

Univerzita Karlova v Praze
Matematicko–fyzikální fakulta



DIPLOMOVÁ PRÁCE

Eva Macúšová

Analýza vln hvizdového modu z měření družic Cluster a Double Star

Katedra elektroniky a vakuové fyziky

Vedoucí diplomové práce: Doc. RNDr. Ondřej Santolík, Dr.

Studijní program: Fyzika

Praha 2006

Ďakujem Doc. RNDr. Ondřejovi Santolíkovi, Dr. za trpezlivé a starostlivé vedenie mojej diplomovej práce a za cenné rady, ktoré mi pri jej písaní poskytol. Poďakovanie patrí aj skupine kozmickej fyziky za prijatie do kolektívu a pomoc. V neposlednom rade by som chcela poďakovať svojej rodine za podporu počas celého štúdia.

Prohlašuji, že jsem svou diplomovou práci napsala samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů. Souhlasím se zapůjčováním práce.

V Praze dne 29.4.2006

Eva Macúšová

Obsah

| | |
|--|----------|
| Abstrakt | 1 |
| 1 Úvod | 1 |
| 2 Vlny hvizdového módu v magnetosfére | 3 |
| 2.1 Magnetosféra Zeme | 3 |
| 2.2 Vlny vo hvizdovom móde | 4 |
| 2.3 Emisia typu chórus | 9 |
| 2.4 Staršie merania chórových emisií | 9 |
| 2.4.1 Pozemné pozorovanie | 10 |
| 2.4.2 Satelitné pozorovanie | 12 |
| 2.5 Vlastnosti emisie typu chórus | 14 |
| 2.5.1 Štruktúra vlnovej obálky | 14 |
| 2.5.2 Fázový rozdiel vlnových obálok pozorovaných rozdiel- nymi družicami | 16 |
| 2.5.3 Pozícia zdrojovej oblasti | 16 |
| 2.5.4 Dynamika zdrojovej oblasti | 17 |
| 2.5.5 Veľkosť zdrojovej oblasti | 18 |
| 2.5.6 Šírenie chórusu zo zdrojovej oblasti | 19 |
| 2.5.7 Rozdelenie do dvoch frekvenčných pásov | 21 |
| 2.5.8 Vznik intenzívnych chórov | 21 |
| 2.5.9 Porovnanie s nelineárnou teóriou | 22 |
| 2.5.10 Rezonancia energetických elektrónov s chórom | 25 |
| 2.5.11 Výskyt v MLT | 29 |
| 2.5.12 Ďalšie vlastnosti chórových emisií | 29 |

| | |
|---|-----------|
| <i>OBSAH</i> | 2 |
| 3 Použité družice | 30 |
| 3.1 Družice Cluster | 30 |
| 3.2 Družica Double Star | 32 |
| 4 Metóda spracovania družicových dát | 35 |
| 4.1 PRASSADCO | 35 |
| 4.1.1 Základné rovnice | 36 |
| 4.1.2 Magnetická spektrálna matica | 37 |
| 4.1.3 SVD (Singular Value Decomposition) | 39 |
| 4.1.4 Meansova metóda | 40 |
| 4.1.5 McPherronova metóda | 40 |
| 4.1.6 Metóda Samson | 41 |
| 4.1.7 Metóda Samson a Olson | 42 |
| 4.1.8 Vlnová distribučná funkcia | 43 |
| 5 Cieľ diplomovej práce | 44 |
| 6 Prehľad výsledkov a ich diskusia | 45 |
| 6.1 Výsledky z družice Cluster | 49 |
| 6.2 Výsledky z družice Double Star | 71 |
| 7 Záver | 87 |
| A Použité súradnicové systémy | 89 |
| A.1 GSE (Geocentric Solar Ecliptic system) | 89 |
| A.2 SM (Solar Magnetic) | 89 |
| A.3 McIlwainov parameter L a magnetický lokálny čas MLT | 89 |
| B Geomagnetické indexy | 91 |
| B.1 DST index | 91 |
| B.2 K_p index | 91 |
| B.3 AE index | 92 |
| C Kópia publikovanej práce | 93 |

Abstrakt

Název práce: *Analýza vln hvizdového modu z měření družic Cluster a Double Star*

Autor: *Eva Macůšová*

Katedra (ústav): *Katedra elektroniky a vakuové fyziky*

Vedoucí diplomové práce: *Doc. RNDr. Ondřej Santolík Dr.*

e-mail: *ondrej.santolik@mff.cuni.cz*

Abstrakt: *Úkolem diplomové práce byla statistická analýza vln typu chórus šířících se ve hvizdovém modu v magnetosféře Země. Zpracovávali jsme data z družic Cluster a Double Star TC-1. Dráha družice TC-1 leží v blízkosti roviny rovníku, zatímco dráhy družic Cluster v blízkosti perigea téměř kolmo protínají rovinu rovníku. Určili jsme spektrální výkonovou hustotu vln v závislosti na radiální vzdálenosti od Země a na magnetickém lokálním čase (MLT).*

Klíčová slova: *vlny hvizdového módu, chórus, magnetosféra Země, urychlování elektronů*

Abstract

Title: *The analyse of whistler mode waves with measurements from Cluster and Double Star spacecraft*

Author: *Eva Macůšová*

Department: *Department of Electronics and Vacuum physics*

Supervisor: *Doc. RNDr. Ondřej Santolík, Dr.*

e-mail address: *ondrej.santolik@mff.cuni.cz*

Abstract: *The main task of this thesis was a statistical study of whistler-mode emissions. We use the data sets from the Cluster and the Double Star TC-1 spacecraft. The TC-1 spacecraft orbits close to the equatorial plane while the Cluster spacecraft, close to their perigee, pass the equatorial region in a nearly perpendicular direction. We estimate power spectral density of chorus emissions as a function of radial distance from the Earth and magnetic local time (MLT).*

Keywords: *whistler-mode waves, chorus emissions, magnetosphere of the Earth, particle acceleration*

Kapitola 1

Úvod

Magnetosféra Zeme je oblasť, v ktorej sa ionizované častice pohybujú pod vplyvom magnetického poľa Zeme. V plazme magnetosféry sa šíri veľké množstvo rôznych druhov vln. Medzi ne patria aj vlny šíriace sa vo hvizdovom móde.

V posledných rokoch nadobudlo štúdium vlnových emisií šíriacich sa vo hvizdovom móde na význame, obzvlášť emisií typu chórus. Chórus urýchľuje elektróny v radiačných pásoch na relativistické energie, a tie môžu poškodiť družice alebo kozmické lode [*Meredith a kol.*, 2002a]. Anomálie na satelitoch boli skutočne priamo dané do súvislosti s urýchlením elektrónov. Urýchľovanie elektrónov na relativistické energie pomocou emisie typu chórus predstavuje lokálny zdroj akcelerácie a závisí na geomagnetickej aktivite.

Diplomová práca sa venuje štúdiu emisie typu chórus, ktorý patrí medzi elektromagnetické plazmatické vlny šíriace sa vo hvizdovom móde. Kapitola 2 približuje pojem vln vo hvizdovom móde, približuje vlastnosti emisie typu chórus, ktoré boli vysvetlené už v minulosti a podľa ktorých môžeme chórus identifikovať a o vlastnostiach, ktoré sú predmetom nedávneho a súčasného výskumu. V kapitole 3 sa zoznámime s družicami použitými pri našej štatistickej analýze. Tieto družice sme si vybrali ako zdroj dát kvôli tomu, že ich orbity sa vzájomne dobre dopĺňajú a umožňujú nám lepšie preskúmanie zdrojovej oblasti emisie typu chórus. Obsahom kapitoly 4 je použitý matematický aparát pri spracovaní nameraných dát. Kapitola 5 popisuje cieľ diplomovej práce. V 6. kapitole sa nachádza prehľad nami získaných výsledkov a ich

diskusia, v kapitole 7. je záver a za ním nasledujú prílohy.

S témou diplomovej práce priamo súvisí nasledujúca publikácia v medzinárodnom časopise, na ktorej som sa podieľala.

Santolík, O., E. Macusova, K. H. Yearby, N. Cornilleau-Wehrlin, and H. StC. K. Alleyne, Radial variation of whistler-mode chorus: First results from the STAFF/DWP instrument onboard the Double Star TC 1 spacecraft, *Ann. Geophys.* 23, 2937–2942, 2005.

Kópia tejto publikácie je v dodatku C. V rámci študentských projektov súvisiacich s témou diplomovej práce som spolupracovala na nasledujúcich publikáciách, ktorých kópie v tejto diplomovej práci neuvádzam:

1. Santolík, O.; Nemeč, F.; Gereová, K.; Macúšová, E.; Conchy, Y.; Cornilleau-Wehrlin, N., Systematic analysis of equatorial noise below the lower hybrid frequency, *Ann. Geophys.*, 22, 2587-2595, 2004.
2. Němec, F.; Santolík, O.; Gereová, K.; Macúšová, E.; de Conchy, Y.; Cornilleau-Wehrlin, N., Initial results of a survey of equatorial noise emissions observed by the Cluster spacecraft, *Planetary and Space Sci.*, 53, 291-298, 2005.
3. Němec, F.; O. Santolík; K. Gereová; E. Macúšová; H. Laakso; Y. de Conchy; M. Maksimovic and N. Cornilleau-Wehrlin, Equatorial noise: Statistical study of its localization and the derived number density, *Advances in Space Research*, in press, 2005.

Kapitola 2

Vlny hvizdového módu v magnetosfére

2.1 Magnetosféra Zeme

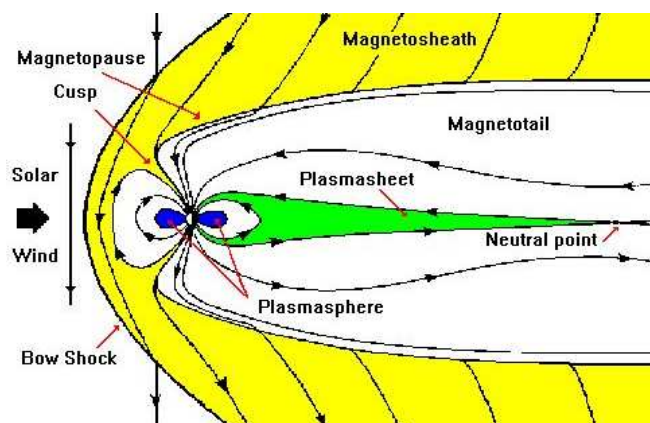
Magnetosféra Zeme vzniká vzájomným pôsobením silného magnetického poľa Zeme a prúdu riedkej, bezrážkovej a úplne ionizovanej plazmy pochádzajúcej zo slnečnej koróny (slnečný vietor). Magnetosféra Zeme je časť priestoru, kde sa ionizované častice pohybujú pod vplyvom magnetického poľa Zeme. Magnetosféra tvorí prekážku nadzvukovému prúdu slnečného vetru. V dôsledku toho sa na dennej strane magnetosféry nachádza rázová vlna (*bow shock*) – viď obrázky 2.1 a 2.2, za ňou (bližšie k Zemi) je magnetoobálka (*magnetosheath*), magnetopauza (*magnetopause*), kaspky (*cusps*), v blízkosti Zeme sa nachádza plazmosféra (*plasmosphere*) a na nočnej strane magnetochvost (*magnetotail*) a plazmová vrstva (*plasmasheth*). Vonkajšiu hranicu magnetosféry je magnetopauza. Ak uvažujeme smer od Zeme k Slnku (denná strana magnetosféry) nachádza sa vo vzdialenosti približne 10 zemských polomerov, pretože na tejto strane je magnetosféra stlačená slnečným vetrom. Na opačnej strane sa magnetosféra natahuje až za dráhu Mesiaca do magnetochvostu.

Poloha magnetopauzy je približne daná podmienkou rovnosti tlaku slnečného vetru a tlaku magnetického poľa Zeme:

$$\rho v^2 = \frac{B^2}{2\mu_0}, \quad (2.1)$$

kde ρ je hustota častíc v slnečnom vetre, v ich rýchlosť, μ_0 je permeabilita vákua a B intenzita magnetického poľa. Magnetické pole Zeme môžeme v prvom priblížení aproximovať dipólovým modelom, takže klesá ako tretia mocnina vzdialenosti.

Kaspy (*Cusps*) sú oblasti nulového magnetického poľa Zeme, je to jedno z miest, kde plazma zo slnečného vetru vstupuje do zemskej magnetosféry.

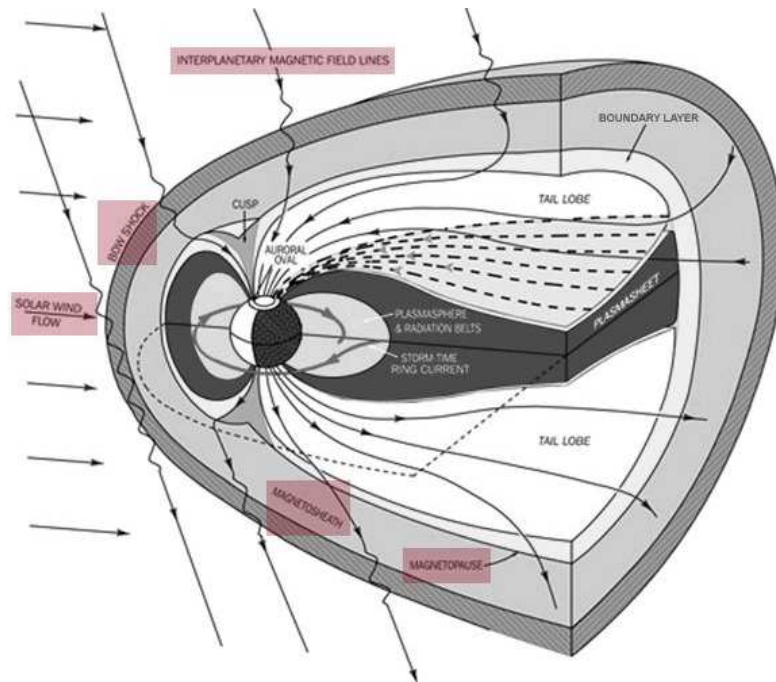


Obr. 2.1: Štruktúra magnetosféry. (Pevzaté z <http://www.oulu.fi/~spaceweb/textbook/magnetosphere.html>.)

2.2 Vlny vo hvizdovom móde

Už od existencie prvých umelých družíc prebieha meranie elektrického a magnetického poľa i vo frekvenčnej oblasti, ktorá sa dá previesť na počuteľný zvukový signál. V tomto rozsahu frekvencií je v magnetosfére pozorovaných viacero vlnových typov. Medzi jeden z najvýznamnejších typov sú elektromagnetické vlny vo hvizdovom móde. Názov hvizdy získali z dôvodu, že ich prvé merania zaznamenali ako klesajúce tóny.

Medzi najvýznamnejšie magnetosférické emisie šíriace sa vo hvizdovom móde patrí *chórus*, rovníkový šum, aurorálny a plazmosférický sykot a kvázi-periodické emisie.



Obr. 2.2: Trojdimenzionálny pohľad na magnetosféru Zeme. (Prevzaté z <http://pluto.space.swri.edu/IMAGE/glossary/magnetosphere2.html>.)

Vhodným parameterom, ktorý popisuje šírenie plazmy, je index lomu n , daný vzťahom

$$\mathbf{n} = \frac{\mathbf{k}c}{\omega}, \quad (2.2)$$

kde \mathbf{k} je vlnový vektor, c je rýchlosť svetla.

Disperzná relácia odvodená z vlnovej rovnice pre elektromagnetickú vlnu v *izotropnej* studenej plazme vyzerá nasledovne

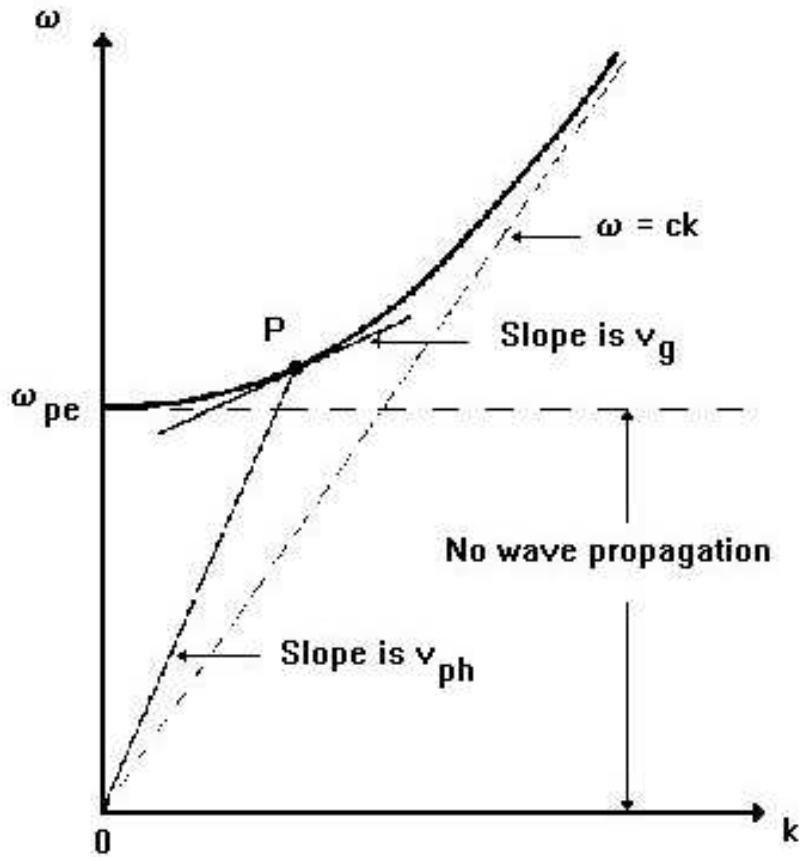
$$n^2 = \epsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}, \quad (2.3)$$

kde ω_{pe} je plazmová frekvencia, určená vzťahom 2.4 a ω je vlnová frekvencia. Vlnová frekvencia je funkciou vlnového vektoru, (viď obrázok 2.3).

Plazmová elektrónová frekvencia ω_{pe} je charakterizovaná vzťahom

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e q_e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (2.4)$$

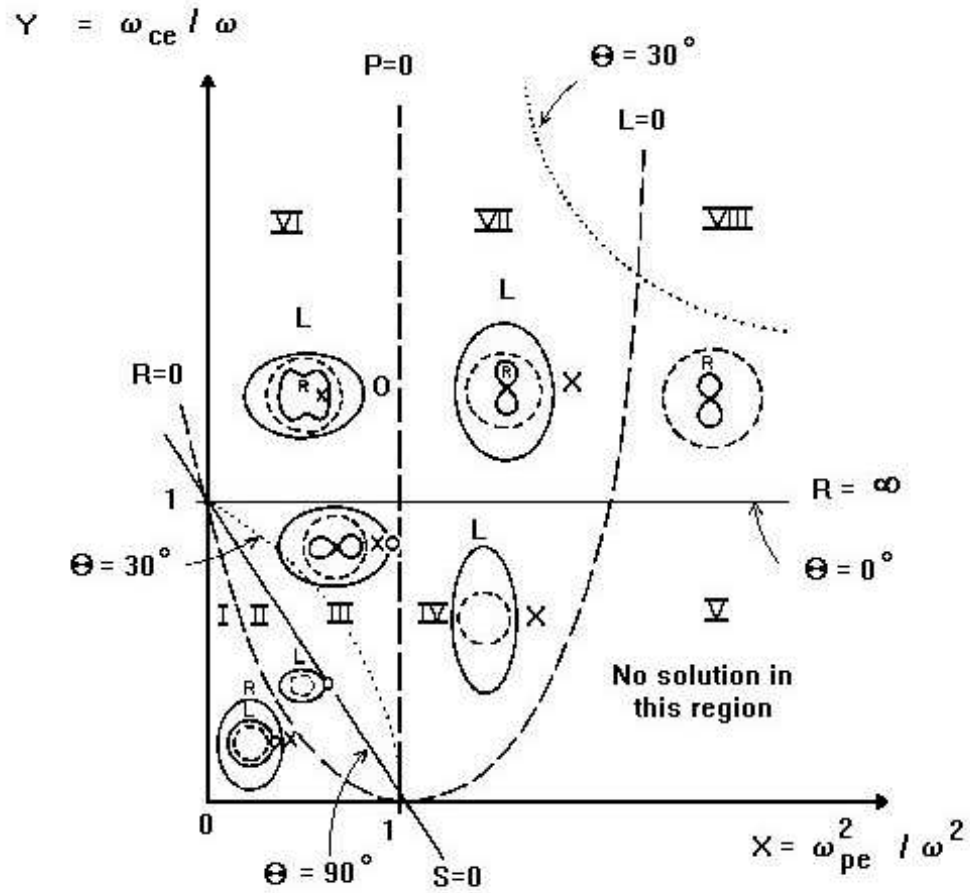
n_e je hustota elektrónov, q_e je náboj elektrónu, m_e hmotnosť elektrónu a ϵ_0 je permitivita vákua.



Obr. 2.3: Disperzná relácia $\omega(k)$ pre priečne šírenie vln v izotropnej studenej elektrónovej plazme. Každý bod na disperznej krivke (označme ho P) je popísaný smernicou disperznej krivky, ktorá definuje grupovú rýchlosť v_g a fázovou rýchlosťou v_{ph} , ktorej veľkosť určíme zo sklonu spojnice bodu P a bodu $[0, 0]$. Vlna s vlnovou frekvenciou menšou ako plazmová frekvencia sa pod plazmovou frekvenciou nešíri. (Prevzaté z <http://www oulu.fi/~spaceweb/textbook/disprel.html>.)

