén jeleztem, hogy a hiányzó műholdas adatok ellenére lehetséges az új inverziós eljárás igazolása. Ez az új MP csoport modellen alapul, amelyet a legújabb



4.4. ábra. a) Dunedin-ben (Új-Zéland, $L=2.7$) észlelt MP csoport transzformált dinamikus spektruma. b) A VTT eredménye az a. ábrán látható MP csoportra, a transzformáció előtt a spektrogram kis intenzitású részét és a szferikék nagy részét eltávolítottam (erről lásd az 5. fejezetet). c) A VTT eredménye egy másik (dt, A, B) hármásra: a whistlernyomok nem egyenessé, hanem görbe vonalakká transzformálódtak. A megmaradó szferikék „inverz”-whistlerekként jelennek meg a b. és c. ábrán.

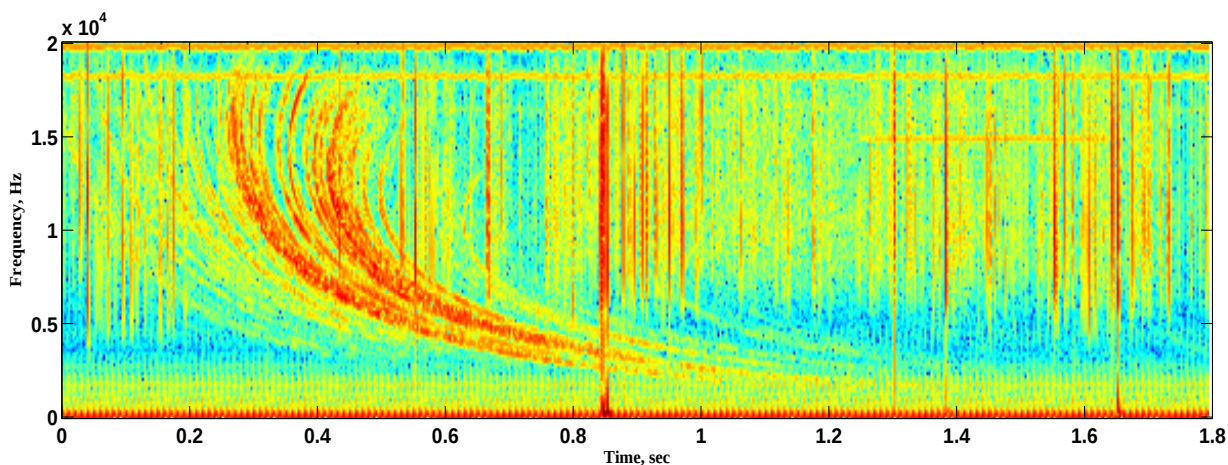
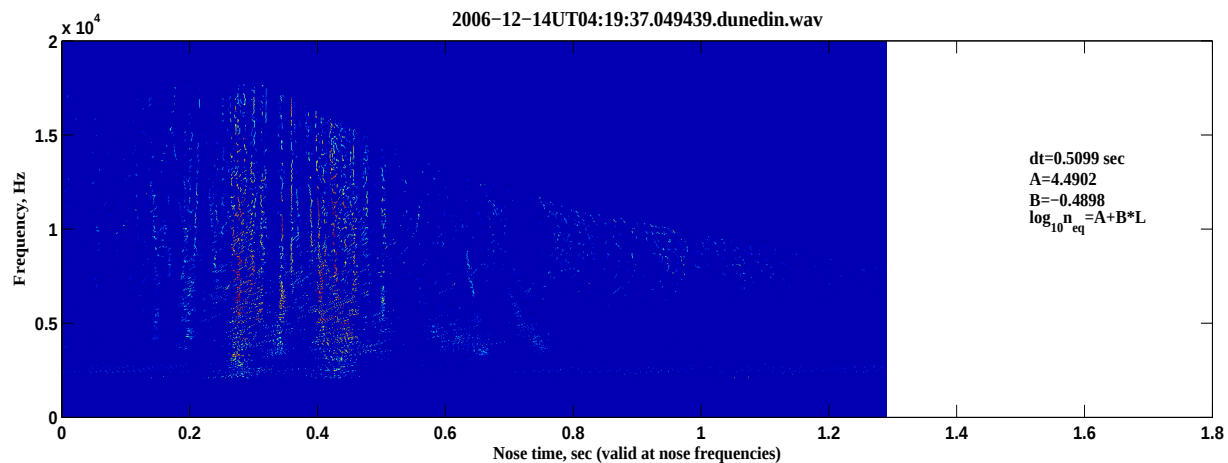


4.5. ábra. Alsó ábra: Egy másik, Dunedin-ben (Új-Zéland, $L=2.7$) észlelt MP csoport dinamikus spektruma. Felső ábra: a VTT eredménye az alsó ábrán látható csoportra. A VTT-t egy módosított dinamikus spektrumra alkalmaztam, amiben a kis intenzitású részeket és a szferikeket kivágtam.



4.6. ábra. Alsó ábra: Halley-ben (Antarktisz, $L=4.3$) észlelt MP csoport dinamikus spektruma. Felső ábra: a VTT eredménye az alsó ábrán látható csoportra. A VTT-t egy módosított dinamikus spektrumra alkalmaztam, amiben a kis intenzitású részeket és a szferikeket kivágtam.

dc_79_10

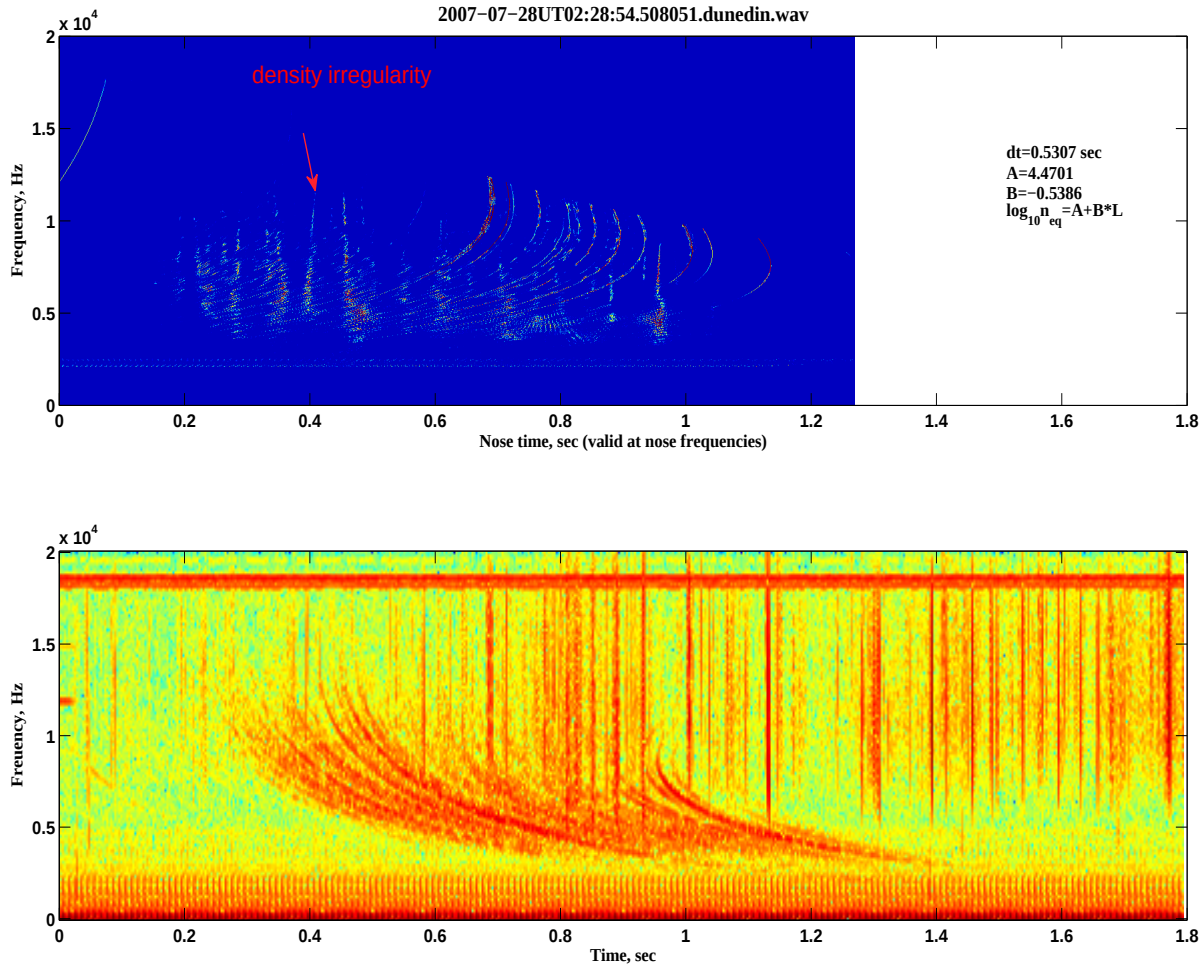


4.7. ábra. Alsó ábra: Egy másik, Dunedin-ben (Új-Zéland, $L=2.7$) észlelt MP csoport dinamikus spektruma. Felső ábra: a VTT eredménye az alsó ábrán látható csoportra. A VTT-t egy módosított dinamikus spektrumra alkalmaztam, amiben a kis intenzitású részeket és a szferikeket kivágtam.

kísérleti egyenlítői elektronsűrűség-eloszlások egyszerűsített és kiterjesztett változatát felhasználva dolgoztam ki. A MP csoport modell feltevése az, hogy egy adott mágneses hosszúságon és időpontban az elektronsűrűség-eloszlás rögzített (4.2 egyenlet). Az összes, elvben lehetséges erővonalmonti terjedés egy „virtuális whistler kontinuumot” alkot. E kontinuum minden egyes nyomához egyetlen (L, n_{eq}) pár rendelhető hozzá. Egy valódi MP csoport mindig véges számú nyomból áll, amely az idő-frekvencia térben ábrázolható, általában tradicionális dinamikus spektrum segítségével. Ezen idő-frekvencia tartomány transzformációjára kidolgoztam egy új, virtuális whistler-nyom transzformáció (VTT) nevű eljárást. A VTT egy MP whistler csoportot egy speciális idő-frekvencia tér reprezentációba transzformálja (transzformált dinamikus spektrum), ahol az egyes nyomok függőleges egyenesekként jelennek meg, ha ott, ahol a csoport terjedt, a VTT paraméterei megegyeznek a plazmaszféra valódi paramétereivel. Bármely más esetben a transzformált dinamikus spektrumot ferde egyenesek és/vagy görbe vonalak alkotják. Az új MP csoport modell nem tartalmaz semmilyen, a részmodellekre vonatkozó kikötést (hullámterjedési, erővonalmonti elektronsűrűség, mágneses tér és egyenlítői elektronsűrűség-eloszlási modell), de csak abban az esetben kapunk függőleges struktúrákat a VTT eredményeképpen, ha a valósággal egyező vagy azt nagyon jól közelítő modelleket használunk. Az előzetes eredmények azt mutatják, hogy - a dinamikus spektrum véges felbontásán belül - ez csak akkor teljesül, ha az itt bemutatott részmodellekből építjük fel az MP csoport modellt és a VTT-t.

A 3. és 4. fejezetben bemutatott eredmények így összegezhetőek:

1. Új whistler-inverziós eljárás,
2. Új MP whistler csoport modell,
3. az MP csoportok idő-frekvencia reprezentációjára alkalmazható új, speciális transzformáció: virtuális (whistler) nyom transzformáció,
4. valódi MP csoportokra alkalmazva a VTT igazolta
 - (a) az új whistler-inverziós eljárást, melynek elemei:
 - i. Appleton-Hartree/Ferencz-féle [Ferencz *et al.*, 2001] diszperziós formula (3.3 egyenlet), mint hullámterjedési modell,
 - ii. Denton-féle [Denton *et al.*, 2002] erővonalmonti elektronsűrűség eloszlás,
 - iii. a földi mágneses tér dipólus leírása (az L-érték DGRF/IGRF modell szerinti korrekciójával), a dipólus tér leírás elegendően pontos a whistler-inverzióhoz.
 - (b) új MP csoport modell az egyenlítői elektronsűrűség-eloszlás (4.2) egyenlet szerinti egyszerű leírásával, amely egy adott időpillanatra és mágneses meridiánra vonatkozik.
5. Az új MP csoport modell a VTT-vel együtt képes megadni a plazmaszféra egyenlítői elektronsűrűség-eloszlását egy adott időpontban és mágneses meridiánon. Ez a profil a plazmaszféra egyenlítői elektronsűrűség-eloszlás globális leírásának tekinthető, de nem ad számot a helyi irregularitásokról, melyek az egyes whistler nyomok terjedési pályái között fordulhatnak elő.



4.8. ábra. Alsó ábra: Egy másik, Dunedin-ben (Új-Zéland, $L=2.7$) észlelt MP csoport dinamikus spektruma. Felső ábra: a VTT eredménye az alsó ábrán látható csoportra. A VTT-t egy módosított dinamikus spektrumra alkalmaztam, amiben a kis intenzitású részeket és a szferikeket kivágtam.

5. fejezet

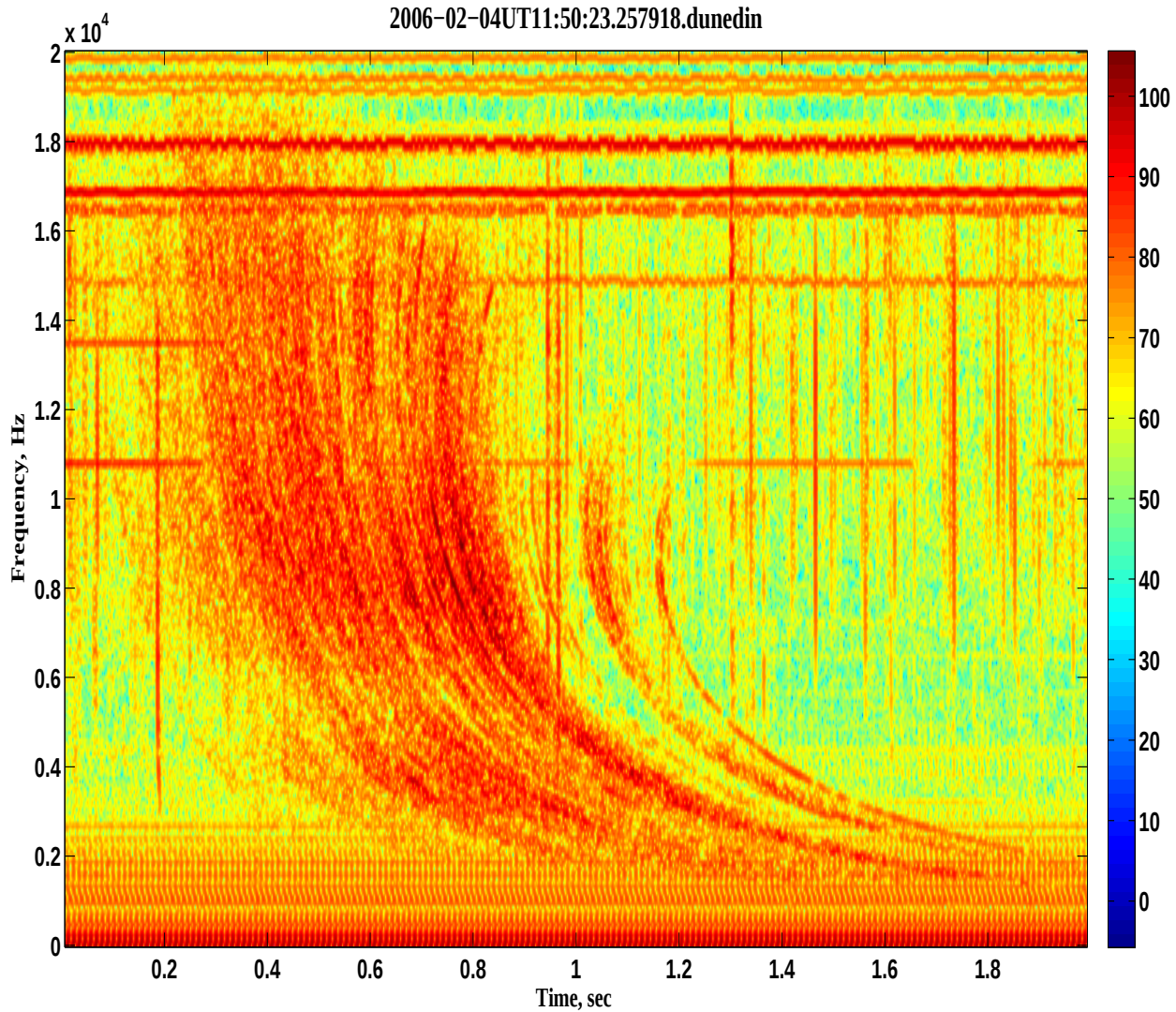
Automatikus whistlerelemző algoritmus [*Lichtenberger et al.*, 2010]

Ahhoz, hogy ki tudjuk használni a whistlerekben rejlő, a plazmaszféra folyamatos monitorozását lehetővé tevő potenciált, nem elegendő az inverziós módszerek továbbfejlesztése vagy a komplex, többutas terjedésű whistlerscsoportok modelljének kidolgozása, ugyanis az észlelt whistlerek száma az egyes mérőállomásokon évente százezertől tízmillióig terjed. Ezek manuális elemzése reménytelen feladat: egy gyakorlott kutató 15-30 perc alatt képes egy whistler elemzésére, a nyomok számától függően. Ez az idő nagyrészt a nyomok skálázásához szükséges, az inverziós eljárás már automatikus. A skálázás nagy figyelmet igénylő munka, amit a tapasztalatok alapján 3-4 órán keresztül lehet csak teljesértékűen (hibák nélkül) végezni. Ez azt jelenti, hogy egy kutató a legjobb esetben is 8-10000 whistlert tud elemezni évente - ha mással nem foglalkozik és a hét minden napján(!) dolgozik. Azaz egyetlen, kis aktivitású állomás adatainak (figyelembe véve a skálázható/számlálható whistlerek arányát) manuális elemzése 2-3 kutató-évnyi munkát igényel, ez a nagy aktivitású állomásokon évtizedekben mérhető.

A manuális elemzés tehát legfeljebb néhány kiválasztott – valamilyen szempontból fontos – időszak adatainak elemzésére jelent megoldást. Ha a plazmaszféra változásait folyamatosan nyomon akarjuk követni, az elemzést, hasonlóan a detektáláshoz, automatizálni kell.

5.1. A whistlernyomok automatikus skálázása

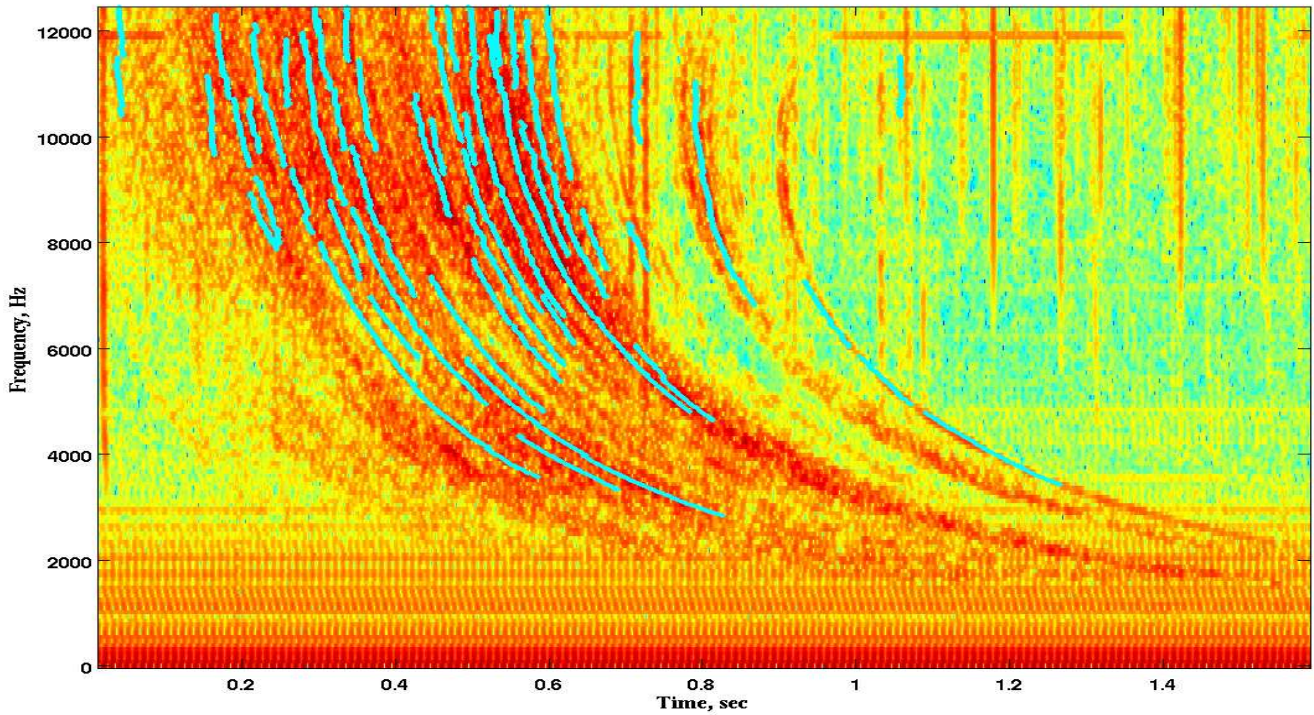
Mivel kidolgozott és a gyakorlatban is sokszor kipróbált inverziós eljárások a rendelkezésünkre állnak, az első logikus lehetőség az elemzés automatizálására a skálázás, azaz az $f - t$ párok kiolvasásának automatizálása lehet, mert amint láttuk, már csak ez a feladat igényel manuális kutatói munkát. A feladat tehát, amit meg kell oldani, a whistlernyomok egyes pontjai koordinátáinak kiolvasása. Számos eljárás létezik a jel- és képfeldolgozásban, amelyek hasonló feladatok megoldására születtek. Ilyenek például a képfeldolgozásban a lineamentum vagy általánosabb esetben az él- illetve gerinc-kiemelés, detektálás. Jelfeldolgozásban a legközelebbi hasonló feladat az ionogrammok automatikus elemzése. A whistlerfeldolgozásban is létezik egy módszer, amelyik alkalmas lehet a feladat megoldására, ez pedig az illesztett szűrés [*Hamar and Tarcsai*, 1982]. Az illesztett szűrés az időtartománybeli jelet elemzi, a többi módszer pedig a spektrogrammon, azt képként kezelve alkalmazható. Elsőként természetesen az illesztett szűrést próbáltam használni,



5.1. ábra. Egy MP csoport nagyfelbontású spektrogrammja. Jól látható, hogy az egyes whistlernyomok nem folytonos vonalak, hanem különböző intenzitású foltokból tevődnek össze.

amelyet sikeresen alkalmaztunk a whistlerek finomszerkezetének és terjedési irányának vizsgálatára [Hamar *et al.*, 1990, 1992; Lichtenberger *et al.*, 1987, 1991, 1997]. Bár az illesztett szűrés zajelnyomása fehérzaj esetében kiváló, de mivel lineáris transzformáció, ezért a jelben lévő nagyenergiájú, nem fehérzaj-szerű szferikék is megjelennek a szűrőkimenetben. Az eddigi alkalmazásokban a szferikeket tartalmazó jelszakaszokat kihagytuk az elemzésből, de ez az út az automatikus eljárásokban nem bizonyult járhatónak. Az időtartományban amplitúdó diszkriminációval a szferikék nagy részét el lehet távolítani, de kis amplitúdójú szferikék illetve szferik-részek bennmaradnak a jelben. Energiájuk pedig elegendő ahhoz, hogy hamis szűrőkimenet maximumot generáljanak. Ugyanez igaz a képi módszerekre is, ahol a szferik-maradványok mellett a fő probléma a whistlernyom nem folytonos volta, azaz az, hogy a nyomok kisebb-nagyobb foltokból állnak, amit az emberi agy kapcsol össze folytonos nyommá. Ez jól látható az 5.1. ábrán.

A legígéretesebb módszernek a képi és jelfeldolgozási módszer kombinációja bizonyult.



5.2. ábra. Az 5.1. ábrán látható MP csoportra alkalmazott képi illesztett szűrés eredménye. A világoskék vonalszakaszok az azonosított whistlernyom szakaszokat jelölik.

Itt az illesztett szűrést nem az időtartományban, hanem az idő-frekvenciatartományban, azaz a spektrogrammon végeztem el. Az illesztett szűrő generálásához az adott állomás L -értékén várt whistlercsoportoknak megfelelő átlagos paramétereket használtam. Az 5.2 ábrán látható csoport esetében ezek a paraméterek $D_0 = 70$ és $f_n = 14000$ voltak. Az illesztett szűrőt nem az időtartományban, hanem az idő-frekvenciatartományban generáltam és a szűrést is (képszűrőként) itt végeztem el. A szűrők sáv szélessége – az időtartományban legjobbnak bizonyult – 100-600Hz helyett 1000Hz volt, ez esetben kaptam a legjobb zajelnyomást és a leghosszabb összefüggő szakaszokat. Az ábrán jól látható, hogy csak a nyomok orrfrekvenciák alatti szakaszán és ott is csak szakaszonként sikerült az $f - t$ koordinátákat automatikusan kiolvasni. Mivel az inverzióban az orrfrekvencia (orridő) az egyik kulcsparaméter, ennek hiányában az inverzió pontossága lényegesen csökken (lecsökken a nem-orrwhistleres esetében elérhető pontossághoz). Az ábrán látható sok, közeli nyomból álló csoport esetében pedig hiába sikerült egy nyom egyes szakaszain a koordináták kiolvasása, mivel a szakaszok nem egybefüggőek, azoknak a nyomhoz rendelése gyakorlatilag ugyanolyan nehéz, mint a kiolvasás. Ilyen esetben az inverziót a nyomszakaszokra és nem a szakaszokból összeállított teljes nyomra lehet csak elvégezni, ami szintén jelentősen csökkenti az inverzió pontosságát.

Mindez természetesen nem jelenti azt, hogy a manuális elemzési eljárás „lefordítása” számítógépes eljárásra nem vezethet eredményre, de nekem nem sikerült olyan módszert találnom-kidolgoznom, amelyik kielégítő eredményt adott volna. Ezért más utat kellett választani.

5.2. Virtuális whistleryomtranszformációra épülő automatikus whistlerelemző algoritmus

A 4. fejezetben bevezetett virtuális whistleryomtranszformáció (VTT) lényeges új információt ad a MP csoportok esetében: ha helyes a modell és a valósággal egyezők a modellparaméterek, akkor a csoporton belül a whistleryomok helyzete és alakja meghatározott és ismert. A transzformáció működik kiolvasott $f - t$ koordináták esetében, a VTT-t így számoltam a 4.1. ábrán látható modell-whistlerekre is. Azonban a VTT alkalmazható közvetlenül a spektrogramm mátrixra (képre), anélkül, hogy tudnánk mi van a képen. Az 5.1 ábrán látható spektrogrammra, amin egy whistlercsoport látható, először egy olyan VTT-t alkalmaztam, amelynek paraméterei $((dt, A, B)$ hármas) eltérnek a csoport elemzéséből kapott paraméterektől (5.3. ábra). Látható, hogy a kép minden pontja áttranszformálódik egy másik képpontba, kivéve, ha a virtuális kontinuumban ezek a pontok a helyi egyenlítői girofrekvencia felénél nagyobb frekvenciájúak lennének. Ezeket a pontokat kihagytam a transzformációból, mert a földön észlelhető whistlercsoportok nagyon nagy részében a vezetécsatornabeli terjedés miatt ez a levágás megjelenik (lásd a 1. fejezetet). Ez az adott (dt, A, B) hármasnak megfelelő hiperbola határolja a pontokat az ábra jobb felső tartományában. Az ábrán a szferikék „inverz” whistlerekként jelennek meg. A VLF adók jeleinek a frekvenciája nem, csak az ideje torzul. A whistleryomok balra dőlő görbe struktúrákként jelennek meg. Az 5.4. ábrán a (dt, A, B) hármas azonos vagy nagyon közeli a valóságos terjedési körülményekhez. A fő változás az 5.3. ábrához képest az, hogy a whistleryomok függőleges struktúrákba rendeződtek. A nyomok alsó részei azért szélesednek ki, mert a spektrogrammon a whistlerek nem egyenletesek, azaz az időtengely mentén, egy frekvencián mért vastagságuk a frekvencia csökkenésével arányosan nő, egy frekvenciához az alacsonyabb frekvenciákon sokkal több pixel tartozik, mint a magas frekvenciákon.