Pre index lomu smerujúci do nekonečna (k ide do nekonečna) nastane rezonancia a pre n idúci do nuly (ak aj k ide do nuly) nastane pre konečnú frekvenciu orezanie, vtedy sa priebeh vlnovej frekvencie blíži k priamke so smernicou rovnou nule.

Pre presné popísanie elektromagnetickej vlny v *anizotropnej* studenej



Obr. 2.4: CMA diagram pre vlny v studenom elektrónovom plyne. Celá čiara reprezentuje rezonanciu a prerušovaná čiara body odrazu. (Prevzaté z <http://www oulu.fi/~spaceweb/textbook/dispresl.html>.)

plazme je potrebné zaviesť v Maxwellových rovniciach dielektrický tenzor:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} S & -i \cdot D & 0 \\ i \cdot D & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

ak

$$S = \frac{1}{2} \cdot (R + L); \quad D = \frac{1}{2} \cdot (R - L) \quad (2.6)$$

$$R = 1 - \sum_i \frac{\omega_{pi}^2}{\omega(\omega + \omega_{ci})} \quad (2.7)$$

$$L = 1 - \sum_i \frac{\omega_{pi}^2}{\omega(\omega - \omega_{ci})} \quad (2.8)$$

$$P = 1 - \sum_i \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \quad (2.9)$$

ω_{ci} je cyklotrónová frekvencia niektorého druhu častíc popísaného indexom i , uvažujeme znamienko jeho náboja a ω_{pi} je plazmová frekvencia daného druhu častíc.

Elektrónová cyklotrónová frekvencia je daná vzťahom

$$\omega_{ce} = \frac{B_0 q_e}{m_e}, \quad (2.10)$$

kde B_0 je magnetické pole.

V tejto definícii jednotlivých vlnových módov S, D, R a L sme použili značenie zavedené Stixom v roku 1962.

Dielektrický tenzor dosadíme do vlnovej rovnice a dostaneme z nej vzťah pre index lomu. Zistíme, že pre danú frekvenciu vlny, pre daný uhol medzi vlnovým vektorom a magnetickým poľom a parametre plazmy existujú maximálne dva vlnové módy, v ktorých sa môže vlna šíriť.

Uvažujme šírenie vlny pozdĺž magnetického poľa. Pre index lomu dostaneme vzťah

$$n^2 = S \pm D \quad (2.11)$$

V tomto prípade sú prípustné dva módy, v ktorých sa vlna môže šíriť: v R móde ($n^2 = S + D = R$) je vlna pravotočivo kruhovo polarizovaná a v L móde ($n^2 = S - D = L$) je vlna ľavotočivo kruhovo polarizovaná vzhľadom k smeru magnetického poľa.

Vlny vo hvizdovom móde sú pravotočivo polarizované vlny a šíria sa približne pozdĺž magnetických siločiar, čo nás privádza k vzťahu pre index lomu $n^2 \sim R$.

Na určitom kmitočte pre daný uhol θ medzi vlnovým vektorom a magnetickým poľom nastane rezonancia. Niekedy ide o *šikmú rezonanciu*. Pre hvizdový mód leží kmitočtet šikmej rezonancie medzi kmitočtom spodnej hybridnej rezonancie ω_{LH} a menším z kmitočtov ω_{ce} a ω_{pe} . Čím je uhol θ

menší, tým je väčší rezonančný kmitočet. V limitnom prípade $\theta = 0$ rezonančný kmitočet odpovedá minimu elektrónovej cyklotrónovej frekvencie a plazmovej frekvencie, teda rezonancii pre R mód. V druhom limitnom prípade pre $\theta = \pi/2$ rezonančný kmitočet odpovedá kmitočtu spodnej hybridnej rezonancie. Hovorí to o existencii rezonančného kužeľa v oblasti kmitočtov $\omega_{LH} < \omega < \min(\omega_{ce}, \omega_{pe})$. V tejto oblasti sa vlny môžu šíriť len vo vnútri rezonančného kužeľa.

CMA (Clemmow-Mullaly-Allis) diagram (viď obrázok 2.4) je alternatívna cesta na reprezentovanie riešenia disperznej relácie (viď obrázok 2.3). Je konštruovaný v dvojdimenzionálnom priestore: horizontálna os $X = (\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2})$ a vertikálna os $Y = (\frac{\omega_{ce}}{\omega})$. Zobrazuje všetky rezonančné body a body orezania ako funkciu X a Y . Magnetické pole v diagrame rastie s vertikálnym smerom a hustota plazmy rastie s horizontálnym smerom.

CMA diagram je rozdelený na oblasti, v ktorých sa vlna môže šíriť len v danom vlnovom móde.

2.3 Emisia typu chórus

Chórus je oproti iným typom nízko-frekvenčných vlnových emisií významný v tom, že jeho časovo-frekvenčné spektrum je superpozícia kvázi-monochromatických signálov, ktoré sa nachádzajú vo frekvenčnom intervale od niekoľko stoviek Hz po niekoľko kHz. Generujúci mechanizmus zatiaľ nie je úplne objasnený. Predpokladá sa, že chórus je generovaný nelineárnym procesom. Ten je založený na elektrónovej cyklotrónovej rezonancii vlnových emisií typu chórus s energetickými elektrónmi v zemskej magnetosfére. Okrem iného chórus ovplyvňuje dynamiku radiačných pásov.

2.4 Staršie merania chórových emisií

Následujúci prehľad popisuje pozemné a satelitné merania datované od šesťdesiatych do deväťdesiatych rokov. Je podľa článku: *Sazhin a Hayakawa* [1992].

2.4.1 Pozemné pozorovanie

Pozorovanie prebiehalo prevažne v observatóriách situovaných na stredných šírkach (okolo 55°) a na vysokých šírkach (okolo 75°). Na ich základe bol chórus rozdelený na viac typov.

Chórus na stredných šírkach

Tento chórus je typický pre rannú stranu v magnetickom lokálnom čase. Je veľmi často pozorovaný na frekvenciách 2–4 kHz. Niekedy sa tento rozsah rozšíri až na frekvencie 1,5–5 kHz [Kokubun a kol., 1981]. Chórus sa najmenej vyskytuje v lete a najčastejšie počas rovnodennosti [Pope, 1963].

Chórus sa skladá zo skupín *VLf risers* (rastúce tóny) trvajúcich asi 2 sekundy. V lokálnom rannom a dennom sektore majú podobnú dobu trvania ako magnetické impulzy merané magnetometrami, s ktorými sú súčasne pozorované. Tieto impulzy sú výsledkom nárastu ionosferickej vodivosti, je to vlastne dôsledok elektrónových zrážok indukovaných vlnami vo hvizdovom móde [Kokubun a kol., 1981].

Vzťah medzi chórom a vyspaním elektrónov vychádza zo štúdia korelácie medzi *chorus risers* a *X-ray* impulzívnym šumom (vyvolaným energetickými elektrónmi s energiou približne 30 keV). Dáta z observatória Siple ($L = 4,1$; McIlwainov parameter L je vysvetlený v apendixe A.3) ukazujú, že každému silnému *X-ray* impulzívnemu šumu prislúcha rastúci tón a naopak. Tento korelovaný pár sa objavuje kvázi-periodicky s periódou 6 s.

Ich vzájomný vzťah ukazuje, že vlny sa generujú v rovníkovej magnetosfére hvizdovou cyklotrónovou nestabilitou, šíria sa pozdĺž siločiar k poglobuli, v ktorej prebieha pozorovanie, pokiaľ rezonujúce elektróny idú opačným smerom. To znamená, že najskôr idú do opačnej poglobule a po obraze sa šíria do ionosféry poglobule, v ktorej prebieha pozorovanie [Rosenberg a Katsufakis, 1971].

Neskoršia štúdia korelácie elektrónových mikro impulzívných šumov ($50 \text{ keV} < W_e < 200 \text{ keV}$) a chórusu na frekvenciách $2 \text{ kHz} < f < 4 \text{ kHz}$ využila dáta zo združených observatórií Roverbal a Siple ($L = 4, 1$). Ukázalo sa, že elektrónové mikro-impulzívné šumy sú pozorované po dopade rastúcich

tónov v opačnej pologuli za 0,07–0,08 s. Bolo to interpretované ako možnosť generácie mikro-impulzívnych šumov na veľkých hodnotách L . Presnejší popis je v [Rosenberg a kol., 1981].

Park a kol. [1981] pozorovali VLF chóruse na observatóriu Siple a elektróny s energiami pod 50 keV pomocou satelitu ATS. Výsledkom ich pozorovania bolo, že rozpoznali dva typy chóruse, a to *extraplazmosferický* a *plazmosferický*.

Prvý je korelovaný s elektrónovým tokom s energiou väčšou ako 5 keV. Domnievajú sa, že je generovaný mimo plazmosféru. Horné orezanie frekvencie rastie v čase a je v súlade s očakávaným adiabatickým pohybom elektrónov. Druhý typ chóruse nie je v žiadnom vzťahu s elektrónovým tokom a je generovaný v plazmosfére.

Ďalšia dôležitá charakteristika chórových emisií je *stupeň inklinácie* (časová zmena vlnovej frekvencie f : $f' = \frac{df}{dt}$), Allcock a Mountjay [1970] pozorovali, že f' rastie, ak rastie $\sum K_p$, kde $\sum K_p$ je denná suma K_p indexu geomagnetickej aktivity (K_p je vysvetlený v prílohe B.2). Hodnota f' klesá s lokálnym časom, keď $\sum K_p > 8$. Pre $\sum K_p \leq 8$ je na lokálnom čase nezávislá.

Tento typ chóruse je doprevádzaný šumom [Helliwell, 1969]. Jeho energetický tok obvykle presahuje hodnotou $10^{-15} \text{Wm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$.

Polárny chóruse

Naproti chóruse pozorovanom v stredných šírkach je polárny chóruse viac spojený so šumovou emisiou. Tá tvorí spodnú hranicu spektra. Nachádza sa na nižších frekvenciách 400–1500 Hz so šírkou pásma okolo 500 Hz. Frekvencia prislúchajúca maximálnemu toku energie ($> 10^{-14} \text{Wm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$) je priemerne 700 Hz [Egeland a kol., 1965].

Zmrštenie magnetosféry vedie k náhlemu začiatku vzniku chóruse alebo k rastu jeho intenzity. Pokles magnetickej indukcie v rovine rovníku (B_{eq}), ktorý je spojený s magnetosférickou expanziou, je doprevádzaný poklesom chórovej aktivity alebo jeho únikom z magnetosféry [Hayashi a kol., 1968].

Intenzita rapídne klesá so vzdialenosťou od zdroja. Polárny chóruse je generovaný v regióne širokom 1–2 R_Z (Zemských polomerov) mimo plazmopauzu

a šíri sa smerom k nej. Podľa [Tsuruda a kol., 1982] je frekvencia v generačnej oblasti vo vzťahu s elektrónovou cyklotrónovou frekvenciou f_{ce} .

Polárny chórus je skôr pozorovaný v lete ako v zime. Maximálny je počas dopoludňajších hodín pre $K_p \sim 2-3$.

Aurorálny chórus

Aurorálny chórus sa typicky vyskytuje po polnoci s malou hustotou energie, menšou ako $10^{-15} \text{Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$ [Hayashi a Kokubun, 1971].

Skladá sa z kvázi-monochromatických signálov, ktoré nie sú doprevádzané šumom. Ich frekvencia rastie s časom a sú pozorované v rozsahu 0,5–2 kHz.

Niekedy sa jednotlivé elementy objavujú v dočasných skupinách trvajúcich pár sekúnd, ktoré sa periodicky opakujú. Ich perióda je však nepravidelná a pohybuje sa okolo 10 s. Samotný element má dobu trvania od 0,1 do 0,3 s [Hayashi a kol., 1968].

(6–9) kHz chórus

Helliwell [1965] identifikoval tento typ chórusu ako diskretnú emisiu. Je rozdelený do dvoch frekvenčných pásov. Prvý je vo frekvenčnom rozsahu 6,0–7,7 kHz a druhý je medzi 7,8 a 9,4 kHz. Medzi nimi je pozorovaný prázdny pás o šírke 500 Hz.

Emisie v oboch pásoch majú podobné vlastnosti. Pozoruhodné je, že sa objavujú vo frekvenčnej oblasti typickej pre impulzný šum s periódou 4 minúty.

Emisie sa vyskytujú počas obnovovacej fáze nasledujúcej po geomagnetickej búrke.

2.4.2 Satelitné pozorovanie

Význam satelitného pozorovania spočíva v tom, že dopĺňa informácie získané z pozemného pozorovania, poprípade dodáva nové informácie.

Satelitné pozorovanie je rozdelené na pozorovanie v hornej časti ionosféry a pozorovanie v rovníkovej magnetosfére. Očakávalo sa, že pozemné

pozorovanie bude bližšie spojené so satelitným pozorovaním v hornej časti ionosféry.

Pozorovanie v hornej časti ionosféry

Pozorovanie prebieha väčšinou na výškach okolo $0,5R_Z$ (R_Z je zemský polomer). V tejto oblasti merali napríklad družice *Injun-3,-5*; *OGO-6*; *OVI-17* a mnoho ďalších.

Gurnett a O'Brien [1964] pozorovali chórus na tej istej šírke a v tom istom lokálnom čase, na akej bol pozemnými meraniami pozorovaný polárny chórus a chórus na stredných šírkach.

Taktiež *Oliver a Gurnett* [1968] zaznamenali dobrú koreláciu medzi emisiou typu chórus a tokom elektrónov s energiou väčšou ako 40 keV.

Z pozorovania vyplynulo, že horná a dolná frekvenčná medza chórusu na dennej strane klesá s hodnotou L (McIlwainov parameter) a je vždy pod polovicou rovníkovej elektrónovej cyklotrónovej frekvencie. Horná a dolná frekvenčná medza pre chórus pozorovaný skoro ráno, alebo neskoro večer, či v noci nevykazuje výraznú zmenu so zmenou hodnoty L.

Ondoh a kol. [1982] zistili, že frekvenčné pásy emisie typu chórus na šírkach nad plazmopauzou sú na vyšších frekvenciách ako pásy vo vnútri plazmosféry. Taktiež medzi týmito dvomi pásmi videli úzku oblasť frekvencií kde je intenzita vln veľmi nízka.

Z analýzy výsledkov zahrnutých do ich prehľadu *Sazhin a Hayakawa* [1992] odvodili, že chórus nie je generovaný v hornej časti ionosféry, ale v rovníkovej časti.

Pozorovanie v rovníkovej časti magnetosféry

Burton a Holtzer [1974] namerali, že hodnota L rastie s rastúcim lokálnym časom. Veľmi dobre sa to zhoduje s pozemným meraním. Väčšina prípadov bola pozorovaná mimo plazmosféru. Záver pozorovania na nízkych šírkach (okolo 15°) je, že emisie sa objavujú prevažne ráno, zatiaľ čo chórus na vyšších šírkach sa vyskytuje hlavne cez deň [*Tsurutani a Smith*, 1977].

Po polnočný chórus sa generuje len do vzdialenosti 2 stupňov od rovníku

[Lefeuvre a kol., 1981].

Burton a Holtzer [1974] po prvý krát z experimentu určili smer vlnovej normály s ohľadom na generáciu a propagáciu emisie typu chórus. Generácia nastane, ak pík distribúcie pitch uhlu elektrónov je na 90° voči magnetickému poľu a anizotropia presiahne kritickú hodnotu. Je to v zhode s tým, že emisia je excitovaná pomocou elektrónovej-cyklotrónovej nestability.

Cornilleau-Wehrlin a kol. [1978] prvý krát súčasne pozorovali chórus a šumovú emisiu v tej istej frekvenčnej oblasti na palube družice GEOS-1.

Chórová emisia je často pozorovaná v dvoch frekvenčných pásoch s dobre definovaným úzkym pásom, v ktorom chórus vymizne. Tento pás sa nachádza v okolí polovice rovníkovej elektrónovej cyklotrónovej frekvencie. Tsurutani a Smith [1974] najčastejšie pozorovali pásy bez vnútornej štruktúry. Domnievajú sa, že úzky frekvenčný pás s veľmi zníženou intenzitou medzi nimi je výsledkom Landauovho útlmu. Spôsobujú ho elektróny s energiou blízkou elektrónovej-cyklotrónovej rezonancii pohybujúce sa rovnakým smerom ako vlny.

Inverzný 3-D ray-tracing indikuje, že vlny v hornom frekvenčnom páse (vyššie ako $0,5f_{ce}$) sú s najväčšou pravdepodobnosťou excitované v rovine rovníka s uhlom vlnovej normály blízky uhlom rezonančného kužela v oblasti studenej plazmy [Muto a kol., 1987].

Chórusu podobný elektro-statický impulzívny šum bol pozorovaný i v magnetosfére Jupitera [Saikia a kol., 1990].

2.5 Vlastnosti emisie typu chórus

Zameriame sa hlavne na výsledky dosiahnuté z merania družice Cluster, Polar a CRRES.

2.5.1 Štruktúra vlnovej obálky

Na časovo-frekvenčnom spektrograme hustoty sa chórus javí ako postupnosť intenzívnych vlnových obálok. Trvajú zlomok sekundy až niekoľko sekúnd a ich frekvencia sa mení ako rastúci alebo klesajúci tón. Frekvenčný drift dosahuje veľkosť do 20 kHz/s.

Vlnová forma elektrického poľa chórovej vlnovej obálky poukazuje na jej jemnú vnútornú štruktúru. Podľa [Santolík a kol., 2004a] pozostáva z jednotlivých subobálok. Počiatočná štúdia jemnej štruktúry používa sínusový parametrický model vlny s meniacou sa amplitúdou. Amplitúda subobálky zo začiatku exponenciálne rastie a po dosiahnutí saturácie exponenciálne klesá.

Subštruktúra chórovej vlnovej obálky je pozorovaná v časovej škále 1–40 ms. Subštruktúry dlhšieho trvania sa vyskytujú zriedkavejšie. Ich amplitúda dosahuje až 30 mV/m, čo odpovedá magnetickej komponente okolo 300 nT a indexu lomu okolo 3,2. Typický posun medzi dvomi susednými maximami vlnovej amplitúdy jemnej štruktúry vo vnútri diskretných obálok je pár ms. Santolík a kol. [2004b] hovoria, že pravdepodobnosť väčšieho časového posunu je menšia.

Väčšie maximá amplitúdy až 20 mV/m sa vyskytujú vo vnútri väčších vlnových obálok trvajúcich okolo 100 ms. Veľkosť amplitúdy sa mení v časovej škále niekoľko milisekúnd. [Santolík a kol., 2004b]

Ak jednotlivé družice súčasne pozorujú tú istú vlnovú obálku môže sa im javiť jej vnútorná štruktúra odlišne.

Pri pozorovaní jemnej štruktúry [Santolík a kol., 2004b] pomocou prístroja WBD na palube Clustru, môžeme pozorovať rozdelenie chórusu na dva pásy oddelené polovicou elektrónovej cyklotrónovej frekvencie (f_{ce}). V dolnom páse pozorujeme frekvenčný nárast diskretných elementov z nízkych hodnôt frekvencie okolo 1 kHz na hodnotu okolo 4 kHz ($0,13-0,5f_{ce}$) v celkovom pomere 10–20 kHz/s. Niekedy pozorujeme v dolnom frekvenčnom páse oveľa menej štruktúrované emisie. Podobajú sa šumu alebo kombinácii šumu a diskretných emisií.

V hornom páse (nad $\frac{1}{2} f_{ce}$) nie sú diskkrétne elementy takmer pozorovateľné. Pás je v značnej miere zašumený.

2.5.2 Fázový rozdiel vlnových obálok pozorovaných rozdielnymi družicami

Pri súčasnom meraní jednotlivými družicami boli pozorované frekvenčné posuvy okolo 1 kHz medzi takmer identickými chórovými vlnovými obálkami.

Tieto rozdiely sú interpretované ako rozdiel Dopplerovho posunu z rýchleho pohybu zdroja chórusu, ktorý sa pohybuje rýchlosťou zrovnateľnou s paralelnou zložkou rýchlosti prúdu rezonančných elektrónov idúcich opačným smerom ako vlny [Inan a kol., 2004]. Táto interpretácia je založená na závislosti indexu lomu vln vo hvizdovom móde na uhle vlnovej normály (uhol medzi vlnovým vektorom statického magnetického poľa a rýchlym pohybom vysoko lokalizovaného zdroja chórových emisií pohybujúceho sa rýchlosťou 20–25 km/s).

Vlny z takto lokalizovaného zdroja sa šíria k 2 rozdielnym družiciam pod iným uhlom vlnovej normály a sú pozorované na iných frekvenciách, odpovedajúcich Dopplerovmu posunu medzi týmito dvomi družicami.

2.5.3 Pozícia zdrojovej oblasti

Viac bodové meranie Poyntingového toku pomocou družíc Cluster a Polar ukázalo, že centrálna pozícia zdrojovej oblasti je lokalizovaná v blízkosti geomagnetického rovníka. Pojednáva o tom Santolík a kol. [2006a], Santolík a kol. [2005] a mnoho ďalších.

Globálne centrum zdrojovej pozície podľa Santolík a kol. [2005] môžeme určiť ako rovnováhu paralelnej a antiparalelnej komponenty Poyntingového toku vzhľadom k daným siločiaram.