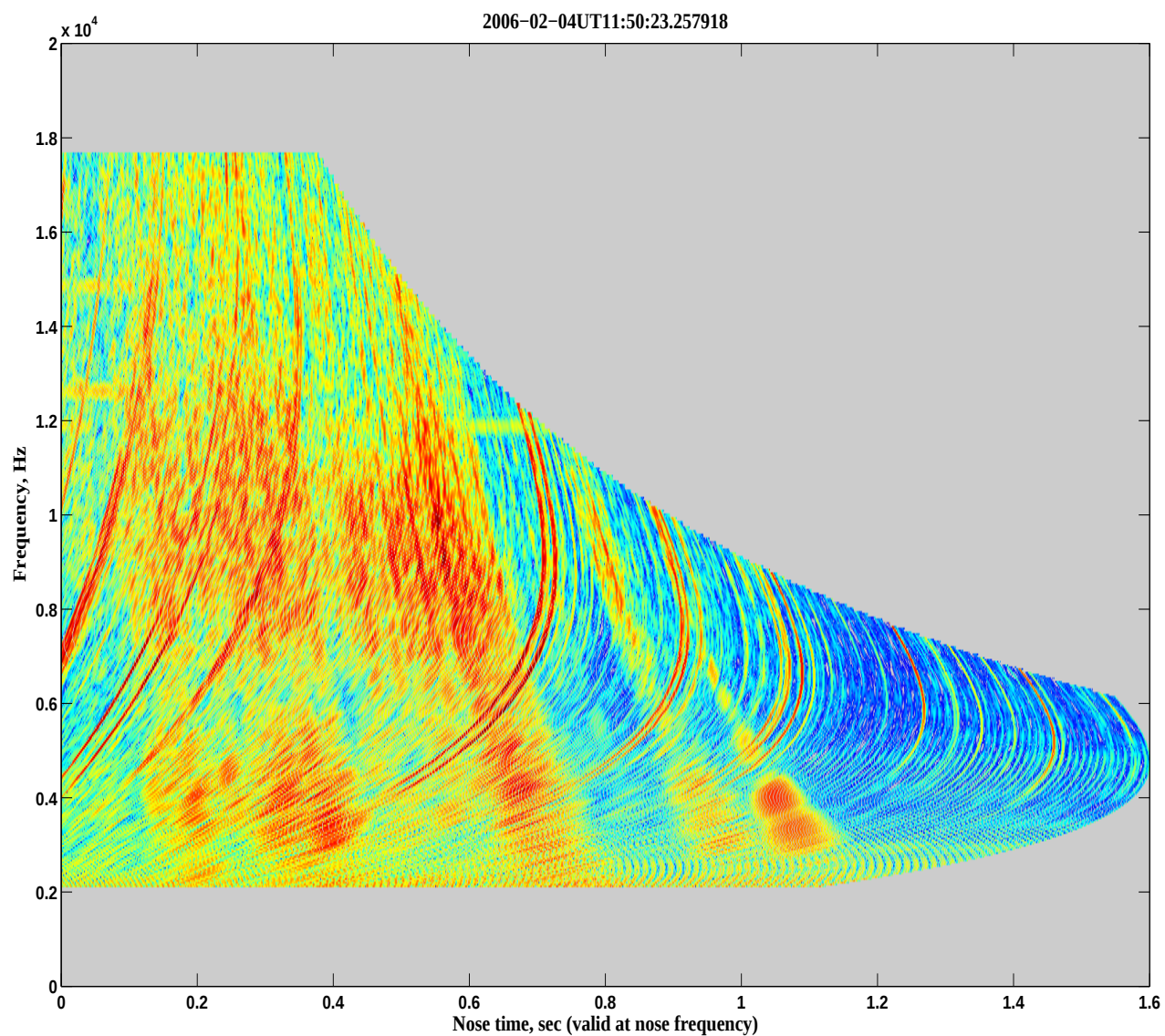
Az 5.4. ábra alapján kijelenthető, hogy a (dt, A, B) hármas nem csak a kiolvasott $f - t$ párokra épülő (akár manuális, akár automatikus) elemzés alapján határozható meg, hanem közvetlenül, a whistlert vagy whistlercsoportot tartalmazó spektrogramm VTT-jével is. Az első esetben az inverzióval számolt, az egyes nyomokra kapott (L, n_{eq}) párokra a (4.2) egyenlet szerint egyenest illesztve nyerhető az A és a B paraméter. A második esetben a függőleges egyenes struktúrákat eredményező VTT paraméterei a keresett paraméterek. Tehát az $f - t$ koordináták automatikus (és ezidáig sikertelen) kiolvasását helyettesíthetjük képi struktúrák egyenes/függőleges-nem függőleges/görbe voltának meghatározásával.

5.2.1. A spektrogrammok felbontásának növelése és megtisztítása a zavaró jelektől

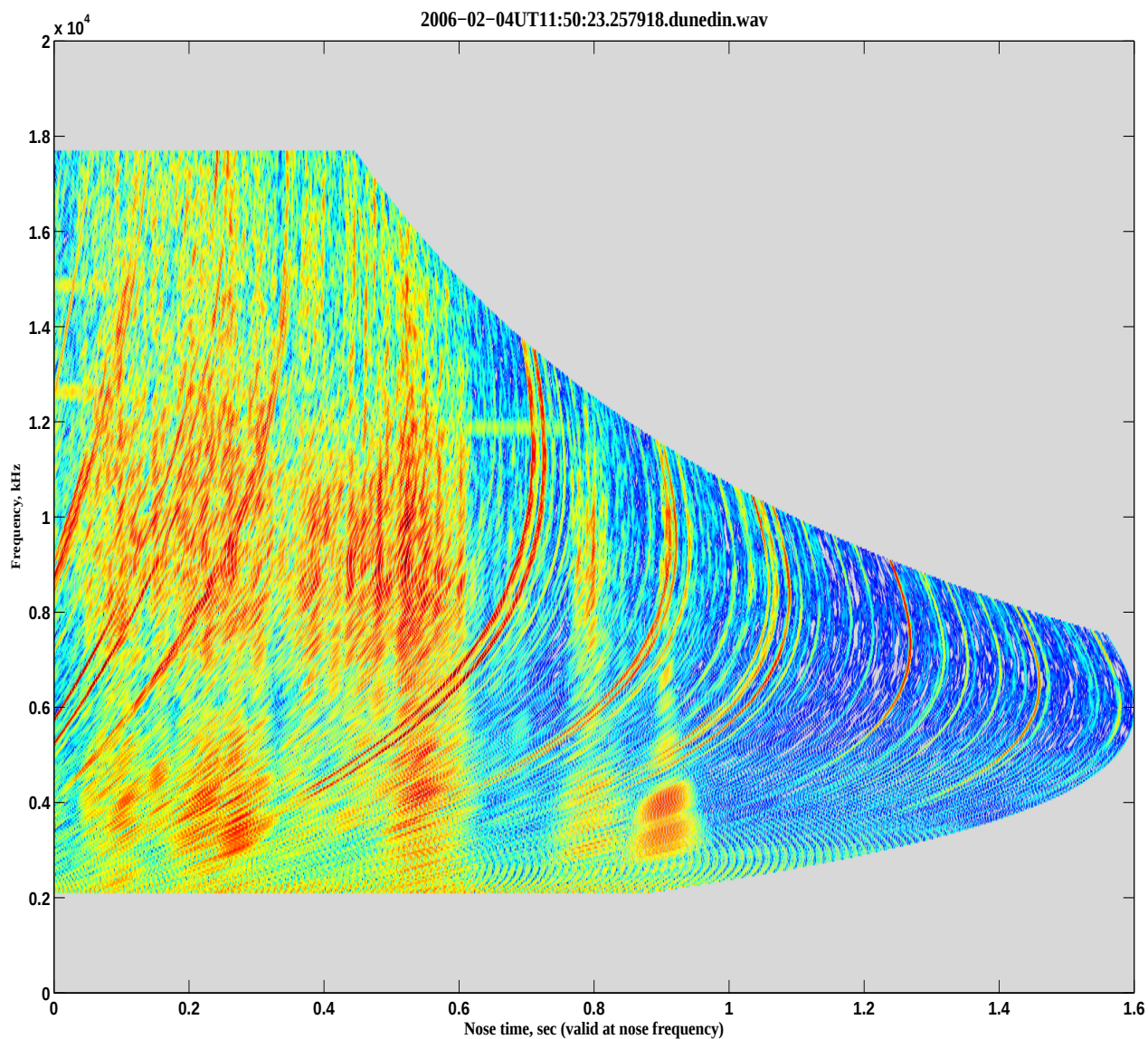
Az időtartománybeli $x(t)$ jel $X(\nu)$ Fourier transzformáltját így írhatjuk fel

$$X(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) e^{-i2\pi t \nu} dt \quad (5.1)$$

A Fourier-transzformáció kiválóan alkalmas periodikus (és időben végtelen) jelek leírására, mert a jel különböző frekvenciakomponenseit jól szétválasztja. Azonban nem alkalmas annak leírására, hogy az egyes frekvenciák mikor és mennyi ideig fordulnak elő. A megoldás a jelfeldolgozásban jól ismert rövid időablakos Fourier transzformáció (az angol



5.3. ábra. Az 5.1. ábrán látható MP csoportra alkalmazott VTT eredménye: a (dt, A, B) paraméterek eltérnek a csoport elemzéséből kapott paraméterektől. A VTT-t a teljes spektrogramm mátrixra alkalmaztam.



5.4. ábra. Az 5.1. ábrán látható MP csoportra alkalmazott VTT eredménye: a (dt, A, B) paraméterek megegyeznek a csoport elemzéséből kapott paraméterektől. A VTT-t a teljes spektrogramm mátrixra alkalmaztam.

elnevezés rövidítéséből STFT): **dc_79_10**

$$X(t, \nu; h) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(u)h^*(u-t)(e^{-i2\pi\nu u} du, \quad (5.2)$$

ahol $h(t)$ az elemzésre használt rövid ablak. Ebből a spektrogramm:

$$S_x^h(t, \nu) := |X(t, \nu; h)|^2 \quad (5.3)$$

A STFT időbeli felbontása fordítottan arányos a $h(t)$ ablak effektív hosszával, míg a frekvenciafelbontása arányos az ablak effektív sávszélességével. A jó időbeli felbontáshoz rövid ablak, jó frekvenciafelbontáshoz nagy sávszélesség, azaz hosszú ablak kell, tehát egyszerre nagy időbeli és frekvenciabeli felbontás nem érhető el (ez a Heisenberg-Gábor határozatlansági reláció, *Flandrin* [1999]). Diszkrét esetben ez a mintavételi frekvenciától, az FFT-ben használt pontok számától és az időablak hosszától függ. A VLF jelek esetében használt $f_s = 40 - 50 \text{ kHz}$ mintavételi frekvencia esetében a megfelelő pontosságú inverzióhoz 1msec körüli időbeli és 10-20Hz körüli frekvenciafelbontás (pontosság) kell. Ez a hagyományos spektrogrammal nem érhető el: $f_s = 40 \text{ kHz}$ esetén az 1msec felbontáshoz 40 pontos ablak kellene, aminek frekvenciafelbontása 1000Hz (most eltekintünk attól, hogy az FFT-hez 2 hatvány pontszám kell); 20Hz-es frekvenciafelbontáshoz pedig 2000 pontos ablak kell, aminek az időbeli felbontása 50msec.

A spektrogramm kifejezhető a

$$W_x(t, \nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t+s/2)x^*(t-s/2))(e^{-i2\pi\nu u} du \quad (5.4)$$

Wigner-Ville eloszlás segítségével [*Flandrin*, 1999]:

$$S_x^h(t, \nu) = \int \int_{-\infty}^{+\infty} W_x(s, \xi)W_h(s-t, \xi-\nu)dsd\xi \quad (5.5)$$

alakban. Azaz az (5.5) egyenlet egyfajta simítást jelent, a spektrogramm egy (t, ν) pontja nem csak a pontból, hanem annak környékéről származó információkat is tartalmaz, ami - lévén a Wigner-Ville eloszlás szimmetrikus - a tartomány geometriai középpontja. Egy szilárd test esetében a test geometriai középpontja csak akkor esik egybe a súlypontjával, ha a tömegeloszlás homogén. Egyéb esetekben a geometriai középpontnak nincs lényeges jelentése. Ennek analógiájára mondhatjuk, hogy a spektrogramm esetében sem az eloszlás által kijelölt geometriai középponthoz rendeljük a tartomány teljes energiáját, hanem megkeressük a „súlypontját” és ahhoz a ponthoz rendeljük az energiát. Ez a súlyozott spektrogramm [*Kodera et al.*, 1976; *Flandrin*, 1999]:

$$\hat{S}_x^h(t, \nu) = \int \int_{-\infty}^{+\infty} S_x^h(s, \xi)\delta(t-\hat{t}_x(s, \xi), \nu-\hat{\nu}_x(s, \xi)dsd\xi, \quad (5.6)$$

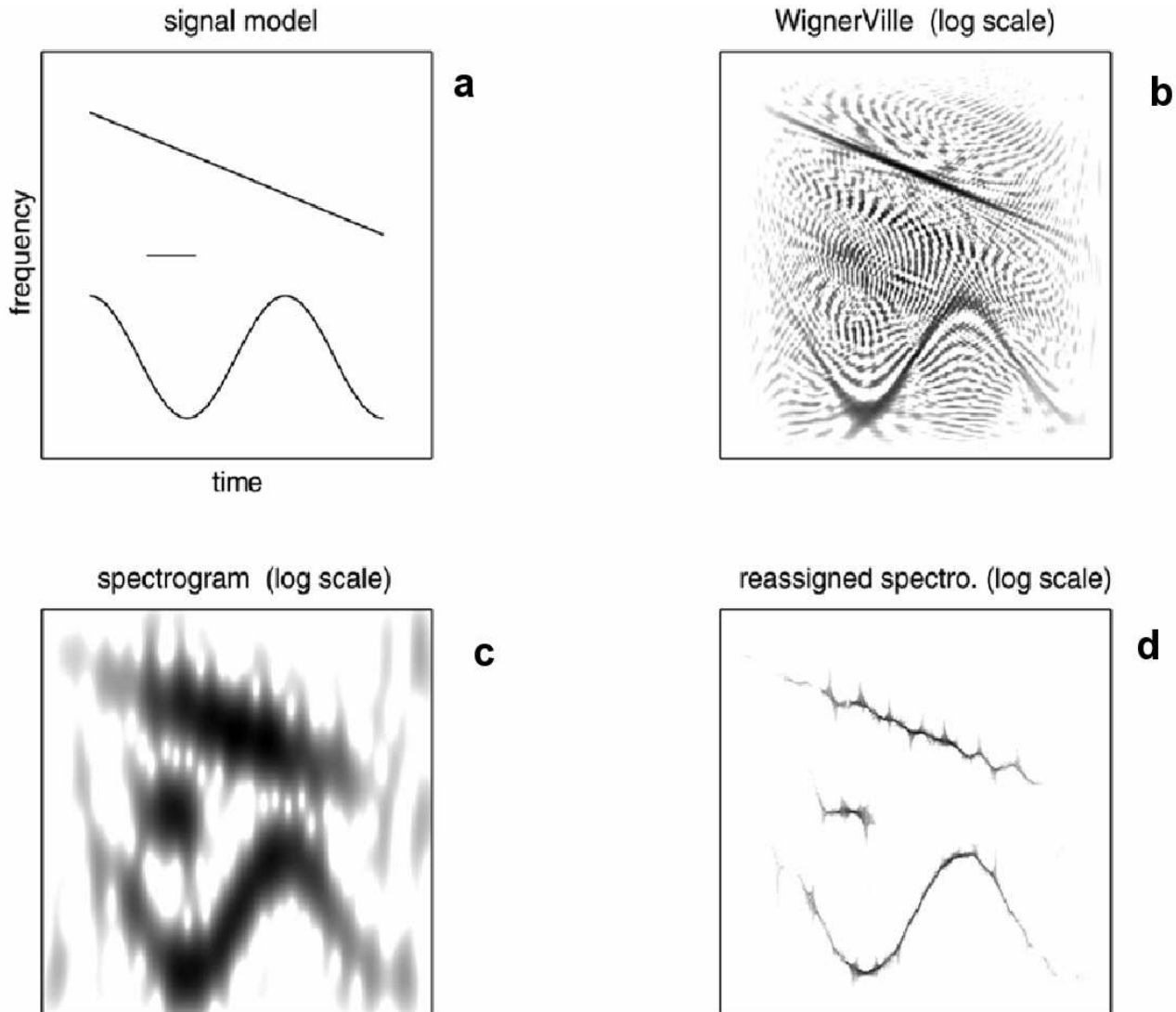
ahol

$$\hat{t}_x := \frac{1}{S_x^h(t, \nu)} \int \int_{-\infty}^{+\infty} sW_x(s, \xi)W_h(s-t, \xi-\nu)dsd\xi \quad (5.7)$$

és

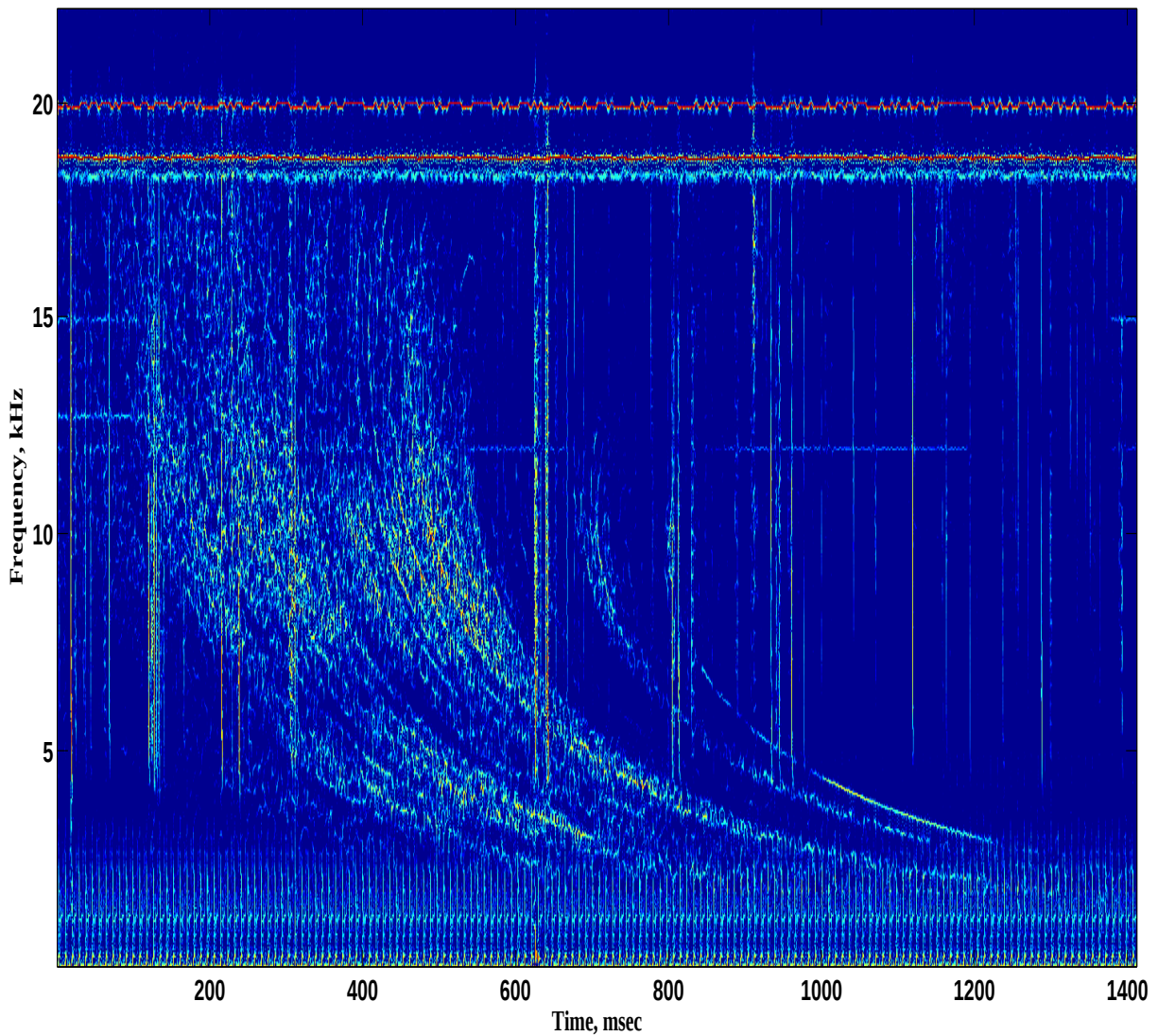
$$\hat{\nu}_x := \frac{1}{S_x^h(t, \nu)} \int \int_{-\infty}^{+\infty} \xi W_x(s, \xi)W_h(s-t, \xi-\nu)dsd\xi \quad (5.8)$$

Az adott tartományhoz tartozó energiaérték a (t, ν) pontból a $(\hat{t}, \hat{\nu})$ pontba kerül. Az 5.5.a. ábrán egy modell spektrogramm látható, amelyik egy lineárisan csökkenő, egy konstans és egy periodikusan változó frekvenciájú jelet tartalmaz, alatta a jel klasszikus spektrogrammja látható, igazolva a véges egyidejű idő- és frekvenciafelbontási pontosságot (ami itt inkább pontatlanság). A b. ábrán a Wigner-Ville eloszlással számolt spektrogramm



5.5. ábra. a) Három, időben változó frekvenciájú jel modell spektrogrammja, b) a Wigner-Ville transzformáció eredménye az a. ábrán látható jelre (a transzformációkat az időtartománybeli jelre alkalmazva), c) az a. ábrán látható jel spektrogrammja, d) az a. ábrán látható jel súlyozott spektrogrammja.

látható, ami – bár a változó frekvenciájú jelek élesen láthatóak – tele van interferenciata-
tagokkal, amely miatt ez az eloszlás a gyakorlatban kevésbé használható. A d. ábrán
a súlyozott spektrogramm látható, ahol ugyan szintén maradtak interferenciata-
tagok, de messze a legjobb egyidejű idő- és frekvenciapontosságot adja. A súlyozott spektrogramm
használatával elérhető a szükséges idő- és frekvenciabeli felbontás úgy, hogy a nyomok fel-
bontása és szétválaszthatósága is jobb lehet. Az 5.6. ábrán az 5.1. ábrán látható whistler

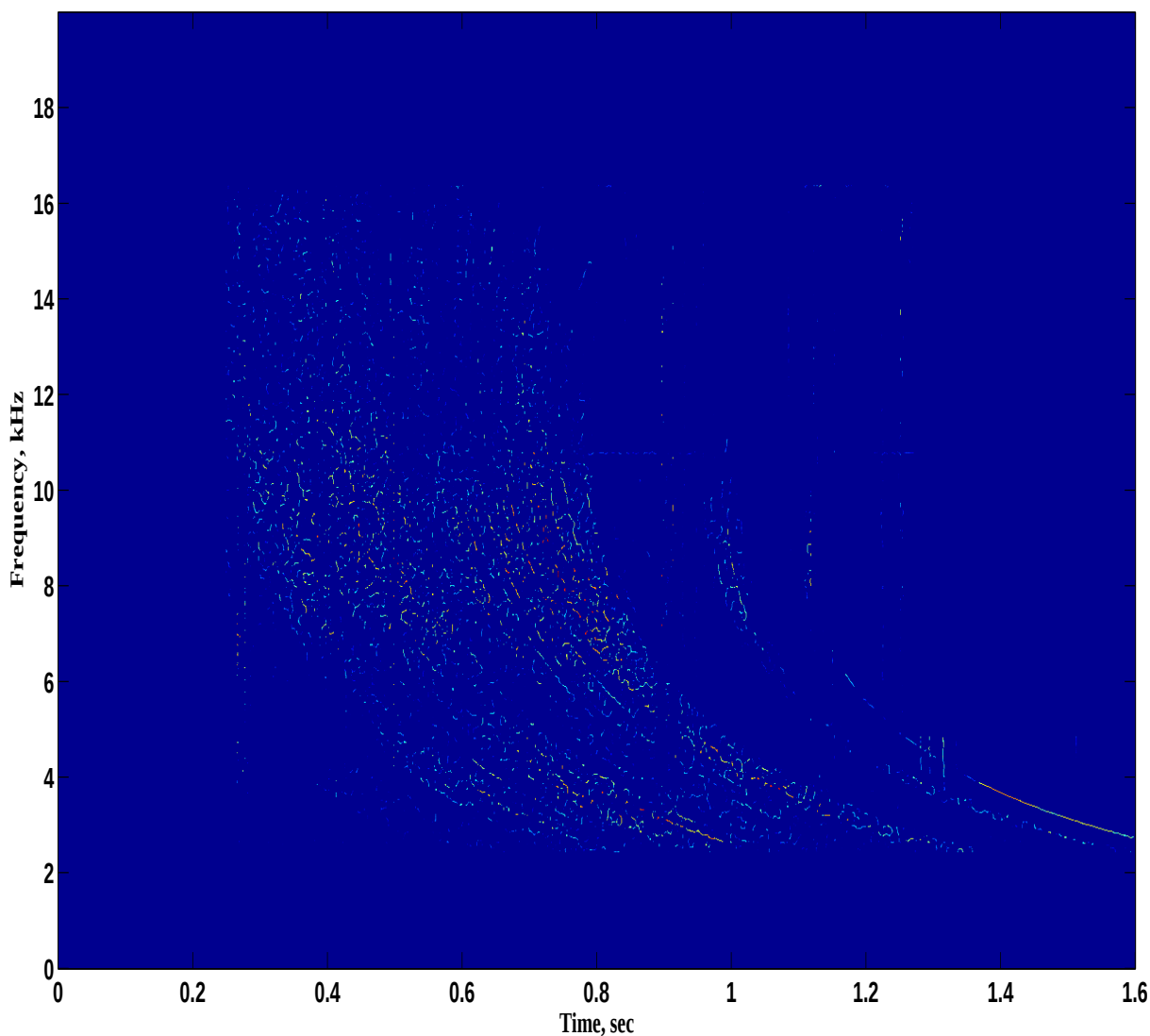


5.6. ábra. Az 5.1. ábrán látható whistlercsoport súlyozott spektrogrammja.

csoport súlyozott spektrogrammját mutatom be, míg ott az időbeli felbontás 6.4msec, a frekvenciafelbontás 156Hz, addig itt ezek az értékek rendre 1msec és 19.5Hz.

Az 5.6. ábrán látható súlyozott spektrogramm mátrix mérete 1024x1600, azaz több, mint 1.6 millió pont. Ezeknek a pontoknak a túlnyomó többsége nem tartalmaz információt a whistlernyomokról, sőt egy részük (szferikek, VLF adók, 50Hz-es felharmonikusok) kifejezetten zavaróak lehetnek a VTT alkalmazásakor. Ezért a súlyozott spektrogrammból több lépésben kiszűrtem a felesleges pontokat és zavaró információkat. Ezek a lépések a whistlernyomokból is távolítanak el pontokat, azonban sokkal kevesebbet, mint a többi jelből, illetve a háttérzajból.

1. A 2kHz alatti sávot figyelmen kívül hagytam (lenulláztam), mert kis, közepes és nagyobb szélességeken a whistlerek már belevesznek a háttérzajba a 2kHz alatti frekvenciákon. Nagy szélességeken ez a határ kb. 1kHz. Azokon a lakott helyeken lévő állomásokon, ahol nagy a helyi felharmonikus tartalom (pl. Tihany), ezt az alsó határfrekvenciát 4kHz környékére kell emelni.



5.7. ábra. Az 5.6. ábrán látható súlyozott spektrogramm tisztítás után.

2. A 18kHz feletti sávot szintén elhanyagoltam, mert az előlotti tartományban nagyon erős VLF adók vannak, Európában egy francia adó (HWU) 18.3kHz-en, Ausztráliában (NWC) 19.8kHz-en. Ezeknek az adóknak a jele mindenhol erősen jelentkezik.
3. A súlyozott spektrogramm szomszédos pontjai közötti fázisváltozást figyelembe véve a nem-determinisztikus jelek nagy része kiszűrhető. A whistlerek mellett főleg a szferikek, a 18kHz alatti VLF adók jelei és a 2kHz fölötti felharmonikusok maradnak meg. Mivel az utóbbiak a spektrogrammon vagy vízszintes, vagy függőleges vonalként jelennek meg, egyszerűen eltávolíthatóak.

A fent leírt módon megtisztított spektrogramm már csak 10-20000 értékes pontot tartalmaz (5.7. ábra) és alig tartalmaz a whistlercsoporthoz nem tartozó pontot, ami lényegesen javítja a következőkben bemutatandó automatikus whistlerelemző eljárás hatékonyságát.

Van még egy lényeges hozadéka a jeltisztítással kapott mátrix használatának: mivel az

értékes (nem nulla) pontok száma a századrészére csökkent, a VTT számolásához szükséges számítógépido is a századrészére csökkent.

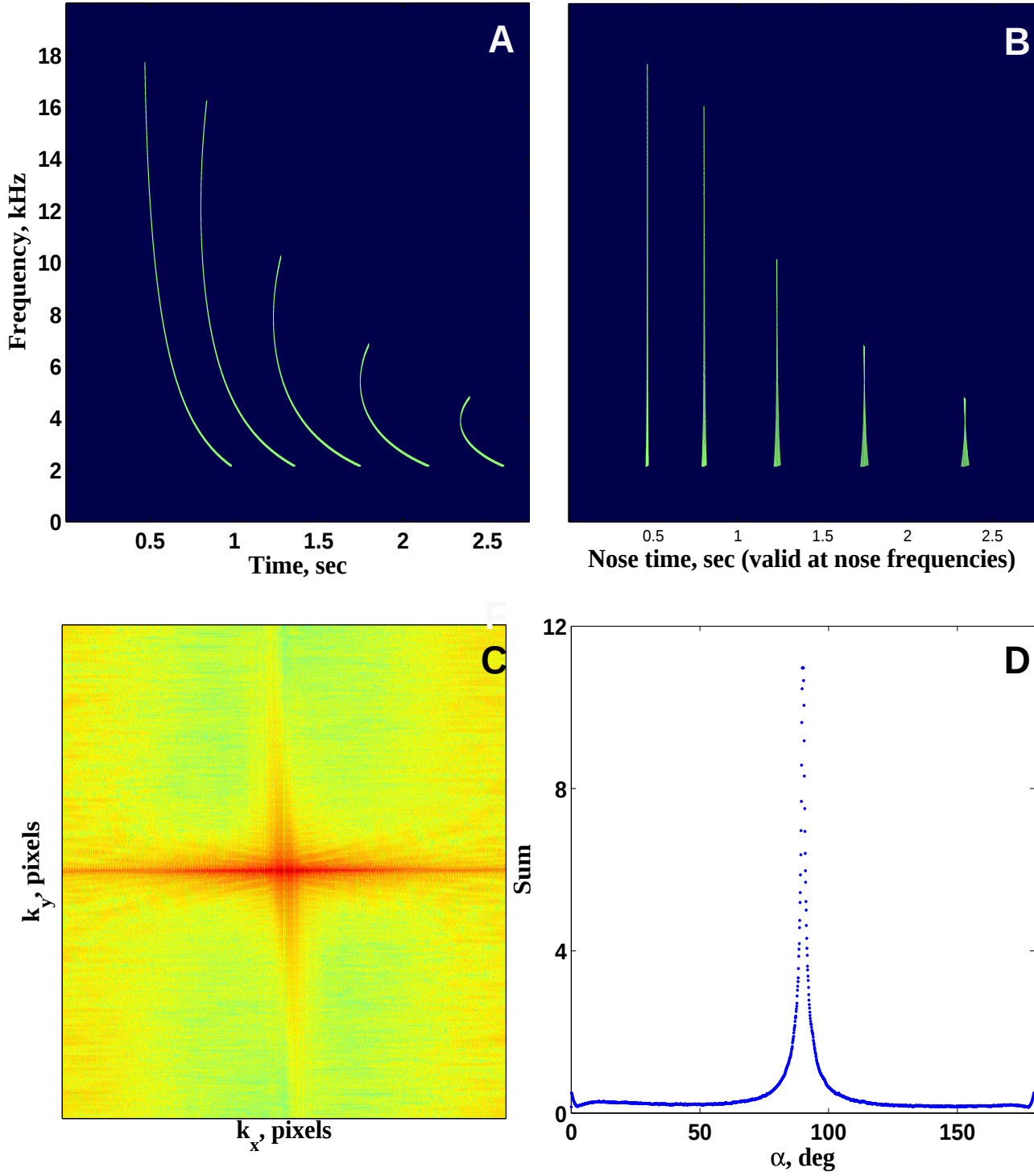
5.2.2. Az automatikus whistlerelemző (AWA) eljárás

Az előzőekben leírtak alapján az AWA eljárást visszavezettem egy ritka mátrixon végrehajtott VTT képen lévő struktúrák elemzésére, pontosabban a struktúrák rendezettségének és függőleges és egyenes voltának meghatározására. Az utóbbi feladatra a 2D-s Fourier transzformáció (gyakorlati megvalósításokban a 2D FFT) a legalkalmasabb, mert az a függőleges vonalakat vízszintes vonalakká transzformálja és fordítva. A ferde vonalakat pedig más dőlésszögű ferde vonalakká transzformálja. Az 5.8.a. ábrán egy, a 4. fejezetben felhasznált modell MP whistlercsoport, míg az 5.8.b. ábrán a csoport VTT képe látható, az utóbbi a modell-generáláshoz használt (dt, A, B) hármassal megegyező paraméterekkel számolva, azaz egy „tökéletes” VTT. A nyomok függőleges vonalak, eltekintve az alsó frekvenciákon megjelenő, a fentiekben már tárgyalt kiszélesedésektől. Az 5.8.c. ábrán a VTT 2D FFT (teljesítmény) képe látható, ahol a függőleges vonalak egy vízszintes, a nulla frekvenciának megfelelő vonallá transzformálódtak. A függőleges nyúlványok illetve a sarkokban lévő zajnövekedés oka az alsó frekvenciákon megjelenő kiszélesedés. Az 5.8.d. ábrán látható a 2D FFT képből képzett vonalösszeg, amelyet a kép közepén átmenő sugárirányú egyenesek mentén számoltam 0.1 fokonként, az egyenesek mentén a 2D FFT mátrixelemek abszolút értékeit összegezve, de minden irányban csak az első 256 pontot figyelembe véve (a mátrix szimmetriája miatt csak 0 és 180 fok között és 0 foknak a c. ábrán a függőleges felel meg). Ez a vonalösszeg ábra nem csak azt mutatja meg, hogy a 2D FFT képen milyen irányú struktúrák vannak, hanem a maximum félérték-szélessége azt is megmutatja, a pontok hányad része rendeződött az adott szögű struktúrába, ezért ezt a függvényt joggal nevezhetjük *élesség*-függvénynek is. A 2D FFT és az élesség-függvény hasznossága az 5.9. ábrán látható kiválóan. Az a. ábrán az 5.8.a. ábrán látható csoportot összeadtam saját magával időben eltolva, az időben átfedő MP csoportokat modellezve. A VTT képen (b. ábra) látható, hogy az időben eltolt csoport görbe vonalakká transzformálódott, mert bár az (A, B) paraméterek pontosak, a (dt) természetesen nem. Az első csoport képe természetesen változatlan maradt. A c. ábrán, a 2D FFT képen az erős vízszintes vonal mellett megjelennek különböző dőlésszögű ferde kiszélesedő sugár-szerű vonalak is, a VTT képen lévő görbe struktúráknak megfelelően. Ezek összenergiája a jól transzformálódó függőleges nyomok vízszintes egyenesre mentén számolt energiájának csak töredéke (d. ábra), de ezek a mellékminimumok lehetőséget adnak annak detektálására, hogy átfedő csoportokkal van dolgunk.

Az élesség-függvényen három független paramétert azonosíthatunk:

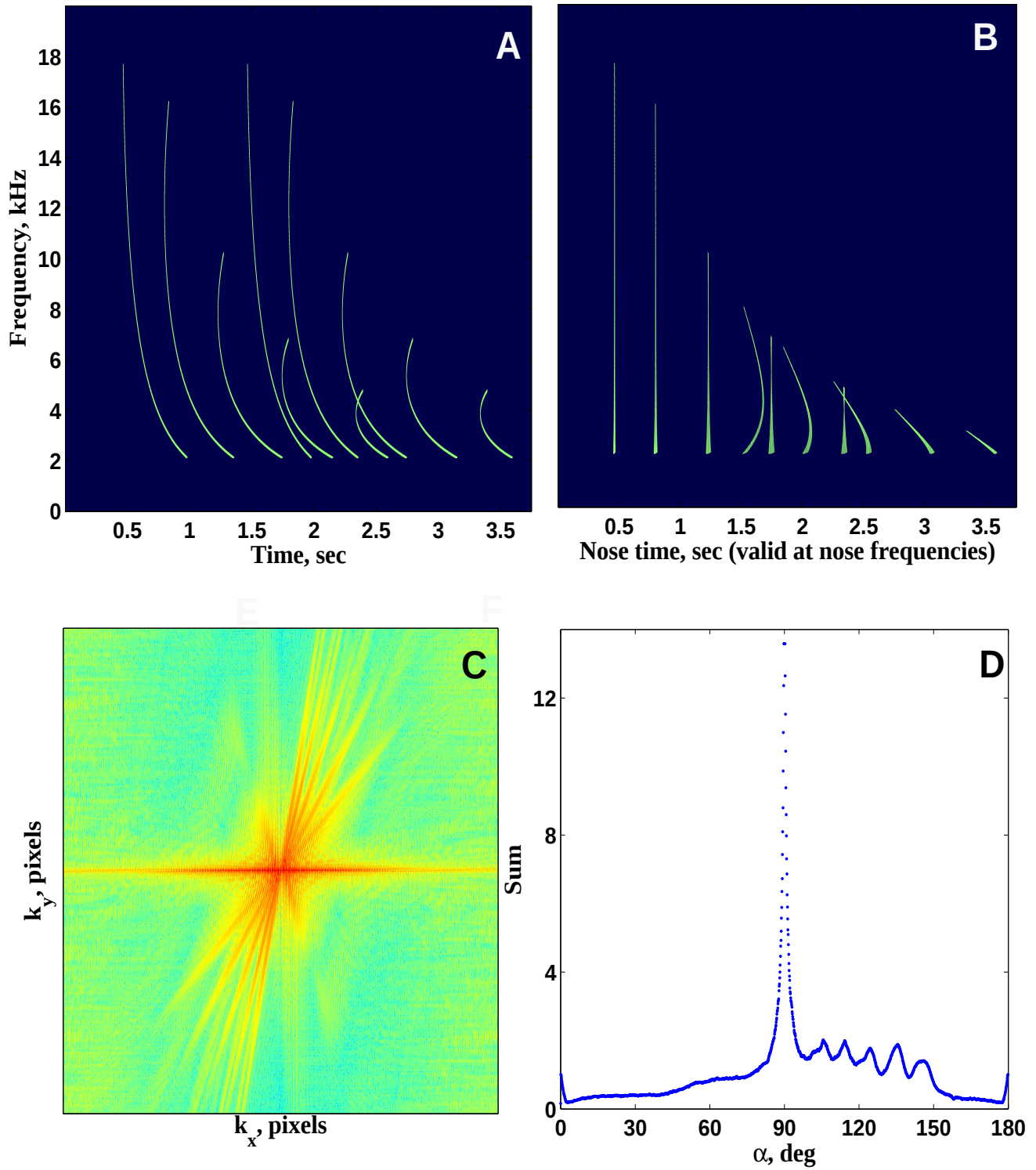
1. a görbe globális p_{max} maximumát ,
2. a maximumhoz tartozó $|90 - \alpha|$ szöget és
3. a csúcs w élességét, ami lehet pl. a félérték-szélesség.

Az 5.10. és 5.11. ábrán két valódi whistlercsoport látható, ugyanolyan módon feldolgozva, mint az 5.8-5.9. ábrákon a modell-whistlerek. Mivel az 5.10.b. ábrán nem folytonos vonalak, hanem függőleges struktúrák láthatók, ezért mind a 2D FFT képen (c. ábra), mind az élesség-függvényen (d. ábra) megnövekedett a háttérzaj, ami a 2D FFT kép szemcsézettségében, illetve az élesség-függvény nagyobb átlagértékében jelentkezik. Az



5.8. ábra. Az automatikus whistlerelemző eljárás elve. a) modell whistler csoport, b) a csoport VTT képe, c) a VTT mátrix 2D FFT képe, d) a 2DD FFT kép elemeinek a középponton át húzott egyenesek menti összege. Az összegben csak a a középponttól számított 256 pont van figyelembe véve.

dc_79_10



5.9. ábra. Ugyanaz, mint az 5.8. ábra, de a modellwhistler két, egymást átfedő csoportból áll.

5.1. táblázat. Az AWA algoritmus és a manuális elemzés eredményének összehasonlítása MP whistlercsoportokon

Az elemzett MP csoportok száma	$\Delta p < 5\%$	$\Delta p > 5\%$	A nem konvergens futások száma
78	59	4	15

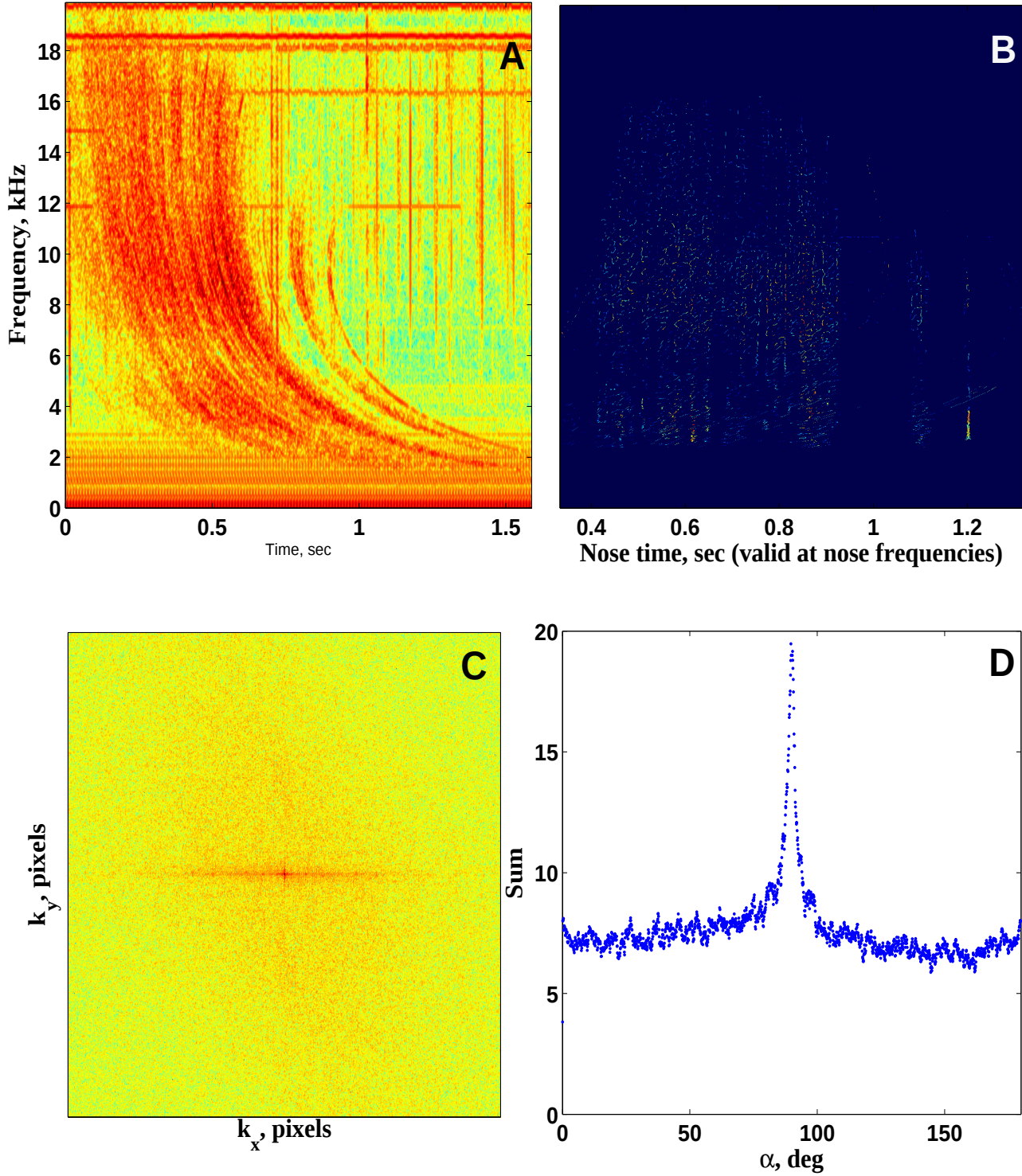
5.11. ábra VTT képét (b. ábra) alaposabban szemügyre véve láthatjuk, hogy nem egy, hanem három átfedő csoporttal van dolgunk. A fő csoport a függőleges struktúrákból áll, míg a második csoport főleg az ábra bal oldalán megjelenő balradlő, a harmadik csoport pedig az ábra jobb oldalára koncentrálódó, jobbra dőlő egyenes struktúrákból áll. Ezeket a csoportokat a spektrogrammon (a. ábra) nem lehet szétválasztani. Az élesség-függvényen egy kisebb és egy nagyobb mellékmaximum látható, amelyek megfelelnek a két átfedő csoportnak.

Ezek az ábrák bemutatják az AWA eljárás lépéseit:

1. A spektrogramm mátrix VTT-je egy kezdő (dt, A, B) paraméter-hármassal;
2. A VTT kép 2D FFT-je;
3. Az élesség-függvény, valamint az ebből származtatott p_{max} , $|90 - \alpha|$ és w paraméterek számítása. Az élesség-függvényt cél-függvényként használtam abban a szélsőérték kereső optimalizációs eljárásban, amelyben a (dt, A, B) paraméter-hármas legjobb értékét keresem. Az eljárásban a reziduál vektort nem a szokásos módon, azaz a mért és a számított célfüggvény-értékek különbségeként képeztem, hanem egyfajta „logikai” reziduál vektort számoltam a p_{max} , $|90 - \alpha|$ és w paraméterek fentebb felsorolt kritériumaiból. A szokásos reziduál vektort azért nem lehetséges képezni, mert az a mért adatokból és a modell whistlercsoportból számolt élesség-függvények összehasonlításából származna, ehhez viszont előre ismerni kellene a nyomok terjedési L-értékét;
4. Az 1-3. lépéseket addig kell ismételni a (dt, A, B) paraméter-hármas változtatásával, amíg a p_{max} maximális, és egyidejűleg $|90 - \alpha|$ és w minimális nem lesz. Az optimalizációhoz használt módszer a szimplex-módszer volt.

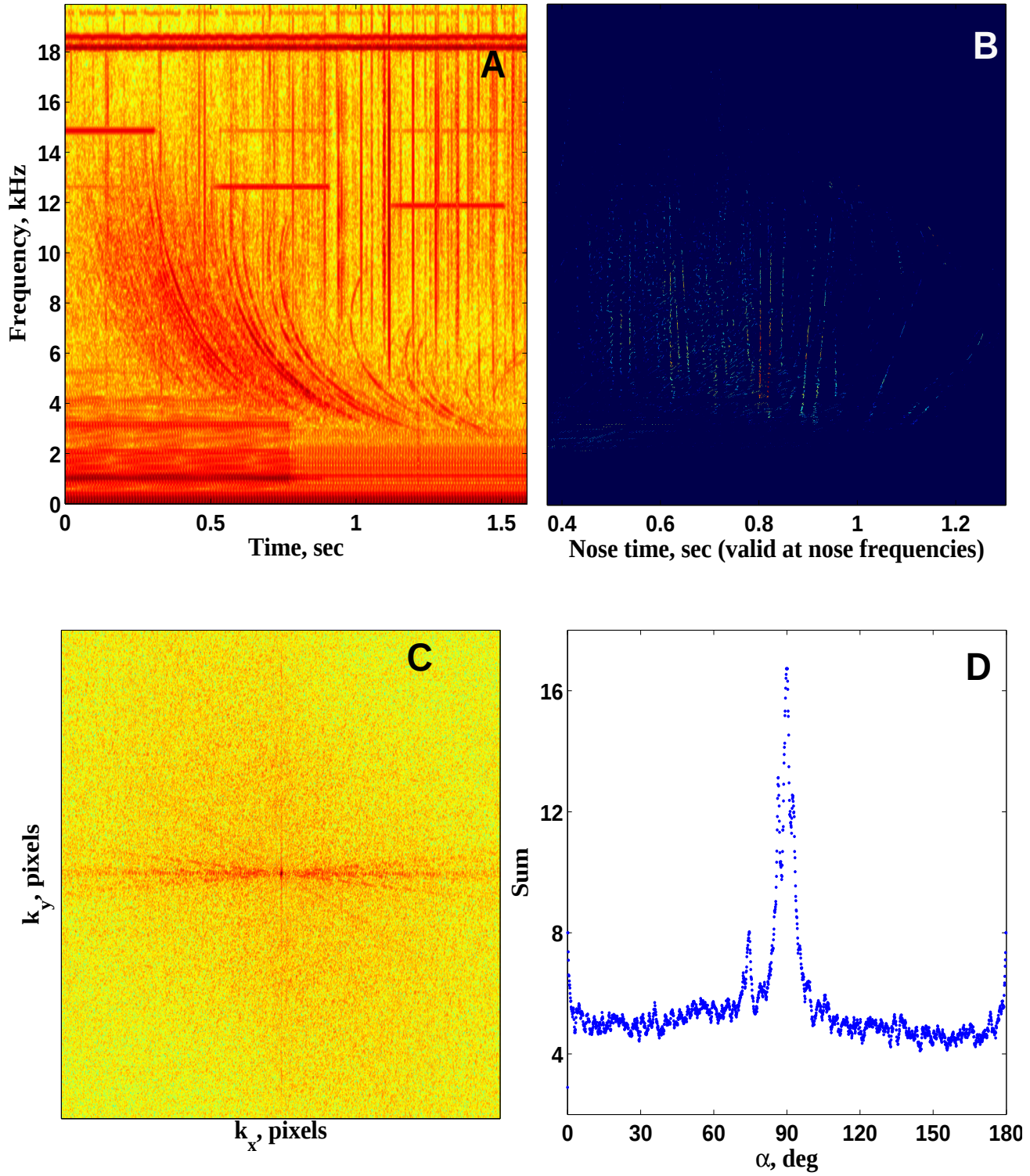
Ezt az algoritmust 78 manuálisan elemzett whistlercsoporton elemeztem úgy, hogy változtattam (dt, A, B) -t és közben ellenőriztem a VTT képet. Az ellenőrzés igazolta, hogy a vizuálisan legjobb függőleges transzformáció megfelel p_{max} , $|90 - \alpha|$ és w szélsőértékeinek. Az 1. táblázatban látható az ellenőrzés eredménye. A második oszlopban azon esetek száma látható, amelyekben a manuális és az AWA eljárással kapott (dt, A, B) értékek közötti relatív eltérés 5%-nál kisebb, a 3 oszlopban azon esetek vannak, amelyekben ez az eltérés 5%-nál nagyobb volt. Az utolsó oszlopban pedig a nem-konvergens AWA futások száma látható. $\Delta p = (p_{AWA} - p_{manual})/p_{manual}$, ahol p dt , A és B közül bármelyik lehet. Mivel a detektált whistlereknek csupán töredéke kerül elemzésre (lásd a következő szakaszt), ezért nincs jelentősége az AWA és a manuális kiértékelés eredményei közötti összevetésnek. Ehelyett az AWA algoritmus jóságát önállóan kell eldönteni. Erre a célra két paraméter használható, az első egy szám: $p_{max}/\overline{S} > 2.3$, ahol S az élesség-függvény és $\overline{S}$ az S átlagértéke. Minél nagyobb ez az érték, annál több pont rendeződött függőleges struktúrába. A 2.3 értéket a 78 csoport összehasonlítása alapján kaptam. Természetesen,

dc_79_10



5.10. ábra. Ugyanaz, mint az 5.7. ábra, de egy valódi whistlercsoporton bemutatva. A B táblán látható VTT kép nyomtatásban nem adható vissza tökéletesen, a mellékelt CD-n megtalálható a dolgozat elektronikus verziója, amiben 200%-os nagyításnál már jól láthatóak a részletek

dc_79_10



5.11. ábra. Ugyanaz, mint az 5.7. ábra, de egy másik valódi whistlercsoporton bemutatva. A B táblán látható VTT kép nyomtatásban nem adható vissza tökéletesen, a mellékelt CD-n megtalálható a dolgozat elektronikus verziója, amiben 200%-os nagyításnál már jól láthatóak a részletek

emellett a p_{max} , $|90 - \alpha|$ és w paramétereknek teljesíteniük kell a rájuk vonatkozó szélsőérték feltételeket. Ha $p_{max}/\overline{S} < 2.3$, akkor a futás eredményét nem veszem figyelembe. A másik jósági tényező az α , ennek értéke $90^\circ \pm 0.3^\circ$ kell, hogy legyen, miközben persze a minimum-feltételt is teljesítenie kell. Az $\alpha < 89.7^\circ$ or $\alpha > 90.3^\circ$ eseteket sem veszem figyelembe. A VTT kép maga is egyfajta jósági mutató– ezt természetesen csak az emberi agy képes használni, a cél ennek használatával az, hogy a paramétereket később bármikor könnyen lehessen ellenőrizni és a 2.3-as küszöbértéket ha szükséges, lehessen finomítani.

5.2.3. Az automatikus whistlerelemző algoritmus gyakorlati megvalósítása

Az előző szakaszban leírt AWA eljárás nyilvánvaló matematikai megvalósítása történhet bármilyen standard optimalizációs, például a konjugált gradiens eljárással. Azonban ez a feladat nem valósítható meg ilyen egyszerűen, ugyanis p_{max} , $|90 - \alpha|$ és w szélsőértékei (dt, A, B) függvényében számos helyi maximumot mutatnak, ezért a standard optimalizációs eljárások bármelyike csak akkor eredményez globális szélsőértéket, ha azokat a valódi optimumhoz kellően közelről indítjuk el. A közvetlen keresőeljárások, mint például a genetikus algoritmus vagy a részecske raj optimalizáció (Particle Swarm Optimization, PSO) csak akkor éri el a globális optimumot, ha a részecskeszám elegendően magas. Ebben az esetben viszont a futási idő egy átlagos CPU-n (egy 2.8GHz-es Core2 Duo processzor egyik magján) 24-48 óra. A megoldás a kétfajta eljárás kombinációja, az első fázisban egy durva rács pontjain kiszámolom p_{max} , $|90 - \alpha|$ és w értékeit és a legjobb értékeknek megfelelő (dt, A, B) paraméter-hármassal indítom el a standard optimalizációs eljárást, amire a szimplex-módszert használtam. Az első fázis 2.8-3.3 óráig tart, a második fázis futási ideje pedig 0.55 órától 2.8 óráig változik. Így egy whistlercsoport elemzése átlagosan 4.5-5 órát vesz igénybe. Ez az idő egy egyedüli nyom esetében 20-30%-kal kevesebb, mert a VTT mátrix kevesebb nem nulla elemet tartalmaz.

A gyakorlatban megvalósítható eljárás kritériuma közül a legfontosabbak a következők:

1. Az eljárásnak közel valós idejűnek kell lennie, mert a kapott adatokat valós vagy közel valós idejű plazmaszféra-diagnosztikában, plazmaszféra modellekben és űr-időjárási vizsgálatokban tervezzük használni. Ez azt jelenti, hogy hosszabb távon, néhány nagy aktivitású periódustól eltekintve, az automatikus kiértékelésnek az esemény után egy meghatározott időn belül meg kell történnie. A potenciális (pl. az űr-időjárási) alkalmazásokat figyelembe véve ennek az időtartamnak a nagyságrendje mintegy 1 óra. A hosszabb táv kb. 1 nap lehet. A 2. fejezetben láttuk, hogy a detektált, azaz a számlálható whistlereknek csak egy része, a skálázható whistlerek alkalmasak arra, hogy kiértékeljük azokat. Az utóbbiak az előbbieknél mintegy 5-20%-át teszik ki, évszaktól és whistler-előfordulástól függően. A detektált whistlerek száma állomásról állomásra nagyon változik, évi 100000 nyomtól (Tihany, vagy Dunedin, Új-Zéland) 5-6 millió nyomig (Rothera, Antarktisz, *Collier et al.* [2010b]). Ennek megfelelően az alacsony aktivitású régiókban 0.5-2, a nagy aktivitású régiókban pedig akár 40-140 skálázható whistler is előfordulhat óránként. Ugyankor az antarktisi félszigeten vannak időszakok, amikor a szó szoros értelmében minden másodpercben előfordul egy whistler, így lehet 180-800 skálázható is közöttük óránként. Az alacsony aktivitású régiókban a legnagyobb előfordulási ráta eléri a napi 5000 nyomot [*Lichtenberger et al.*, 2008; *Rodger et al.*, 2009b], azaz a skálázható whistlerek száma óránként 10-40 körül várható. Vessük ezeket az adatokat össze a

plazmaszférában bekövetkező változások időbeli nagyságrendjével. Ez utóbbi 1 óra körül van, és részben a mágneses helyi idő változása, részben a plazmaszféra dinamikája okozza. Ha tehát óránként van 10-15 „pillanatfelvételünk” a plazmaszféráról (vagy legalábbis az MP csoportok nyomai által lefedett L-tartományról), akkor elegendő finomsággal tudjuk a változásokat követni. Ez azt is jelenti, hogy a nagy aktivitású területeken nem szükséges minden skálázható whistlert elemezni (a kihagyott whistlereket később külön lehet elemezni más típusú vizsgálatokhoz), míg az alacsony aktivitású területeken előfordulhatnak időszakok, amikor ennél kevesebb pillanatfelvételünk lesz. A fenti adatok alapján egy közel valósidejű eljárásnak 250-300 másodperc alatt kell elemeznie egy whistlercsoportot.

2. Annak a hardvernek, amin az AWA eljárás fut, kompaktnak kell lennie, mind súlyát, mind méretét tekintve, ugyanis számos AWDANet egység működik távoli helyen (pl. Antarktisz), ahova nehéz nagy és súlyos eszközt eljuttatni.
3. Végül a hardvernek a kutatásokat végzők számára megfizethetőnek kell lennie, azaz a whistlerelemző eljárást megvalósító intézmények költségvetésébe valamilyen módon (pl. pályázatok útján) bele kell férnie. Ez a feltétel természetesen nem tudományos, de lényeges feltétel, mert a globális AWDANet működése legalább 10-15 optimálisan elhelyezett állomást igényel (erről részletesen lásd a 6. fejezetet), tehát nem elegendő pl. egy egyszeri nagyösszegű beruházás.

Összevetve az 1. feltételben leírt időket és gyakoriságokat, arra juthatunk, hogy az AWA futási idejét (egy processzoron) a 100-ad részére kell csökkenteni ahhoz, hogy elérjük a közel valósidejű futásidőt úgy, hogy 10-15 whistlert elemzünk óránként. Nyilvánvaló, hogy erre a legegyszerűbb (és legolcsóbb) megoldás az eljárásban használt modellek kódjának illetve a módszereknek a fejlesztése, javítása. Eddig az AWA eljárás fejlesztésében már sikerült $5 \cdot 10^6$ -szoros, azaz hat és fél nagyságrendnyi gyorsítást elérnem különböző módszerekkel (a terjedési modell kódjának optimalizálásával 100-szoros, a direkt modell, azaz a teljes whistlernyom kiszámolása helyett egy optimalizált Lookup Table használatával további 500-szoros, míg az 5.2.1. szakaszban leírt spektrogramm tisztítással újabb 100-szoros sebesség-növekedést értem el), de még mindig hiányzik a már említett 100-as faktor. Ezt viszont már el lehet érni egy PC klaszterrel, amelyik 12-15 4 magos/8 szálas CPU-t tartalmaz. Egy ilyen klaszter e sorok írásának idején 3-3.5 millió Ft-ba kerül, azaz teljesíti a 3. feltételt, vékony dobozokból felépítve pedig a 2. feltételnek is eleget tesz. További vizsgálatokat tervezek, hogy megvalósítható-e az AWA eljárás grafikus processzor-egységeken (GPU), ugyanis az ilyen implementáció várhatóan olcsóbb és mind súlyát, mind méretét tekintve mindenképpen kisebb lehet.

Ugyancsak e sorok írásának idején vált bizonyossá, hogy az AWDANet-ben résztvevő intézmények, kiegészítve továbbiakkal, támogatást nyertek az EU FP7-Space 2010-1 pályázatán. A támogatott PLASMON projekt (A new, ground based data-assimilative model of the Earth's Plasmasphere – a critical contribution to Radiation Belt modeling for Space Weather purposes) egyik fő célja épp az ebben a dolgozatban leírtak gyakorlati megvalósítása, különös tekintettel a közel valós idejű AWA eljárásra.