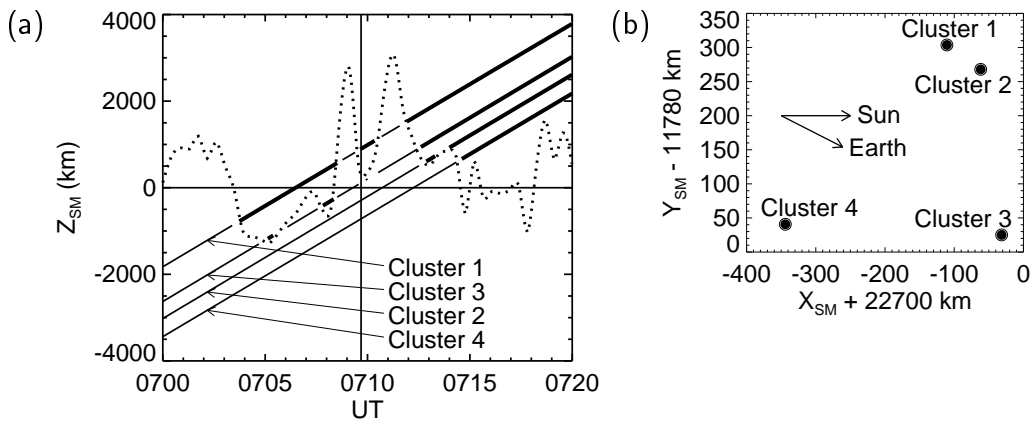
Poyntingov vektor má vždy kladnú paralelnú komponentu k \mathbf{B}_0 , ak je družica severne od geomagnetického rovníka. Zápornú paralelnú komponentu má v prípade, keď meranie prebieha južne od geomagnetického rovníka. Vo frekvenčnom rozsahu, v ktorom je chórus pozorovaný je komponenta pozdĺž \mathbf{B}_0 vždy tá najväčšia komponenta Poyntingového vektora. Pozorovaná zmena znamienka tejto komponenty indikuje divergenciu Poyntingového toku a tým aj prítomnosť zdrojovej oblasti chórovej emisie. Centrálnu pozíciu zdroja môžeme definovať ako bod, kde sa mení znamienko paralelnej komponenty

Poyntingového toku.

2.5.4 Dynamika zdrojovej oblasti

Prechod medzi zápornou a kladnou hodnotou $S_{\parallel} / \sigma(S_{\parallel})$ je hladký aj napriek niekoľko násobnej jasnej zmene znamienka počas priechodu emisie rovníkovou oblasťou.

Obrázok 2.5 znázorňuje fluktuáciu znamienka $S_{\parallel} / \sigma(S_{\parallel})$. Ako dôvod fluktuácie *Santolík a kol.* [2005] uvažuje pozíciu družíc (ich vzájomnú vzdialenosť). Šírka čiary v obrázku reflektuje hodnotu $S_{\parallel} / \sigma(S_{\parallel})$ po spriemerovaní s časovým rozlíšením 25,5 s. Tenká čiara odpovedá hodnote menšej ako -1, zatiaľ čo hrubá čiara hodnote väčšej ako +1. Jasne viditeľnú hranicu medzi kladnou a zápornou hodnotou predstavuje bodkovaná čiara.



Obr. 2.5: (a) Štyri šikmé čiary reprezentujú zmenu znamienka $S_{\parallel} / \sigma(S_{\parallel})$ pozdĺž orbít štyroch družíc Cluster so súradnicou Z_{SM} (kolmo k rovine rovníku). Zmena je zobrazená ako funkcia času. Bodkovaná čiara je odhad centrálnej pozície zdrojovej oblasti. Horizontálna plná čiara je magnetický rovník z dipólového modelu. Vertikálna plná čiara predstavuje čas, keď centrum hmoty všetkých družíc pretne rovník. (b) Pozícia družíc v rovine rovníka. Šípky ukazujú na smer k Slnku a k Zemi. (Prevzaté z [*Santolík a kol.*, 2005])

Centrálnu pozíciu zdroja môžeme definovať ako bod, kde sa mení znamienko paralelnej komponenty Poyntingového toku. Určíme ju aproximačnou metódou založenou na lineárnej interpolácii, alebo extrapolácii parametru

$S_{\parallel}/\sigma S_{\parallel}$ (viď [Santolík a kol., 2005]). Kde S_{\parallel} je projekcia Poyntingového vektoru do smeru okolitého magnetického poľa B_0 . Normalizačný faktor σS_{\parallel} odpovedá štandardnej odchýlke S_{\parallel} .

$S_{\parallel}/\sigma S_{\parallel}$ rastie so súradnicou Z_{SM} (súradnica kolmá na rovinu magnetického rovníka) pre všetky štyri družice Cluster.

Ak sú znamienka $S_{\parallel}/\sigma S_{\parallel}$ pre dve susedné družice rozdielne, tak centrálnu pozíciu Z_0 vypočítame použitím lineárnej interpolácie medzi Z_{SM} súradnicami týchto dvoch družíc.

Ak sú znamienka rovnaké použijeme lineárnu extrapoláciu Z_{SM} pre každú družicu v mieste, kde je $S_{\parallel}/\sigma S_{\parallel}$ minimálne.

$$Z_0 = Z_{SM(m)} - b \left(S_{\parallel} / \sigma(S_{\parallel}) \right)_{(m)} \quad (2.12)$$

Koeficient b je určený z lineárneho modelu Z_{SM} .

Náhodná fluktuácia odhadu zdrojovej vlastnosti má dve možné vysvetlenia. Ide buď o vlastnosť zdrojového mechanizmu, alebo je to spôsobené konfiguráciou magnetického poľa (tail-like). Takéto magnetické pole by kmitalo a zároveň by sa posúvalo a nieslo by so sebou zdrojovú oblasť chórusu pri priechode cez družice. Pozorovanie nepotvrdilo túto druhú variantu. Ako je uvedené v [Santolík a kol., 2005] náhodný pohyb zdrojovej oblasti je pravdepodobne spojený s generačným mechanizmom chórusu.

2.5.5 Veľkosť zdrojovej oblasti

Predpokladáme, že zdrojový región má konečné rozmery. Veľkosť zdrojovej oblasti pozdĺž siločiar určíme z viac bodového merania elektromagnetickej planarity, vychádza 3000-5000 km [Santolík a kol., 2006a]. Kolmo na siločiar je to len niekoľko 10-tok až 100-viek km. Je to určené z viac bodovej korelačnej analýzy (viď Santolík a kol. [2004a]).

Korelačná analýza je založená na výpočte Pearsonovho koeficientu (lineárna korelácia) a Spearmanovho koeficientu z frekvenčne spriemerovanej spektrálnej hustoty nameranej pomocou štyroch družíc Cluster.

Korelačnú analýzu robili pre dolný pás lokalizovaný pod polovicou elektrónovej cyklotrónovej frekvencie (f_{ce}), v tomto článku konkrétne $0,48 f_{ce}$. Šírka dolného frekvenčného pásu je 1 kHz.

Bolo ukázané, že korelačné koeficienty klesajú so vzájomnou vzdialenosťou družíc, ktorá je približne 100 km v smere kolmom na magnetické pole. Je to v súlade s teóriou [Trakhtengerts, 1999]. Korelácia nezávisí na vzdialenosti družíc paralelnej s magnetickým pólom. Charakteristická škála je pre paralelnú zložku prinajmenšom niekoľkokrát väčšia.

Inými slovami povedané, pre separačnú vzdialenosť do 260 km v smere rovnobežnom so siločiarami a do 100 km v smere kolmom na siločiaru ani jeden korelačný koeficient nezávisí na paralelnej separácii a klesá s kolmou separáciou. Je tu zastúpený efekt náhodnej pozície zdrojovej oblasti, kde sa jednotlivé chórové obálky generujú.

Jednoduchý 2-D model štatistických vlastností zdrojového regiónu približne reprodukuje pozorovanie, ak kolmá polo-šírka u individuálnych zdrojov jednotlivých vlnových balíkov je 35 km. Polo-šírka je porovnateľná s vlnovou dĺžkou šíriacej sa vlny.

2.5.6 Šírenie chórusu zo zdrojovej oblasti

Z merania paralelnej komponenty Poyntingového vektora v blízkosti magnetického rovníka *Parrot a kol.* [2004] určili, že chórus sa šíri smerom od tejto oblasti a zároveň to indikuje, že zdrojová oblasť emisie typu chórus je práve v oblasti magnetického rovníka. Okrem iného *Parrot a kol.* [2004] pozorovali menej intenzívny chórus šíriaci sa k rovníku. Z toho vyplýva, že chórus sa magnetosfericky odráža. Odrazený chórus bol pozorovaný len nedávno. Absencia odrazeného chóru bola vysvetlená silným Landauovým útlmom. Ten sprevádza emisie šíriace sa do väčších šírok.

Odrazom vln sa pomocou ray tracingu zaoberá [*Parrot a kol.*, 2004]. Ray tracing je založený na výpočte trajektórie vlny v magnetosfére Zeme a používa smer vlnových normál. Poukazuje na to, že vlny podstupujú spodný-hybridný rezonančný odraz na nižších výškach a potom sa vrátia k rovníku s nižšou intenzitou a s inou lokalizáciou. K odrazu dôjde v prípade, ak je vlnová frekvencia f porovnateľná so spodnou hybridnou frekvenciou f_{LH} .

Ray tracing software používa model difúznej rovnováhy elektrónovej hustoty. Dáva informáciu o šírení a o vlnovom vektore pozdĺž trajektórie.

Pozorovaním štruktúry odrazených emisií *Parrot a kol.* [2004] ukázal, že vlna si zachováva vysoký stupeň polarizácie, aj keď sa začne strácať koherentnosť štruktúry. Hodnota stupňa polarizácie pre odrazené vlny sa pohybuje okolo jednotky, čo odpovedá rovinnej vlne. V oblasti rovníka sa hodnota blíži k nule, pretože rastie počet vln s rozdielnym smerom normály.

Polárny uhol (medzi smerom vlnovej normály a magnetickým poľom Zeme) chórových emisií šíriacich sa zo zdroja počítaný z metódy SVD sa dá sa určiť pre odrazené emisie, v oblasti, kde pretínajú rovinu rovníku. Nádobúda malé hodnoty, okolo 20° [*Parrot a kol.*, 2004].

Pomer medzi intenzitou magnetickej komponenty vlny smerujúcej priamo z rovníku a intenzitou magnetickej komponenty vlny vracajúcej sa k rovníku je pozorovaný v rozmedzí 0,005–0,01 [*Santolik a kol.*, 2006a].

Odrazené vlny majú rovnaký pôvod ako priame emisie, ktoré sa šíria od rovníka k väčším šírkam. Pochádzajú teda z rovnakého zdroja. Obidva typy vln odchádzajú zo zdroja pod podobným uhlom vlnovej normály. Je šikmý okolo 60° , [viď *Parrot a kol.*, 2004]. Tento fakt, sa musí ešte preskúmať, pretože obecné sa predpokladá, že chórus je generovaný s vlnovou normálou približne pozdĺž siločiar.

Jedno z možných vysvetlení je, že vlny šíriace sa pod šikmým uhlom sú nestabilné. Druhé možné vysvetlenie vychádza z malej priečnej šírky zdrojovej oblasti. Rádovo je ako veľkosť vlnovej dĺžky vlny, čo je približne 35 km. To implikuje veľký interval počiatočných uhlov vlnových normál obsahujúci ako paralelne, tak aj šikmo šíriace sa vlny [*Chum a kol.*, 2003]. Z použitého príkladu v článku [*Parrot a kol.*, 2004] to vyzerá, že emisie na nižších frekvenciách sa podobajú na šum obsahujúci len pár diskretných emisií, zatiaľ čo emisie na vyšších frekvenciách majú prevážne diskretnú štruktúru. Emisie na malých frekvenciách korešpondujú odrazeným vlnám. Všeobecne sa predpokladá, že odrazené vlny sú menej štruktúrované ako priame. Degenerácia diskretnéj časovo-frekvenčnej štruktúry emisie typu chórus môže nastať počas jej šírenia. Odrazené vlny sú možným zdrojom zárodkového zdroja plazmosferického sykotu.

2.5.7 Rozdelenie do dvoch frekvenčných pásov

V zdrojovej oblasti sú pozorované dva frekvenčné pásy emisie typu chórus [Burtis a Helliwell, 1976]. Jeden sa nachádza pod a druhý nad polovicou elektrónovej cyklotrónovej frekvencie f_{ce} . Sú oddelené úzkym frekvenčným intervalom, v ktorom má emisia typu chórus minimálnu až nulovú intenzitu, smerom od magnetického rovníka prestáva byť výrazný. Jeho pôvod zatiaľ nie je objasnený.

Horný pás sa vyskytuje v miestach okolo rovníka a jeho spodné frekvenčné orezanie sleduje lokálnu $\frac{1}{2}f_{ce}$. Tento pás často pozostáva zo šumu podobných emisií a nie sú v ňom jasne pozorovateľné jednotlivé vlnové obálky chórusu [Santolík a kol., 2003a].

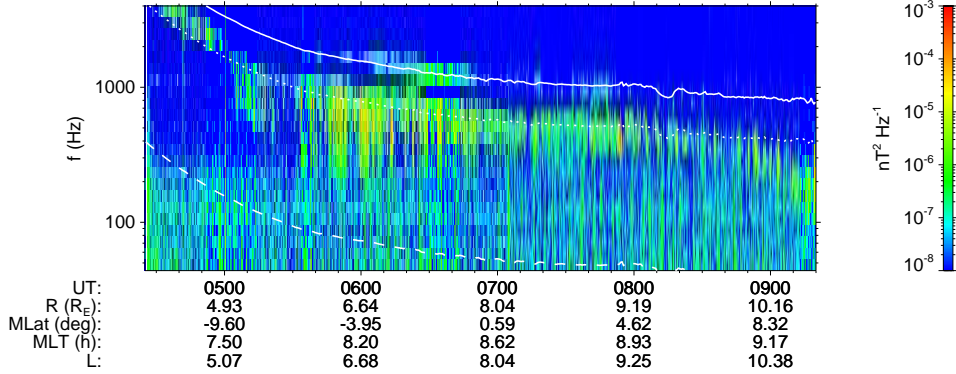
Dolný pás sa od rovníka šíri do obidvoch polorúľ smerom k väčším magnetickým šírkam, je tvorený z pravo točivých elektromagnetických vln [Santolík a kol., 2004b].

Dolný pás je v porovnaní s horným pásom z pravidla viac štruktúrovaný s dobre definovanými diskretnými elementmi. Šírka dolného pásu rastie s rastúcim indexom K_p [Burtis a Helliwell, 1976]. Rozdelenie do dvoch frekvenčných pásov a úzky frekvenčný pás bez prítomnosti emisie typu chórus dobre vidno na obrázku 2.6.

2.5.8 Vznik intenzívnych chórov

V minulosti bolo ukázané, [viď Tsurutani a Smith, 1974, Anderson a Mada, 1977], že injekcia elektrónov vzniknutých počas búrky vedie k excitácii intenzívnych chórových emisií v blízkosti geomagnetického rovníka mimo plazmosféru. Takto excitované vlny môžu urýchliť elektróny vo vonkajšom radiačnom páse na relativistické energie [viď Meredith a kol., 2003, Horne a Thorne, 1998, Horne a Thorne, 2003, Meredith a kol., 2002b, 2003, Horne a kol., 2003a, Santolík a kol., 2004b].

Santolík a kol. [2004b] pojednávajú o vzniku intenzívnych emisií typu chórus počas dňa 31. marca 2001. Družice Cluster dosiahli rovnu rovníku na $L = 4.0\text{--}4.2$ a boli obklopené plazmou s nízkou hustotou (niekoľko častíc na cm^{-3}), nachádzali sa preto mimo plazmosféru. Geomagnetická aktivita do-



Obr. 2.6: Spektrogram spektrálnej hustoty fluktuácií magnetického poľa z dňa 14. apríla 2005 nameraný pomocou družice Doble Star TC-1. Na obrázku je dobre vidieť dva frekvenčné pásy oddelené $\frac{1}{2}f_{ce}$ (plná čiara), bodkovaná čiara je $\frac{1}{4}f_{ce}$ a čiarkovaná čiara aproximuje spodnú hybridnú frekvenciu $f_{lh} \sim f_{ce}/42,85$. Horizontálna os pod spektrogramom reprezentuje: UT - univerzálny čas; R - radiálna vzdialenosť od Zeme; MLat - magnetická šírka; MLT-magnetický lokálny čas. Vertikálna os je frekvencia $f = (8 \text{ Hz} - 4 \text{ kHz})$ v logaritmickú škále.

siahla v K_p indexe hodnotu $K_p \sim 9^-$, čo implikuje silne porušené magnetické pole. Bol pozorovaný obrovský tok energetických elektrónov, čo je priaznivá podmienka pre vznik chórusu. Na palube družíc bola skutočne pozorovaná veľmi intenzívna emisia typu chórus a jej zdroj bol lokalizovaný od -3° do 3° magnetickej šírky.

2.5.9 Porovnanie s nelineárnou teóriou

Nelineárna teória generácie vln vo hvizdovom móde je založená na *BWO* (*Backward wave oscillator* - Oscilátor so spätnou väzbou), má charakter absolútnej nestability. V porovnaní s teóriou maserov v BWO chýba odraz elektromagnetických vln od magnetických zrkadiel [Trakhtengerts, 1995]. Nestabilita je realizovaná objemovými interakciami medzi vlnami vo hvizdovom móde a zväzkami energetických častíc, šíriacimi sa v opačnom smere ako vlny. Jedná sa o elektróny z radiačného pásu. Podmienka týchto interakcií je popísaná cyklotrónovou rezonančnou rovnicou

$$\omega - \omega_B = k_{\parallel} \nu \quad (2.13)$$

kde ω_B je elektrónová cyklotrónová frekvencia (značenie je prevzaté z článku *Trakhtengerts* [1995]), ω je vlnová frekvencia, k_{\parallel} a ν sú komponenty vlnového vektoru a rýchlosti elektrónov rovnobežné s magnetickým poľom.

Trakhtengerts [1995] definoval podmienky, ktoré by mali byť splnené aby mohol fungovať BWO generačný režim. Prvou podmienkou je existencia dobre organizovaného zväzku elektrónov rotujúcich v magnetickom poli s malým rozptylom rýchlosti elektrónov. Druhá podmienka je, aby prúd elektrónového zväzku bol dostatočne veľký a celý systém bol dostatočne dlhý. Zväzky s malým rozptylom rýchlosti (distribučná funkcia rýchlosti je δ funkcia) sú v prírode vzácne, vyskytujú sa hlavne v polárnej oblasti počas subbúrok. Našťastie BWO režim funguje nielen pre elektrónové zväzky s δ distribučnou funkciou v rýchlostnom priestore, ale aj pre prípady so schodovito deformovanou distribučnou funkciou.

Anizotropná distribúcia energetických elektrónov v magnetosfére sa prejavuje cyklotrónovou nestabilitou vln vo hvizdovom móde vo frekvenčnom rozsahu

$$0 < \omega \leq \omega_m = \omega_{BL}(1 - T_{\parallel}/T_{\perp}) \quad (2.14)$$

ω_B je elektrónová cyklotrónová frekvencia, L premieta jej hodnotu pozdĺž siločiar do roviny rovníka. T_{\parallel} a T_{\perp} sú transverzálna a longitudálna teplota vzhľadom k magnetickému poľu.

Pre fixované hodnoty L vzťahy 2.13 a 2.14 rozdelia rýchlostný priestor do dvoch regiónov.

Prvý región obsahuje rezonančné elektróny, ktoré reagujú s vlnami vo hvizdovom móde a difundujú smerom k stratovému kuželu.

Nerezonančné elektróny sa nachádzajú v druhom regióne a nereagujú s vlnami vo hvizdovom móde. Rozdelenie regiónov má za následok schodovitú deformáciu distribučnej funkcie [*Trakhtengerts*, 1995]. Schod sa nachádza na rozhraní týchto dvoch regiónov.

Po formovaní schodu na distribučnej funkcii skončí predbežná etapa generačného procesu a začne nová veľmi rýchla hydrodynamická etapa cyklotrónovej nestability, začne v prípade, ak je šírka schodu menšia ako rastový pomer, viď [*Trakhtengerts*, 1999]. Potom generačný proces prejde do novej etapy absolútnej cyklotrónovej nestability, kde v celom objeme zdroja za-

čnú rásť vlny. Zdroj je obmedzený región symetrický okolo roviny rovníka. Intenzita vlny rastie do nelineárnej saturácie.

V prípade generácie vln vo hvizdovom móde pomocou BWO sa vlnové balíky na vstupe do generačného regiónu stretnú s fázovo zhluknutým elektrónovým zväzkom, tento zväzok bol formovaný predchádzajúcim vlnovým balíkom a zosilňuje nasledujúci balík, viď [Trakhtengerts, 1999]. Jedná sa o pozitívnu spätnú väzbu.

Analytický odhad z pozorovania emisií VLF (*Very Low Frequency* ~ 3 kHz–30 kHz) a ELF (*Extremely Low Frequency* ~ 3 Hz–3 kHz) počas poruchy magnetického poľa v magnetosfére Zeme určil, že deformácie trvajú od pár sekúnd po niekoľko desiatok sekúnd. Takto dlho trvajú jednotlivé oddelené skupiny chórových signálov, čo je spojené s predbežnou etapou formovania schodov. Zosilňovanie distribučnej funkcie je jedno-krokové. Pri každom priechode vlny médiom jej intenzita vzrastie.

BWO generačný režim otvára cestu k úplnému riešeniu problémov spojených s emisiou typu chórus. Čiastočne umožňuje pochopiť spojitosť chóru a sykotu, malú opakovaciu periódu výskytu elementov, frekvenčné spektrá, zmenu Poyntingovho toku, veľkosť zdrojovej oblasti a aj časovo-frekvenčné rozdiely medzi vlnovými obálkami odhadnuté pomocou tejto teórie sú tiež porovnateľné s nameranými hodnotami.