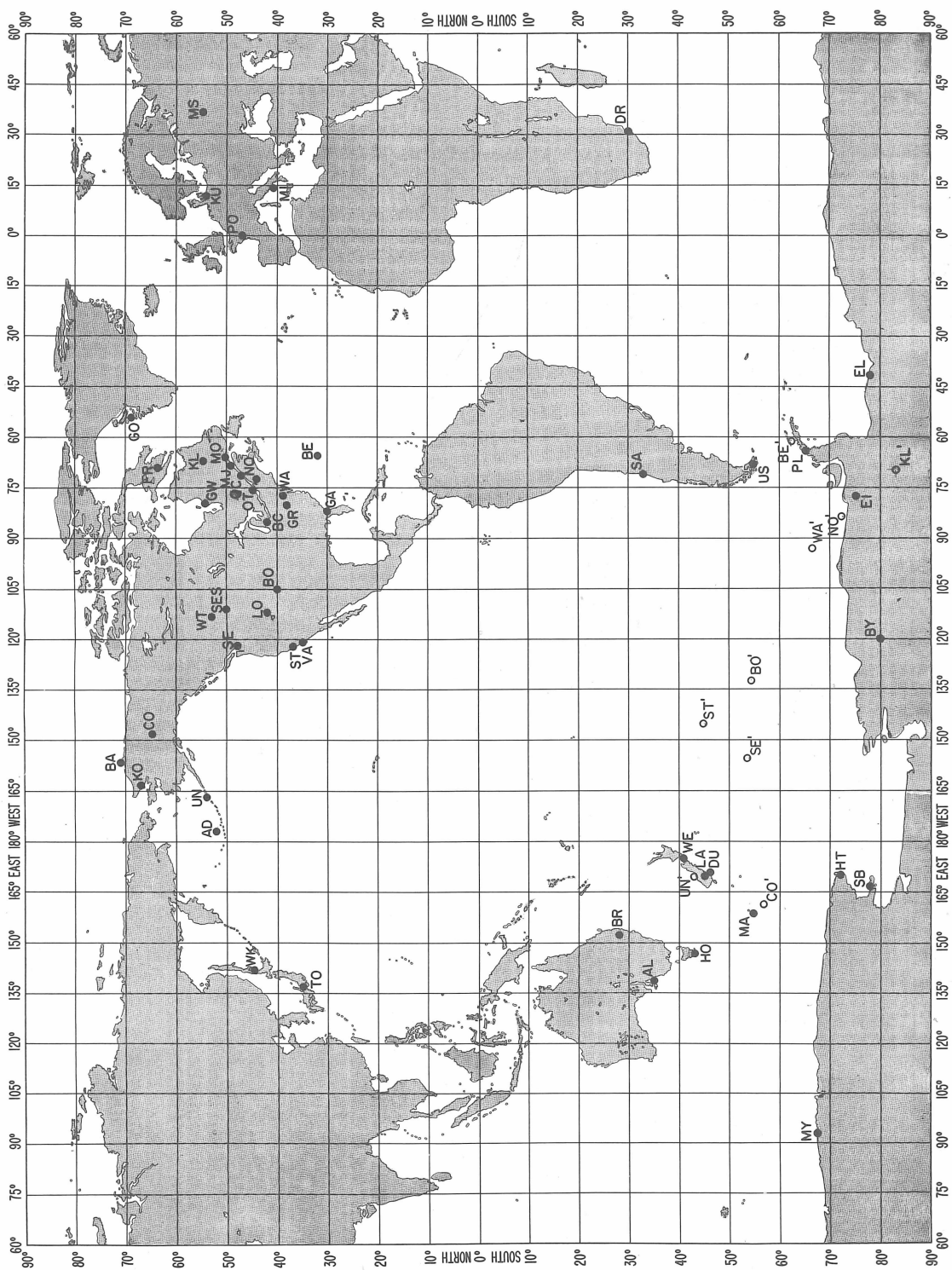
6. fejezet

A globális automatikus whistlerdetektor és elemző hálózat (AWDANet) kiépítése [*Lichtenberger et al.*, 2008]

6.1. Az AWDANet állomások telepítési helyszíneinek kiválasztási szempontjai

Az egyes vevőállomások 2. fejezetben tárgyalt whistler-előfordulási statisztikái is mutatják, hogy a whistlereknek sem a napi, sem az éves gyakorisága nem egyenletes. Ennek oka egyrészt abban rejlik, hogy a források (villámok) eloszlása is nap- és évszakfüggő és véletlenszerű, másrészt ahhoz, hogy a felszínen észlelhető whistlerek keletkezzenek, az ionoszférában és a plazmaszférában is megfelelő, részleteiben máig sem teljesen ismert állapotoknak kell kialakulnia. Tehát a plazmaszféra egészének folyamatos vizsgálatához több állomás egyidejű adatai szükségesek. Azt, hogy a „több” pontosan mennyit jelent, számos tényező befolyásolja. A Nemzetközi Geofizikai Évvvel kezdődően hosszabb ideig többé-kevésbé folyamatos VLF/whistler mérések folytak szerte a világon, több mint ötven állomáson. Az állomások földrajzi elhelyezkedése a 6.1. ábrán, az állomások felsorolása pedig a 6.2 ábrán látható [*Helliwell*, 1965]. A mérés az akkori technikai viszonyoknak megfelelően analóg magnószalagon történt, minden óra 50-52. perce között. A felvételt később végighallgatva számolták meg a whistlereket. Az így kapott statisztikát valamilyest torzította, hogy a gyenge, rövid nyomok egy része valószínűleg észrevétlen maradt és hallás alapján nehéz szétválasztani a közeli nyomokat és a whistlercsoportokat is. Az 1957. augusztusa és 1961. októbere közötti 4 évre kapott évszakos eloszlás a 6.3-6.4. ábrán, 4 kiválasztott állomás napi relatív whistlergyakorisága pedig a 6.5-6.6. ábrán látható [*Helliwell*, 1965]. Ha ezeket az ábrákat összevetjük a 2.12. ábrán látható tükrözött villám-eloszlási térképekkel, akkor több következtetést vonhatunk le:

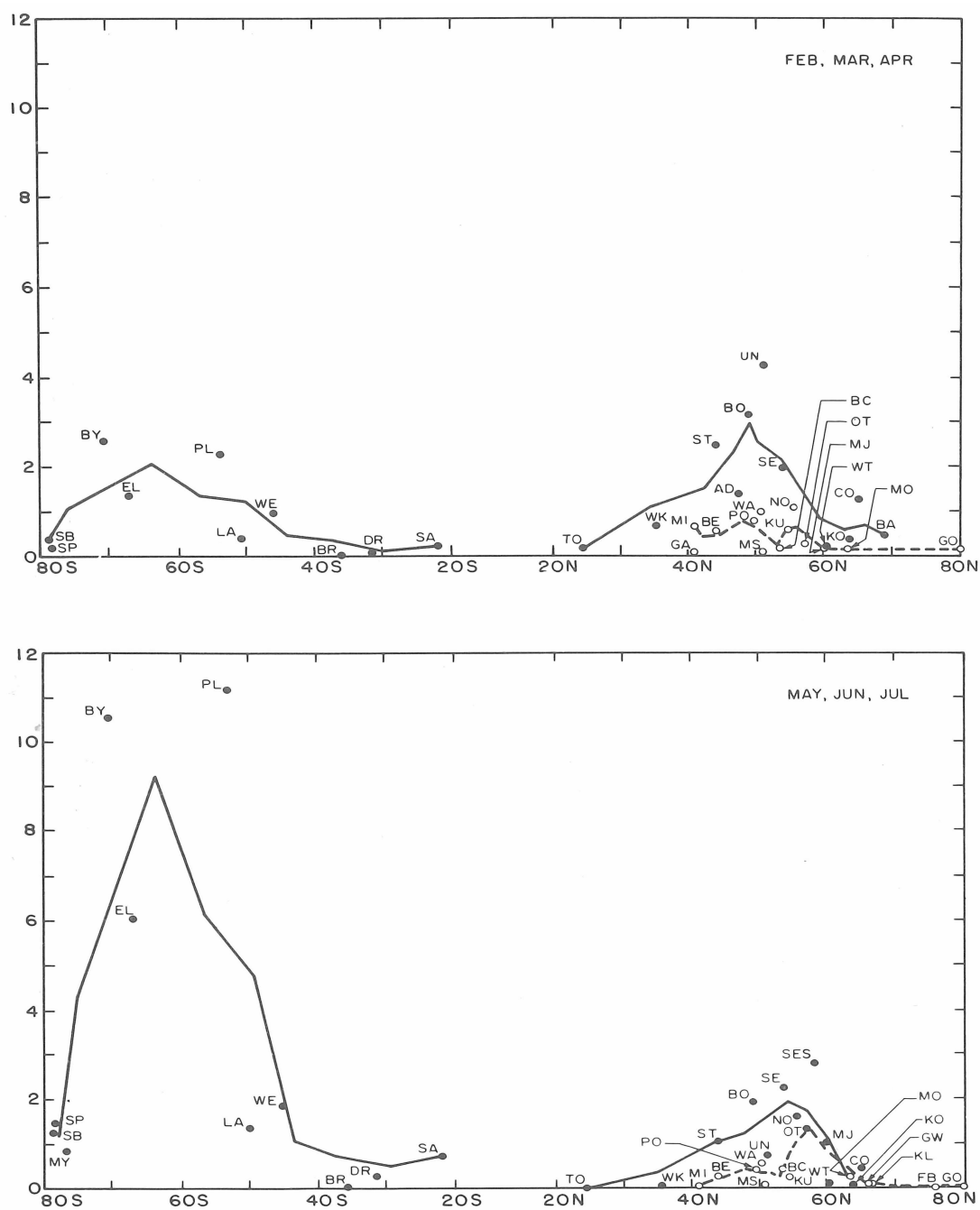
1. Nem azokon a helyeken lehet nagy whistlergyakoriság, amelyeknek a konjugált területén nagy a villámtevékenység (itt természetesen a $\lambda \leq \pm 20^\circ$ területektől eltekintve, mert az ezekről a geomágneses szélességekről induló erővonalak az ionoszférán keresztül záródnak). Meg kell azonban jegyezni, hogy emiatt nem is történtek akkor kis geomágneses szélességeken whistlermérések. Később japán és indiai mérések kimutatták, hogy kis szélességeken is előfordulnak whistlerek [*Singh*, 1993]. Ezek egy része az ionoszférában PL módban terjed, más részük valószínűleg közepes és na-



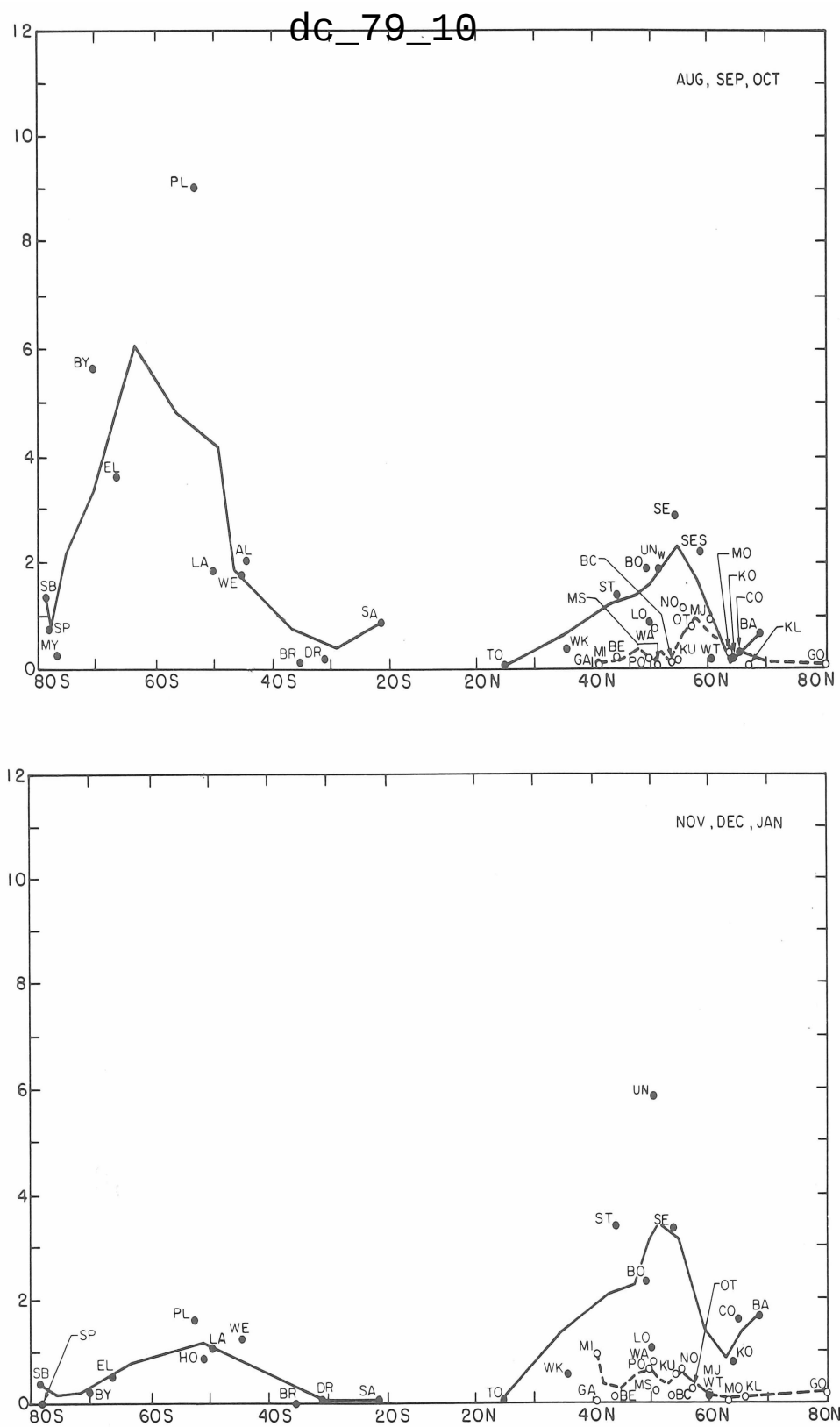
6.1. ábra. A Nemzetközi Geofizikai Évben és az azt követő időszakban működő VLF/whistlervevő állomások térképe. [Helliwell, 1965], 4.1. ábra.

Abbreviation	Location	Geographic		Geomagnetic
		Lat.	Long.	Lat.
AD	Adak, Alaska, U.S.A.	52°N	177°W	47°N
AL	Adelaide, Australia	35°S	139°E	45°S
BA	Point Barrow, Alaska, U.S.A.	71°N	157°W	68°N
BC	Battle Creek, Michigan, U.S.A.	42°N	85°W	53°N
BE	Bermuda	32°N	65°W	44°N
BO	Boulder, Colorado, U.S.A.	40°N	105°W	49°N
BR	Brisbane, Australia	28°S	153°E	36°S
BY	Byrd Station, Antarctica	80°S	120°W	71°S
CO	College, Alaska, U.S.A.	65°N	148°W	65°N
DU	Dunedin, New Zealand	46°S	171°W	51°S
DR	Durban, South Africa	30°S	31°E	31°S
EI	Eights Station, Antarctica	75°S	77°W	64°S
EL	Ellsworth Station, Antarctica	78°S	41°W	67°S
ELT	U.S.N.S. <i>Eltanin</i> , mobile	—	—	—
FR	Frobisher Bay, Baffin I., Canada	63°N	67°W	75°N
GA	Gainesville, Florida, U.S.A.	30°N	82°W	41°N
GO	Godhavn, Greenland	69°N	54°W	80°N
GW	Great Whale River, Quebec, Canada	55°N	80°W	65°N
GR	Greenbank, West Virginia, U.S.A.	38°N	80°W	50°N
HO	Hobart, Tasmania	43°S	147°E	52°S
HT	Hallet Station, Antarctica	72°S	170°E	75°S
KL	Knob Lake, Quebec, Canada	55°N	67°W	66°N
KO	Kotzebue, Alaska, U.S.A.	67°N	163°W	64°N
KU	Kühlungsborn, Germany	54°N	12°E	54°N
LA	Lauder, New Zealand	45°S	170°E	50°S
LO	Logan, Utah, U.S.A.	42°N	112°W	49°N
MA	Macquarie I., South Pacific Ocean	55°S	159°E	61°S
MI	Miseno, Italy	41°N	14°E	41°N
MY	Mirny, Antarctica	67°S	93°E	77°S
MJ	Mont Joli, Quebec, Canada	49°N	68°W	60°N
MO	Moisie, Quebec, Canada	50°N	66°W	62°N
MS	Moscow, U.S.S.R.	55°N	37°E	51°N
NO	Norwich, Vermont, U.S.A.	44°N	72°W	55°N
OT	Ottawa, Ontario, Canada	45°N	76°W	57°N
PO	Poitiers, France	47°N	00°E	50°N
PL	Port Lockroy, Antarctica	65°S	64°W	53°S
QC	Quebec, Quebec, Canada	47°N	72°W	58°N
SA	Santiago, Chile	33°S	71°W	22°S
SB	Scott Base, Antarctica	78°S	167°E	79°S
SE	Seattle, Washington, U.S.A.	48°N	122°W	54°N
SP	South Pole, Antarctica	90°S		79°S
ST	Stanford, California, U.S.A.	37°N	122°W	44°N
SES	Suffield, Alberta, Canada	50°N	111°W	58°N
TO	Toyokawa, Japan	35°N	137°E	25°N
UN	Unalaska, Alaska, U.S.A.	54°N	167°W	51°N
US	Ushuaia, Argentina	55°S	68°W	43°S
VA	Vandenberg AFB, California, U.S.A.	35°N	121°W	41°N
WA	Washington, D.C., U.S.A.	39°N	77°W	50°N
WK	Wakkanai, Japan	45°N	142°E	35°N
WE	Wellington, New Zealand	41°S	175°E	45°S
WT	Wetaskiwin, Alberta, Canada	53°N	113°W	61°N

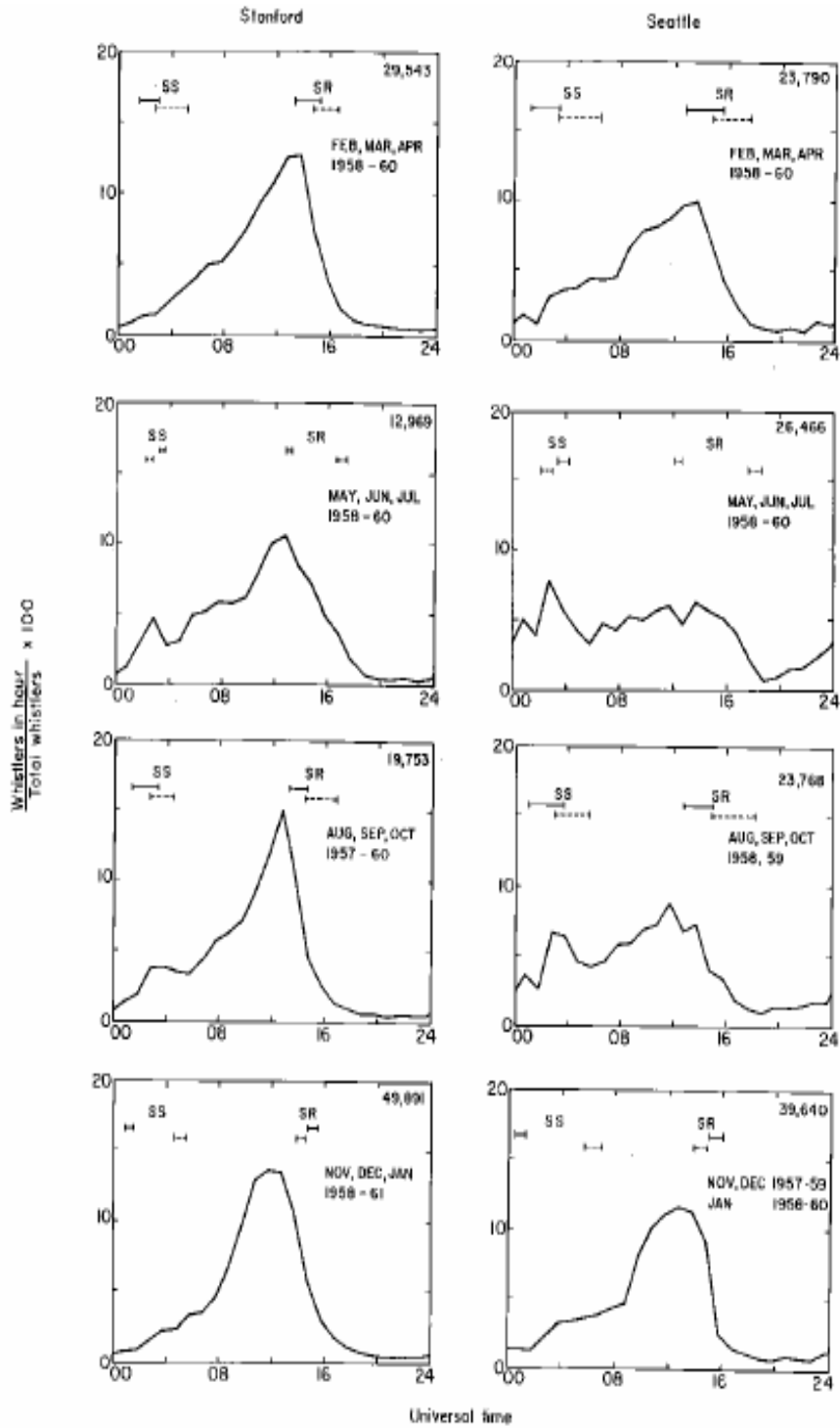
6.2. ábra. A Nemzetközi Geofizikai Évben és az azt követő időszakban működő VLF/whistlervevő állomások listája [Helliwell, 1965], 4.2. táblázat.



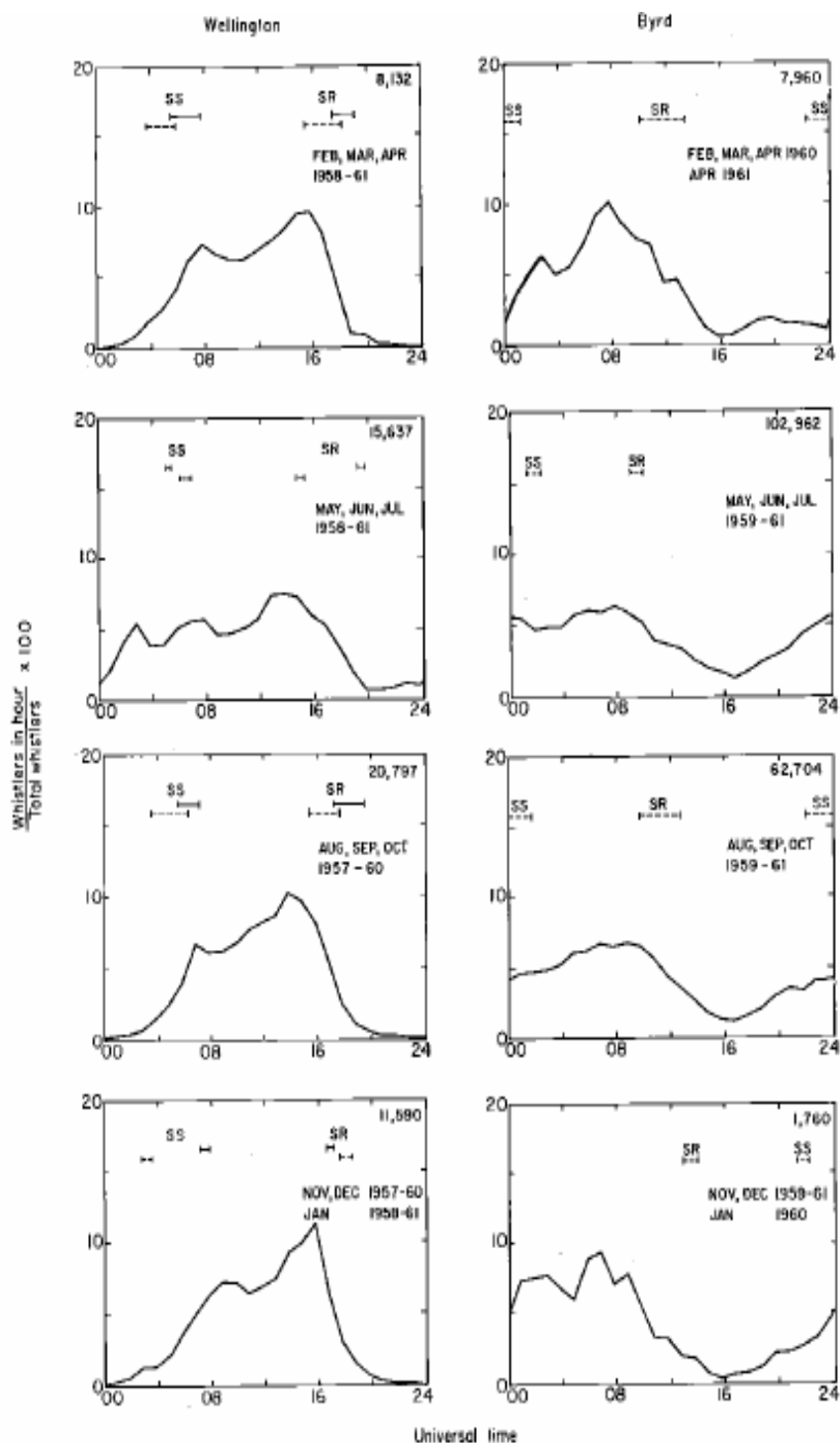
6.3. ábra. A Nemzetközi Geofizikai Évben és az azt követő időszakban működő VLF/whistlervevő állomásokon észlelt évszakos whistlergyakoriság [Helliwell, 1965], 4.39a. ábra.



6.4. ábra. A Nemzetközi Geofizikai Évben és az azt követő időszakban működő VLF/whistlervevő állomásokon észlelt évszakos whistlergyakoriság [Helliwell, 1965], 4.39b. ábra.



6.5. ábra. A Nemzetközi Geofizikai Évben és az azt követő időszakban működő VLF/whistlervevő állomásokon észlelt relatív napi whistlergyakoriság [Helliwell, 1965], 4.37a. ábra.



6.6. ábra. A Nemzetközi Geofizikai Évben és az azt követő időszakban működő VLF/whistlervevő állomásokon észlelt relatív napi whistlergyakoriság [Helliwell, 1965], 4.37b. ábra.

gyobb szélességeken terjedve az ionoszférából való kilépés után jut el a kis szélességű vevőállomásra.

2. Vannak olyan helyek, ahol a jelentős whistlergyakorisághoz számottevő villámgyakoriság társul a konjugált területen. Ilyen például az antarktiszi félsziget vagy a Kárpát-medence.
3. Vannak azonban olyan helyek is, ahol a jelentős whistlergyakorisághoz nulla vagy minimális villámgyakoriság társul a konjugált területen. Ilyen például Észak-Amerika középső és nyugati része, Alaszka és Új-Zéland.

Ez alapvetően megkérdőjelezi a klasszikus whistler keletkezési-terjedési elméletet: a whistler a vevőállomás geomágneses konjugált területén kipattanó villámok jeleiből származik úgy, hogy a jel a két pontot összekötő vagy ahhoz közeli erővonal mentén terjed [Helliwell, 1965]. A fent felsorolt következtetéseket az akkori whistleradatokból a 2.12. ábrán látható villámeloszlás ismerete nélkül természetesen akkor még nem lehetett levonni. Ugyanakkor a 6.3-6.6. ábrákról kiválaszthatóak azok a helyek, amelyekről már tudjuk, hogy ott jó a whistler-előfordulási statisztika, kiegészítve az azóta összegyűlt tapasztalatokkal. Ezek a tapasztalatok azt mutatják, hogy ugyanaz a whistler vagy whistlercsoport egymástól legfeljebb 600-1000km távolságban lévő állomásokon észlelhető [Rycroft et al., 1974], ami egy praktikus alsó korlátot szab az állomások sűrűségének.

A szükséges állomássűrűséget a vizsgálandó térrész, esetünkben a plazmaszféra térbeli és időbeli változási sebessége határozza meg. A plazmaszféra szerkezete alapvetően három okból változik:

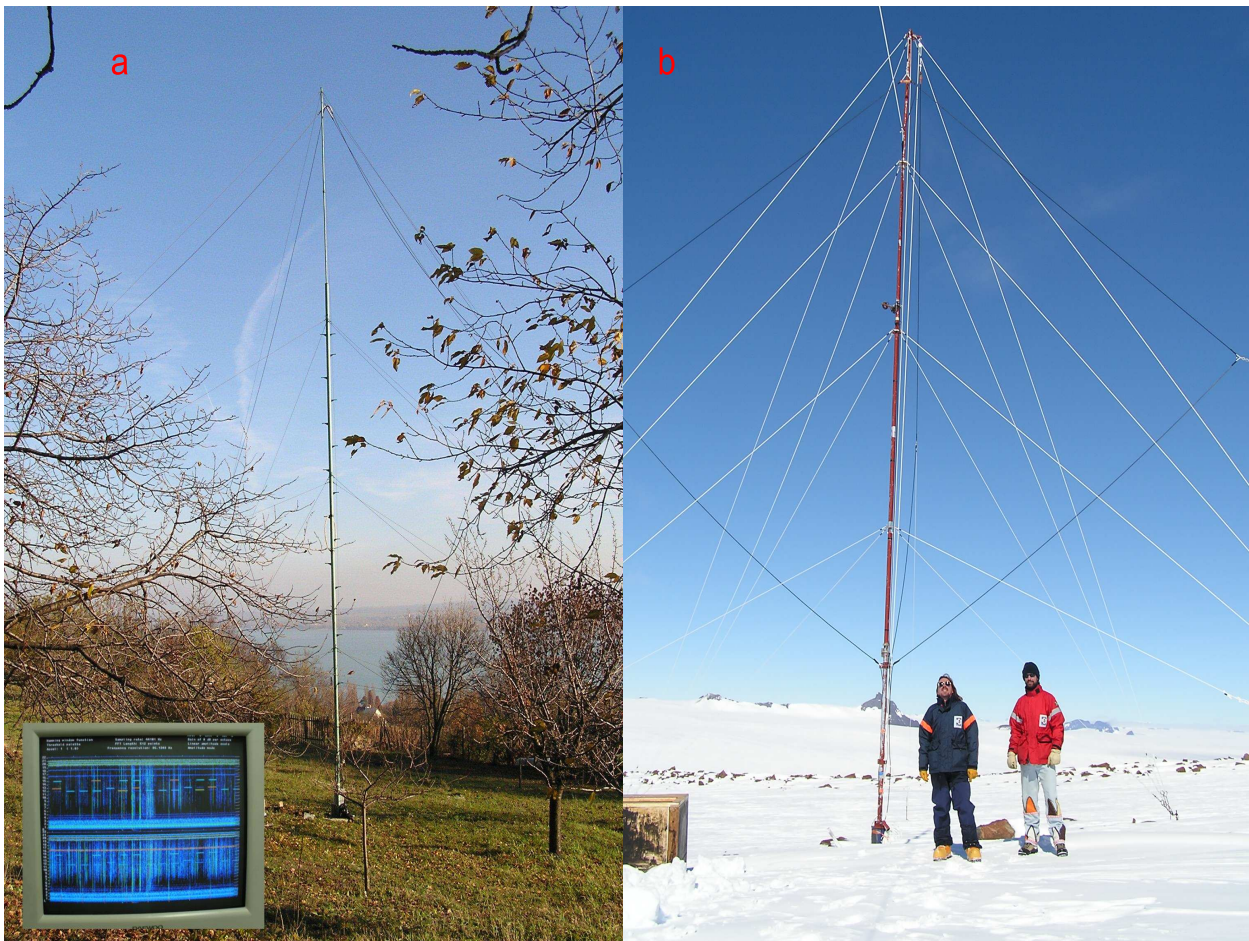
1. Az ionoszféra-plazmaszféra közötti töltéscsatolás. A plazmaszféra töltött részecskéinek fő forrása az ionoszféra, a csatolási fluxusok nyugodt időszakban nappal általában fölfelé, éjszaka lefelé irányulnak [Park, 1970, 1974; Tarcsai, 1981]
2. A plazmaszférát formáló, egymásra szuperponálódó magnetoszférabeli konvektív és korotáló elektromos terek mágneses helyi idő (MLT) függése [Darrouzet et al., 2009]
3. A naptevékenység hatása.