Podobnosť spektrálnej formy chórových elementov a spúšťaných ELF/VLF emisií nahráva použitiu teórie spúšťaného signálu na vysvetlenie vzniku chórusu. Hlavné dôvody pre rozvoj nelineárnej teórie spúšťaných emisií sú následné: generácia spúšťaného signálu rozličných spektrálnych foriem je spojená s generáciou elektrónového zväzku pri vzniku prvo-počiatočného vlnového balíku. Tento zväzok generuje sekundárne vlny počas cyklotrónovej rezonancie druhého rádu. Tá nastane pri zmene emitujúcej vlnovej frekvencii počas dlhej trajektórie zväzku a pri nelineárnom efekte [Trakhtengerts, 1999].

Vznik emisie typu chórus vysvetlíme podobne. Najprv sa formuje elektrónový zväzok (zatiaľ nie je jasné ako, lebo chýba počiatočný kvázi-monochromatický hvizdový signál). Taktiež je zatiaľ nevysvetlená postupnosť diskretných elementov. Práve tieto dva problémy vedú k zavedeniu distribučnej funkcie pomocou charakteristických krokových deformácií.

V prospech tejto deformácie hovorí aj zosilenie vln vo hvizdovom móde. Ich amplitúda narastie a stane sa o jeden až dva rády väčšia ako hodnota veľkosti amplitúdy v prípade hladkej distribučnej funkcie. V prípade deformovanej distribučnej funkcie dochádza k väčšej zhode s nameranými hodnotami.

Dĺžka generačného regiónu emisie typu chórus je obmedzená dvomi hodnotami: hodnotou l_0 určenou z dipólového magnetického poľa a maximálnou hodnotou l_m určenou z rezonančnej podmienky, viď vzťah 2.13.

Dĺžka generačného regiónu pozdĺž siločiar magnetického poľa (prevzaté z článku [Trakhtengerts a kol., 2004])

$$l_{BWO} \simeq 1,76 \left(\frac{\lambda R_E^2 L^2}{6} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.15)$$

kde λ je vlnová dĺžka, R_Z je Zemský polomer, L je McIlwainov parameter (viď appendix B) a faktor 1,76 je získaný z numerického výpočtu z lineárnej BWO teórie v parabolickom magnetickom poli.

2.5.10 Rezonancia energetických elektrónov s chórom

Radiálna difúzia konzervuje prvé dva adiabatické invarianty, ale porušuje tretí invariant, čo sa stáva jedným z radiacích procesov radiálnej difúzie, viď Meredith a kol. [2002b]. Radiálna difúzia v rýchlostnom priestore je dôležitý faktor, ktorý prispieva k rastu elektrónového toku, ale teória, ktorá k nej zatiaľ existuje neuvažuje závislosť distribučného rozdelenia pitch uhlu na energii, čo naznačuje existenciu doplnkových lokálnych akceleračných zdrojov, viď Horne a kol. [2003b].

Prehľad lokálnych akceleračných zdrojov: Na $L \approx 2$ je distribúcia pitch uhlu zaoblená a málo závisí na aktivite magnetických búrok. Zaoblený tvar spôsobujú dominantné Coulomovské zrážky. Na $L \approx 3$ je distribúcia pred búrkou palacinková. Takáto distribúcia je charakteristická pre rozptyl pitch uhlu do stratového kužela pomocou plazmosferického sykotu. Počas hlavnej fázy magnetickej búrky sa palacinkovitá distribúcia poruší a počas obnovovacej fázy sa opäť stáva palacinkovitou. Na $L \approx 4$ je distribúcia ešte jemne palacinkovitá a závisí na energii elektrónov. Všeobecne na intervale $L \approx 4-6$ je distribúcia pred magneticou búrkou plochá (hladká), na začiatku hlavnej

fázy búrky je pozorovaná motýľovitá distribúcia a počas obnovovacej fázy je na vyšších energiách pozorovaná hladká. Distribúcia je na energii závislá a hladká distribúcie pretrváva počas ~ 3 dní, čo je doba trvania obnovovacej fázy.

Model rezonancie častíc s vlnami vo hvizdovom móde ukazuje, že hladká distribúcia je v súlade s rozptylom pitch uhlu a energií v oblasti, kde $f_{pe}/f_{ce} \sim 1$, [viď *Horne a kol.*, 2003b]. Hoci radiálna difúzia je významný proces pri energatizácii častíc, pozorovanie distribúcie pitch uhlu ukázalo, že interakcia vln a častíc hrá tiež dôležitú rolu v energetizačnom procese.

Moment difúzneho koeficientu je silne závislý na pomere medzi elektrónovou plazmovou a elektrónovou cyklotrónovou frekvenciou f_{pe}/f_{ce} . Difúzny koeficient počas magnetickej búrky narastie pre energie okolo 1 MeV o 3 rády, kým pomer f_{pe}/f_{ce} klesne z 10 na 1,5. Najpriaznivejšie podmienky pre urýchlenie elektrónov na relativistické energie sú počas obnovovacej fázy magnetickej búrky v oblasti kde je malý pomer f_{pe}/f_{ce} , takéto podmienku sú von z plazmapauzy, počas búrky je plazmapauza stlačená na $L = 4$ a menej, viď [*Horne a kol.*, 2003a].

Pozíciu plazmapauzy L_p vypočítame

$$L_p = 5,6 - 0,46K_p^* \quad (2.16)$$

kde K_p^* je maximum z indexov K_p za predchádzajúcich 24 hodín [*Carpenter a Anderson*, 1992].

Pomer f_{pe}/f_{ce} je malý na veľkých magnetických šírkach, pretože s rastúcou magnetickou šírkou klesá, tento pokles spôsobuje veľký gradient magnetickeho poľa, [viď *Horne a kol.*, 2003b]. Keď je pomer $f_{pe}/f_{ce} \sim 1$ najvýznamnejším lokálnym akceleračným procesom elektrónov sa stáva rezonančná difúzia v rýchlostnom priestore s vlnami vo hvizdovom móde. Takéto urýchlenie častíc prebieha hlavne v oblasti s malou hustotou plazmy (mimo plazmapauzu) a trvá v časovej škále jedného dňa [*Horne a kol.*, 2003a]. V tomto regióne relativistické elektróny najradšej interagujú so spodným frekvenčným pásom emisie typu chórus $0,1 < f/f_{ce} < 0,5$ [*Meredith a kol.*, 2003]. Tento mechanizmus je zodpovedný aj za straty energie, ak $f_{pe}/f_{ce} \gg 1$ [*Horne a kol.*, 2003a]. Energia v systéme sa zachováva, takže zosílenie vln vo hviz-

dovom móde nastane, keď elektróny stratia energiu.

Difúzny model je podrobne popísaný v [Horne a kol., 2003a], hovorí o silnej závislosti difúzneho koeficientu na energii, ale pre energie väčšie ako 3 MeV stráca na význame. Pre energie menšie ako 100 keV sa difúzia pitch uhlu blíži k difúznym stratám do atmosféry, zatiaľ čo straty na vyšších energiách sú zriedkavejšie.

Rezonancia elektrónov s vlnami typu chórús spôsobuje rozptýlenie pitch uhlu do stratového kužela a súčasne generáciu vln v oblasti, kde spolu interagujú. Rezonancia je dôležitý proces, čo sa týka elektrónových strát a ich urýchlenia počas magnetických búrok. Minimálna energia elektrónov potrebná na ich rezonanciu s rôznymi druhmi elektromagnetických vln sa vypočíta z podmienok reprezentujúcich obdobie magnetických búrok, napríklad minimálna energia elektrónov potrebná pre rezonanciu s vlnami v L-móde je $E_{\min} > 1$ MeV. V regióne s malou hustotou von z plazmopauzy ($\omega_{pe} < f_{ce}$) môžu vlny vo hvizdovom móde rezonovať s elektrónmi s energiou v intervale ~ 100 keV až niekoľko MeV. Vo vnútri plazmopauzy ($\omega_{pe} > f_{ce}$) vlny, ktoré sa nachádzajú pod spodnou hybridnou frekvenciou rezonujú s elektrónmi rezonujú s elektrónmi s podobným rozsahom energií, viď [Horne a Thorne, 1998].

Analýza v [Horne a Thorne, 1998] ukázala, že elektromagnetické vlny šíriace sa približne pozdĺž poľa rezonujú s elektrónmi cyklotrónovou rezonanciou prvého rádu, zatiaľ čo šikmo sa šíriace vlny rezonujú Landauovou rezonanciou, alebo rezonanciou vyššieho rádu.

Emisia typu chórús počas magnetickej búrky mimo plazmopauzu môže rozptýliť rovníkové elektróny s energiou < 60 keV do stratového kužela a urýchliť zachytené elektróny na energie až do MeV na väčších pitch uhloch. Difúzny model nepočíta s efektom šírenia, ale my vieme, že vlny vo hvizdovom móde sa šíria od rovníku smerom k väčším magnetickým šírkam, preto Horne a Thorne [2003] bral ich šírenie v úvahu. Na mapovanie šírenia vln do väčších magnetických šírok použil ray tracing, prepokladajú, že f_{pe}/f_{ce} klesá s normalizovanou frekvenciou šírky pásma vln (pre rozloženie plazmy použili model difúznej rovnováhy), a že elektróny s energiou oveľa väčšou ako 1 MeV sa nedajú rozptýliť do stratového kužela. Ukázali, že emisie na šírkach

$> 25^\circ$ môžu viesť k stratám elektrónov rozptylom, alebo k ich urýchleniu na relativistické energie.

Spodný frekvenčný pás rovníkovej emisie typu chórus $|\lambda_m| < 15^\circ$ je najintenzívnejší počas geomagneticky aktívnych podmienok s maximom amplitúdy $> 0,5 \text{mVm}^{-1}$ v oblasti $3 < L < 7$ v rozsahu 2300 – 1300 MLT. Spodný frekvenčný pás emisie typu chórus na vyšších magnetických šírkach $|\lambda_m| > 15^\circ$ je najintenzívnejší počas geomagneticky aktívnych podmienok s maximom amplitúdy $> 0,5 \text{mVm}^{-1}$ v oblasti $3 < L < 7$ hlavne na dennej strane, v princípe ja to v rozsahu 0600 – 1500 MLT, [viď *Meredith a kol.*, 2001].

Vo vonkajšom radiačnom páse $3 < L < 7$ je počas zvýšenej geomagnetickej aktivity vysoká variabilita vplyvu magnetických búrok na energiu elektrónov, približne 50% zo všetkých intenzívnych búrok vedie k rastu toku relativistických elektrónov s faktorom dva, zatiaľ čo 25% vedie k jeho poklesu s faktorom väčším ako dva, *Meredith a kol.* [viď 2003].

Zo štúdia troch rozličných prípadov magnetických búrok *Meredith a kol.* [2002a] ukázal závislosť urýchľovacieho procesu riadeného vzájomným pôsobením elektrónov a vln vo hvizdovom móde na type magnetickej búrky. Prvý prípad bola silná búrka s predĺženou subbúrkovou aktivitou siahajúcou až do obnovovacej fáze. Obnovovacia fáza je charakteristická vstreknutím elektrónov so subrelativistickými energiami, nárastom amplitúdy chórovej emisie a pozvoľným nárastom toku energetických elektrónov $E > 1 \text{MeV}$ v celej oblasti $3 < L < 7$. Druhý prípad búrky mal malú aktivitu počas obnovovacej fáze, čo znamená nedostatok vstreknutých elektrónov so subrelativistickými energiami, malú amplitúdu chórovej emisie a čistý pokles toku energetických elektrónov vo vonkajšom radiačnom páse. Tretí prípad nevykazoval žiadnu subbúrkovú aktivitu, vyznačuje sa vstreknutím elektrónov so subrelativistickými energiami, rastom amplitúdy chórovej emisie a postupným rastom toku relativistických elektrónov v oblasti $4 < L < 6,5$. Postupné urýchlenie elektrónov na relativistické energie sa deje v časovej škále dní, v oblasti mimo plazmopauzu a objavuje sa v prítomnosti zosílených emisií typu chórus.

2.5.11 Výskyt v MLT

Burtis a Helliwell [1976] meraním overili prevládajúci výskyt emisie typu chórus na rannej a dennej strane. Je to vysvetlené driftom zdrojovej populácie elektrónov v magnetickom poli Zeme od magnetického chvostu k Zemi smerom k rannej strane.

Pozorovanie chórusu na nočnej strane počas geomagnetickej búrky je významné pre skúmanie zdrojového mechanizmu [*Santolík a kol.*, 2006a].

2.5.12 Ďalšie vlastnosti chórových emisií

Polárny uhol θ_{kB} medzi vlnovým vektorom \mathbf{k} a okolitým magnetickým poľom \mathbf{B}_0 je pomerne malý. V zdrojovej oblasti je tento uhol obyčajne menší ako 10° . Na magnetických šírkach okolo 10° a -10° narastá až do uhlu okolo 60° . Niekedy sa takto veľký uhol θ_{BK} objaví aj v zdrojovej oblasti [*Santolík a kol.*, 2003a].

Na $L = 4$ je vlnová dĺžka vln vo hvizdovom móde pre všetky prípady s nízkou hustotou plazmatu okolo 30 km. Je to určené z parametrov plazmy a teórie studenej plazmy.

Z teória studenej plazmy dostaneme odhad grupovej rýchlosti emisie typu chórus $\sim 0,35c$ (c je rýchlosť svetla) [*Santolík a kol.*, 2003a].

Kapitola 3

Použité družice

Ku štatistickému štúdiu chórových emisií sme použili dáta získané z družíc *Cluster* a *Double Star*.

Tieto družice sú pre nás zaujímavé hlavne preto, že ide o viac družicové projekty, čo umožňuje získanie detailnejších a komplexnejších priestorových dát, ako bolo možné s jedinou družicou.

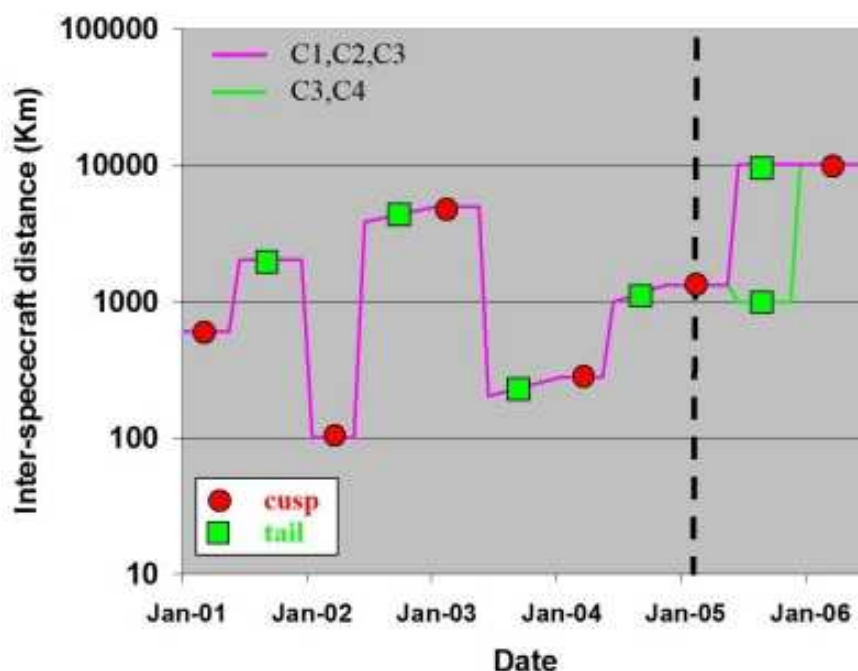
3.1 Družice Cluster

Jedná sa o projekt európskej agentúry *ESA* (*European Space Agency*). Cluster je tvorený štyrmi identickými satelitmi: Salsa(C1), Samba(C2), Tango(C3) a Rumba(C4), ktoré lietajú v štvorstennej konfigurácii. Štyri družice zbierajú veľmi detailné dáta a zaznamenávajú zmeny na malých škálach.

Vzdialenosť medzi jednotlivými družicami v apogeum kolíše medzi 100 a 10 000 km, viď 3.1.

Družice Cluster I z prvej misie boli zničené pri explózii ich nosnej rakety Ariane 5 pri štarte 4. júla 1996. Misia Cluster II je zopakovaním pôvodného projektu a dokonca používa niektoré z pôvodných rezervných častí. Vypustenie družíc prebehlo tentokrát na dvoch rozdielnych nosičoch, a to 16. júna 2000 (Salsa, Samba) a 9. augusta 2000 (Tango, Rumba).

Obežná dráha má eliptický tvar a jej apogeum je $19,7 R_Z$ (Zemských polomerov) od stredu Zeme a perigeum $4 R_Z$, viď obrázok 3.2. Obežná doba je 57 hodín.

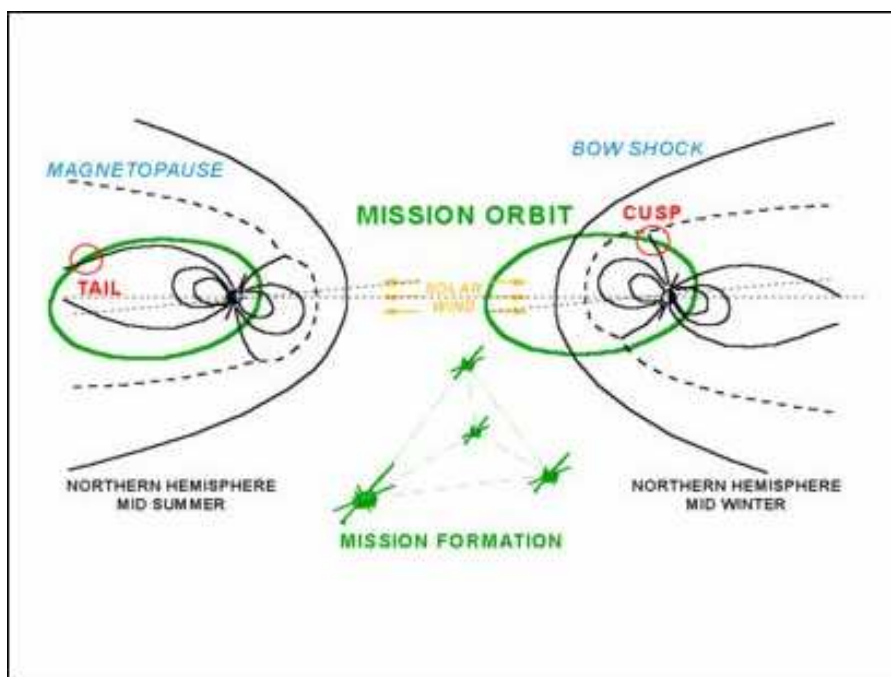


Obr. 3.1: Vzďalenosť medzi jednotlivými družicami projektu Cluster, prevzaté z webovskej stránky: <http://clusterlaunch.esa.int/science-e/www/object/index.cfm?fobjectid=23160>. Kasp (Cusp) oddeľuje uzavreté siločiar magnetického poľa Zeme od otvorených siločiar, pochádzajúcich zo Slnka. Magnetochovosť (Tail) je predĺžená magnetosféra na nočnej strane.

V posledných rokoch misie (predpokladaný rok ukončenia je rok 2009) sa očakáva značný odklon obežnej dráhy od jej pôvodnej pozície. Je to znázornené na obr. 3.3.

Každý satelit nesie na palube súbor 11 meracích prístrojov. Pri spracovaní diplomovej práce som využila dáta z dvoch prístrojov STAFF-SA a WBD.

STAFF-SA (*Spatial-Temporal Analysis of Field Fluctuations*) je prístroj *Wave Experiment Consortium* (WEC). Jedná sa o 3 magnetické cievky spojené so spracovacou jednotkou, ktorá má 2 časti: analyzátor vlnového priebehu a spektrálny analyzátor. Spektrálny analyzátor počíta hermitovskú spektrálnu maticu (5×5) elektromagnetického poľa vo frekvenčnom rozsahu 8 Hz až 4 kHz (dve zložky elektrického poľa dostane zo senzoru EFW (*Electric Field and Wave experiment*)). Tento frekvenčný interval je logaritmicky rozdelený na 27 častí a tie sú rozdelené na tri frekvenčné podpásma: A (8–



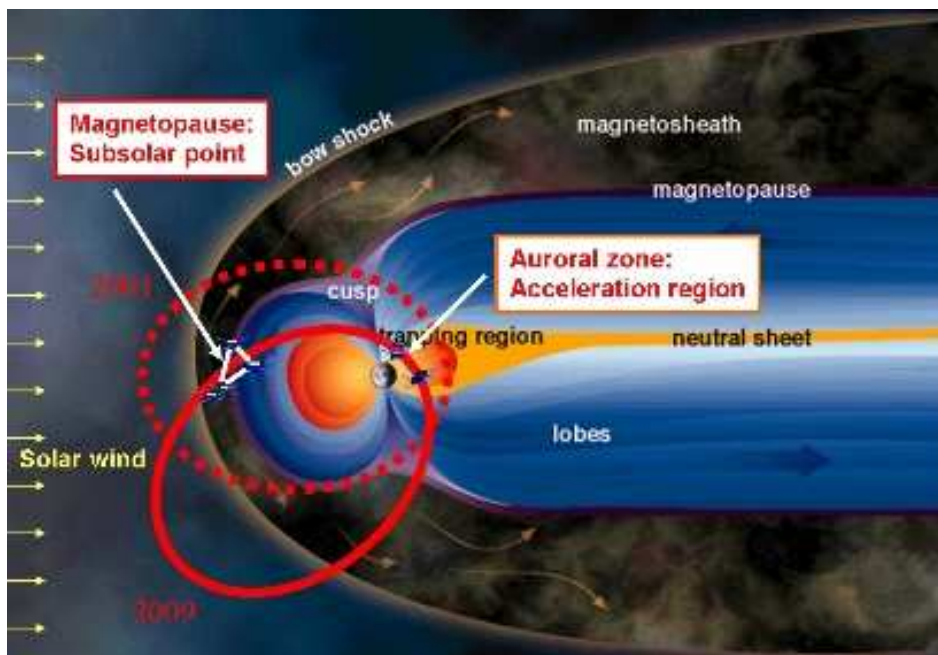
Obr. 3.2: Orbit družíc Cluster. Prevzaté z webovskej stránky [it http://clusterlaunch.esa.int/science-e/www/object/index.cfm?fobjectid=24451](http://clusterlaunch.esa.int/science-e/www/object/index.cfm?fobjectid=24451).

64 Hz), B (64–512 Hz), C (512–4000 Hz). Časové rozlíšenie kolíše medzi 125 ms a 4 sekundami, frekvenčné rozlíšenie je 25 percent.

WBD (*Wide Band Data instrument*) meria časový priebeh jednej elektrickej alebo magnetickej zložky. Šírky pásem, v ktorých WBD pracuje sú 9,5, 19 a 77 kHz. Ich spodná hranica je posuvná. Len pásmo so šírkou 9,5 kHz je možné merať spojito. Ostatné pásma sú kvôli obmedzenej kapacite pre priamy prenos dát na prímacej stanici na Zemi prenášané len v obmedzených časových intervaloch. My používame pásmo so šírkou 9.5 kHz, lebo nám umožňuje napríklad náhľad na diskretnú štruktúru emisií typu chórus.

3.2 Družica Double Star

Projekt Double Star je tvorený dvomi satelitmi. Prvý bol vypustený 29. decembra 2003 a druhý 25. júla 2004. Na tomto projekte spolupracuje Čína a Európske zeme. Rovníkový satelit DSP-E sa pohybuje po eliptickej obežnej

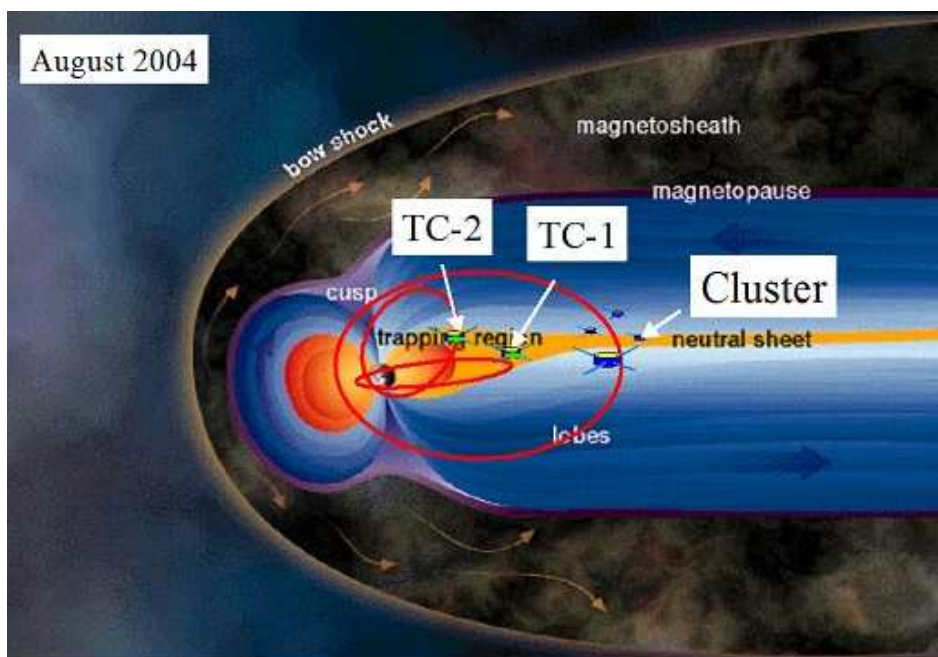


Obr. 3.3: Očakávaný odklon orbítu od pôvodnej polohy obežnej dráhy. Prevzaté z webovskej stránky <http://clusterlaunch.esa.int/science-e/www/-object/index.cfm?fobjectid=36560>.

dráhe s perigeom $1,1 R_Z$ a apogeom $13,4 R_Z$. Rovina obežnej dráhy zvierá s rovinou rovníku uhol $28,5^\circ$, vid' obrázok 3.4. Polárny satelit DSP-P obieha Zem po dráhe s perigeom $1,11 R_Z$ a apogeom $7,1 R_Z$ a jej odklon od roviny rovníku je 90° .

Kombinácia obežných dráh družíc Double Star a Cluster nám umožňuje lepšie preskúmanie zdrojovej oblasti emisií typu chórus.

Na palube rovníkového satelitu sa nachádza 8 prístrojov a jeden z nich je prístroj STAFF-DWP. Je veľmi podobný prístroju STAFF-SA na palube družice Cluster. Polárny satelit má na palube 8 prístrojov. Len 5 z nich je aj na rovníkovej družici. Prístroj STAFF sa na palube polárneho satelitu nenachádza.



Obr. 3.4: Kombinácia orbít družice Cluster a Double Star. Prevzaté z webovskej stránky <http://www.rssd.esa.int/index.php?project=DOUBLESTAR&page=index>.

Kapitola 4

Metóda spracovania družicových dát

4.1 PRASSADCO

(*PRopagation Analysis of STAFF-SA Data with COherency test*) [Santolík a kol., 2006b] je počítačový program, ktorý počíta charakteristiky elektromagnetických vĺn z merania ich elektrického a magnetického poľa.

Jeho pôvodným cieľom bolo uľahčenie analýzy dát získaných z prístroja STAFF-SA (*Spatial-Temporal Analysis of Field Fluctuations, Spectrum Analyzer*) prístroja umiestneného na palube každej zo 4 družíc Cluster. Tento program vie spracovať ľubovoľné dáta obsahujúce trojosové meranie fluktuácií magnetického poľa. Taktiež obsahuje metódy schopné súčasne analyzovať magnetické a elektrické pole vlnových dát.

Program realizuje množstvo metód, ktoré odhadujú polarizáciu, parametre šírenia vlny ako je stupeň polarizácie, planarita polarizácie, zmysel eliptickej polarizácie, osy polarizačnej elipsy, smer vlnového vektora, elektromagnetickú planaritu, Poyntingov vektor a index lomu [viď Means, 1972, McPherron a kol., 1972, Samson, 1973, Samson a Olson, 1980, Santolík a kol., 2003b].

Program sa používal, alebo sa stále používa aj na spracovanie dát z prístrojov MEMO (družica Interball), HFWR (družica Polar), PWI (sonda Cassini), IMSC a ICE (družica Demeter) a STAFF (družica Double Star).

Spracovanie prebieha vo frekvenčnej oblasti a predpokladá spektrálnu

analýzu viac-zložkového merania.

Jeho súčasťou sú metódy pre určenie smeru vlnového vektora. Jedná sa o metódu singulárneho rozkladu (SVD - *Singular value decomposition*), Meansova metóda, Samsonova metóda, metóda Samsona a Olsona a McPherronova metóda. Sú popísané nižšie.

4.1.1 Základné rovnice

Budeme vychádzať z nasledovnej Maxwellovej rovnice:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (4.1)$$

Za predpokladu, že ide o rovinnú vlnu

$$\mathbf{B} = \mathbf{A} \exp\{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})\} \quad (4.2)$$

na frekvencii f s amplitúdou \mathbf{A} určíme vlnový vektor \mathbf{k} z Faradayovho zákona:

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \mathbf{B} \quad (4.3)$$

kde ω je uhlová frekvencia: $\omega = 2\pi f$ a \mathbf{E} a \mathbf{B} sú vektory komponent magnetického a elektrického poľa. Z rovnice (4.1) vyplýva, že \mathbf{B} je vždy kolmé na vlnový vektor \mathbf{k} aj na \mathbf{E} . Čo odpovedá inej Maxwellovej rovnici

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (4.4)$$

alebo

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (4.5)$$

Smer vlnového vektora môžeme určiť napríklad z analýzy najmenších fluktuácií magnetického poľa. Táto metóda pracuje priamo s vlnovou formou vektora. Predpokladá, že ide o úzko-pásmový signál a smer vlnového vektora sa nemení s frekvenciou.

Iný spôsob určenia smeru vlnového vektora je viac dimenzionálna spektrálna analýza. Určuje vlastnosti šírenia vlny. Je na ňom založených niekoľko metód [viď *Means*, 1972, *McPherron a kol.*, 1972, *Samson*, 1973, *Samson a Olson*, 1980, *Santolík a kol.*, 2003b].

4.1.2 Magnetická spektrálna matica

Na vektory \mathbf{E} a \mathbf{B} použijeme rýchlu Furierovu transformáciu.

Z komplexných komponent magnetického poľa určíme hermitovskú spektrálnu maticu:

$$\hat{S}_{ij} = \langle \hat{B}_i \hat{B}_j^* \rangle \quad (4.6)$$

kde, i a j znamenajú 3 kartézské komponenty magnetického poľa, $*$ znamená komplexne združená a $\langle \rangle$ je priemer výsledkov z daného časového intervalu, kde \hat{B} je spočítaný z reálnych vzorkov z konečného časového intervalu.

Pre analýzu tejto matice vyjdeme z rovnice 4.5 pre tri komponenty analytického signálu fluktuácií magnetického pole odpovedajúce prítomnosti jedinej rovinnej vlny z vlnovým vektorom \mathbf{k} . Ak rovnicu 4.5 vynásobíme tromi kartézskymi komponentmi \hat{B}^* . Dostaneme

$$\sum_{i=1}^3 B_i B_j^* k_i = 0, \quad j = 1, 3 \quad (4.7)$$

$B_i B_j^*$ napíšeme ako komponenty S_{ij} spektrálnej matice analytického signálu.

Rovnicu

$$S \cdot \mathbf{k} = 0 \quad (4.8)$$

prepíšeme z praktických dôvodov na homogénny systém 6 reálnych rovníc

$$A \cdot \mathbf{k} = 0 \quad (4.9)$$

kde A je reálna matica 6×3 . Ide o superpozíciu reálnej časti \Re spektrálnej matice a jej imaginárnej časti \Im .

$$A = \begin{pmatrix} \Re S_{11} & \Re S_{12} & \Re S_{13} \\ \Re S_{12} & \Re S_{22} & \Re S_{23} \\ \Re S_{13} & \Re S_{23} & \Re S_{33} \\ 0 & -\Im S_{12} & -\Im S_{13} \\ \Im S_{12} & 0 & -\Im S_{23} \\ \Im S_{13} & \Im S_{23} & 0 \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

Ak vynásobíme ktorúkoľvek rovnicu zo sústavy rovníc 4.9 akýmkoľvek reálnym číslom bude táto sústava splnená. Z toho plynie, že na veľkosti vln-

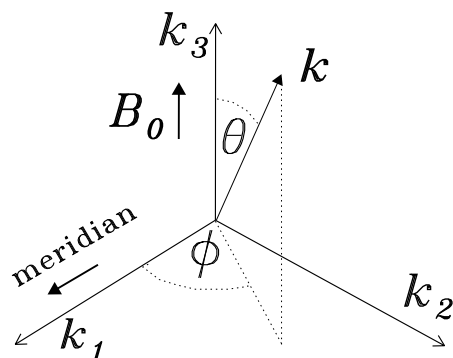
vého vektoru nezávisí, ale závisí len na smere. Čiže dokážeme určiť len smer vlnového vektoru a nie aj jeho veľkosť.

Ďalej nevieme rozlíšiť medzi dvomi antiparalelnými smermi, pretože vlnový vektor v rovnici 4.9 môžeme vynásobiť aj záporným číslom. Z toho vyplýva, že použitím 4.9 môžeme \mathbf{k} (zvolíme si ho jednotkový) určiť len na povrchu jednotkovej pologule v priestore vlnového vektoru a výsledok zapíšme v sférických súradniciach θ a ϕ :

$$\begin{aligned} \theta &= \arctan(\sqrt{\kappa_1^2 + \kappa_2^2}/\kappa_3), \\ \phi &= \arctan(\kappa_2/\kappa_1) \text{ pre } \kappa_1 \geq 0, \\ \phi &= \arctan(\kappa_2/\kappa_1) - 180^\circ \text{ pre } \kappa_1 < 0, \kappa_2 < 0, \\ \phi &= \arctan(\kappa_2/\kappa_1) + 180^\circ \text{ pre } \kappa_1 < 0, \kappa_2 \geq 0, \end{aligned} \quad (4.11)$$

$$(4.12)$$

kde θ je polárny uhol v rozmedzí $(0^\circ, 90^\circ)$ a ϕ je azimutálny uhol v intervale $(-180^\circ, 180^\circ)$, κ_1, κ_2 a κ_3 sú kartézske komponenty jednotkového vektoru $\kappa = \mathbf{k}/k$.



Obr. 4.1: Sférická súradnicová sústava

Po zavedení jednotkového vektoru κ nahradíme idealizovanú maticu \mathbf{S} maticou experimentálnou $\hat{\mathbf{S}}$. Taktiež \mathbf{A} v 4.9 a 4.10 nahradíme $\hat{\mathbf{A}}$. $\hat{\mathbf{A}}$ je zložená z elementov z $\hat{\mathbf{S}}$. Takisto zameníme $\hat{\kappa}$ za κ :

$$\hat{\mathbf{A}} \cdot \hat{\kappa} = 0 \quad (4.13)$$

$\hat{\kappa}$ je jednotkový vektor v smere \mathbf{k} a rieši všetkých šesť rovníc.

Riešenie môže byť reprezentované v zmysle najmenších štvorcov. Hľadáme $\hat{\kappa}$, ktorý dá minimálny modul šesť-dimenzionálneho vektoru $\hat{A} \cdot \hat{\kappa}$.

4.1.3 SVD (Singular Value Decomposition)

Rovnicu 4.13 môžeme riešiť bez priameho riešenia minimalizácie súčiny, ale len použitím *SVD-singulárneho rozkladu* matice \hat{A} . Základná myšlienka je prevzatá z [Golub a Van Loan, 1996, str.(69-70)]. Aplikácia na náš problém je prevzatá z [Santolík a kol., 2003b].

$$\hat{A} = U \cdot W \cdot V^T \quad (4.14)$$

kde U je matica 6×3 s ortonormálnymi stĺpcami, W je diagonálna matica 3×3 troch nezáporných singulárnych hodnôt

$$W = \begin{pmatrix} w_1 & 0 & 0 \\ 0 & w_2 & 0 \\ 0 & 0 & w_3 \end{pmatrix} \quad w_1 \leq w_2 \leq w_3 \quad (4.15)$$

V^T je matica s tromi ortonormálnymi riadkami.

Smer κ určíme priamo z riadku V^T prislúchajúcemu minimálnej singulárnej hodnote na diagonále matice W .

Ostatné dva riadky V^T určujú polarizačnú rovinu magnetického poľa. Hlavná os polarizačnej elipsy je daná riadkom z V^T , ktorý odpovedá maximálnej singulárnej hodnote. Tretí smer (vedľajšia os polarizačnej roviny magnetického poľa) je daný posledným ortonormálnym riadkom z V^T .

Planaritu polarizácie vlny magnetického poľa vypočítame:

$$F = 1 - \sqrt{w_1/w_2} \quad (4.16)$$

Hodnota blízka jednotke, znamená, že vlna je rovinne polarizovaná a blízka nule a že ide o nepolarizovaný signál.

Eliplicitu určuje pomer dvoch osí polarizačnej elipsy:

$$L_p = w_2/w_3 \quad (4.17)$$

ak je L_p približne nula, je vlna polarizovaná lineárne a keď je L_p približne jedna, je polarizovaná kruhovo.

Pri úplnom určení magnetického a elektrického poľa prejdú všetky vyššie uvedené rovnice do oveľa zložitejšieho tvaru. Namiesto \hat{k} sa v SVD snažíme určiť \hat{n} . Ak \mathbf{n} je index lomu svetla $\mathbf{n} = \mathbf{kc}/\omega$, určíme odtiaľ elektromagnetickú planaritu.

Chórus je v zdrojovej oblasti pravotočivo polarizovaná rovinná vlna. Tieto závery sú v dobrej zhode s našimi dosiahnutými výsledkami (viď kapitola 6.).

4.1.4 Meansova metóda

Komponenty jednotkového vektoru v smere normály \hat{k} sa vypočítajú priamo z imaginárnej časti spektrálnej matice S [Arthur a kol., 1976].

Zavedieme premennú p ako:

$$p = [(ImS_{xy})^2 + (ImS_{xz})^2 + (ImS_{yz})^2]^{1/2} \quad (4.18)$$

komponenty \hat{k} sú dané vzťahmi:

$$k_x = ImS_{yz}/p \quad (4.19)$$

$$k_y = ImS_{xz}/p \quad (4.20)$$

$$k_z = ImS_{xy}/p \quad (4.21)$$

tento výpočet platí pre pravotočivo polarizovanú vlnu. Pre ľavotočivo polarizovanú vlnu sa použije vzťah $\hat{k}' = -\hat{k}$.

4.1.5 McPherronova metóda

McPherronova metóda je založená na diagonalizácii reálnej časti spektrálnej matice. Na diagonalizáciu použijeme štandardnú algebrickú procedúru výpočtu vlastných hodnôt a vlastných vektorov. Maticu zloženú z vlastných vektorov použijeme na transformáciu spektrálnej matice \mathbf{S} do hlavnej súradnicovej sústavy.

$$\mathbf{S}' = \mathbf{T}^T \mathbf{S} \mathbf{T} \quad (4.22)$$

Elementy na diagonále \mathbf{S}' sú vlastné hodnoty matice \mathbf{S} a odpovedajú osiam súradnicového systému.

Pomocou tejto analýzy môžeme určiť percento polarizácie a elipticitu. Polarizáciu určíme ako

$$P = \sqrt{1 - 4 \frac{D}{Tr^2}} \quad (4.23)$$

kde $D = S'_{11}S'_{22} - \Re(S'_{12})^2 - \Im(S'_{12})^2$ a $Tr = S'_{11} + S'_{22}$.

Ak je P približne jedna ide o rovinne polarizovanú vlnu.

4.1.6 Metóda Samson

U metódy Samson je prvý krok určenie vlastných hodnôt a vlastných vektorov z celej Hermitovskej spektrálnej matice \mathbf{S} .

Zavedieme si jednotkovú maticu \mathbf{U} z vlastných vektorov. Ak pre vlastné hodnoty platí $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$, tak platí nasledujúci výraz

$$\mathbf{U}'\mathbf{S}\mathbf{U} = \lambda_3 \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} + (\lambda_2 - \lambda_3) \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} + (\lambda_1 - \lambda_2) \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (4.24)$$

Členy rovnice vyjadrujú tri nekorelované stochastické procesy. V smere od ľava do prava idú po sebe následne: nepolarizovaný, čiastočne polarizovaný a úplne polarizovaný proces.

Stupeň polarizácie je metódou Samson určený vzťahom:

$$P^2 = \frac{1 [(\lambda_1 - \lambda_2)^2 + (\lambda_1 - \lambda_3)^2 + (\lambda_2 - \lambda_3)^2]}{2 (\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3)^2} \quad (4.25)$$

Idenpotentná matica \mathbf{D}_1 korešponduje s čistým polarizovaným stavom následovne

$$\mathbf{D}_1 = \mathbf{U} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \mathbf{U}^T \quad (4.26)$$

Podobné definície sú zavedené aj pre matice \mathbf{D}_2 a \mathbf{D}_3 opisujúce zvyšné dva procesy. Pretože \mathbf{U} je komplexná, je veľmi ťažké určiť \mathbf{D}_1 priamo. Reálnu časť matice \mathbf{D}_1 zdiagonalizujeme pomocou metódy, ktorá chce nájsť \mathbf{T}_a tak, aby platilo

$$\mathbf{T}_a^T \mathbf{D}_1 \mathbf{T}_a = \mathbf{J} \quad (4.27)$$

kde $\text{Re } \mathbf{J}$ je diagonálna matica.

Elipticitu vlny určíme pomocou koherentnej analýzy popísanej v [Arthur a kol., 1976], z hornej ľavej podmatice 2×2 vzatej z \mathbf{J} (je to transformované do súradnicovej sústavy hlavných os polarizačnej elipsy).

Z hornej ľavej podmatice \mathbf{J}_{hl} 2×2 vzatej z matice \mathbf{J} určíme pomocou koherentnej analýzy popísanej v [Arthur a kol., 1976] elipticitu. Horná ľavá podmatica \mathbf{J}_{hl} je definovaná ako:

$$\mathbf{J}_{\text{hl}} = \begin{bmatrix} J_{11} & \imath J_{12} \\ -\imath J_{12} & J_{22} \end{bmatrix} \quad (4.28)$$

Elipticitu definujeme pomocou vzťahu:

$$E = \frac{J_{12}}{J_u} \quad (4.29)$$

,kde J_u je to väčšie z čísel J_{11} a J_{22} .

4.1.7 Metóda Samson a Olson

Stupeň polarizácie je určiteľný bez diagonalizácie spektrálnej matice \mathbf{S} , vid' vzťah

$$P^2 = \frac{n(\text{tr}\mathbf{S}^2) - (\text{tr}\mathbf{S})^2}{(n-1)(\text{tr}\mathbf{S})^2} \quad (4.30)$$

$\text{tr}\mathbf{S}$ je stopa matice \mathbf{S} a n je jej dimenzia. Podrobnejšie je to rozobrané v [Samson a Olson, 1980].