Az első két tényező mágnesesen nyugodt időszakokban periodikusan változik, azonban a 3. tényező az első két tényező szabályosságát is erősen befolyásolja. A három tényező karakterisztikus ideje sorban 12 óra, 1-2 óra, 1/2 óra-több nap. A leggyorsabb változásnak 800-1600km (egyenlítői) állomássűrűség felel meg.

A lehetséges állomássűrűséget három tényező határozza meg:

1. A forrás térbeli és időbeli eloszlása. Az előbbiről láttuk, hogy nem függ közvetlenül össze a whistlergyakorisággal. A 2. fejezet alapján láthatjuk, hogy a villámok napi eloszlása is közvetett befolyással van a whistlergyakoriságra, az évszakos változás hatása viszont egyértelműen látható. Azaz mind az északi, mind a déli féltekén szükségesek vevőállomások ahhoz, hogy minden évszakban követni tudjuk a plazmaszféra változásait. Bár a napi villámgyakoriság változása nincs közvetlen kapcsolatban az egyes állomásokon észlelt whistlergyakoriság napi menetével, de minden állomáson látunk erős napi menetet. A napi menetek csúcsainak szélessége 4-8 óra, tehát 3-6 olyan állomásra van szükség, amelyek közötti MLT szeparáció 4-8 óra.

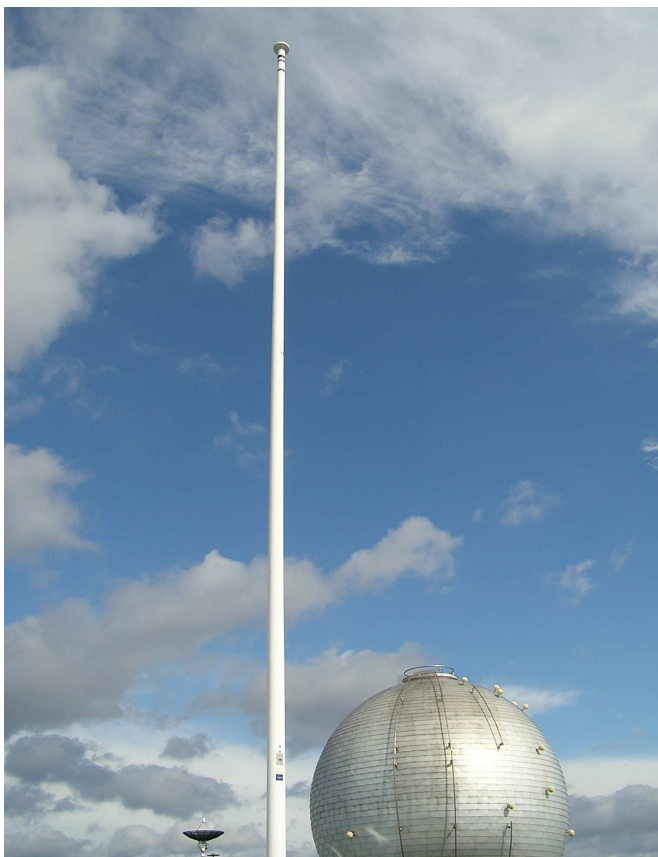
2. A vevőállomás által beratott L-tartomány vastagsága, ugyanis egy-egy állomáson csak egy bizonyos L-tartományban terjedő whistlerek észlelhetők. Az észlelt whistlerek közepes mágneses szélességen ($1.4 < L < 2.3$) általában a $1.4 < L < 3.2$, nagyobb ($2.4 < L < 3.5$) szélességen a $2 < L < 4$, nagy ($3.6 < L < 4.5$) szélességeken pedig a $2.5 < L < 6$ tartományokban terjednek. Ezért e három szélességi sáv mindegyikében legalább egy állomást szükséges telepíteni.
3. A potenciális helyszínek földrajzi eloszlása, az ott rendelkezésre álló vagy megteremthető szükséges infrastruktúra. A utóbbit a következő szakaszban tárgyalom, az előbbi (szárazföldek, lakott területek eloszlása) olyan külső tényező, amin nem tudunk változtatni, legfeljebb időlegesen – pl. tengerjáró hajókon végeznek időszakos VLF/whistler méréseket.



6.7. ábra. „Sheffield goniometer” antennák, a) Tihanyban (a betétképen a VLF jel valós-idejű spektrogrammja látható), b) a dél-afrikai antarktiszi állomáson, SANAE-ban.

6.2. Az AWDANet ^{de 79, 10} alomások felépítése

A VLF/whistler jel általában elliptikusan polarizált elektromágneses hullám. Az észleléshez ezért mind elektromos, mind mágneses antenna használható. A földfelszín relatíve nagy elektromos vezetőképessége miatt csak a mágneses tér vízszintes és az elektromos tér függőleges komponensét van értelme mérni. Szokás a mágneses tér méréséhez két, egy-



6.8. ábra. Elektromos antenna egy 8m magas üvegszálal oszlopban az ELTE lágymányosi épületének (Északi Tömb) tetején.

másra merőleges antennát használni, ami bizonyos esetekben lehetővé teszi a beérkező jel terjedési irányának meghatározását is. (A függőleges elektromos térkomponens használata az iránymeghatározásban whistlerek esetében legtöbbször inkább ront, mint javít a pontosságon [*Strangeways*, 1980; *Strangeways and Rycroft*, 1980; *Lichtenberger et al.*, 1997]). A mágneses antennákat elsősorban lakott területeken kívül alkalmazzák, mert az erősáramú hálózat zavaraira érzékenyebb, mint az elektromos antenna. Az utóbbi főleg városokban, magasabb épületek tetején alkalmazható jobban, mint a mágneses antenna.

Mágneses antennaként legjobban a nagy keresztmetszetű, sarkára állított négyzet alakú, egymenetes hurok, a „Sheffield goniometer” vált be [*Bullough and Sagredo*, 1973], mert az azonos hatásos felületű, többmenetes, földhöz közelebb elhelyezkedő hurkokhoz képest jobb a jel/zaj viszonya. Ez az antenna konstrukció azonban nagyméretű, a Tihanyban (6.7. ábra) és Nagycenken is felállított példány árbocmagassága 18 m, a hurok 10x10m-es, azaz 100 m² keresztmetszetű, így az antenna felállítása mintegy 1300 m²-es területet igényel. Az elektromos dipól-antenna ezzel szemben egy 2.5 m hosszú vezetékből áll, de ezt is ki kell emelni a környezetből (6.8. ábra). Amíg a mágneses hurokantennák

nem érzékenyek a növényzetre, főleg fákra és azok mozgására, addig az elektromos antenna igen. Ezért ahol a helyszín lehetővé teszi, mágneses hurokantennákat használunk

A whistlerek természetes eredetű rádiójelek, frekvenciátfogásuk 1-20 kHz között van, ezért észlelésükhöz elvben elegendő lenne az antennákat rákötni egy hangszóróra és már hallhatnánk is a jeleket. Azonban a gyakorlatban szükséges egy előerősítő-fokozat közbeiktatása, amellyel szemben a fő követelmény az 1-20 kHz tartományban az átviteli karakterisztika linearitása és a kis zaj. A whistlerek feldolgozása az előzőekben leírt módszerek alapján digitálisan történik, ezért az előerősítő jelét digitalizálni kell. A digitalizált jel időbeli pontosságának el kell érnie az $1\text{-}10\mu\text{sec}$ -et, ugyanis whistler-terjedési vizsgálatokban több helyszínű, egyidejű mérésekkel, háromszögeléssel lehet meghatározni a jel kilépési pontját az ionoszférából. Ezeknek a kritériumoknak megfelelően egy AWDANet mérőállomás a következőképpen épül fel:

1. VLF antenna

- Két egymásra merőleges mágneses hurokantenna, vagy
- elektromos dipólantenna a helytől és lehetőségektől függően. Ahol lehetséges, mágneses antennát használunk.

2. LANT-1 kétcsatornás előerősítő mágneses antennához vagy EANT előerősítő elektromos antennához. Mindkettőt a BL Electronics Kft. gyártja. A LANT-1 frekvenciátviteli karakterisztikája a 6.9. ábrán látható.

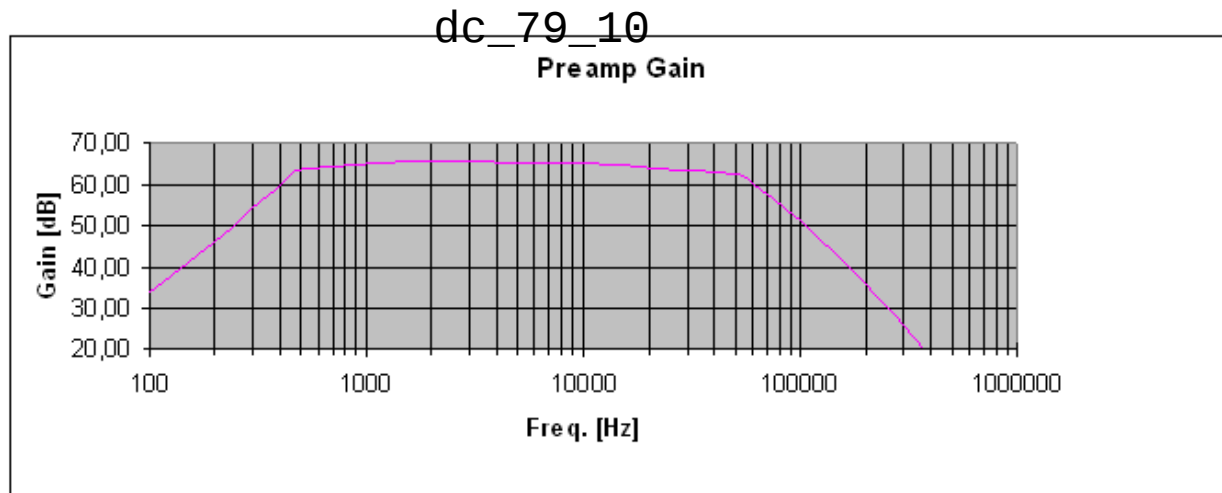
3. VR2 kétcsatornás, 16 bites felbontású, nagy időbeli pontosságú mintavevő egység. A VR2 mintavételi frekvenciája 2-200 kHz között 12 lépésben változtatható. A minták időbeli pontossága 80nsec, amihez a referenciát egy GPS vevő szolgáltatja. A digitalizált adatok Ethernet hálózati kapcsolaton keresztül jutnak a feldolgozó PC-be. A VR2-t szintén a BL Electronics Kft. gyártja.

4. Adattároló és feldolgozó PC. A PC fogadja a nyers adatokat és az AWD algoritmus-sal detektálja a whistlereket. Csak azokat az adatrészeket őrzi meg, amelyeket az algoritmus whistlernek minősít, ezeket egy esemény esetén 4sec hosszú, több közeli esemény esetében arányosan hosszabb adatszakaszt tartalmazó fájlban tárolja. A teljes, nyers adatsor megőrzése jelenleg még csak bizonyos időszakokban történik, mert az évi teljes nyers adatmennyiség 4.7TB – ennek tárolása már a közeljövőben sem lesz lehetetlen feladat.

5. Internet kapcsolat a külvilággal, ez elengedhetetlen a mérések felügyeletéhez. Mivel az állomások legtöbbször távoli helyszíneken létesültek, ezért a kapcsolat sebessége (64-128kbit/sec) csak a felügyeletet és legfeljebb egy-egy kiválasztott tárolt fájl letöltését teszi lehetővé. Ezért az AWA algoritmust nem lehet egy központi helyen futtatni, minden egyes mérőpontra telepíteni kell az AWA rendszert is, ezért is kell szigorú súly- és méretkorlátokat teljesítenie az AWA gyakorlati megvalósításának.

6.3. Az AWDANet

A 6.1. szakaszban felsorolt követelmények mindegyikének teljesítése a globális hálózat megfelelő sűrűségű kialakításában önmagában is lehetetlen. A plazmaszféra dinamikájából következő 1 órás longitudinális szeparációt, az évszakos (2 évszak, a villámaktivitás



6.9. ábra. A LANT-1 (BL Electronics Kft.) előerősítő átviteli karakterisztikája.

miatt itt elegendő a tél/nyár figyelembevétele) és a szélességi felbontást (3 sáv) is figyelembe véve 144 állomás adódik. Ez önmagában is nehezen teljesíthető, de ha figyelembe vesszük a szárazföldek eloszlását (különösen a déli féltekén), lehetetlen is. Szerencsére a plazmaszféra-modellek, amik az űr-időjárási előrejelzési modellekhez szükségesek, képesek nem teljes térbeli adatrácson is hatékonyan működni [Gallagher *et al.*, 2000]. Ezért azt tűztem ki célul, hogy a meridionális felbontás legalább 6 órás legyen, ez összesen 24, többé-kevésbé egyenletes földrajzi eloszlású hálózatot jelent, ami már megvalósítható.

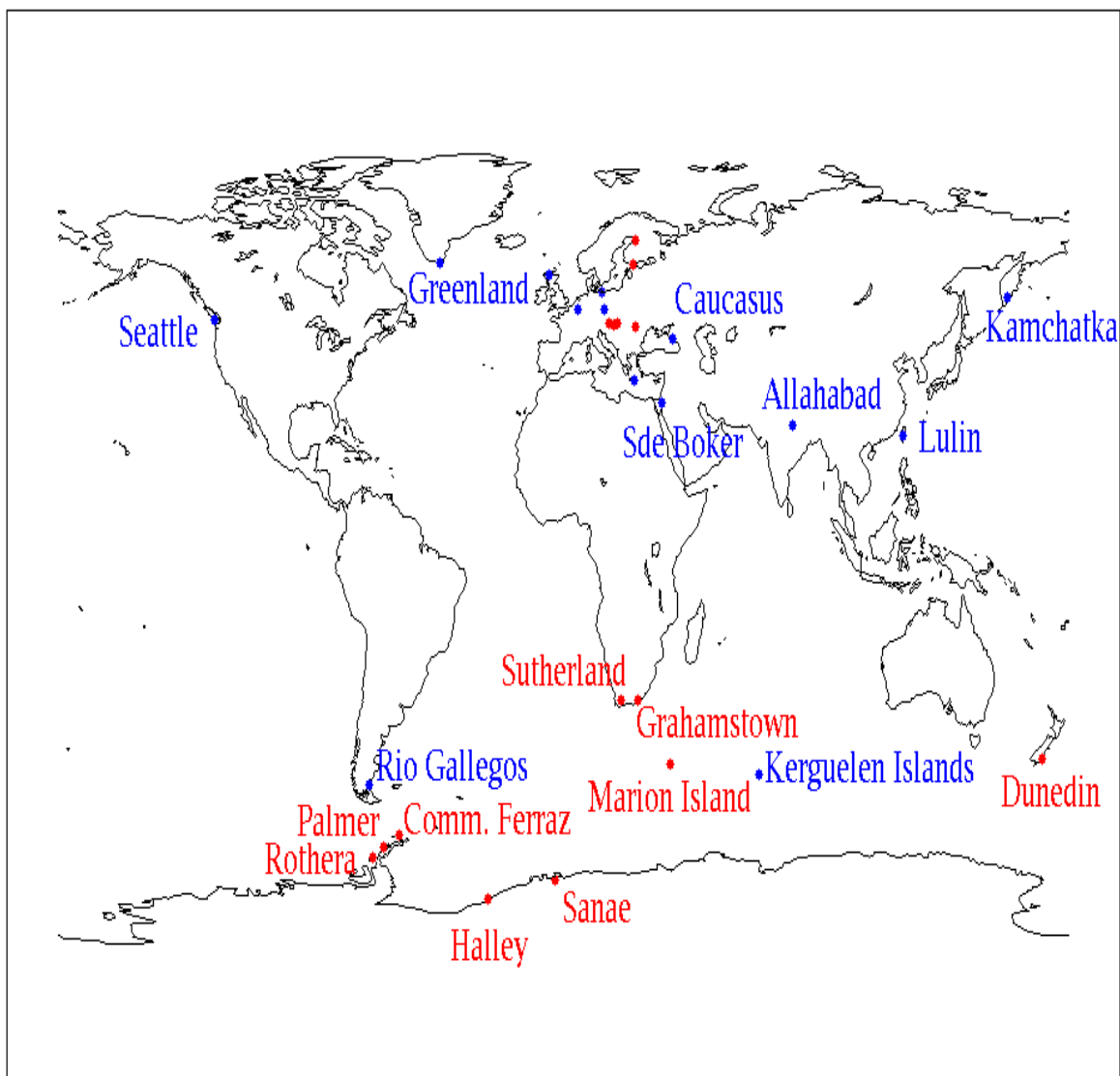
A jelminőségi és technikai követelmények is ellentmondanak egymásnak, a legtisztább jel a lakott helyektől távol észlelhető, ahol a szó szoros értelmében semmi sincs – de a berendezések működtetéséhez elektromos áram kell, a számítógépet időjárástól védett és biztonságos (rongálás!) helyre lehet csak telepíteni és szükség van Internet kapcsolatra is. Ezek a feltételek (természetesen bizonyos kompromisszumokkal) leggyakrabban már létező obszervatóriumok esetében teljesülnek, így hát nem véletlen, hogy elsősorban – de nem mindenütt – ide telepítettünk AWDANet állomásokat. A 6.10. ábrán az európai, a 6.11. ábrán a világ többi részén telepített (piros színnel jelölt) AWDANet állomások láthatók. A közeljövőben telepítendő (vagy már telepítés alatt álló) állomások a térképeken kék színnel vannak jelölve. Az állomások telepítése nemzetközi kutatói együttműködésben, kapcsolatainkra építve történik. Az állomások többségét személyesen telepítettem (6.7.b. ábra).

A 15 már működő állomás és az együttműködő intézmények listája abc sorrendben:

1. Budapest - ELTE Geofizikai és Űrtudományi Tanszék
2. Commandante Ferraz állomás, Antarktisz - IPNE-CRAAM, Instituto Presbiteriano Mackenzie, Sao Paulo, Brazília
3. Dunedin - University of Otago, Dunedin, Új-Zéland
4. Gyergyóújfalu - Bónusz Rt., Gyergyóújfalu
5. Grahamstown - Rhodes University, Grahamstown, Dél-Afrika
6. Halley, Antarktisz - British Antarctic Survey, Cambridge, Egyesült Királyság



6.10. ábra. Az AWDANet európai állomásai, pirossal a működő, késsel a közeljövőben felállítani tervezett vagy már felállítás alatt lévő állomások nevei láthatóak.



6.11. ábra. Az AWDANet állomásai világszerte, pirossal a működő, késsel a közeljövőben felállítani tervezett vagy már felállítás alatt lévő állomások nevei láthatóak.

7. Marion Island - University of KwaZulu-Natal, Durban, Dél-Afrika
8. Nagycenk - MTA GGKI, Sopron
9. Oulu - Sodankylä Geophysical Observatory, Sodankylä, Finnország
10. Palmer, Antarktisz - Stanford University, Stanford, Amerikai Egyesült Államok
11. Rothera, Antarktisz - British Antarctic Survey, Cambridge, Egyesült Királyság
12. SANAE, Antarktisz - University of KwaZulu-Natal, Durban, Dél-Afrika
13. Sutherland - University of KwaZulu-Natal, Durban, Dél-Afrika
14. Tihany - ELGI, Budapest
15. Tvärminne - Sodankylä Geophysical Observatory, Sodankylä, Finnország

A tervezett állomások:

1. Allahabad - Indian Institute of Geomagnetism, Bombay, India
2. Greifswald - University of Greifswald, Greifswald, Németország
3. Grönland déli része - Danish National Space Institute, Koppenhága, Dánia
4. Heraklion - University of Crete, Heraklion, Kréta, Görögország
5. Humain - Belgian Institute of Space Aeronomie, Brüsszel, Belgium
6. Kaukázus (a helyszín még nincs pontosan kijelölve) - Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Tróick, Oroszország
7. Kerguelen-sziget - Centre National d'Études Spatiales, Párizs, Franciaország
8. Lulin - Institute of Space, Astrophysical and Plasma Sciences, Tainan, Tajvan
9. Panska Ves - Institute of Atmospheric Physics, Prága, Csehország
10. Paratunka, Kamcsatka - Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation, Paratunka, Oroszország
11. Rio Gallegos - Laser Research and Applications Center, Buenos Aires, Argentína
12. Sde Boker, Negev sivatag - Tel Aviv University, Izrael
13. Seattle - University of Washington, Seattle, USA
14. Skócia (a helyszín még nincs pontosan kijelölve) - British Antarctic Survey, Cambridge, Egyesült Királyság

Az AWDANet, ha a tervezett állomások is megvalósulnak, közel lesz az egyenletes eloszlású 24 állomásos tervhez.

Az AWDANet felügyeletét az ELTE Geofizikai és Űrtudományi Tanszék Űrkutató Csoportja látja el. Az adatok feldolgozása is itt történik. A 29 állomás közül az 5. fejezet végén említett EU FP7-es pályázat keretében 2011-14. között 15-ben telepítjük az AWA algoritmust, amivel a hálózat eléri a majdnem valós idejű üzemmódot. Természetesen a későbbiekben a többi állomás bővítését is tervezzük.

7. fejezet

Villám-whistler korrelációs vizsgálatok

A 2. fejezet végén bemutatott statisztikai vizsgálatok eredményei, különösen a napi whistlergyakoriságok Dunedinben, Rotherában és Palmerben (2.14., 2.18. és 2.20. ábrák), valamint a globális villámgyakoriság térkép (2.12. ábra) és az egyes állomások aktivitása közötti ellentmondás azt sugallja, hogy a klasszikus whistler keletkezési-terjedési elmélet [Helliwell, 1965] nem mindig, vagy nem mindig úgy igaz. Ez a kérdés önmagában is fontos és érdekes, de ha figyelembe vesszük azt, hogy a plazmaszféra vizsgálatokban használják a whistlerekből nyert elektronsűrűség adatokat, akkor ez a kérdés kulcsfontosságúvá válik: a whistler-inverziós eljárások csak a terjedési út vagy utak radiális távolságát (L -érték) adják meg, annak meridionális pozíciójáról nem tudnak semmit mondani, ugyanis a mágneses tér dipólus modellje hengerszimmetrikus. A tér sokkal pontosabb leírásainak alkalmazása az inverzióban, amelyek már tartalmazzák a mágneses tér MLT függését, pl. az IGRF/DGRF modell, nem jelentenek megoldást. Ugyanis vagy eleve tudnunk kellene annak az erővonalnak a mágneses hosszúságát, amely mentén az inverziós eljárás terjedési modelljét számoljuk, vagy az MLT-t szabad paraméterként be kell építeni az IGRF/DGRF teret használó modellbe. Az első lehetőség teljesíthetetlen, mert hiszen pont az ismeretlen hosszúságot keressük, a második lehetőség elvben járható lenne, de egy újabb becsült paraméter bevezetése annyira megnövelné az inverzió instabilitását, hogy az a gyakorlatban alkalmazhatatlan lenne – emellett az algoritmus várható futásideje is a többszörösére nőne.

Az egyik lehetséges megoldás a detektált skálázható whistlerek elemzése, amelyik nem csak a terjedési- és plazmaparamétereket, hanem a keltő szferik idejét is megadja. Ehhez az időponthoz pedig meg lehet keresni a keltő villámot. Ez a módszer jelen pillanatban sajnos nem alkalmazható, mégpedig két ok miatt. Az első ok az, hogy az AWA algoritmus jelenleg csak kísérleti üzemben működik egy PC-n és nem képes nagytömegű whistlert feldolgozni belátható időn belül (csak az eddig detektált tihanyi whistlerek feldolgozásához hosszú évekre lenne szükség), ehhez meg kell várni a párhuzamos feldolgozó egységek (klaszterek) üzembehelyezését. A másik ok az, hogy nem létezik globális, teljes villám adatbázis. Vannak lokális, néhány országra vagy nagyobb területre kiterjedő villámdetektor-hálózatok, pl. az európai EUCLID vagy LINET és az amerikai NLDN. Ezek többé-kevésbé teljes villám adatbázist produkálnak, fedettségük azonban nem elég a whistlerekkel kapcsolatos vizsgálatokhoz. A műholdas mérések (OTD és LIS) pedig csak statisztikai eloszlásokat szolgáltatnak, mivel egy-egy terület fölött csak nagyon rövid ideig tartózkodnak. A legjobb és gyakorlatilag egyetlen globális hálózat a VLF sávban működő WWLLN hálózat [Dowden *et al.*, 2008], a hálózat egyik mérőpontja az ELTÉ-n, Lágymányoson működik, az

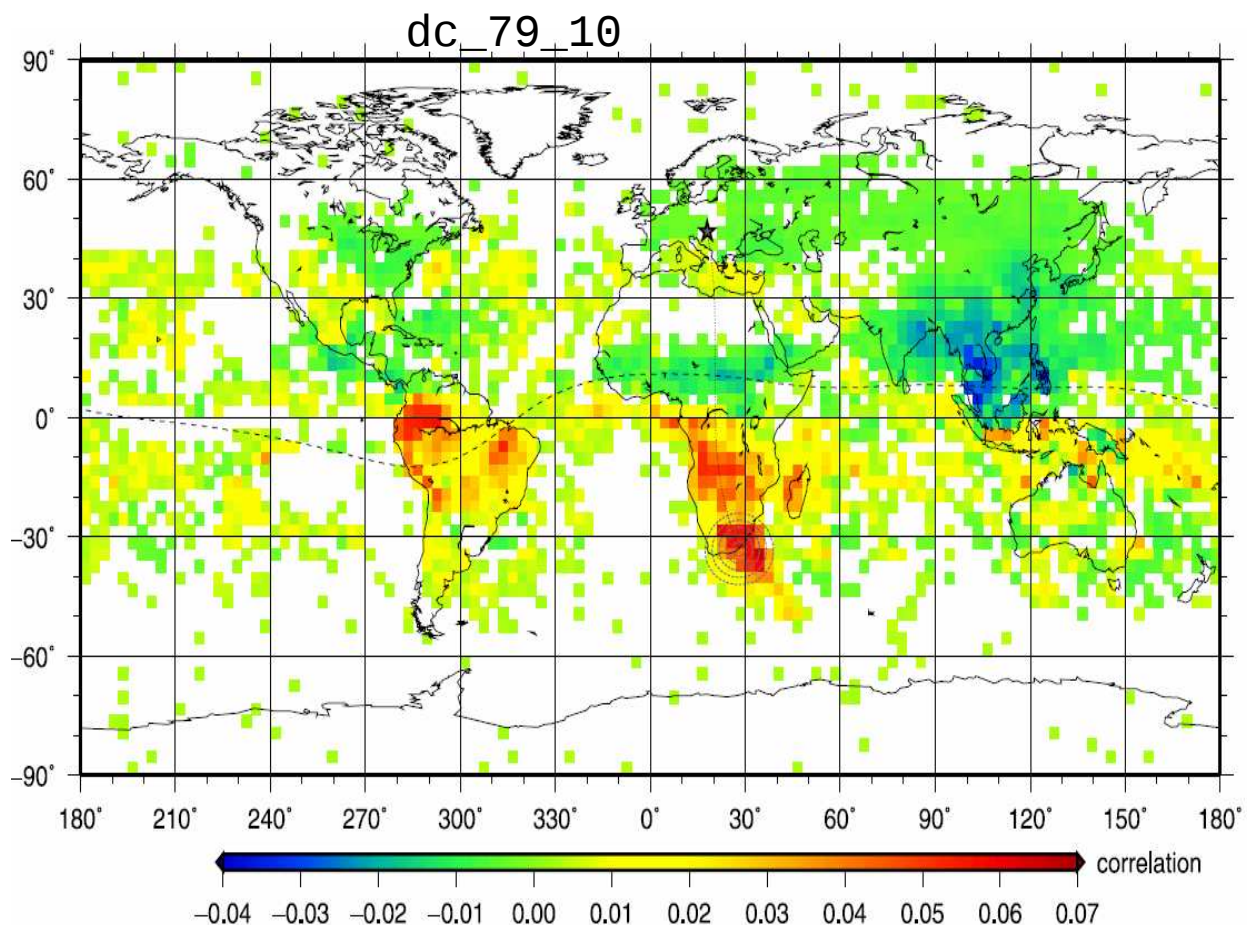
Úrkutató Csoport kezelésében. A WWLLN-detektálási határfoka jelenleg nem egyenletes, 5-20% között változik, a helymeghatározási pontossága 10-20km [Rodger *et al.*, 2009a]. A WWLLN képes a felhő-föld és a felhő-felhő villámok detektálására, de nem tesz közöttük különbséget. A hálózat jelenleg sem a villám polaritását, sem a töltésmomentumot nem méri és főleg a 25kA-nél nagyobb csúcsáramú kisüléseket észleli. Ezért a kiértékelt whistlerekből nyert keltő villám-időpontok és a valós villámok idejének közvetlen összevetésére jelenleg nincs mód, reméljük azonban, hogy ez a lehetőség is megnyílik majd a jövőben.

Egy másik, az előzőnél kevésbé egzakt, inkább statisztikai megközelítés lehet a detektált whistlerek beérkezési idejének ismeretében (ezt 10 msec-os pontossággal ismerjük) megkeresni a lehetséges keltő villámokat a whistler beérkezési ideje előtti időablakban. Ez a módszer a hiányos villámadatok és az időablak hosszából származó bizonytalanság miatt nyilván nem a konkrét whistler-villám párokat, hanem a keltő villám legvalószínűbb kipattanási helyét fogja megadni, ha nagyszámú whistler adatait használjuk fel.

7.1. Tihanyi whistlerek és villámok korrelációs vizsgálata

A tihanyi whistlerdetektor 2002. február 27. és 2005. május 18. közötti adatsorban 681107 whistlert talált, ez 0.4 whistler/perc átlagos gyakoriságot jelent. Ezeknek a whistlereknek a beérkezési idejét vetettük össze a WWLLN villámadatokkal a következőképpen [Collier *et al.*, 2009]:

1. Megbecsültük a Föld egy adott földrajzi területének hozzájárulását a tihanyi whistlerek keletkezéséhez. Ehhez a tihanyi whistlerelőfordulási adatokat korreláltattuk az adott földrajzi területen előforduló villámgyakorisággal.
2. A villámadatokból csak azokat az időszakokat vettük figyelembe, amikor a tihanyi AWD működött (a 2. fejezetben már jeleztük, hogy voltak rövidebb leállások technikai okok és villámcsapások miatt).
3. A villámadatokat $3^\circ \times 3^\circ$ -os területi cellákra osztottuk.
4. A tihanyi whistlerek esetében a keltő villám a whistlert időben 200-800msec-mal előzi meg. Azonban a WWLLN alacsony határfoka, valamint az alacsony whistlergyakoriság miatt ezt a Δt intervallumot 1 percre növeltük. Mind a whistler, mind a villámelőfordulásokat teljes időszakon belül ezekbe az 1 perces intervallumokba soroltuk, majd az egyes intervallumokhoz logikai igent vagy nemet rendeltünk, aszerint, hogy előfordult-e whistler vagy villám abban az intervallumban. A $\Delta t = 1$ percnél nagyobb intervallum viszont növelné a véletlenszerű korreláció esélyét. Ez az intervallum sokkal nagyobb, mint a tipikus futási idő, ezért az esély, hogy a whistler és a keltő villám két különböző intervallumba esik, csekély.
5. Az így nyert idősorokon elvégzett statisztikai szignifikancia-vizsgálatok (Fischer-teszt) eredménye gyakorlatilag nulla p-értéket adott, azaz a null-hipotézis elvethető, szignifikáns kapcsolat van a whistler és villámaktivitás között (ezt természetesen más vizsgálatokból tudjuk, de ez a szignifikancia-vizsgálat a leírt módon nyert adatsorra vonatkozott).



7.1. ábra. A tihanyi whistlerészlelések és a WWLLN villámadatok korrelációs térképe. Tihanyt egy csillag jelzi, a konjugált terület körül 200km-enként koncentrikus körök láthatók egészen 1000km-ig. A geomágneses egyenlítőt szaggatott, a tihanyi geomágneses meridiánt pontozott vonal jelzi.

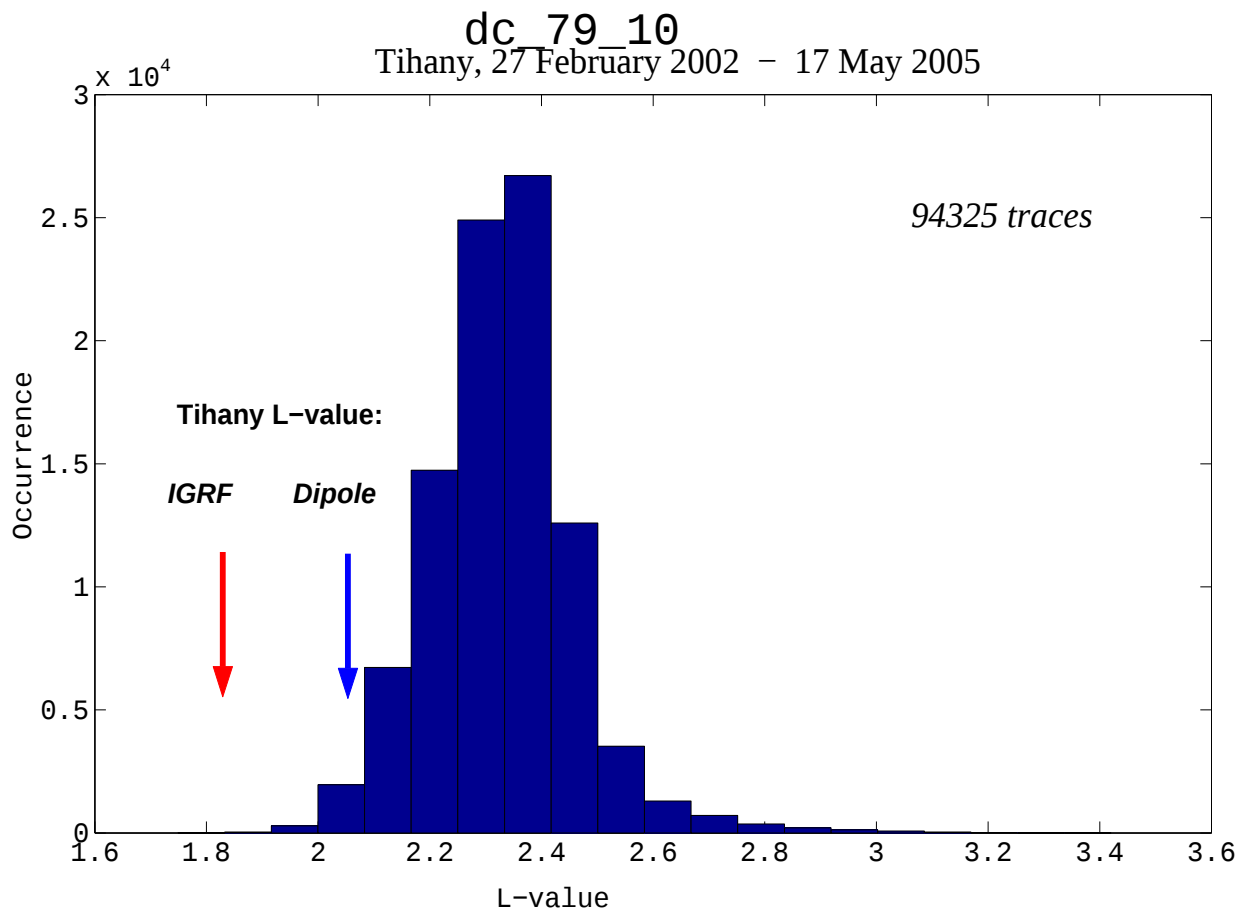
6. A logikus feltevés az, hogy elegendő az igen-igen periódusokat, tehát azokat az intervallumokat, amelyekben volt whistler is meg villám is megszámolni az egyes cellák esetében. Azonban a villámok földrajzi eloszlása nagyon egyenetlen, a három trópusi régió (Egyenlítői-Afrika, Közép-Amerika és az Amazonas-medence valamint Óceánia) aktivitása nagyságrendekkel felülmúlja a többi terület aktivitását. Az alábbi logikai függvény alkalmas ennek kompenzálására:

$$(W \cap V) \cup (\overline{W} \cap \overline{V}) \quad (7.1)$$

ahol W és V a fenti módon létrehozott logikai intervallumsorozatok. Ez a logikai függvény akkor igaz, ha az adott intervallumban volt whistler is meg villám is vagy egyik sem volt és akkor hamis, ha az adott intervallumban vagy csak villám, vagy csak whistler volt. A második tényező kiegyenlíti az első tényező tropikus területeket kiemelő hatását az alacsony villámaktivitású területeket kiemelve.

7. a korrelációs együttható a két sorozat kovarianciája és a szórások szorzatának hányadosaként számolható, ha a szórások végesek és nullától különbözőek.

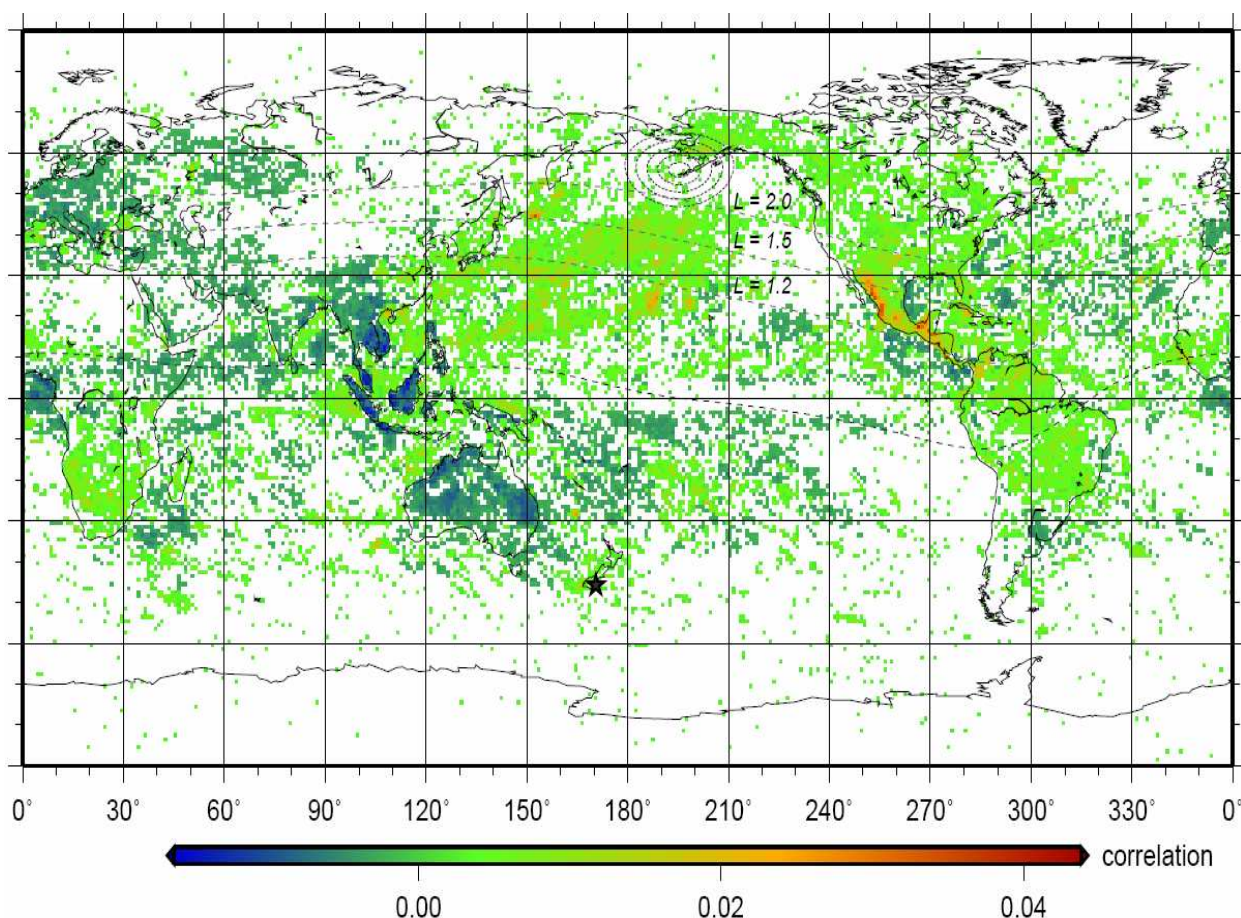
A fenti módon számolt korrelációs térkép a 7.1. ábrán látható. A korrelációs együttható alacsony értéke annak köszönhető, hogy nagyságrendekkel több villám van, mint whist-



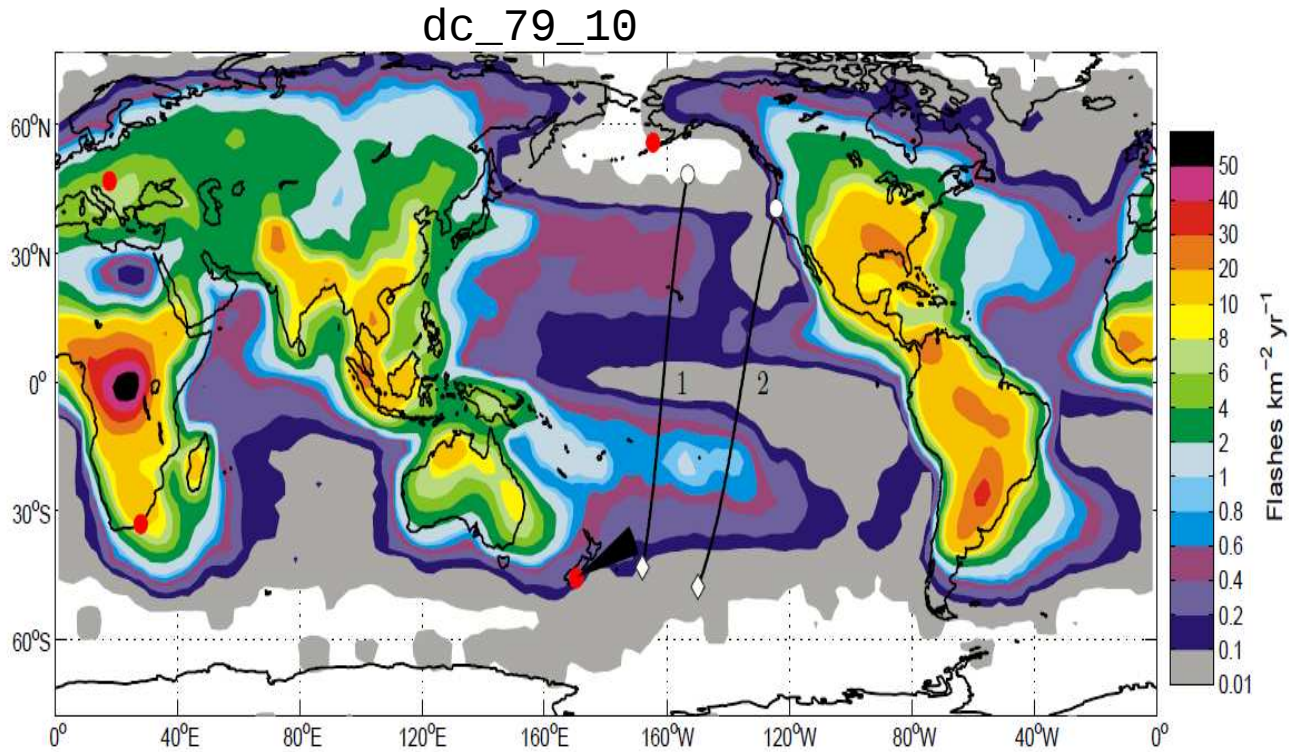
7.2. ábra. Tihanyban 2002 február 17. és 2005. május 17. között észlelt 94325 whistler elemzéséből kapott L-érték eloszlás. Az elemzést az AWA egy, csak közepes szélességeken működő verziójával végeztem.

ler. A legnagyobb pozitív korreláció Tihany konjugált pontja környékén, az Amazonas völgyben, Afrika déli felén és Óceániában fordul elő, miközben az északi féltekén nulla vagy negatív a korreláció. Ez utóbbi érthető a tihanyi whistlerek évszakos változását ismerve (2.8. ábra). Ugyanakkor a negatív korreláció pl. az egyenlítői afrikai területeken vagy Közép-Amerikában, ahol egyébként nagy a villámelőfordulás is jelzi, hogy a kapott korreláció valós. Afrika déli része, ahol szintén pozitív a korreláció, nem zárható ki forrásként, mert a szferikék több ezer km-es (tenger fölött akár 10000 km-es) távolságot is képesek megtenni, így lehetséges, hogy egy itteni villám jele elér a konjugált pont környékére, mielőtt feljutna az ionoszférába. Hasonló igaz az Amazonas medence nyugati részére is, különösen amiatt, hogy a VLF hullámterjedésben létezik egy kelet-nyugati terjedési aszimmetria [Crombie, 51; Smith et al., 2010], azaz a föld-ionoszféra hullámvezetőben a nyugat-kelet irányú terjedés csillapítása kisebb, mint az ellenkező irányú terjedése. Az Amazonas keleti medencéje feletti pozitív korreláció oka az lehet, hogy ott akkor van a legtöbb villám (helyi időben délután-este), amikor Tihanyban a legtöbb whistler előfordul. Ez a pozitív korreláció valószínűleg egyszerű véletlenszerű egybeesés, ami hasonlóan az óceániai pozitív korrelációhoz, az adathalmazok nem teljes volta miatti közelítő feltevések következtében jelenik meg.

Ha a fenti érvelést a „hamis pozitív-korrelációkra” elfogadjuk, látható, hogy a tihanyi villámok forrása valószínűleg elsősorban a konjugált pont körüli 1000km-es sugarú körön belül van, de az ettől 2-3000km-re északra eső területek is források lehetnek. A fő forrásterület a konjugált pont körül nem körszimmetrikus, hanem egy északnyugat-délkeleti irányban elnyújtott ellipszis. Ez az irány hozzávetőlegesen párhuzamos a hely -27 fokos deklinációjával, azaz az ellipszis nagytengelye a mágneses térrel párhuzamos. A legnagyobb korreláció a konjugált ponttól délkeletre helyezkedik el, ami jó egyezést mutat a klasszikus csatolási modellel, amely szerint a jelek kicsatolódása az ionoszférába nagyobb azokra a hullámokra, amelyek az erővonal talppontjához a pólus irányából érkeznek [Helliwell, 1965]. *Strangeways* [1981] vizsgálata azonban ennek épp az ellenkezőjét mutatta. Ez utóbbi egybevág a tihanyi whistlerek elemzésével kapott L-érték eloszlással (7.2. ábra), aminek maximuma $L=2.4$ -nél van, szemben Tihany $L=1.8$ -as értékével, tehát a szferikek a pólus felé haladva csatolódtak ki az ionoszférába. A szakasz alapján kijelenthetjük, hogy a tihanyi whistlereket keltő villámok fő előfordulási területe a konjugált pont környéke és a jelek főleg a forrás-vevő mágneses meridiánban terjedtek, a klasszikus elméleteknek megfelelően. Ez a tihanyi whistlerek plazmaszféra-modellezési alkalmazását egyszerűvé teszi, mert az inverzió eredményeként ismerjük az erővonal távolságát (L-érték), a korrelációs vizsgálat alapján pedig az erővonal mágneses hosszúsága is valószínűsíthető.



7.3. ábra. A dunedini whistlerészlelések és a WWLLN villámadatok korrelációs térképe. Dunedint egy csillag jelzi, a konjugált terület körül 200km-enként koncentrikus körök láthatók egészen 1000km-ig. A geomágneses egyenlítőt és néhány konstans L-értéket szaggatott vonal jelzi.

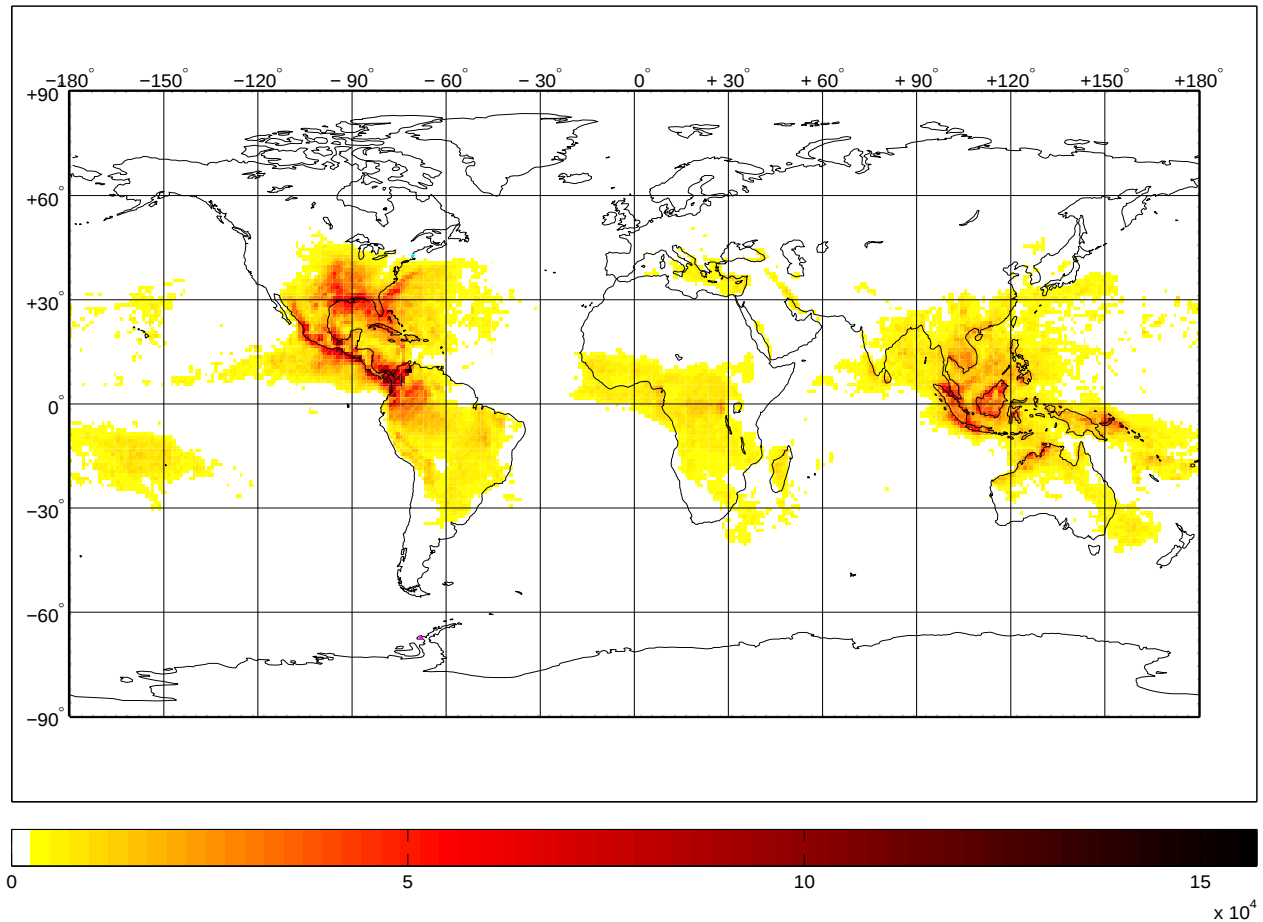


7.4. ábra. Az éves átlagos villámgyakoriság térkép az OTD/LIS műholdak adatai alapján (<http://ghrc.msfc.nasa.gov>). A piros pontok Tihanyt, Dunedint és konjugált pontjaikat jelölik. A két fekete vonal azokat a plazmaszferikus terjedési utakat jelöli, amelyeket a Seattle-ben lévő NLK VLF adó jele a leggyakrabban követett [Clilverd *et al.*, 1992].

7.2. Dunedini whistlerek és villámok korrelációs vizsgálata

A Dunedinben észlelt, a 2.14. ábrán bemutatott napi whistlergyakoriság-eloszlás és a konjugált pont körüli villámelőfordulás gyakorlatilag nulla volta jelzi, hogy az ott észlelt whistlerek keletkezése-terjedése nem írható le „tankönyvi” esetként. Ha feltételezzük, hogy minden villámból keletkezik whistler, akkor a Dunedin konjugált pontja körüli villámgyakoriságból 0.00023 whistler/perc adódik. Ez 3 nagyságrenddel kisebb, mint az AWDA állomás adataiból kapott 0.12 whistler/perc [Rodger *et al.*, 2009b]. Az AWDA állomást 2005. május 20-án helyeztem üzembe Dunedinben, a 2009. április 13-ig tartó időszakban 347323 whistlert azonosítottam. Ezeket a whistleradatokat és az időszakban a WWLLN által detektált villámadatokat az előző szakaszban leírt módon előkészítve és korreláltatva a 7.3. ábrán látható forrástérképet kapjuk [Collier *et al.*, 2010a]. Az első fontos következtetés, hogy a vártanak megfelelően nincs pozitív korreláció a konjugált terület környékén, eltekintve egy alacsony pozitív korrelációs zónától Alaszkában, kb. 800km-re a konjugált ponttól. Hasonló szintű korrelációt láthatunk a Csendes óceán északi medencéjében, a konjugált ponttól délkeletre. Ezen terület lehetséges forrásszerépét erősíti az előző szakaszban említett nyugat-kelet irányú terjedési aszimmetria.

A legerősebb korrelációt Mexikó területe mutatja, annak is a nyugati-déli része. Ha elfogadjuk azt a feltevést, hogy ez a forrászóna, akkor azonnal felvetődik a kérdés: melyik mágneses meridián mentén terjedtek a whistlerek? Három lehetőség van:



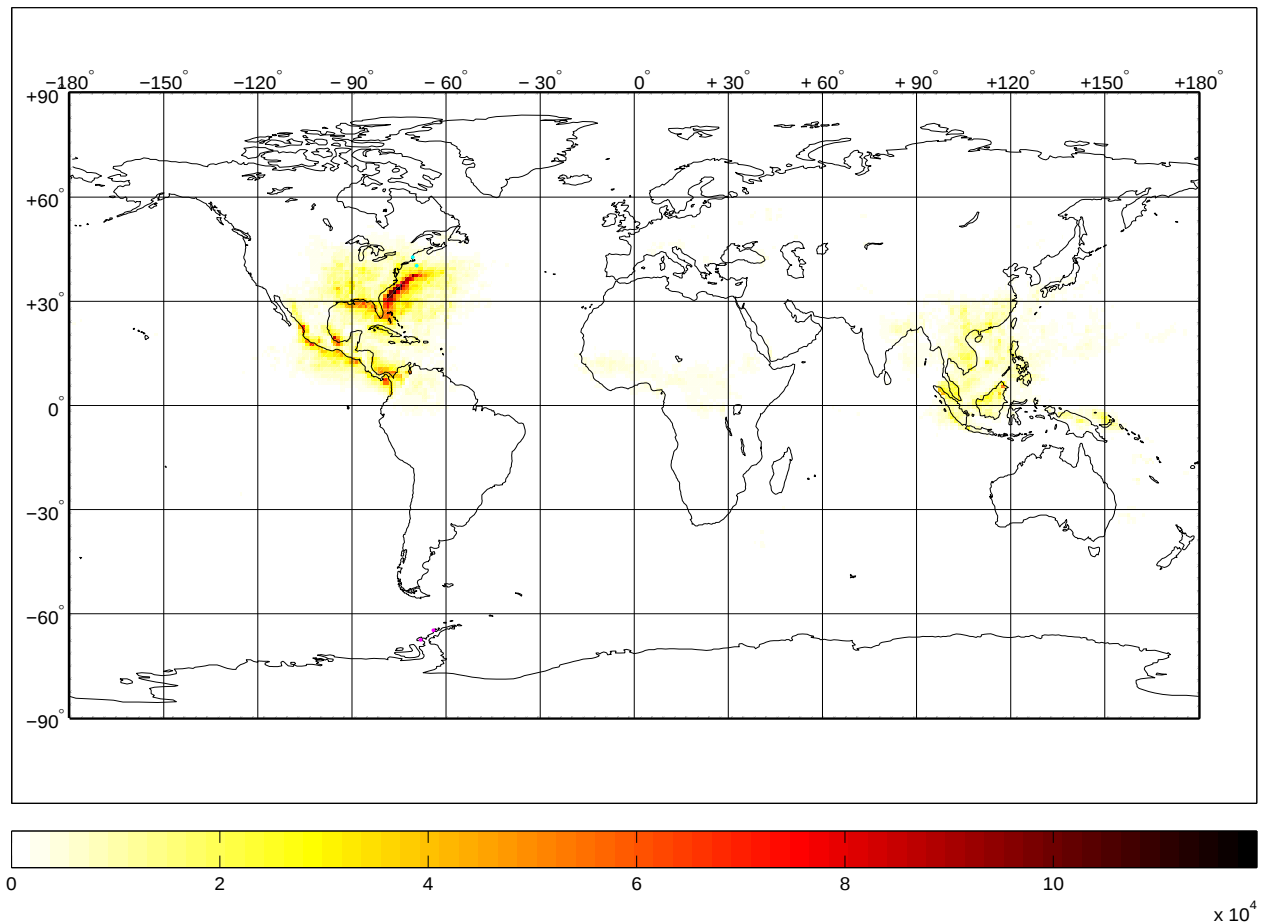
7.5. ábra. Az éves villámgyakoriság térkép a WWLLN adatok alapján. Az egyenlítői afrikai övezet a valóságosnál jóval alacsonyabb előfordulási értékei (lásd 7.4. ábra) a hálózat elégtelen afrikai fedettségéből adódnak.

1. A jel a forrás közvetlen környezetében csatolódtott ki az ionoszférába, majd a forrás meridiánjában terjedve a kilépési oldalon több ezer km-et megtéve jutott el Dunedinbe.
2. A jel több ezer km-et megtéve a konjugált pont közvetlen környezetében csatolódtott ki az ionoszférába, majd a vevő meridiánjában terjedve Dunedin környezetében lépett ki az ionoszférából.
3. Az előző két eset keveréke: a jel több ezer km-et megtéve valahol a konjugált pont és Dunedin meridiánja között csatolódtott ki az ionoszférába és a kilépési oldalon szintén több ezer km-et megtéve jutott el Dunedinbe.

Az 1. és a 3. lehetőségre mérések adnak bizonyítékot, *Clilverd et al.* [1992] a Seattle-i katonai VLF adó (NLK) jelét vizsgálta VLF-Doppler mérésekkel [Thomson, 1976] és a 7.4. ábrán 1-el és 2-vel jelzett plazmaszférabeli terjedési utakat kapta leggyakrabban. A 1. út a 3. lehetőségre, a 2. út az 1. lehetőségre ad bizonyítékot. A legnagyobb korrelációt mutató terület és a kicsatolóási pont valószínű helye a pólus-irányú szferik terjedést erősíti. Annak eldöntéséhez azonban, hogy mi volt a terjedési meridián, ez a vizsgálat

még nem elégséges. További lehetőség a Dunedinben észlelt whistlerek beérkezési irányának meghatározása, ami a terjedési L -értékkel együtt már megadja a terjedési meridiánt is. Erre alkalmazható *Lichtenberger et al.* [1997] módszere vagy több, közeli AWDA állomás adatainak felhasználása háromszögeléses kilépési pont meghatározásokban. Az utóbbi esetben legalább 3 közeli, egymástól 2-600 km-nyi távolságban lévő állomáson egyidejűleg detektált whistlerek beérkezési idejéből, ha az elegendően pontos, meghatározható, hogy hol lépett ki a jel az ionoszférából. Ez a módszer egyúttal mentes a mért jel komponenseit használó eljárások szisztematikus hibáitól is. Ha az ily módon végzett vizsgálatok elegendően nagy esetszámot dolgoznak fel, ki fog derülni, hogy egy, kettő vagy esetleg több preferált terjedési út is létezik. Ha több mint egy út létezik és azok távolsága egymástól 1 óránál (MLT-ben) nagyobb, az inverzióval nyert adatokat ki kell egészíteni egyidejű, szintén közel valós idejű irányméréssel ahhoz, hogy a Dunedinben mért adatokat a plazmaszféra modellezésben fel lehessen használni.