Maticu \mathbf{S} môžeme napísať v tvare:

$$\mathbf{S} = \sum_{j=1}^n \lambda_j \mathbf{u}_j \mathbf{u}_j^\dagger, \quad (4.31)$$

kde λ_j ($j = 1, n$) sú vlastné čísla matice \mathbf{S} a \mathbf{u}_j sú jej vlastné vektory. Zavedieme stavový vektor $\lambda_j^{1/2} \mathbf{u}_j$ matice \mathbf{S} . Ak je vlna v čistom stave (má len jedno nenulové vlastné číslo) alebo je úplne polarizovaná ($P = 1$), tak stavový vektor reprezentujúci vlnu môžeme získať priamo z \mathbf{S} , bez potreby diagonalizácie jej reálnej časti.

Maticu \mathbf{S} vynásobíme takým fázovým faktorom $\exp(i\phi)$, aby sme mohli napísať $\exp(i\phi)\mathbf{u} = \mathbf{r}_1 + \imath\mathbf{r}_2$, kde \mathbf{r}_1 a \mathbf{r}_2 sú vektory v reálnom priestore a platí

$\mathbf{r}_1^T \mathbf{r}_2 = 0$. Táto forma má pre sínusové vlny veľmi jednoduchú geometrickú interpretáciu: \mathbf{r}_1 je v smere hlavnej osy polarizačnej elipsy a \mathbf{r}_2 je v smere vedľajšej osy. Elipticita E je daná vzťahom:

$$E = \frac{r_2}{r_1} \quad (4.32)$$

Rotácia je v zmysle: r_2 rotuje smerom k r_1 .

4.1.8 Vlnová distribučná funkcia

Analýza vlnovou distribučnou funkciou je užitočná, v prípade, že je pole vlny viac komplexné. Napríklad, ak sú vlny súčasne detekované (pomocou družíc) z viacerých odľahlých zdrojov.

Vlnová distribučná funkcia (WDF) je definovaná ako spojitá distribúcia energie vlny s ohľadom na smer vlnového vektora, [viď Storey, 1999, Storey a Lefeuvre, 1974].

Teoretická relácia WDF $G_m(f, \theta, \phi)$ experimentálne zmeranej spektrálnej matice $S_{ij}(f)$ sa volá priamy problém WDF (*WDF direct problem*) a je daná vzťahom:

$$S_{ij}(f) = \sum_m \oint a_{mij}(f, \theta, \phi) G_m(f, \theta, \phi) d^2 \kappa \quad (4.33)$$

kde m reprezentuje rôzne súčasne prítomné vlnové módy. Integruje sa cez priestorový uhol v dvoj-dimenziálnom priestore smerov vlnových normál κ . Pre daný vlnový mód m sa jadro integrácie vypočíta zo vzťahu:

$$a_{mij}(f, \theta, \phi) = \Delta f \frac{\xi_{mi}(f, \theta, \phi) \xi_{mj}^*(f, \theta, \phi)}{u_m(f, \theta, \phi)} \quad (4.34)$$

kde ξ_{mi}, ξ_{mj} sú komplexné amplitúdy i -tého a j -tého analytického signálu vlny elektrického a magnetického poľa, u_m je hustota energie elementárnej rovinatej vlny šíriacej sa v móde m . Smer jej vlnovej normály je definovaný pomocou ϕ a θ (viď obr. 4.1) ako $\kappa = (\sin \theta \cos \phi, \sin \phi \cos \theta)$. Frekvencia f je Dopplerovsky posunutá v súradnicovom systéme spojenom s družicou.

Kapitola 5

Ciel' diplomovej práce

Cieľom diplomovej práce je na základe systematickej analýzy dát z družíc Cluster a Double Star TC-1 nájsť odpovede na nasledujúce otázky:

1. Aké je rozdelenie intenzít vlnových emisií vo hvizdovom móde typu chórus?
2. Na akých frekvenciách dosahujú pozorované emisie typu chórus maximálne intenzity?
3. Aké je rozloženie výskytu intenzívnych emisií typu chórus podľa sektorov v magnetickom lokálnom čase (ranný, denný, večerný a nočný sektor)?
4. Aké je ich rozloženie vzhľadom k McIlwainovmu parametru L?

Kapitola 6

Prehľad výsledkov a ich diskusia

Ako som uvádzala v úvode, družice Cluster a Double Star sme si vybrali za zdroj dát kvôli dobrej vzájomnej konfigurácii ich orbitov.

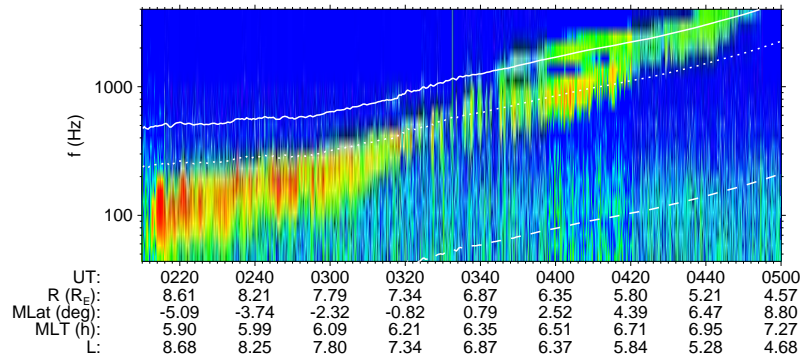
V prípade družice Double Star na zobrazenie spektrálnej hustoty fluktuácií magnetického poľa emisie typu chórús v nami zvolenom časovom intervale sme použili sofistikovaný počítačový program PRASSADCO popísaný vo štvrtej kapitole, kde sú taktiež zhrnuté základné metódy, na ktorých je postavený. Ak ide o družicu Double Star vstupnými parametrami do programu sú merania fluktuácií magnetického poľa, poloha družice a čas. Príklad takto získanej spektrálnej hustoty fluktuácií magnetického poľa je znázornený na obrázku 6.1.

Vďaka tomu, že družica Cluster okrem magnetického poľa meria aj elektrické pole, použitím PRASSADCa dostaneme o vlastnostiach vlny typu chórús omnoho kompletnejšiu predstavu, ako keď sme mali k dispozícii len komponenty magnetického poľa. Výstupný obrázok okrem spektrálnej hustoty fluktuácií magnetického poľa môže obsahovať jej komponenty, spektrálnu hustotu fluktuácií elektrického poľa a jej komponenty, elipticitu, planaritu, Poyntingov vektor, paralelnú komponentu Poyntingového vektora normalizovanú smerodajnou odchýlkou alebo polárny uhol medzi vlnovým vektorom a okolitým magnetickým poľom. Názorný príklad niektorých z vyššie uvedených charakteristík je na obrázkoch 6.2 a 6.3.

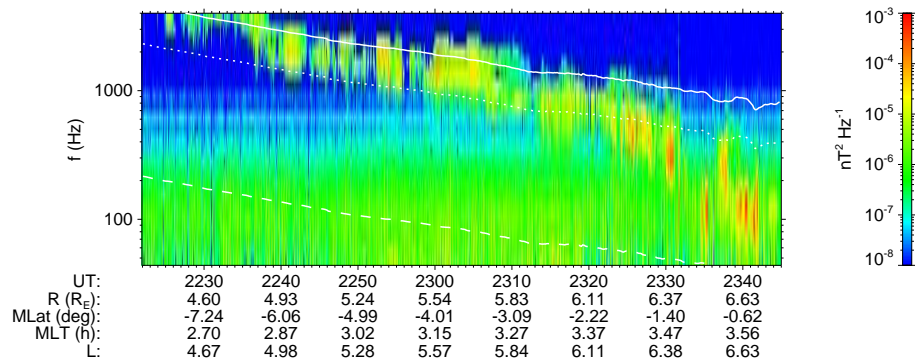
Na obrázku 6.2 v panele s paralelnou komponentou Poyntingového vek-

toru normalizovanou smerodajnou odchýlkou na malých magnetických šírkach (5° – 10°) vidno odrazený chórus. Odrazený chórus leží na nižších frekvenciách pod chórusom idúcim zo zdrojovej oblasti smerom k väčším magnetickým šírkam.

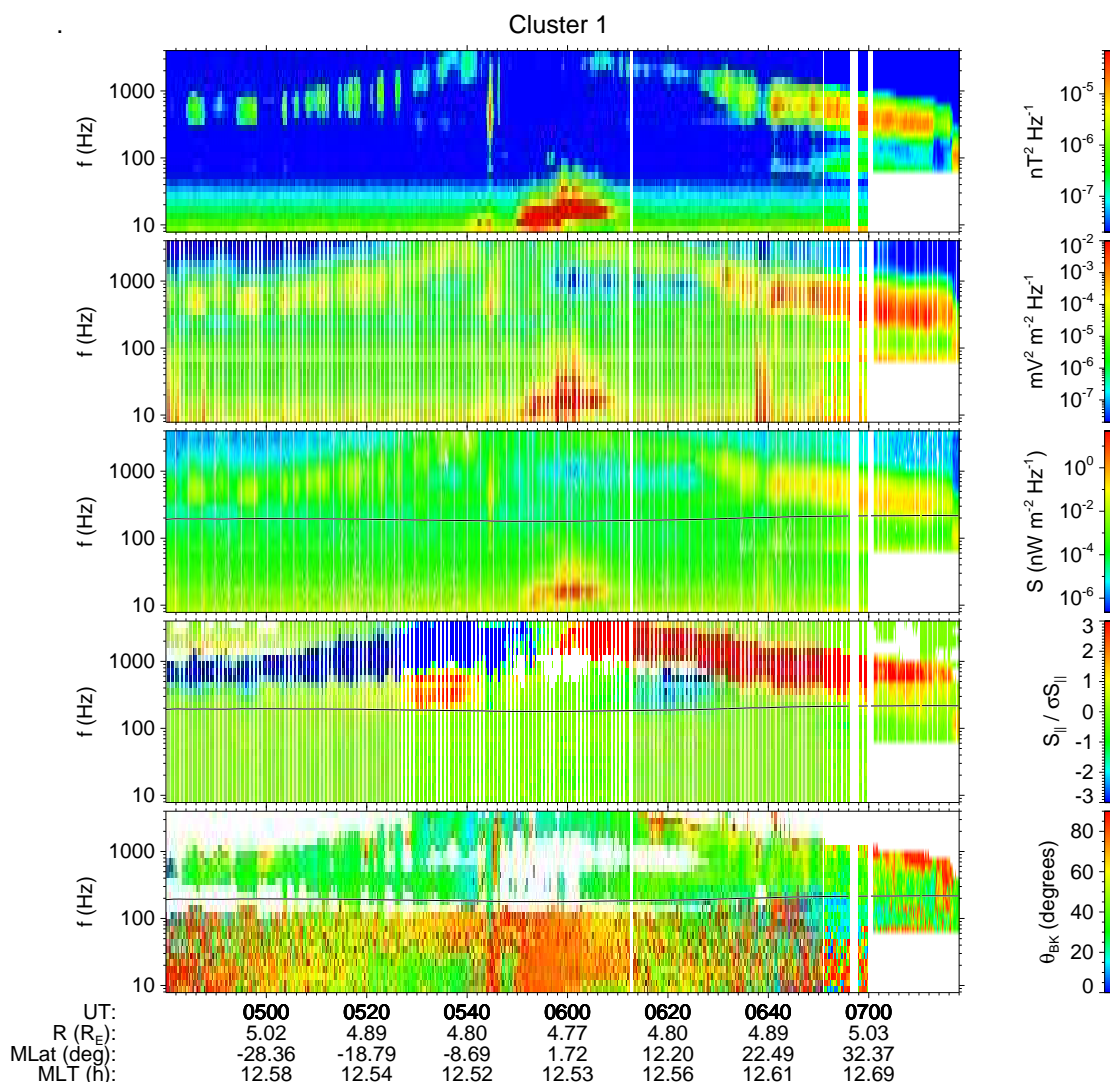
(a)



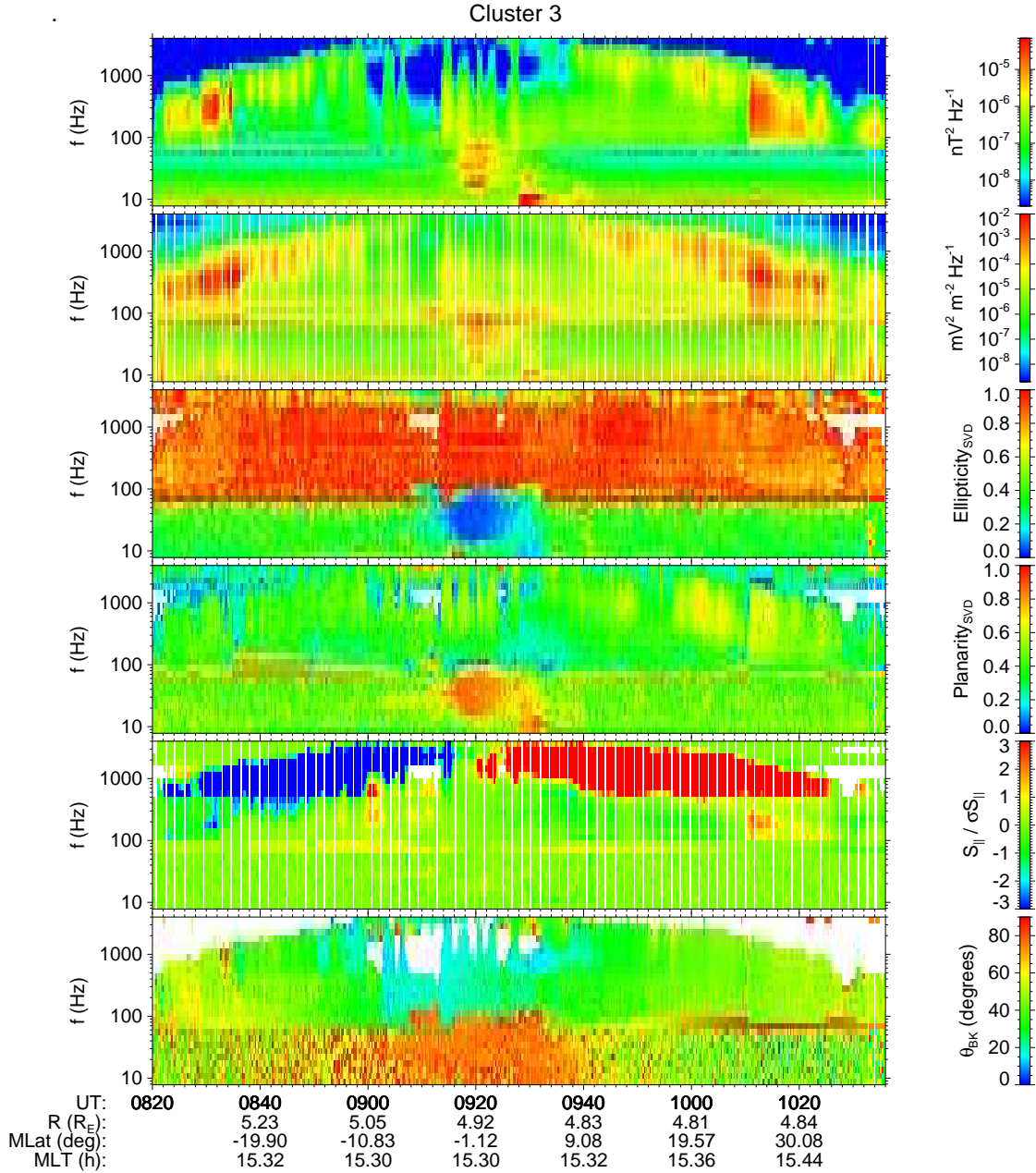
(b)



Obr. 6.1: Spektrálna hustota fluktuácií magnetického poľa a) z dňa 28. júna 2004; b) z dňa 1. septembra 2005. Biele čiary znázorňujú zlomky elektrónovej cyklotrónovej frekvencie: plná čiara je $\frac{1}{2}f_{ce}$, bodkovaná čiara je $\frac{1}{4}f_{ce}$ a čiarkovaná čiara aproximuje spodnú hybridnú frekvenciu $f_h \sim f_{ce}/42,85$. Vodorovná os pod spektrogramom je: UT - univerzálny čas; R - radiálna vzdialenosť od Zeme; MLat - magnetická šírka; MLT - magnetický lokálny čas a L - McIlwainov parameter. Zvislá os y je frekvencia v logaritmickej škále.

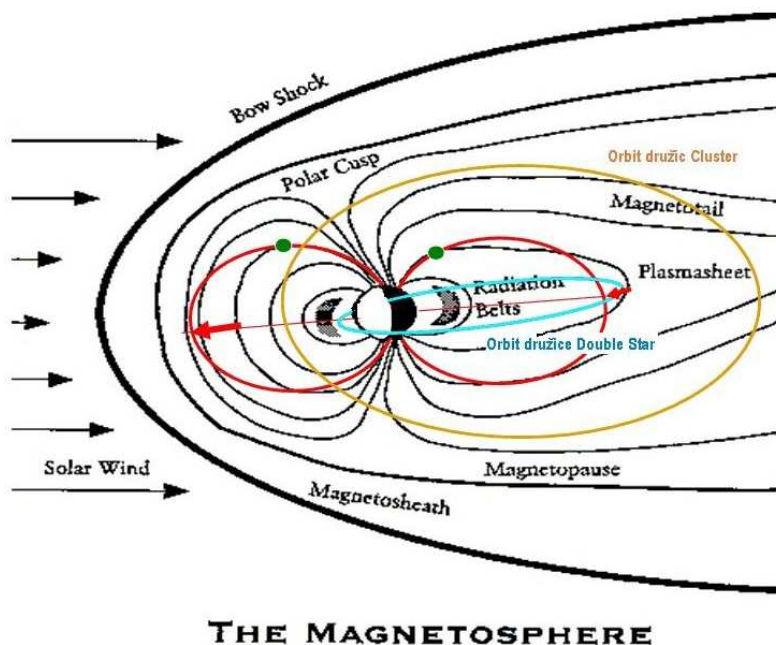


Obr. 6.2: Prípady z dňa 27. augusta 2002. Pri smere z hora dole jednotlivé panely zobrazujú: spektrálnu hustotu fluktuácií magnetického poľa, spektrálnu hustotu fluktuácií elektrického poľa, elipticitu, planaritu, paralelnú komponentu Poyntingového vektora a polárny uhol definujúci odchýlku vlnového vektora od magnetického poľa B_0 . Vodorovná os je: UT - univerzálny čas; R - radiálna vzdialenosť od Zeme; MLat - magnetická šírka; MLT - magnetický lokálny čas a zvislá os je frekvencia v logaritmickej škále. Čierna čiara predstavuje spodnú hybridnú frekvenciu.



Obr. 6.3: Uvedený prípad pochádza z dňa 16. júla 2005. Popisy zvislej a vodorovnej osi sú identické s popismi osí v predchádzajúcom obrázku 6.2, taktiež jednotlivé panely obsahujú rovnaké fyzikálne veličiny ako panely v predchádzajúcom obrázku 6.2.

6.1 Výsledky z družice Cluster



Obr. 6.4: Čierne čiary predstavujú štruktúru a siločiaru magnetického poľa Zeme, červené čiary znázorňujú dipólový model magnetického poľa, červené šípky znamenajú rozdiel medzi skutočnými siločiarami a siločiarami určenými z dipólového poľa, tenké červené čiary zobrazujú rovník, modrá elipsa je orbit družice Double Star a oranžovo-hnedá je orbit družice Cluster.

Keďže družice Cluster boli do kozmu vypustené už v polovici roku 2000 k štatistickému spracovaniu máme objemný súbor dát. Štatistická analýza je postavená na počítačovom programe, ktorý bol pôvode napísaný na spracovanie dát z družice Double Star TC-1. Autor programu je Doc. RNDr. Ondřej Santolík, Dr. Ako vstup do programu sa zadáva textový súbor obsahujúci presný dátum, číslo družice a čas, v ktorom bol chórus pozorovaný. Vytvorenie tohto rozsiahleho zoznamu bolo jednou z úloh mojej diplomovej práce. Jeho vytvoreniu predchádzalo spísanie iného zoznamu. Ten som zostavila na základe prehliadnutia všetkých časových intervalov, v ktorých sa potenciálne mohla vyskytovať emisia typu chórus. Zoznam obsahuje dátum, čas, hodnotenie intenzity chórových emisií, rovníkového šumu, plazmasferic-

kého sykotu a aurorálneho sykotu. Je v ňom zaznamenané, či v dobe výskytu chórusu v dátach získaných z prístroju STAFF-SA meral aj prístroj WBD v požadovanom móde (so šírkou pásma 9,5 kHz a spodnou frekvenciou pásma 0 Hz). V posledných dvoch rokoch obsiahnutých v zozname, je pri každom časovom intervale, v ktorom bol chórús pozorovaný poznamenané, či v daný deň bol chórús pozorovaný aj pomocou družice Double Star a či bol slabý, alebo intenzívny. Tento zoznam sa nachádza na webovskej stránke: http://os.matfyz.cz/staff_sa/Cluster_STAFF_SA_perigee.html

Do štatistickej štúdie dát nameraných družicou Cluster sme vybrali len intenzívne prípady chórových emisií, aby bola dobre porovnateľná so štatistickou štúdiou dát nameraných družicou Double Star, kde sme boli nútení kvôli veľkému šumu zobrať len prípady s výrazne väčšou intenzitou ako je intenzita šumu.

V počítačovom programe sme používali dipólový model magnetického poľa Zeme, ten sa líši od skutočných siločiar magnetického poľa, čo je dobre vidieť na obrázku 6.4. Bolo rozumné rozdeliť magnetický lokálny čas na štyri sektory: raný (3-9MLT), denný (9-15MLT), večerný (15-21MLT) a nočný (21-3MLT), lebo v rannom a večernom sektore rozdiel medzi skutočným a dipólovým magnetickým poľom nie je až taký výrazný. Vďaka tomuto rozdeleniu, viď obrázok 6.35 sme v jednotlivých sektoroch získali lepšiu predstavu o vplyve dipólového modelu na priebeh intenzity vln vo hvizdovom móde typu chórús.