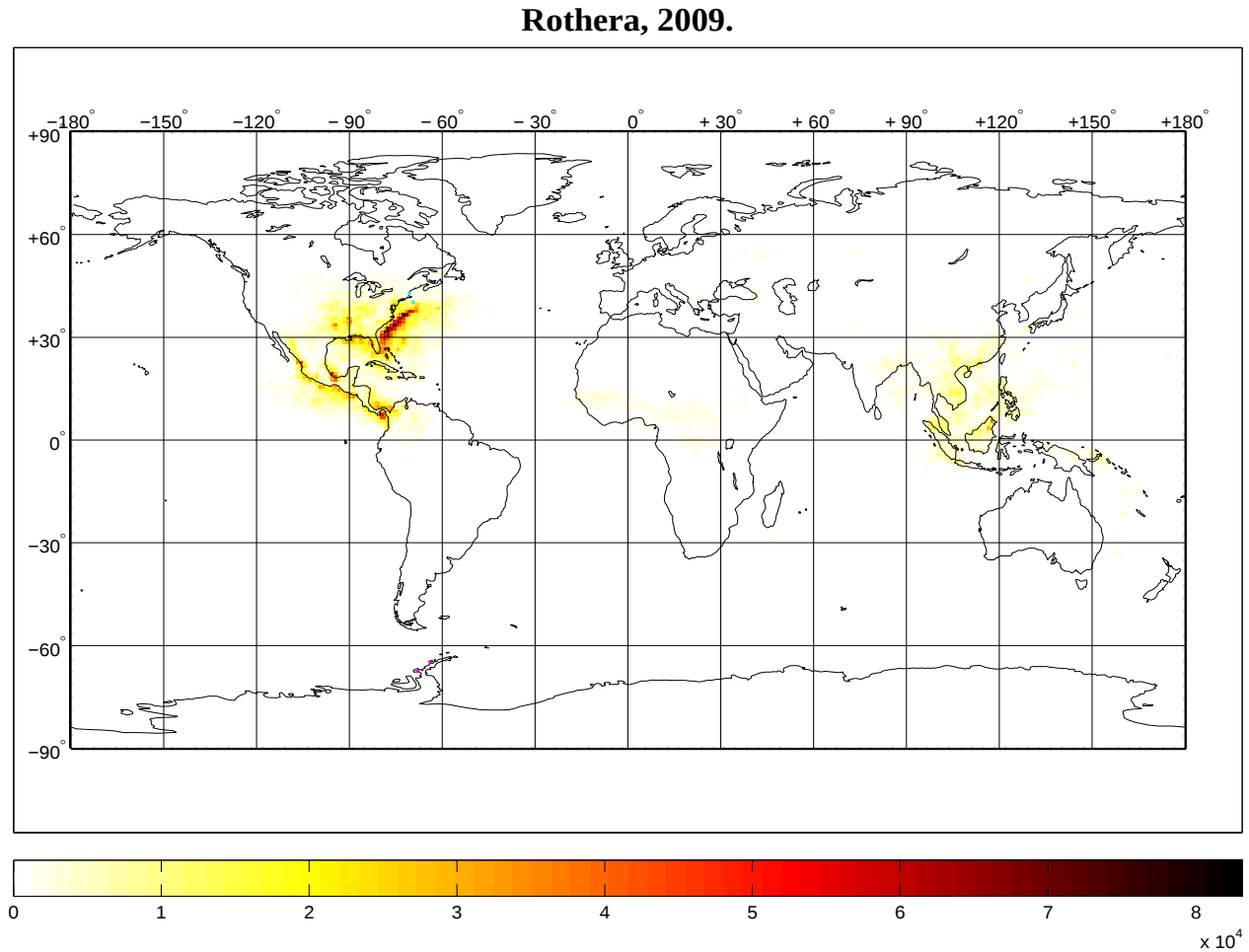
Rothera, 2008–2009.



7.6. ábra. A direkt korrelációs eljárással készült whistler-villám korrelációs térkép a teljes rotherai időszakra.

7.3. Antarktiszi whistlerek és villámok korrelációs vizsgálata

A 2. fejezet végén láttuk, hogy az antarktiszi félszigeten, Rotherában és Palmerben a whistlerek előfordulási gyakorisága majd két nagyságrenddel felülmúlja mind a Tihanyban, mind a Dunedinben tapasztaltakat. Ez a nagyszámú előfordulás lehetőséget ad egy, a nagy számok törvényén alapuló, az előzőeknél közvetlenebb korrelációs vizsgálatra [Collier et al., 2010b]. Az előző szakaszokban bemutatott, a whistler és villámelőfordulások 1 perces intervallumainak logikai vektorokon alapuló korrelációja helyett az alábbi megközelítést használtam:

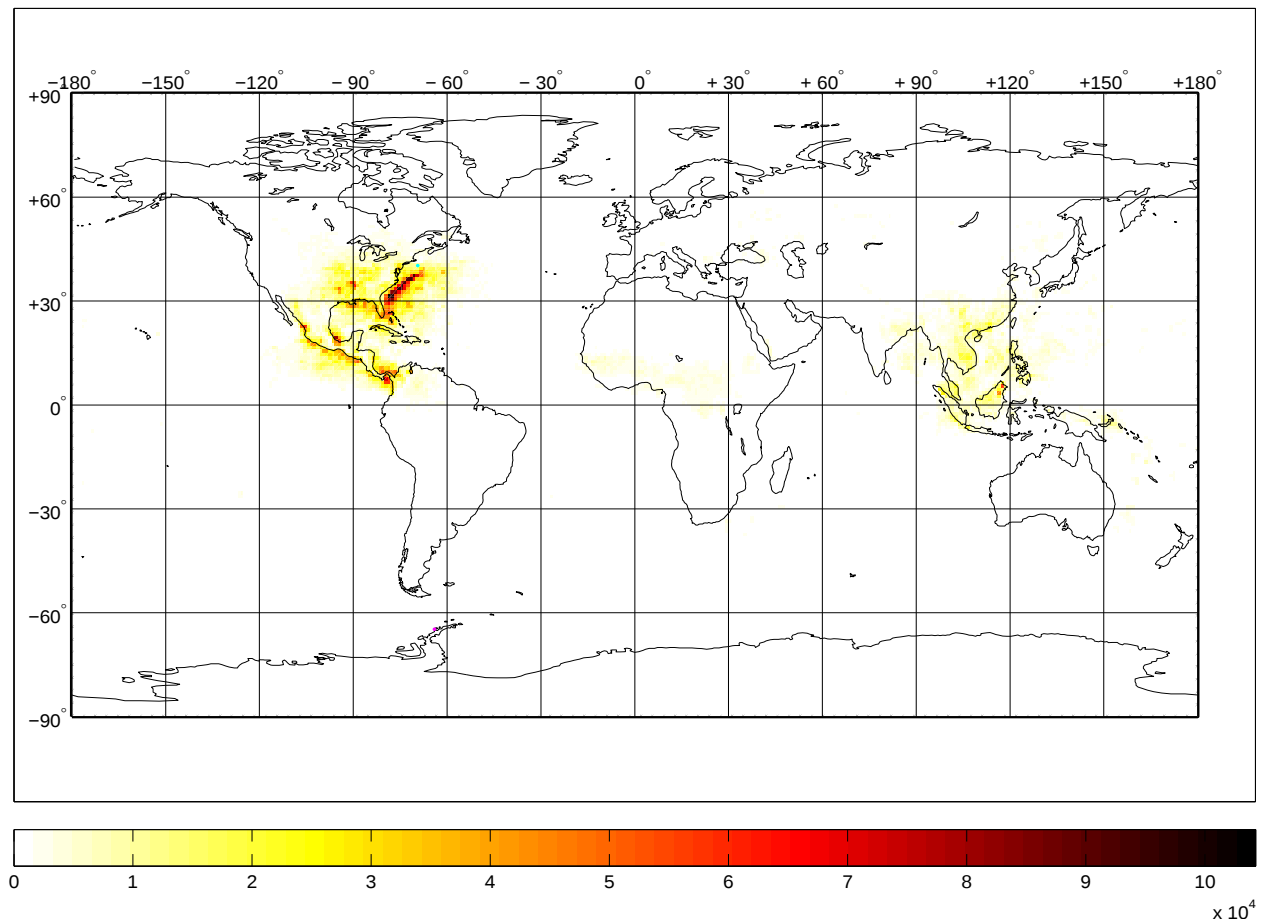


7.7. ábra. A direkt korrelációs eljárással készült whistler-villám korrelációs térkép a 2009-es rotherai adatokon.

1. Az 1 perces ablakhossz helyett a $\Delta t = 1.3 \text{ sec}$ időablakot használtam, ugyanis a két állomáson a whistlerek jellemző futásideje 200 msec-1.5 sec, az ablakot a whistlerek beérkezési ideje előtt erre az időre helyeztem.
2. A földfelszínt $1^\circ \times 1^\circ$ -os cellákra osztottam és minden cellához rendeltem egy, kezdetben nulla értékű számlálót.

3. A (7.1) egyenletből csak az első tagnak megfelelő logikát használtam, azaz csak azokat az eseményeket számláltam meg, amelyekben a whistler beérkezési ideje előtti -200msec-nál kezdődő és -1.5sec-nál végződő időablakban volt villám (a WWLLN alacsony hatásfoka miatt volt olyan whistler-időpont, amihez nem volt villámidőpont). Ha ilyet találtam az 1x1 fokos cellában a számláló értékét 1-gyel megnöveltem.
4. Minden whistler-beérkezési időponttal elvégeztem ezt a műveletet. Mivel az 1.3sec hosszú ablak még mindig hosszú, ezalatt az idő alatt a Földön átlagosan 70 villám keletkezik, a WWLLN hatásfokát figyelembe véve, ez 10-15 villámot jelent, tehát a valódi számlálóértékek 10-15-szöröse várható, ha a WWLLN hatásfoka időben egyenletes. Korrelálatlan kapcsolatot feltételezve a 7.5. ábrán láthatóhoz hasonló eloszlást kapunk, de az egyes cellákhoz tartozó számláló értékek az eredetinek a többszörösei lesznek. Korrelált kapcsolat ettől eltérő eredményt kell, hogy eredményezzen. Ezt ellenőriztem, a rotherai whistlerek számával megegyező, ugyanazt az időszakot lefedő, egyenletes eloszlású időpontot generáltam és korreláltattam a WWLLN adatokkal. A kapott eloszlás pontosan megegyezett a 7.5. ábrán láthatóval.

Palmer, 2009.



7.8. ábra. A direkt korrelációs eljárással készült whistler-villám korrelációs térkép a 2009-es palmeri adatokon.

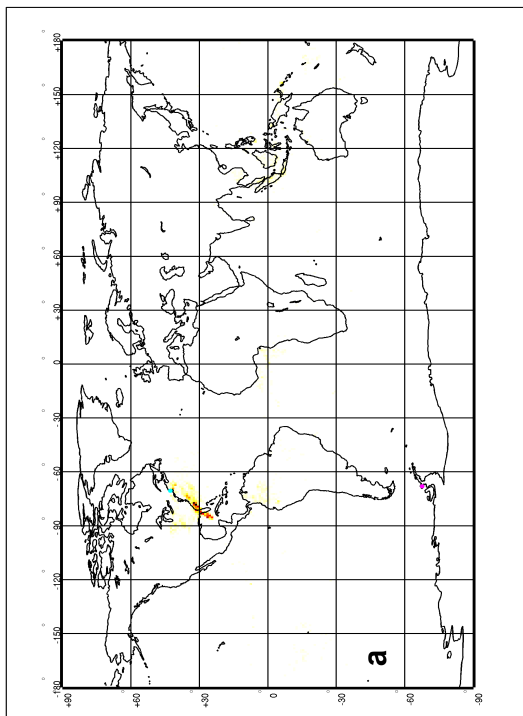
A 7.6. ábrán a rendelkezésre álló teljes rotherai időszak eredménye látható, a 7.7. ábrán a 2009. évre vonatkozó korrelációs térkép látható. A legtöbb egyidejű esemény az Atlanti óceán fölött, Észak-Amerika keleti partjai mentén húzódó keskeny sávban fordul elő. Az ettől a területtől 15° -kal keletre és nyugatra eső sávban is van valamelyes korreláció, hasonlóan Közép-Amerikához és kisebb mértékben Óceániához. Nagyon hasonló képet kapunk Palmer esetében is (7.8. ábra), itt a rotheraihoz képest mintegy kétszeres aktivitás tapasztalható, a forrásterületben azonban nincs eltérés, ez mindkét esetben a konjugált ponthoz képest délre esik. Ez *Strangeways* [1981] elméletét látszik igazolni, szemben *Helliwell* [1965] elméletével.

Érdeemes megvizsgálni, van-e változás a forrásterületben a különböző aktivitású időszakokban. Ezért elkészítettem a rotherai forrástérképeket 2009-re negyedéves bontásban (7.9. ábra). Az aktív nyári időszakhoz képest (b. és c. ábra) az alacsonyabb aktivitású téli időszakban a forrásterület délebbre, Florida környékére tolódik (a. ábra) illetve összezugorodik (d. ábra). A módszer stabilitását mutatja az, hogy bár az október-márciusi whistler-aktivitás alig századrésze az április-szeptemberinek, a forrásterület lényegében ugyanaz, kis esetszám mellett sem kapjuk vissza a globális villámeloszlást (7.5. ábra). 2009. januárjában 6945, júliusban 1624855 whistlert észlelt a detektor Rotherában, az arány 234. Ez azt mutatja, hogy nem szükséges nagy (millió) elemszám a direkt korrelációhoz, mert a havi 7-10000 nyom megegyezik pl. Tihany vagy átlagos Dunedin aktivitásával. A módszer eredménye tehát nyilvánvalóan a sokkal rövidebb 1 perc $\leftrightarrow$ 1.3 sec időablak használatának köszönhető. Tehát ez a direkt korrelációs módszer alkalmazható máshol is.

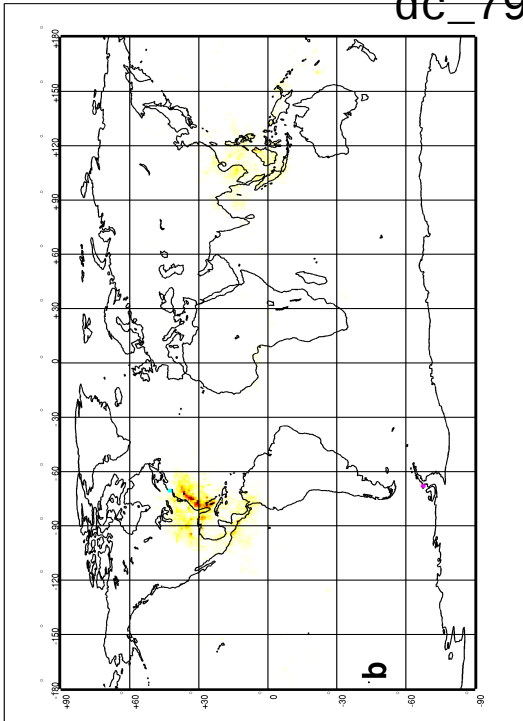
Ezért célszerű összevetni a kétféle módszer eredményét. A 7.10. ábrán a teljes rotherai adatsoron a 7.1 fejezetben leírt, közvetett korrelációs vizsgálat eredménye látható. A direkt korrelációval kapott forrásterület itt is a legnagyobb pozitív korrelációval bíró terület, ez azt jelenti, hogy a közvetett korreláció is ugyanazt a forrásterületet eredményezi. Megjelennek azonban hamis forrásterületek is, amelyek a hosszú időablak következményei.

Az antarktiszi félsziget nagy aktivitású állomásain végzett whistler-villám vizsgálat azt mutatja, hogy a whistlerek ebben a zónában a vevőállomások mágneses meridiánjában vagy ahhoz nagyon közel terjedtek, ami fontos adalék az adatok felhasználásához azért is, mert itt fordul elő a legtöbb whistler a világon, tehát az itteni adatokból lehet a leggyakrabban információt nyerni a plazmaszféra elektronsűrűségének eloszlására.

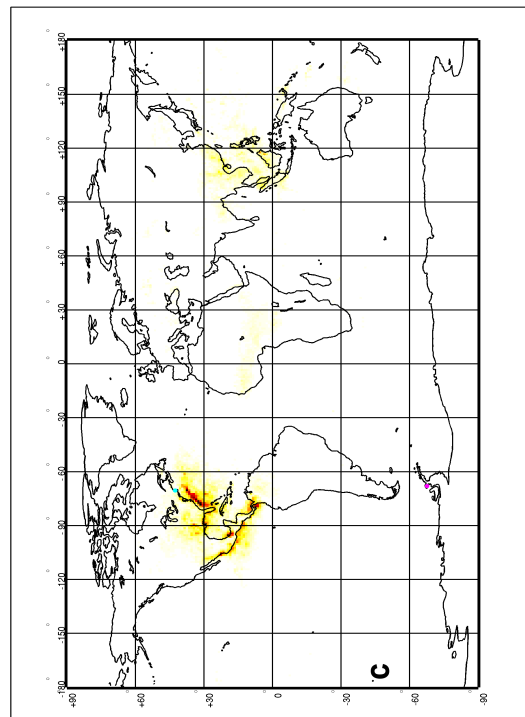
Rothera, 2009.01-03.



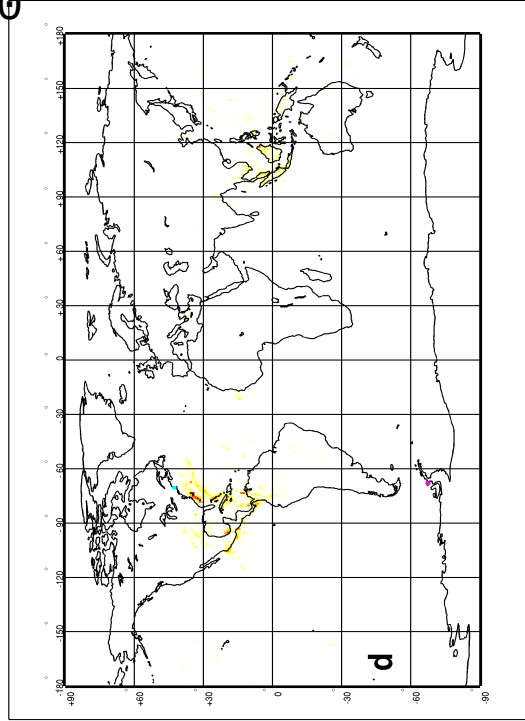
Rothera, 2009.04-06.



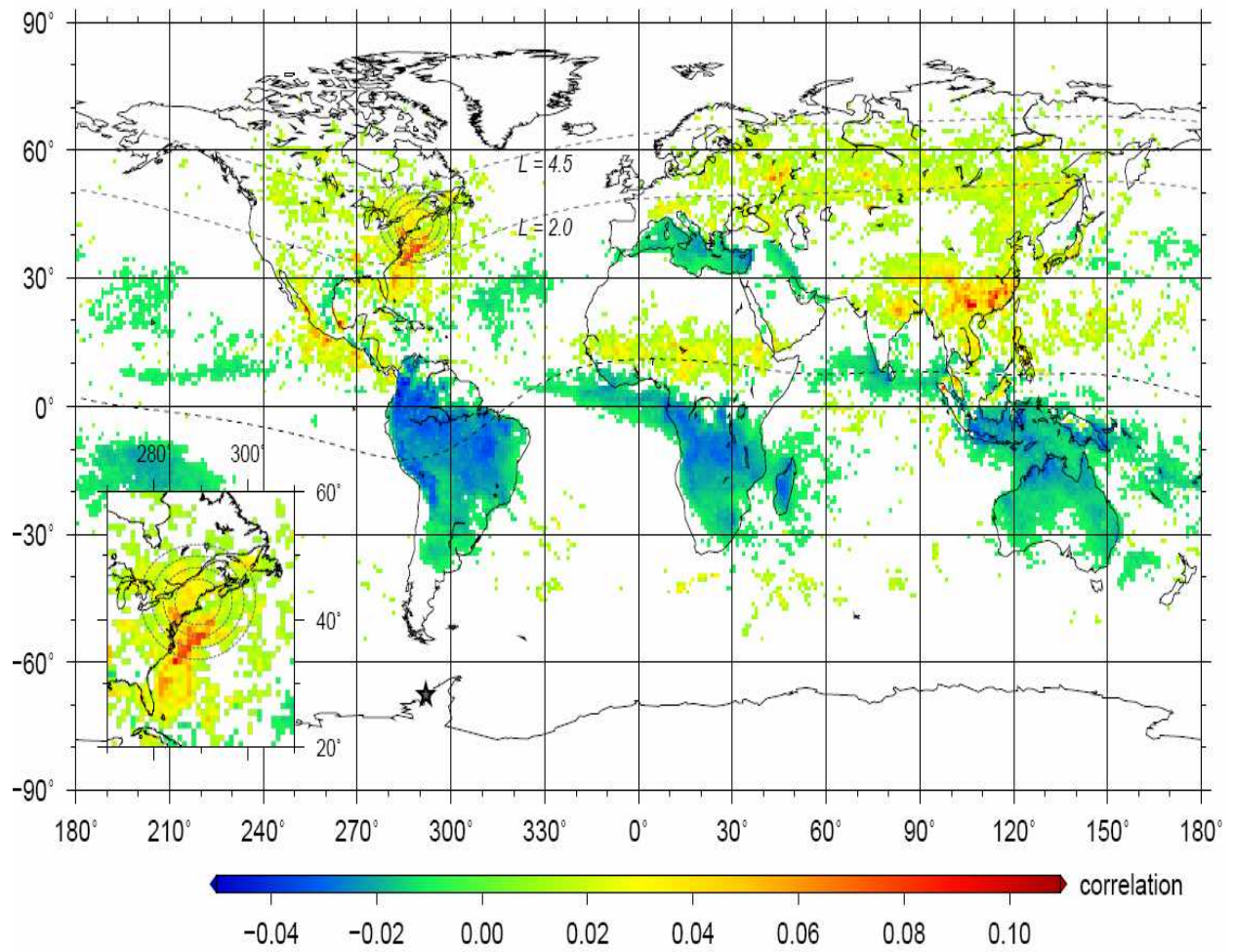
Rothera, 2009.07-09.



Rothera, 2009.10-12.



7.9. ábra. A direkt korrelációs eljárással készült whistler-villám korrelációs térkép a 2009-es rotherai adatokon, 3 hónapos bontásban.



7.10. ábra. A $\Delta t = 1$ perces időablakkal készült whistler-villám korrelációs térkép a 2009-es rotherai adatokon.

8. fejezet

Összefoglalás és kitekintés

A dolgozatban leírt új eredmények az alábbiakban foglalhatók össze:

1. Kidolgoztam egy eljárást (AWD), amelyik képes a nyers VLF adatokból automatikusan kiválasztani (detektálni) a közepes mágneses szélességen terjedő whistlereket. Az eljárás számítógépes algoritmus a valós időnél gyorsabb és így képes a whistlerek folyamatos automatikus detektálására.
Az AWD eljárást kiterjesztettem nagyobb és nagy mágneses szélességen terjedő whistlerekre, whistlersoportokra, valamint kis mágneses szélességeken és műholdakon regisztrált whistlerekre (töredék, ferde és nem vezetett whistlerek).
2. Kidolgoztam egy új, az eddig létezőknél pontosabb whistler-inverziós eljárást, amely integrálja a legújabb elméleti hullámterjedési és műholdas sűrűségmérési adatokból származó mágneses erővonalmenti empirikus elektronsűrűség eloszlás modelleket.
3. Kidolgoztam egy modellt, amely leírja a többutas terjedésű (MP) whistlersoportokat. A modell az erővonalmenti elektronsűrűség eloszlás modellje mellett a plazmaszféra egyenlítői elektronsűrűség profiljának új, kétparaméteres leírását is magába foglalja.
4. Definiáltam egy új, általam virtuális whistlernyom transzformációnak nevezett matematikai eljárást, amelyet a többutas terjedésű valós whistlernyomokra alkalmazva a plazmaszféra egyenlítői elektronsűrűség profil két paramétere meghatározható, így a megszokottól eltérően nem csak az egyes nyomok terjedési útjai mentén, hanem a plazmaszféra széles radiális tartományában is meghatározható az elektronsűrűség eloszlása.
5. A virtuális whistlernyom transzformáció segítségével bebizonyítottam, hogy az általam kidolgozott új whistler-inverziós eljárás a mérési és eljárási pontosságokon belül pontosabban írja le a valóságot, mint az eddigi eljárások.
6. Kidolgoztam egy eljárást a whistlernyomok automatikus elemzésére (AWA), amelyből a gyakorlatban is alkalmazható számítógépes algoritmust készítettem. A gyakorlati alkalmazás az automatikusan detektált és elemezhető whistlerek közel valós idejű feldolgozását jelenti, amellyel elérhető a plazmaszféra elektronsűrűségének közel valós idejű monitorozása és amellyel lehetővé válik a plazmaszféra dinamikájának vizsgálata és valós idejű plazmaszféra modellek kidolgozása űr-időjárási vizsgálatokban.

7. Széleskörű nemzetközi kooperációban létrehoztam egy globális hálózatot az automatikus whistlerdetektor és whistlerelemző (AWDA) állomásokból (AWDANet). A folyamatosan bővülő észlelőhálózatnak jelenleg 15 működő és 12, a közeljövőben telepítésre kerülő állomása van. Az AWDANetben a whistlerdetektálás operatív üzemben, a whistlerelemzés kísérleti üzemben folyik. A hálózat elsődleges célja plazmaszférikus elektronsűrűség adatok operatív szolgáltatása úr-időjárési modellekhez, előrejelzésekhez és operatív programokhoz (pl. ESA és NATO SSA).
8. Az AWDANet többéves whistler adatsorain statisztikai vizsgálatokat végeztem a whistlerek alig vagy nem ismert keletkezési és terjedési körülményeinek vizsgálatára. Ez az AWDANet másodlagos célja. Megállapítottam, hogy a whistlerek terjedési meridiánja, amely szükséges információ a plazmaszféra-modellezéshez, az európai-afrikai és az amerikai meridiánok esetében egybeesik a vevőállomás mágneses meridiánjával, míg az új-zélandi vevőállomás esetében a statisztikus vizsgálat nem ad egyértelmű eredményt.

A dolgozatban ismertetett kutatási eredmények számos esetben új kérdéseket indukáltak, amelyeket a jövőben kell tisztázni, illetve feladatokat generáltak, amelyeket a közeljövőben tervezünk teljesíteni. Ilyen feladat például az AWDANet teljes kiépítése, az AWA eljárás telepítése és üzembehelyezése az AWDANet állomásain és a whistlerekből, valamint a más forrásokból (FLR, műhold) származó sűrűségadatok keresztkalibrációja, amely nélkül az integrált felhasználás a plazmaszféra-modellekben nem képzelhető el. Ezeknek a feladatoknak többségét az elkövetkező 3-4 évben tervezzük elvégezni, amire a már említett elnyert FP-7-es pályázat lehetőséget teremt. A következő lépés az AWDANet szolgáltatászerű működésének megteremtése, amely pl. az ESA vagy NATO SSA programokban valósulhat meg.

A nyitott kérdések közé tartozik a whistlerek terjedési meridiánjának meghatározása minden vevőállomás esetében, ehhez esetenként speciális mérések szükségesek (pl. közeli mérőállomások telepítése háromszögeléses kilépési-pont meghatározáshoz). Egyidejű földi és műholdas mérések szükségesek az inverziós módszerek ellenőrzéséhez és kalibrációjához, enélkül csak közvetett bizonyítékok állnak rendelkezésre a modellek pontosságáról. Ilyen típusú mérések tervei (SAS-4 kísérlet) elkészültek, a megvalósítás tervei is körvonalazódnak.

További nyitott kérdés a teljes hullámalak-megoldás alkalmazása valódi, plazmával töltött görbült csőtápvonalban (ez modellezi az erővonalmenti vezetőszerkezeteket) és a veszteségeket is figyelembe vevő megoldás alkalmazása pl. kis szélességű terjedés esetén, ahol a veszteség biztosan nem hanyagolható el; illetve annak megvizsgálása, hogy a veszteségek figyelembe vétele ad-e figyelembe veendő korrekciót a veszteségmentes megoldás diagnosztikai alkalmazásaiban.

Előttünk álló feladat a AWD algoritmus rutinszerű alkalmazása műholdakon mért nagytömegű VLF adatra, ez az alkalmazás a whistlerkeletkezés-terjedés elméletéhez és a hullám-részecske kölcsönhatás elméletéhez is adhat információt. Komoly kihívás lehet a nem-vezetett, tehát a főleg műholdon vett whistlerek diagnosztikai alkalmazásának kidolgozása, ez az eddigi elméletek és módszerek újszerű kombinációját igényli.

Köszönetnyilvánítás

Dolgozatom megírásához és az azt megelőző kutatásokhoz rengeteg erkölcsi, szellemi, tudományos és anyagi segítséget kaptam. Köszönetemet fejezem ki az itt felsorolt személyeknek és intézményeknek, mindazokért, amit tőlük kaptam.

Mindenekelőtt köszönet illeti kollégáimat, akikkel a whistlerekkel kapcsolatos kutatásaimban közvetlenül együtt dolgoztam, néhai Tarcsai Györgyöt, Ferencz Csabát, Hamar Dánielt, Steinbach Pétert és Erhardtné Ferencz Orsolyát, valamint az ELTE Geofizikai és Űrtudományi Tanszék Űrkutató Csoportjának többi munkatársát, Bognár Pétert, Molnár Gábort, Pásztor Szilárdot, Székely Balázst, Tímár Gábort és Zlinszky Ferencnét, akik munkámat mindenben segítették.

Köszönettel tartozom a két hazai obszervatórium, Tihany és Nagycenk munkatársainak, elsősorban Heilig Balázsnak, Hegymegi Lászlónak és Szabados Lászlónak, az ELGI munkatársainak valamint Wesztergom Viktornak az MTA GGKI kutatójának, akik lehetővé tették a VLF mérések megvalósítását és folyamatos működtetését obszervatóriumukban.

Külön köszönet illeti Bodnár Lászlót és Szegedi Pétert, a BL Electronics Kft. mérnökeit, akik a mérésekhez használt eszközöket kifejlesztették és a mérések folyamatos működtetéséhez elengedhetetlen segítséget nyújtottak.

A Magyar Űrkutatói Iroda és Both Előd igazgató hathatós anyagi és erkölcsi támogatása nélkül a dolgozat eredményei nem születtek volna meg, köszönet érte.

Köszönettel tartozom az AWDANet minden már működő és tervezett állomásának működtetésében együttműködő intézménynek és kollégának, különösen Arthur Hughesnak, Andrew Colliernak, Craig Rodgernek és Mark Clilverdnek.

Irodalomjegyzék

- Angerami, J. J. (1966), A whistler study of the distribution of thermal electrons in the magnetosphere, *Technical report SEL-66-017*, Radioscience Laboratory, Stanford Electronics Laboratories, Stanford University, Stanford, California.
- Angerami, J. J. (1970), Whistler duct properties deduced from VLF observations made with ogo 3 satellite near the magnetic equator, *J. Geophys. Res.*, *75*, 6115–6135.
- Angerami, J. J., and J. O. Thomas (1964), Studies of planetary atmospheres. 1. The distribution of electrons and ions in the earth's ionosphere, *J. Geophys. Res.*, *69*, 4537–4560.
- Appleton, E. V. (1932), Wireless studies of the ionosphere., *J. Inst. Elec. Engrs.*, *71*, 642.
- Barkhausen, H. (1919), Zwei mit Hilfe der neuen Verstärker entdeckt Erscheinungen, *Physik. Z.*, *20*, 401.
- Barkhausen, H. (1930), Whistling tones from the Earth, *Proc. IRE*, *18*, 1159.
- Bèghin, C., and C. Siredey (1964), Un procédé d'analyse fine des sifflements atmosphériques, *Ann. Geophys.*, *20*, 301.
- Bernard, L. C. (1973), A new nose extension method for whistlers, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *35*, 871–880.
- Berthomier, C. (1975), Sur une méthode d'analyse des signaux, *Ann. Geophys.*, *31*, 239.
- Berube, D., M. B. Moldwin, S. F. Fung, and J. L. Green (2005), A plasmaspheric mass density model and constraints on its heavy ion concentration, *J. Geophys. Res.*, *110*, doi:10.1029/2004JA010684.
- Bortnik, J., R. M. Thorne, and U. S. Inan (2008), Nonlinear interaction of energetic electrons with large amplitude chorus, *Geophys. Res. Lett.*, *35*, L21,102, doi: 10.1029/2008GL035500.
- Bullough, K., and J. L. Sagredo (1973), VLF goniometer observations at Halley Bay, Antarctica -I. the equipment and the measurements of signal bearing, *Planet. Space Sci.*, *21*, 899.
- Burton, E. T., and E. M. Boardman (1933), Effects of solar eclipse on audio frequency atmospherics, *Proc. IRE*, *21*, 1476.
- Büttner, G. (1977), Magánközlés.

- Cain, J. C., I. R. Shapiro, and J. D. Stolarik (1962), Whistler signals observed with the Vanguard III satellite, *J. Phys. Soc. Japan*, 17 (Suppl. A-II, Intl. Conf. on cosmic rays and the Earth storm, Part II), 84–87.
- Carpenter, D. L. (1963), Whistler evidence of a „knee” in the magnetospheric ionization density profile, *J. Geophys. Res.*, 68, 1675.
- Carpenter, D. L. (1966), Whistler studies of the plasmopause in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 71, 395.
- Carpenter, D. L. (1968), Ducted whistler mode propagation in the magnetosphere; a half gyrofrequency upper intensity cut off and some associated wave growth phenomena,, *J. Geophys. Res.*, 73, 839.
- Carpenter, D. L. (1981), A study of the outer limits of ducted whistler propagation in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 73, 2919.
- Carpenter, D. L. (1988), Remote sensing of magnetospheric plasma by means of whistler mode signals, *Rev. Geophys.*, 26, 535–549.
- Carpenter, D. L., and R. R. Anderson (1992), An ISEE/Whistler model of equatorial electron density in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 97, 1097–1108.
- Carpenter, D. L., and J. W. LaBelle (1982), A study of whistlers correlated with bursts of electron precipitation near $L = 2$, *J. Geophys. Res.*, 87, 4427.
- Carpenter, D. L., and N. T. Seely (1976), Cross-L plasma drifts in the outer plasmasphere: quiet time patterns and some substorm effects, *J. Geophys. Res.*, 81, 2728.
- Carpenter, D. L., and R. L. Smith (1964), Whistler measurements of electron density in the magnetosphere, *Rev. Geophys.*, 2, 415–441.
- Carpenter, D. L., and E. K. Stone (1967), Direct detection by a whistler method of the magnetospheric electric field associated with a polar substorm, *Planet. Space Sci.*, 15, 395.
- Carpenter, D. L., S. K., S. J.C., and C. T.L. (1972), Magnetospheric electric field deduced from drifting whistler paths, *J. Geophys. Res.*, 77, 2819.
- Carpenter, D. L., C. G. Park, and T. R. Miller (1979), A model of substorm electric fields in the plasmasphere based on whistler data, *J. Geophys. Res.*, 84, 6659.
- Carpenter, D. L., R. R. Anderson, T. F. Bell, and T. R. Miller (1981), A comparison of equatorial electron densities measured by whistlers and by a satellite radio technique, *Geophys. Res. Lett.*, 8, 1107.
- Carpenter, D. L., D. Sulič, and A. J. Smith (1986), The third hop whistler anomaly: Possible evidence of df/dt -dependent wave amplification, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 48, 171.
- Carpenter, D. L., R. R. Anderson, and W. C. M. B. Moldwin (2000), CRRES observations of density cavities inside the plasmasphere, *J. Geophys. Res.*, 105 (A10), 23,323–23,338.

- Chang, H. C., and U. S. Inan (1985), Lightning-induced electron precipitation from the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *90*, 1531.
- Christian, H. J., R. J. Blakeslee, D. J. Boccippio, W. L. Boeck, D. E. Buechler, K. T. Driscoll, S. J. Goodman, J. M. Hall, W. J. Koshak, D. M. Mach, and M. F. Stewart (2003), Global frequency and distribution of lightning as observed from space by the Optical Transient Detector, *J. Geophys. Res.*, *108*(D1), 4005, doi:10.1029/2002JD002347.
- Clilverd, M. A., N. R. Thomson, and A. J. Smith (1992), Observation of two preferred propagation paths for whistler mode VLF signals at a non-conjugate location, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, *54*, 1075–1079.
- Collier, A. B., B. Delport, A. R. W. Hughes, J. Lichtenberger, P. Steinbach, J. Öster, and C. J. Rodger (2009), Correlation between global lightning and whistlers observed at Tihany, Hungary, *J. Geophys. Res.*, *114*, A07,210, doi:10.1029/2008JA013863.
- Collier, A. B., S. Bremner, J. Lichtenberger, J. R. Downs, C. J. Rodger, P. Steinbach, and G. McDowell (2010a), Global lightning distribution and whistlers observed at Dunedin, New Zealand., *Ann. Geophys.*, *28*, 499–513.
- Collier, A. B., J. Lichtenberger, M. A. Clilverd, P. Steinbach, and C. J. Rodger (2010b), Source region for whistlers detected at Rothera, Antarctica, *J. Geophys. Res.*, *submitted*, doi:10.1029/2010JA016197.
- Corcuff, P. (1977), Méthodes d’analyse des sifflements électroniques: 1. Application des sifflements théorique, *Ann. Geophys.*, *33*, 443.
- Cousins, M. (1972), Direction finding on whistlers and related VLF signals, *Technical report 72-013*, Radioscience Laboratory, Stanford Electronics Laboratories, Stanford University, Stanford, California.
- Crary, J. H. (1961), The effects of the earth-ionosphere waveguide on whistlers, *Technical report 3432-2*, Radioscience Laboratory, Stanford Electronics Laboratories, Stanford University, Stanford, California.
- Crombie, D. D. (51), Nonreciprocity of propagation of VLF radio waves along the magnetic equator, *Proc IRE*, pp. 617–618.
- Darrouzet, F., J. De Keyser, and V. Pierrard (2009), *The Earth’s plasmasphere. A CLUSTER and IMAGE perspective*, Springer, springer.com, doi:10.1007/978-1-4419-1323-4.
- Denton, R. E., J. Goldstein, and J. D. Menietti (2002), Field line dependence of magnetospheric electron density, *Geophys. Res. Lett.*, *29*(24), 2205, doi:10.1029/2002GL015963.
- Denton, R. E., J. D. Menietti, J. Goldstein, S. L. Young, and R. R. Anderson (2004), Electron density in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *109*, A09,215, doi:10.1029/2003JA010254.
- Dingle, B., and D. L. Carpenter (1981), Electron precipitation induced by VLF noise bursts at the plasmapause and detected at conjugate ground stations, *J. Geophys. Res.*, *86*, 2286.

- Doolittle, J. H., and D. L. Carpenter (1983), Photometric evidence of electron precipitation induced by first hop whistlers, *Geophys. Res. Lett.*, *10*, 611.
- Dowden, N. R. T. R. L. (1977), Simultaneous ground and satellite reception of whistlers, I. ducted whistlers,, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *39*, 869.
- Dowden, R. L., and G. M. Allcock (1971), Determination of nose frequency of non-nose whistlers, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *33*, 1125–1129.
- Dowden, R. L., R. H. Holzworth, C. J. Rodger, J. Lichtenberger, and et al. (2008), World-wide lightning location using VLF propagation in the Earth-Ionosphere Waveguide, *IEEE Antennas and Propagation Mag.*, *50*(5), 40–60.
- Dziewonsky, A., S. Bloch., and M. Landisman (1969), A technique for the analysis of transient seismic signals, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *59*, 427.
- Eckersley, T. L. (1925), Note on musical atmospheric disturbances, *Phil. Mag.*, *49*(5), 1250–1259.
- Eckersley, T. L. (1935), Musical atmospherics, *Nature*, *135*, 104–105.
- Erhardtné Ferencz, O., and C. Ferencz (2004), Elektromágneses impulzusok terjedésének vizsgálata különböző közegekben, *Híradástechnika*, *59*, 18–24.
- Escoubet, C., C. Roussel, and R. S. (eds.) (1999), *The Custer and Phoenix missions*, Kluwer Academic Publisher, Dordrecht.
- Ferencz, C. (1978), Electromagnetic wave propagation in inhomogeneous media: Method of Inhomogeneous Basic Modes, *Acta Technica Ac. Sci. H.*, *86*(1-2), 79.
- Ferencz, C., O. E. Ferencz, D. Hamar, and J. Lichtenberger (2001), *Whistler Phenomena - Short Impulse Propagation*, Kluwer Academic Publisher, Dordrecht/Boston/London.
- Ferencz, O. E. (2005), Full-wave solution of short impulses in inhomogeneous plasma, *Pramana J. Phys.*, *64*, 1–20.
- Ferencz, O. E., C. Ferencz, P. Steinbach, J. Lichtenberger, D. Hamar, M. Parrot, F. Lefevre, and J.-J. Berthelier (2007), The effect of subionospheric propagation on whistlers recorded by the DEMETER satellite - observation and modelling, *Ann. Geophys.*, *25*, 1103–1112.
- Ferencz, O. E., L. Bodnár, C. Ferencz, D. Hamar, J. Lichtenberger, P. Steinbach, P. Korepanov, G. Mikhaylova, Y. Mikhaylov, and V. Kuznetsov (2009), Ducted whistlers propagating in higher order guided mode and recorded on board of Compass-2 satellite by the advanced Signal Analyzer and Sampler SAS2, *J. Geophys. Res.*, *114*, A03,213, doi:10.1029/2008JA013542.
- Flandrin, P. (1999), *Time-frequency/time-scale analysis*, Academic Press, San Diego, CA.
- Fuchs, J. (1938), A report to the National Academy of Sciences. National Research Council, Washington D.C., Natl. Academy of Sci, *Natl. Res. Coun. Pub.*, *581*, 105.

- G.A., G. A. M., and O. V. Kapustina (1978), Spectrum-time analysis of whistlers by numerical methods (oroszul), *Geomagnet. i Aeronom*, 18, 473.
- Gallagher, D. L., P. D. Craven, and R. H. Comfort (2000), Global core plasma model, *J. Geophys. Res.*, 105, 18,819–18,833.
- Goldstein, J., R. E. Denton, M. K. H. E. G. Miftakhova, S. L. Young, J. D. Menietti, and R. R. Anderson (2001), Latitudinal density dependence of magnetic field lines inferred from polar plasma wave data, *J. Geophys. Res.*, 106, 6195.
- Gringauz, K. I., V. G. Kurt, V. G. Moroz, and I. S. Shklovsky (1960), Results of observations of charged particles up to $R = 100,000$ km with the aid of charged particle traps on soviet cosmic rockets (translated in 1961), *Astroniceszkij Zsurnal*, 37, 716–735.
- Gurnett, D. A., and et al. (1995), The Polar Plasma Wave Instrument, *Space Sci. Rev.*, 71, 583.
- Gábor, D. (1946), Theory of communication, *J. IEE (London)*, 93, 429.
- Hamar, D. (1980), Whistlerek nagy pontosságú frekvencia-idő elemzése, *Egyetemi doktori értekezés*, ELTE Geofizikai Tanszék.
- Hamar, D. (1993), Whistlerek illesztett szűrése, *Kandidátusi értekezés*, ELTE Geofizikai Tanszék.
- Hamar, D., and G. Tarcsai (1982), High resolution frequency-time analysis using digital matched filtering. Part I: Theory and simulation studies, *Ann. Geophys.*, 38, 119.
- Hamar, D., G. Tarcsai, J. Lichtenberger, A. J. Smith, and K. H. Yearby (1990), Fine structures of whistlers recorded digitally at Halley, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 52, 801.
- Hamar, D., C. Ferencz, J. Lichtenberger, G. Tarcsai, A. J. Smith, and K. H. Yearby (1992), Trace splitting of whistlers: a signature of fine structure or mode splitting in magnetospheric ducts?, *Radio Sci.*, 27, 341.
- Hartree, D. R. (1931), Propagation of electromagnetic waves in a refractive medium in a magnetic field, *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, 27, 143.
- Hayakawa, M., T. Okada, and A. Iwai (1981), Direction findings of medium -latitude whistlers and their propagation characteristics, *J. Geophys. Res.*, 86, 6939.
- Helliwell, R. A. (1965), *Whistlers and related ionospheric phenomena*, Stanford University Press, Stanford.
- Helliwell, R. A., and E. Gehrels (1958), Observation of magneto-ionic duct propagation using man-made signals of very low frequency, *Proc. IRE.*, 46, 785.
- Helliwell, R. A., J. H. Crary, J. H. Pope, and R. L. Smith (1956), The „nose” whistler – a new high latitude phenomenon, *J. Geophys. Res.*, 61, 139.

- Helliwell, R. A., S. B. Mende, J. H. Doolittle, W. C. Armstrong, and D. L. Carpenter (1980), Correlations between 4278 optical emissions and VLF wave events observed at L $\sim$ 4 in the Antarctica, *J. Geophys. Res.*, *85*, 3376.
- Helliwell, R. A., U. S. Inan, J. P. Katsufakis, and D. L. Carpenter (1986), Beat excitation of whistler mode sidebands using the Siple VLF transmitter, *J. Geophys. Res.*, *91*, 1436.
- Ho, D., and L. C. Bernard (1973), A fast method to determine the nose frequency and minimum group delay of whistlers when the causative sferic is unknown, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *35*, 881–887.
- Horne, R. B., R. M. Thorne, S. A. Galuert, J. M. Albert, N. P. Meredith, and R. R. Anderson (2005), Timescale for radiation belt electron acceleration by whistler mode chorus waves, *J. Geophys. Res.*, *110*, A03,225, doi:10.1029/2007JA010811.
- Huang, X., B. W. Reinisch, P. Song, J. L. Green, and D. L. Gallagher (2004), Developing an empirical density model of the plasmasphere using IMAGE/RPI observations, *Adv. Space. Res.*, *33*, 829–832.
- IAGA (2005), IAGA Division V-MOD, International Geomagnetic Reference Field, <http://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vmod/igrf.html>.
- Inan, U. S., and D. L. Carpenter (1987), Lightning-induced electron precipitation events observed at L = 2.4 as phase and amplitude perturbations on subionospheric VLF signals, *J. Geophys. Res.*, *92*, 3293.
- Inan, U. S., T. F. Bell, D. L. Carpenter, and R. R. Anderson (1977), Explorer 45 and Imp 6 observations in the magnetosphere of injected waves from the Siple station VLF transmitter, *J. Geophys. Res.*, *82*, 1177.
- Inan, U. S., W. C. Burgess, T. G. Wolf, D. C. Shafer, and R. E. Orville (1988), Lightning-associated precipitation of MeV electrons from the inner radiation belt, *Geophys. Res. Lett.*, *15*, 172.
- Kato, Y., and Y. Omura (2007), Relativistic particle acceleration in the process of whistler-mode chorus wave generation, *Geophys. Res. Lett.*, *34*, L13,102, doi:10.1029/2007GL029758.
- Kodera, K., R. Gendrin, and C. D. Villedary (1976), A new method for the numerical analysis of non-stationary signals, *Phys. Earth Plan. Int.*, *12*, 142–150.
- Laird, M. J., and D. Nunn (1975), Full wave VLF modes in a cylindrically symmetric enhancement of plasma density, *Planet. Space Sci.*, *23*, 1649.
- Leavitt, M. K. (1975), A frequency-tracking direction-finder for whistlers and other very-low-frequency signals, Ph.D. thesis, Stanford University.
- Lemaire, J., and K. Gringauz (1998), *The Earth's plasmasphere*, Cambridge University Press, New York.
- Lerner, R. M. (1961), *Representation of signals, Communication System*, McGraw-Hill, New York.

- Levshin, A. L., V. F. Pisarenko, and G. A. Pogrebinsky (1972), On a frequency-time analysis of oscillation, *Ann. Geophys.*, *28*, 211.
- Lichtenberger, J. (1995), Whistlerek hullám normális irányának meghatározása, *Kandidátusi értekezés*, ELTE Geofizikai Tanszék.
- Lichtenberger, J. (2009), A new whistler inversion method, *J. Geophys. Res.*, *114*, A07,222, doi:10.1029/2008JA013799.
- Lichtenberger, J., D. Hamar, and L. Cserepes (1987), Computation of whistler wave normals using a combined matched filtering and parameter estimation technique, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, *49*, 1075.
- Lichtenberger, J., G. Tarcsai, S. Pásztor, C. Ferencz, D. Hamar, O. A. Molchanov, and A. M. Golyavin (1991), Whistlers doublets and hyperfine structure recorded digitally by the Signal Analyzer and Sampler on the ACTIVE satellite, *J. Geophys. Res.*, *96*, 21,149.
- Lichtenberger, J., G. Tarcsai, D. Hamar, A. J. Smith, and K. H. Yearby (1997), Two and three component direction-finding computations on whistlers using the Matched Filtering and Parameter Estimation method, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, *59*, 1061–1072.
- Lichtenberger, J., C. Ferencz, L. Bodnár, D. Hamar, and P. Steinbach (2008), Automatic Whistler Detector and Analyzer system: Automatic Whistler Detector, *J. Geophys. Res.*, *113*, A12,201, doi:10.1029/2008JA013467.
- Lichtenberger, J., C. Ferencz, D. Hamar, P. Steinbach, C. J. Rodger, M. A. Clilverd, and A. B. Collier (2010), The Automatic Whistler Detector and Analyzer (AWDA) system: Implementation of the Analyzer Algorithm, *J. Geophys. Res.*, p. accepted, doi: 10.1029/2010JA015931.
- Maeda, K., and I. Kimura (1956), A theoretical investigation of the propagation path of the whistling atmospherics, *Rept. Iono. Space Res. Japan*, *10*, 105.
- Mihovilovic, D., and R. N. Bracewell (1991), Adaptive chirplet representation of signals on time-frequency plane, *Electron. Lett.*, *27*, 1159.
- Mihovilovic, D., and R. N. Bracewell (1992), Whistler analysis of the time-frequency plane using chirplets, *J. Geophys. Res.*, *97*(A1), 17,119.
- Morgan, M. G., and G. M. Allcock (1956), Observations of whistling atmospherics at geomagnetically conjugate points, *Nature*, *177*, 30.
- Okada, T., A. Iwai, and M. Hayakawa (1977), The measurement of incident and azimuthal angles and the polarization of whistlers at low latitudes, *Planet. Space. Sci.*, *25*, 233.
- Park, C. G. (1970), Whistler observations of the interchange of ionization between the ionosphere and the protonosphere, *J. Geophys. Res.*, *75*, 4249–4260.
- Park, C. G. (1972), Methods to determine electron concentrations in the magnetosphere from nose whistlers, *Technical report 3454-1*, Radioscience Laboratory, Stanford Electronics Laboratories, Stanford University, Stanford, California.

- Park, C. G. (1974), Some features of plasma distribution in the plasmasphere deduced from antarctic whistlers, *J. Geophys. Res.*, *79*, 169–173.
- Park, C. G., D. Carpenter, and D. Wiggin (1978), Electron density in the plasmasphere: Whistler data on solar cycle, annual and diurnal variations, *J. Geophys. Res.*, *83*, 3137.
- Paschal, E. W. (1984), Phase measurements of very low frequency signals from the magnetosphere, Ph.D. thesis, Space, Telecommunications and Radioscience Lab., Stanford University, Stanford, California,.
- Paschal, E. W., and R. A. Helliwell (1984), Phase measurements of whistler mode signals from the Siple VLF transmitter, *J. Geophys. Res.*, *89*, 1667.
- Potter, R. K. (1951), Analysis of audio-frequency atmospherics, *Proc. IRE*, *39*, 1067.
- Preece, W. H. (1894), Earth Currents, *Nature*, *49*(1276), 554.
- Price, C., and M. Asfur (2006), Inferred long term trends in lightning activity over Africa, *Earth, Planets Space.*, *58*(9), 1197–1201.
- Rakov, V., and M. Uman (2003), *Lightning: physics and effects*, Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- Ramlall, K. J. (1992), Ray tracing in a plasmasphere-plasmapause system and a random duct scenario, Ph.D. thesis, University of Natal, Durban, South Africa.
- Reinisch, B. W., D. M. Haines, K. Bibl, G. Cheney, I. A. Galkin, X. Huang, and et al (2000), The radioplasma imager investigation on the IMAGE spacecraft, *Space Sci. Rev.*, *91*, 319–359.
- Reinisch, B. W., X. Huang, P. Song, G. S. Sales, S. F. Fung, J. L. Green, D. L. Gallagher, and V. M. Vasyliunas (2001), Plasma density distribution along the magnetospheric field: RPI observations from IMAGE, *Geophys. Res. Lett.*, *28*, 4521.
- Rodger, C. J., J. B. Brundell, R. H. Holzworth, and E. H. Lay (2009a), Growing detection efficiency of the World Wide Lightning Location Network, *Am. Inst. Phys. Conf. Proc.*, *Coupling of thunderstorms and lightning discharges to near-Earth space: Proceedings of the Workshop, Corte (France), 23–27 June 2008.*, *1118*, 15–20, doi:10.1063/1.3137706.
- Rodger, C. J., J. Lichtenberger, G. McDowell, and N. R. Thomson (2009b), Automatic whistler detection: Operational results from New Zealand, *Radio Sci.*, *44*, RS2004, doi:10.1029/2008RS003957.
- Rycroft, M. J. (1994), *Correlated Interplanetary and Magnetospheric Observations*, D. Reidel, Dordrecht/Holland.
- Rycroft, M. J., and A. Mathur (1973), The determination of the minimum group delay of a non-nose whistler, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *35*, 2177.
- Rycroft, M. J., M. J. Jarvis, and H. J. Starnegeways (1974), Determination by triangulation of the regions where whistlers emerge from the ionosphere, *Spec. Pub. Eur. Space Res. Organ. Noordwijk, The Netherlands.*, *107*, 225.

- Sagredo, J. L., and K. Bullough (1972), The effect of ring current on whistler propagation in the magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, *20*, 731–746.
- Sagredo, J. L., and K. Bullough (1973), Vlf goniometer observations at Halley Bay, Antarctica-II. magnetospheric structure deduced from whistler observations, *Planet. Space Sci.*, *21*, 913.
- Sazhin, S. S., M. Hayakawa, and K. Bullough (1992), Whistler diagnostics of magnetospheric parameters: a review, *Ann. Geophys.*, *10*, 293–308.
- Scarabucci, R. R., and R. L. Smith (1971), Study of magnetospheric field oriented irregularities: the mode theory of bell-shaped ducts, *Radio Sci.*, *6*, 65.
- Sheely, B. W., M. B. Moldwin, H. K. Rassoult, and R. R. Anderson (2001), An empirical plasmasphere and trough density model: CRRES observations, *J. Geophys. Res.*, *106*(A11), 25,631–25,641.
- Singh, R. P. (1993), Whistler studies at low latitudes: a review, *Ind. J. Radio Space Phys.*, *22*, 139–155.
- Singh, R. P., A. Singh, D. K. Singh, D. Hamar, and J. Lichtenberger (1999), Application of matched filtering and parameter estimation technique to low latitude whistlers, *J. Atmos. Solar-Terr. Physics*, *61*, 1081–1092.
- Singh, R. P., R. P. Patel, A. Singh, D. Hamar, and J. Lichtenberger (2000), Matched filtering-parameter estimation method and analysis of whistlers recorded at Varanasi, *Pranama J. Physics*, *55*, 685–691.
- Singh, R. P., R. Singh, Lalmani, D. Hamar, and J. Lichtenberger (2004), Application of matched filtering to short whistlers recorded at low latitudes, *J. Atmos. Solar-Terr. Physics*, *66*, 407–413.
- Siredey, C. (1967), Un système de dépouillement numérique des sifflements atmosphériques, *D. ing. thesis*, Université de Paris.
- Smith, A. J., I. D. Smith, A. M. Seely, and K. Bullough (1975), Methods to determine whistler nose-frequency and minimum group delay, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, *37*, 1179.
- Smith, A. J., I. D. Smith, A. M. Seely, and K. Bullough (1979), A semiautomated whistler analyzer, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, *41*, 587.
- Smith, A. J., M. B. Grieve, M. A. Clilverd, and C. J. Rodger (2001), A quantitative estimate of the ducted whistler power within the outer plasmasphere, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, *63*, 61–74.
- Smith, A. J., N. P. Meredith, and R. B. Horne (2010), The statistics of natural ELF/VLF waves derived from a long continuous set of groundbased observations at high latitude, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, *72*, 463–475, doi:10.1016/j.jastp.2009.12.018.
- Smith, R. L. (1960), Guiding of whistlers in a homogeneous medium, *J. Res. NBS-D, Radio Propagation*, *64D*(5), 505–508.

- Smith, R. L., and J. J. Angerami (1968), Magnetospheric properties deduced from OGO1 observations of ducted and nonducted whistlers, *J. Geophys. Res.*, *73*, 1.
- Smith, R. L., and D. L. Carpenter (1961), Extension of nose whistler analysis, *J. Geophys. Res.*, *66*, 2582–2586.
- Smith, R. L., R. A. Helliwell, and I. Yabroff (1960), A theory of trapping of whistlers in field-aligned columns of enhanced ionization, *J. Geophys. Res.*, *65*, 815.
- Stix, T. H. (1962), *The theory of plasma waves*, McGraw-Hill, New York.
- Storey, L. R. O. (1953), An investigation of whistling atmospherics, *Phil. Trans. R. Soc., Series A* *246*, 113–141.
- Storey, L. R. O. (1957), A method for interpreting the dispersion curves of whistlers, *Can. J. Phys.*, *35*, 1107–1112.
- Strangeways, H. J. (1977), An investigation of the propagation of whistlers in magnetospheric ducts by means of ray-tracing, curve-fitting and direction finding techniques, Ph.D. thesis, Univ. of Southampton.
- Strangeways, H. J. (1980), Systematic errors in VLF direction-finding of whistler ducts, I, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *42*, 955.
- Strangeways, H. J. (1981), Trapping of whistler-mode waves in ducts with tapered ends, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *43*, 1071–1079.
- Strangeways, H. J. (1982), The effect of multiduct structure on whistler-mode wave propagation, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *44*, 901.
- Strangeways, H. J., and M. J. Rycroft (1980), Systematic errors in VLF direction-finding of whistler ducts, II, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *42*, 1009.
- Tarcsai, G. (1972), A magnetoszféra elektronsűrűségének vizsgálata whistlerekkel, in *Asztro-nautikai Közlemények*, vol. 5, MANT KASZ, Budapest.
- Tarcsai, G. (1975), Routine whistler analysis by means of accurate curve fitting, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *37*, 1447.
- Tarcsai, G. (1981), Két új eljárás a whistlerek értékelésére és alkalmazásuk a whistler terjedés és a plazmaszféra elektronsűrűségének vizsgálatában, *Kandidátusi értekezés*, ELTE Geofizikai Tanszék.
- Tarcsai, G., and G. Daniell (1978), Whistler inversion by spectral expansion, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *41*, 967.
- Tarcsai, G., P. Szemerédy, and L. Hegymegi (1988), Average electron density profiles in the plasmasphere between $l = 1.4$ and 3.2 deduced from whistlers, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *50*, 607–611.
- Thomson, N. R. (1976), Causes of frequency shift of whistler-mode signals, *Planet. Space. Sci.*, *24*, 447–454.

- Tixier, M. (1976), Contribution à l'étude de la propagation des ondes radioélectriques de très basse fréquence rayonnés par leclair, Ph.D. thesis, Université de Poitiers.
- Tsuruda, K., and K. Hayashi (1975), Direction finding technique for elliptically polarized VLF electromagnetic waves and its applications to the low-latitude whistlers, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *37*, 1193.
- Vellante, M., M. Förster, U. Villante, T. L. Zhang, and W. Magnes (2007), Solar activity dependence of geomagnetic field line resonance frequencies at low latitudes, *J. Geophys. Res.*, *112*, doi:10.1029/2006JA011909.
- Ville, J. (1948), Théorie et applications de la notion de signal analytique, *Cables et Transmissions*, *1*, 61.
- Walker, A. D. M. . (1976), The theory of whistler propagation, *Revs. Geophys. Space Phys.*, *14*, 629.
- Yabroff, L. (1960), Computation of whistler ray paths, *J. Res. NBS-D*, *65D*, 485.