Cluster - Ranná strana (03–09 MLT)

Ranná a večerná strana sú oproti dennej a nočnej pod menším vplyvom dipólového modelu, i keď na väčších hodnotách parametra L priebeh spektrálnej hustoty v rannom sektore začína podliehať vplyvu nastávajúceho denného sektora.

Všetky nasledujúce obrázky budú mať na vodorovnej osi McIlwainov parameter L a na zvislej osi frekvenciu. Na obrázku 6.5 je spektrogram priemernej spektrálnej hustoty fluktuácií magnetického poľa. Na obrázku 6.6 je priemerný spektrogram z logaritmu spektrálnej hustoty fluktuácií magnetického poľa, na $L > 9$ vidno vplyv nastávajúceho denného sektora, na obrázku 6.7

je maximum spektrálnej hustoty fluktuácií magnetického poľa a je z neho vidieť, že najviac intenzívnych prípadov sa nachádza na $L \sim 4,5-5,5$. Vo všetkých troch prípadoch je spektrálna hustota funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie f normalizovanej rovníkovou elektrónovou cyklotrónovou frekvenciou f_{ce0} . Frekvencia f_{ce0} dostaneme premietnutím polohy družice pozdĺž siločiar do roviny rovníku a určením elektrónovej cyklotrónovej frekvencie z modelového dipólového poľa v tomto bode. Normalizovali sme na f_{ce0} , pretože, keď vlny sa generujú v oblasti blízko rovníka, tak je vlnová frekvencia f vo vzťahu s f_{ce0} , vyplýva to z rezonančnej podmienky, viď vzťah 2.13.

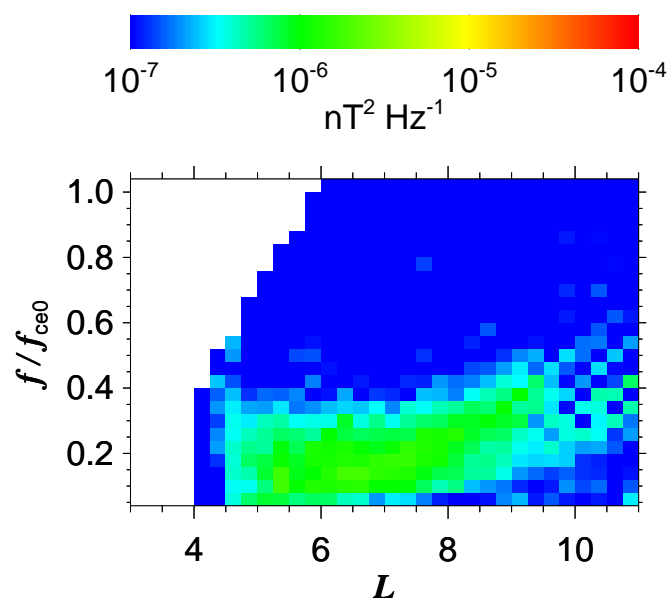
Na obrázku 6.8 je spektrogram priemernej spektrálnej hustoty fluktuácií *magnetického* poľa ako funkcia McIlwainovho parametra L a vlnovej frekvencie f , ale tentokrát je f normalizovaná na lokálnu elektrónovú cyklotrónovú frekvenciu f_{ce} .

Na nasledujúcich dvoch obrázkoch (6.9 a 6.10) je znázornená spektrálna hustota fluktuácií *elektrického* poľa ako funkcia McIlwainovho parametra L a vlnovej frekvencie f , v prvom prípade je normalizovaná na f_{ce0} a v druhom prípade je vlnová frekvencia normovaná na f_{ce} . Na obr. 6.10 má spektrálna hustota klesajúci priebeh, pretože hodnota f_{ce} je na väčších L väčšia ako hodnota f_{ce0} .

Meranie lokálnej elektrónovej cyklotrónovej frekvencie f_{ce} nám umožňuje získať odhad indexu lomu z pomeru cB/E , keďže disperzná relácia je lokálna (je to lokálna vlastnosť daného prostredia a nie prostredia na rovníku). Tento pomer je zobrazený na obrázku 6.11 a vychádza okolo 40, čo približne odpovedá disperznej relácii pre paralelne sa šíriace vlny vo hvizdovom móde v plazme s hustotou niekoľko častíc na cm^{-3} , viď vzťah 2.11. Väčšia hodnota pomeru magnetického a elektrického poľa (viac ako 100) predstavuje prítomnosť šumovej emisie, jedná sa hlavne o oblasť určenú parametrom $L > 6$ a intervalom $0,4 < f/f_{ce0} < 0,6$. Šum identifikujeme podľa zvýšenej hodnoty indexu lomu aj vo zvyšných troch sektoroch MLT.

V tabuľke 6.1 je uvedené množstvo dát použitých v štatistickom spracovaní pre tento sektor 0300–0900 MLT vyjadrené počtom hodín, počas ktorých bol intenzívny chórús pozorovaný na rannej strane; celkovým počtom spek-

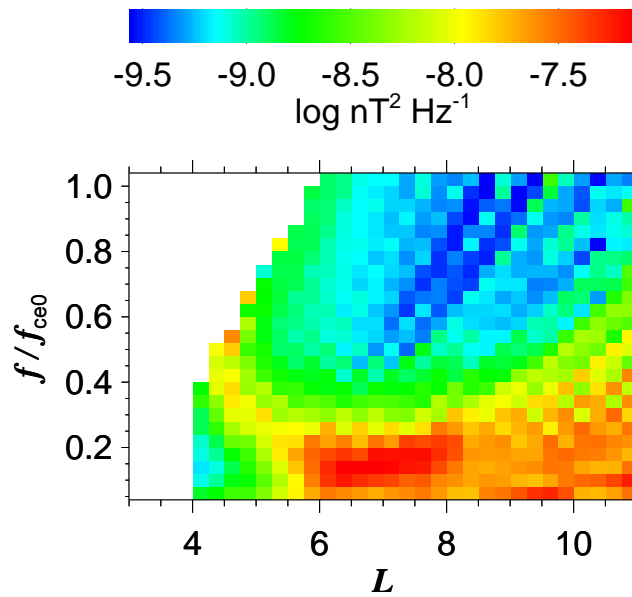
tier a počtom spektier, v ktorých intenzita prekračuje nami zvolenú prahovú hodnotu.



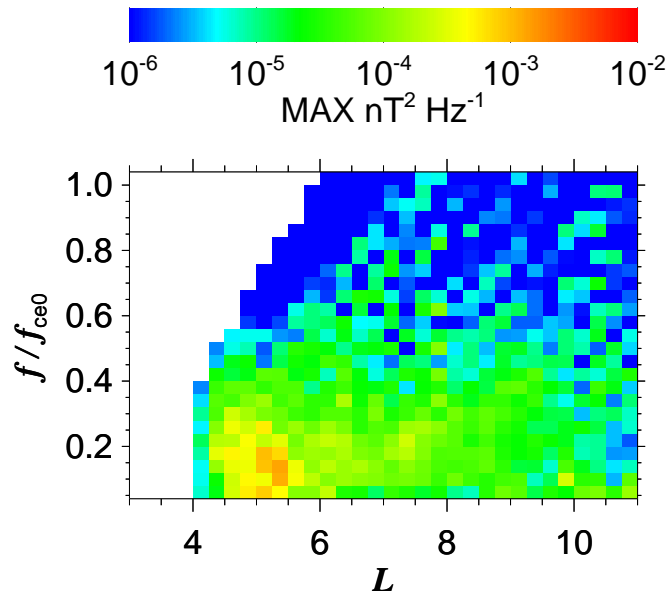
Obr. 6.5: Spektrogram **priemernej** spektrálnej hustoty fluktuácií **magnetického** poľa ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej **rovníkovou** f_{ce0} .

| | |
|--|--------|
| Celkový počet hodín použitých dát | 360,7 |
| Celkový počet použitých spektier | 330448 |
| Počet spektier s intenzitou $> 5 \cdot 10^{-5} \text{nT}^2 \text{Hz}^{-1}$ | 6876 |

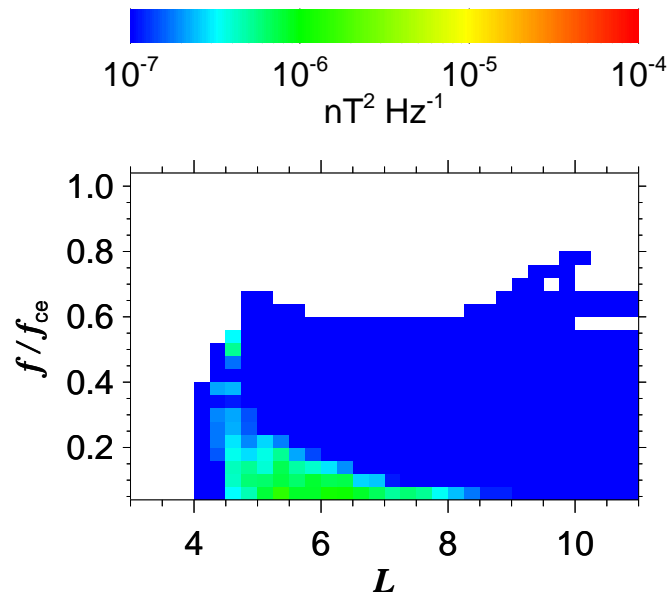
Tabuľka 6.1: Použitý súbor dát v štatistickom spracovaní v rannom sektore



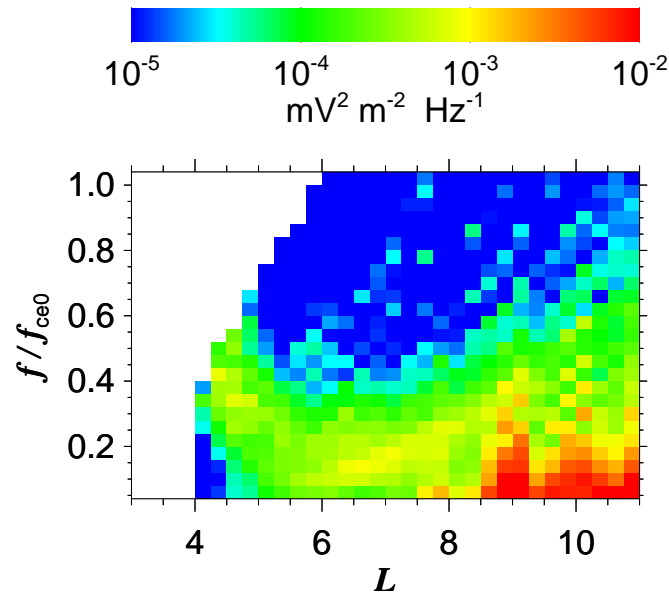
Obr. 6.6: Spektrogram **priemeru logaritmu** spektrálnej hustoty fluktuácií **magnetického** poľa ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej **rovníkovou** f_{ce0} .



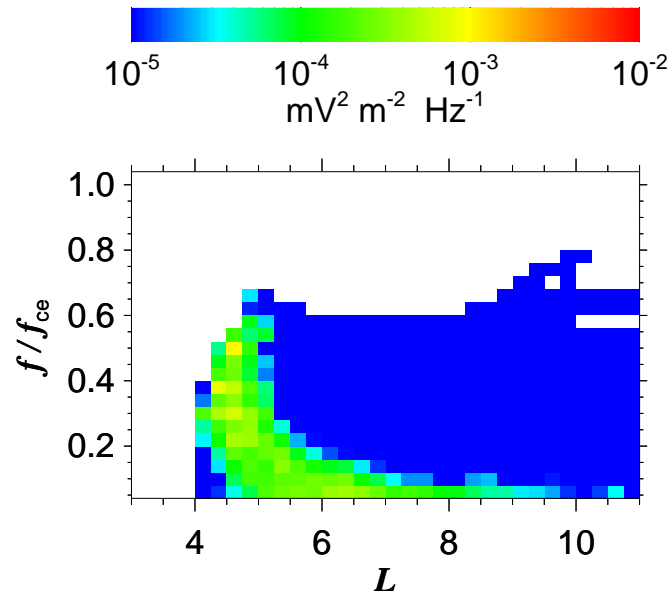
Obr. 6.7: **Maximum** priemernej spektrálnej hustoty fluktuácií **magnetického** poľa ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej **rovníkovou** f_{ce0} .



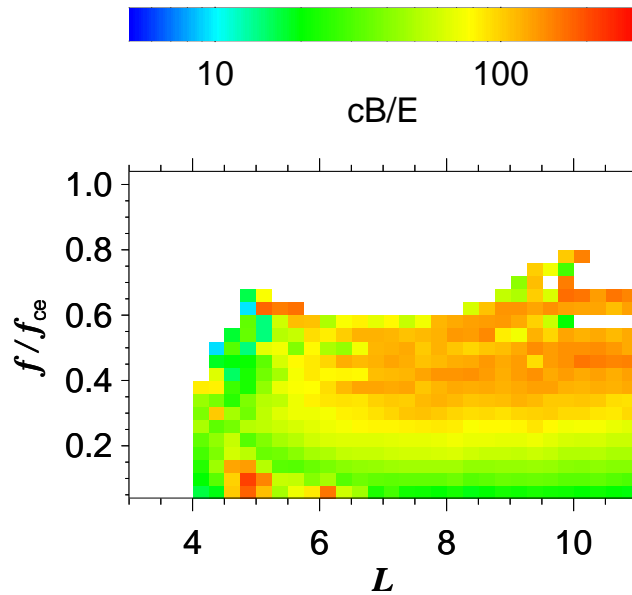
Obr. 6.8: Spektrogram **priemernej** spektrálnej hustoty fluktuácií **magnetického** poľa ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej **lokálnou** f_{ce} .



Obr. 6.9: Spektrogram **priemernej** spektrálnej hustoty fluktuácií **elektrického** poľa ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej **rovníkovou** f_{ce0} .



Obr. 6.10: Spektrogram **priemernej** spektrálnej hustoty ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej **lokálnou** f_{ce} .



Obr. 6.11: Odhad **indexu lomu** určený z pomeru priemernej spektrálnej hustoty fluktuácií magnetického poľa a priemernej spektrálnej hustoty fluktuácií elektrického poľa.

Cluster - Denná strana (09–15 MLT)

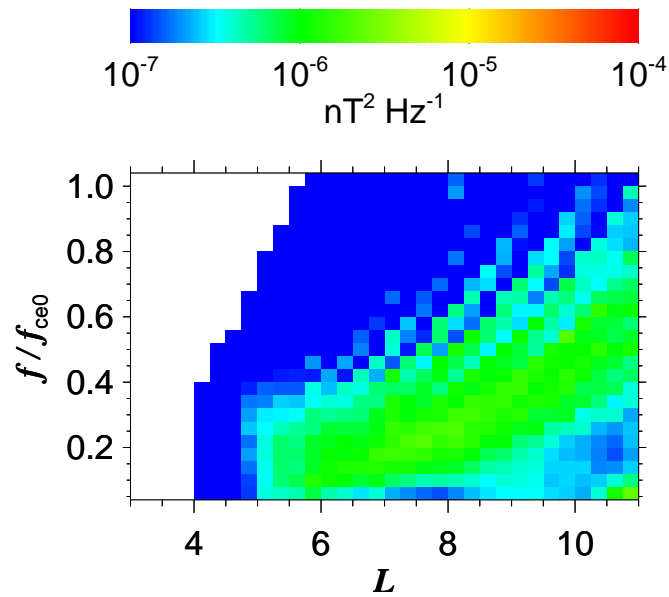
Na všetkých spektrogramoch 6.12, 6.13a 6.14 je spektrálna hustota fluktuácií magnetického poľa braná ako funkcia vlnovej frekvencie f normovanej rovníkovou f_{ce0} (v prvom prípade ide o priemernú spektrálnu hustotu, v druhom prípade o jej logaritmus a v treťom o jej maximum). Z obrázkov vidíme, že veľká spektrálna hustota sa nachádza aj v oblasti s parametrom L väčším ako 8 (v rannom sektore sa v tejto oblasti nenachádza) a dokonca rastie s normalizovanou frekvenciou. Tento jav je zapríčinený použitím dipólového modelu magnetického poľa a spôsobuje, že na nižších magnetických šírkach (v blízkosti rovníka) vo väčšej vzdialenosti od Zeme už chórus nesledujeme pozdĺž siločiar, pozdĺž ktorej sme ho pôvodne sledovali na vyšších magnetických šírkach bližšie ku Zemi, ale už ho mapujeme pozdĺž siločiar rovesníčky ležiacej na väčšom parametre L (vzdialenejšej od Zeme) ako bol parameter L pôvodnej siločiar.

Pomer spektrálnej hustoty fluktuácií magnetického a elektrického poľa, viď obr. 6.18 nadobúda v oblasti, kde sa chórus šíri, hodnotu okolo 30, čo opäť približne odpovedá disperznej relácii pre vlny vo hvizdovom móde paralelne sa šíriace pozdĺž magnetického poľa. Na obrázku 6.16 je priemerná spektrálna hustota fluktuácií elektrického poľa ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej rovníkovou f_{ce0} a na obrázku 6.17 lokálnou f_{ce} .

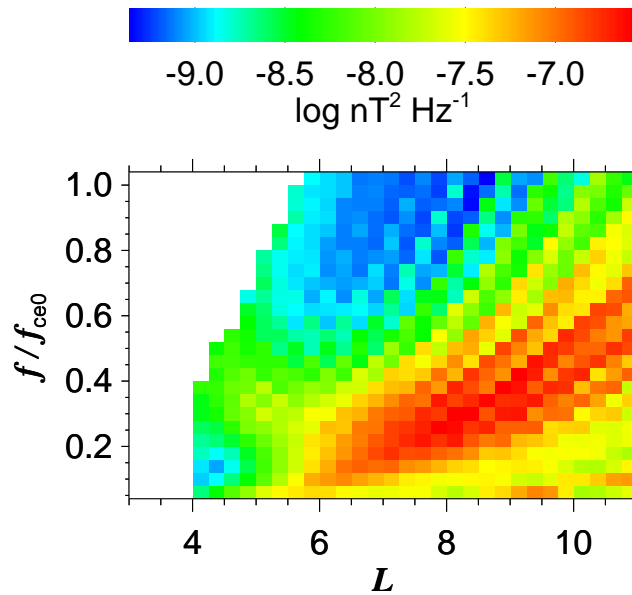
Množstvo dát použitých v tomto sektore je uvedené v tabuľke 6.2.

| | |
|--|--------|
| Celkový počet hodín použitých dát | 792,7 |
| Celkový počet použitých spektier | 835950 |
| Počet spektier s intenzitou $> 5 \cdot 10^{-5} \text{nT}^2 \text{Hz}^{-1}$ | 12201 |

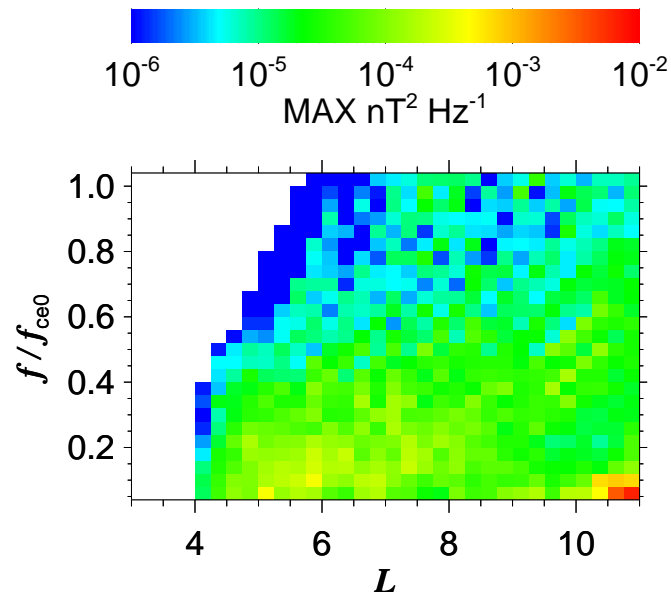
Tabuľka 6.2: Súbor dát použitý v štatistickom spracovaní v dennom sektore



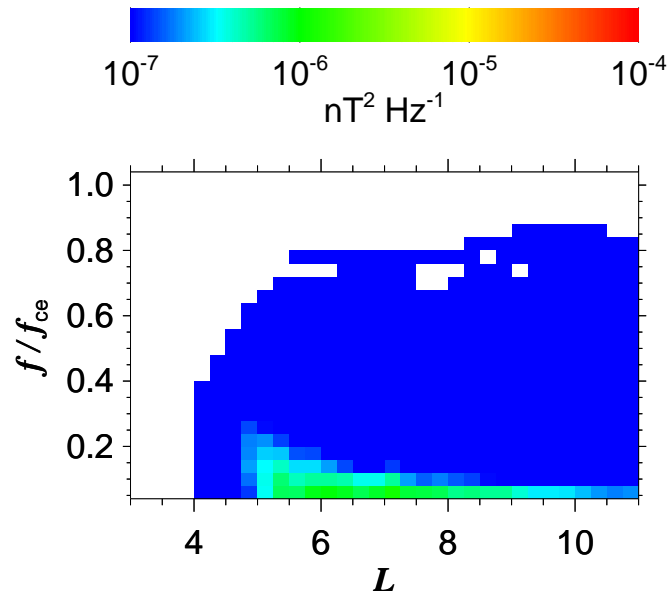
Obr. 6.12: Spektrogram **priemernej** spektrálnej hustoty fluktuácií **magnetického** poľa ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej **rovníkovou** f_{ce0} .



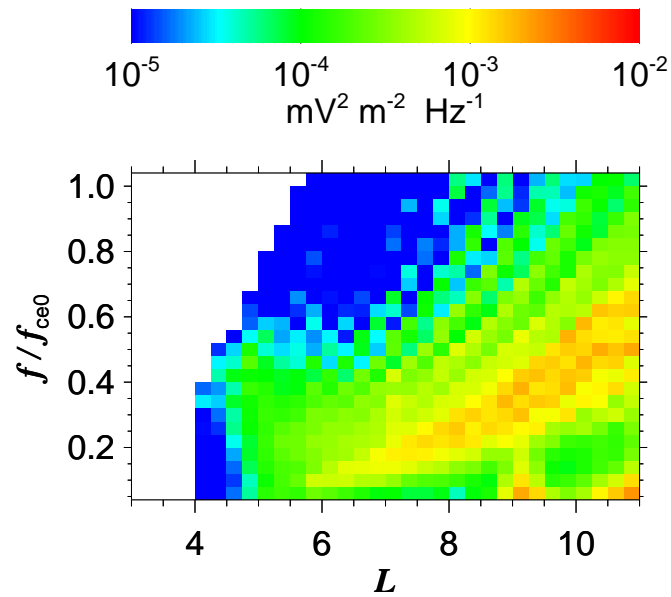
Obr. 6.13: Priemerný spektrogram z **logaritmu** spektrálnej hustoty fluktuácií **magnetického** poľa ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej **rovníkovou** f_{ce0} .



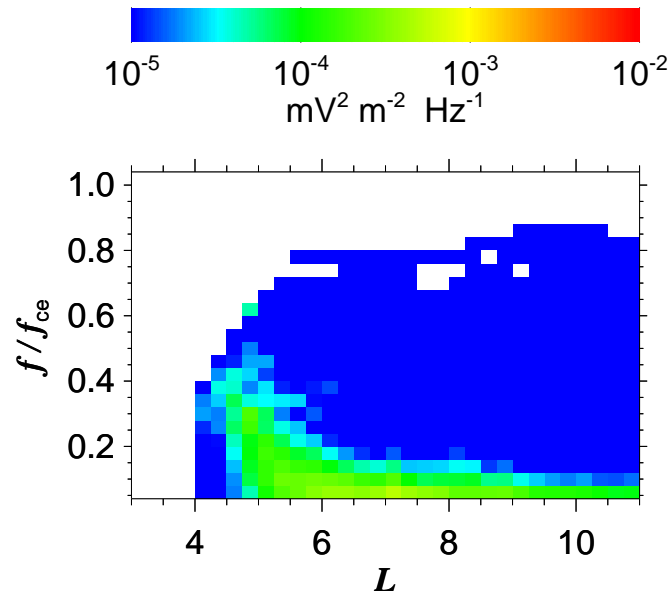
Obr. 6.14: **Maximum** priemernej spektrálnej hustoty fluktuácií **magnetického** poľa ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej **rovníkovou** f_{ce0} .



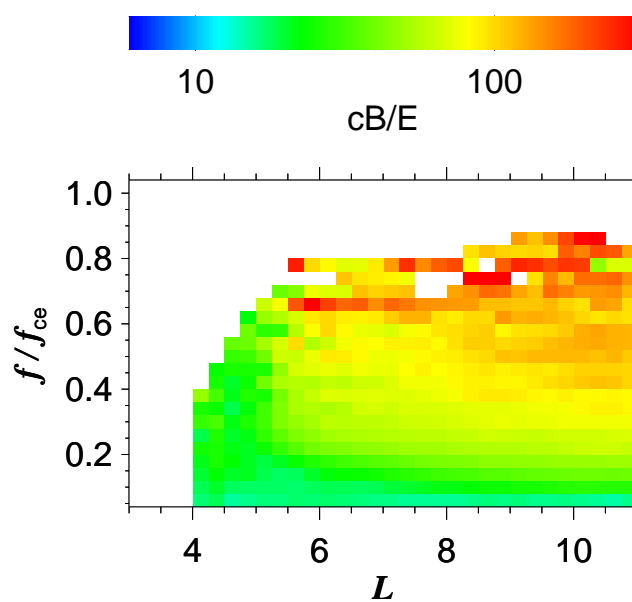
Obr. 6.15: Spektrogram **priemernej** spektrálnej hustoty fluktuácií **magnetického** poľa ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej **lokálnou** f_{ce} .



Obr. 6.16: Spektrogram **priemernej** spektrálnej hustoty fluktuácií **elektrického** poľa ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej **rovníkovou** f_{ce0} .



Obr. 6.17: Spektrogram **priemernej** spektrálnej hustoty fluktuácií **elektrického** poľa ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej **lokálnou** f_{ce} .



Obr. 6.18: Pomer priemernej spektrálnej hustoty fluktuácií magnetického poľa a priemernej spektrálnej hustoty fluktuácií elektrického poľa.

Cluster - Večerná strana (15–21 MLT)

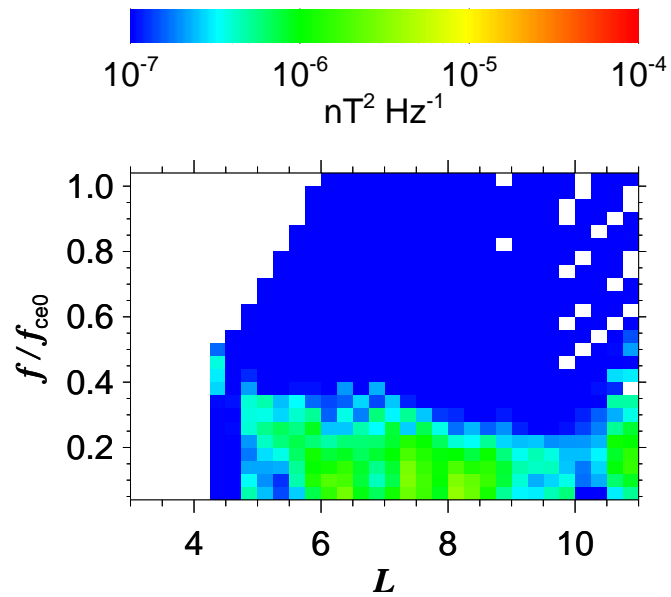
Podobne ako pri výsledkoch získaných zo štatistickej analýzy z rannej strany je aj v tomto sektore vplyv nepresnosti dipólového modelu magnetického poľa najmenší. Na parametroch $L > 9$ už nepozorujeme prítomnosť chórovej emisie. Je to dôsledok nastávajúceho nočného sektoru.

Na spektrogramoch sa opäť nachádza priemerná spektrálna hustota fluktuácií magnetického poľa (obr. 6.19), jej logaritmus (obr. 6.20), jej maximum (obr. 6.21) ako funkcia McIlwainovho L parametru a vlnovej frekvencie normalizovanej rovníkovou f_{ce0} . Na obrázku 6.22 je spektrogram priemernej spektrálnej hustoty fluktuácií magnetického poľa ako funkcia McIlwainovho L parametru a vlnovej frekvencie normalizovanej lokálnou f_{ce} . Na obr. 6.23 sa nachádza priemerná spektrálna hustota fluktuácií elektrického poľa ako funkcia McIlwainovho L parametru a vlnovej frekvencie f normalizovanej rovníkovou f_{ce0} a na obr. 6.24 lokálnou f_{ce} .

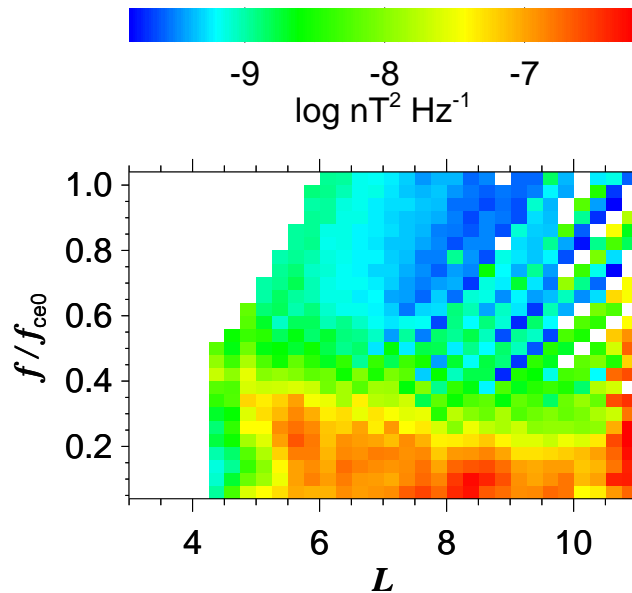
Zo spektrogramu 6.25 znázorňujúceho odhad indexu lomu plynie rovnaký záver ako boli závery v predošlých dvoch sektoroch MLT. Množstvo dát použitých v nočnom sektore je v tabuľke 6.3.

| | |
|--|-------|
| Celkový počet hodín použitých dát | 49,2 |
| Celkový počet použitých spektier | 52027 |
| Počet spektier s intenzitou $> 5 \cdot 10^{-5} \text{ nT}^2 \text{ Hz}^{-1}$ | 374 |

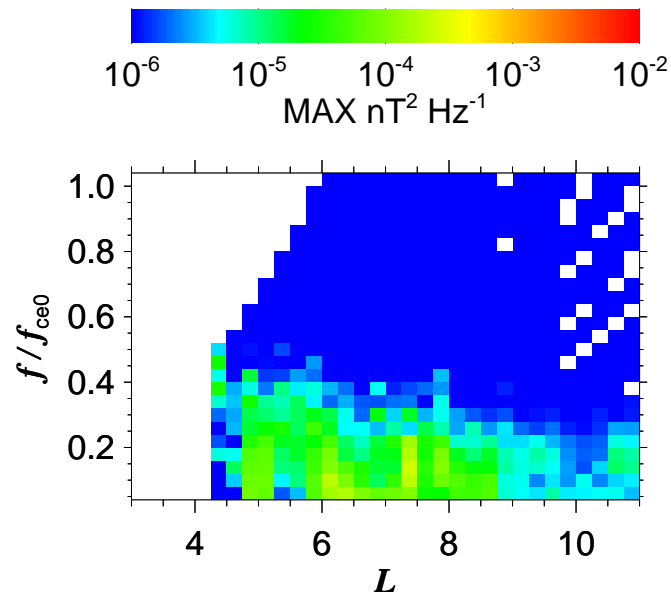
Tabuľka 6.3: Použitý súbor dát v štatistickom spracovaní vo večernom sektore



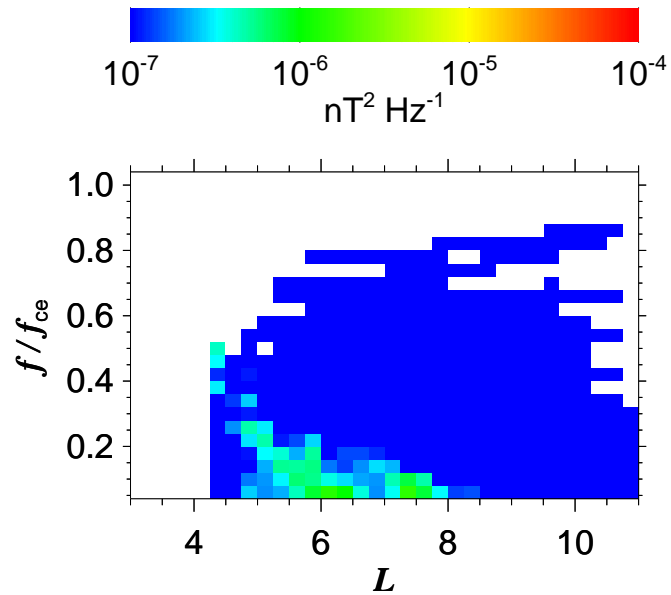
Obr. 6.19: Spektrogram **priemernej** spektrálnej hustoty fluktuácií **magnetického** poľa ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej **rovníkovou** f_{ce0} .



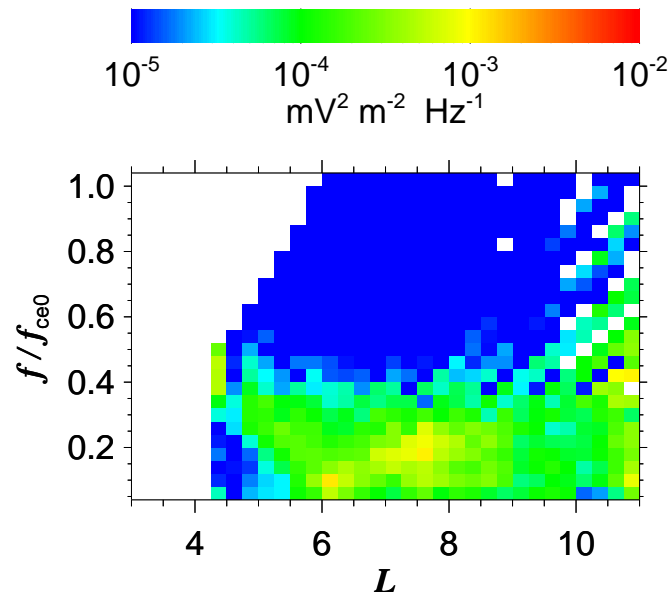
Obr. 6.20: Priemerný spektrogram z **logaritmu** spektrálnej hustoty fluktuácií **magnetického** poľa ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej **rovníkovou** f_{ce0} .



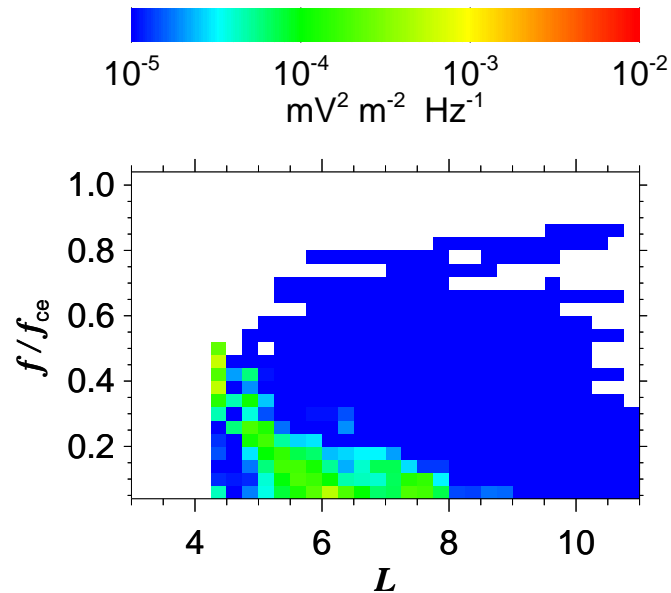
Obr. 6.21: Maximum priemernej spektrálnej hustoty fluktuácií **magnetického** poľa ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej **rovníkovou** f_{ce0} .



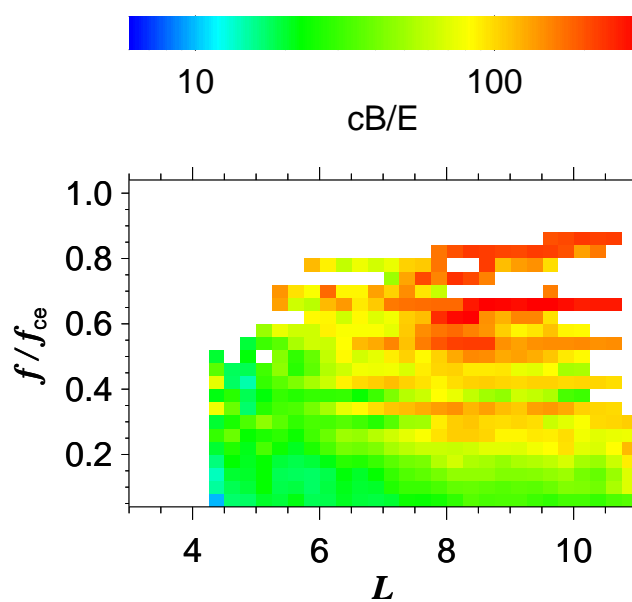
Obr. 6.22: Spektrogram **priemernej** spektrálnej hustoty fluktuácií **magnetického** poľa ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej **lokálnou** f_{ce} .



Obr. 6.23: Spektrogram **priemernej** spektrálnej hustoty fluktuácií **elektrického** poľa ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej **rovníkovou** f_{ce0} .



Obr. 6.24: Spektrogram **priemernej** spektrálnej hustoty fluktuácií **elektrického** poľa ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej **lokálnou** f_{ce} .



Obr. 6.25: Pomer priemernej spektrálnej hustoty fluktuácií magnetického poľa a priemernej spektrálnej hustoty fluktuácií elektrického poľa.

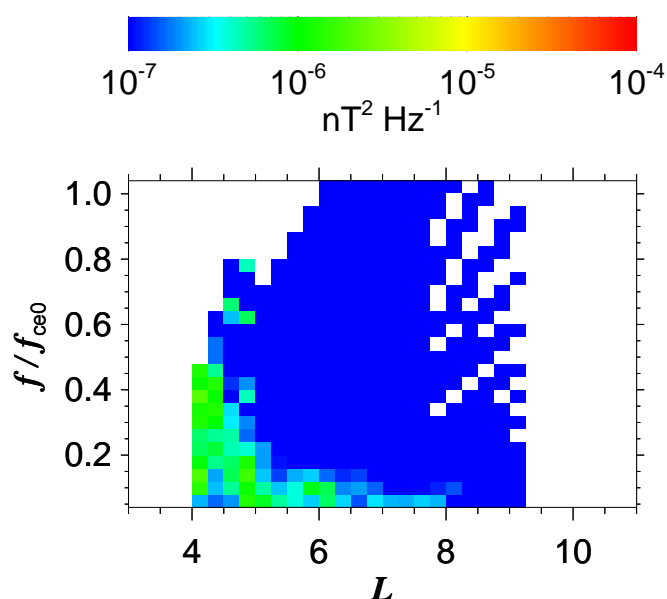
Cluster - Nočná strana (21–03 MLT)

Čo sa týka sledovania magnetických siločiar je na nočnej strane pozorovaný opačný jav ako na rannej strane. V tomto prípade sú magnetické siločiar na nízkych magnetických šírkach v dôsledku použitia dipólového modelu oproti ich realnej polohe, ako keby stlačené bližšie k Zemi. Tento jav je dobre pozorovateľný z priebehu spektrálnej hustoty na týchto obrázkoch: 6.26, 6.27, 6.28 a 6.30.

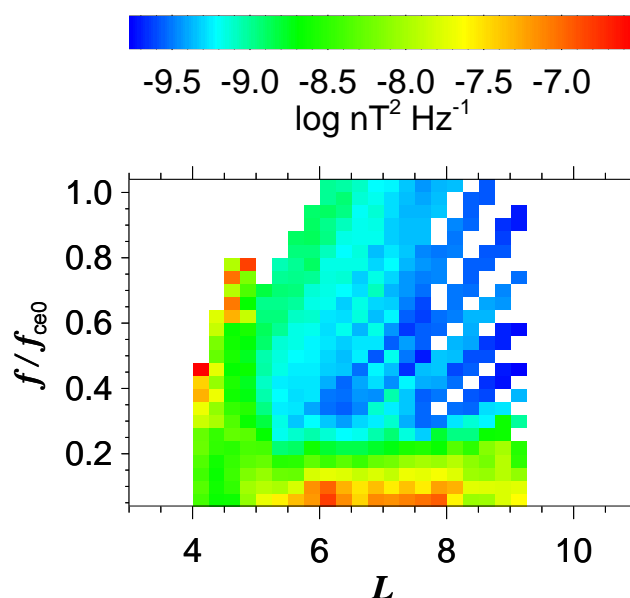
Z obr. 6.28 je badateľné, že najviac intenzívnych prípadov chórových emisií sa nachádza v rozmedzí parametra $L \sim (4-5)$.

Záver zo spektrogramu z odhadu indexu lomu je rovnaký ako záver v predošlých sektoroch, čo sa týka paralelného šírenia vln vo hvizdovom móde.

Počet dát použitých na štatistickú analýzu na nočnej strane MLT je v tabuľke 6.4.



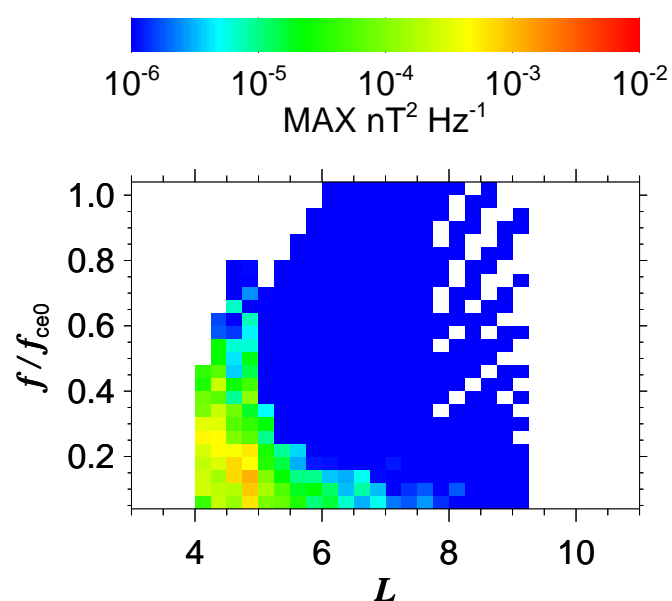
Obr. 6.26: Spektrogram **priemernej** spektrálnej hustoty fluktuácií **magnetického** poľa ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej **rovníkovou** f_{ce0} .



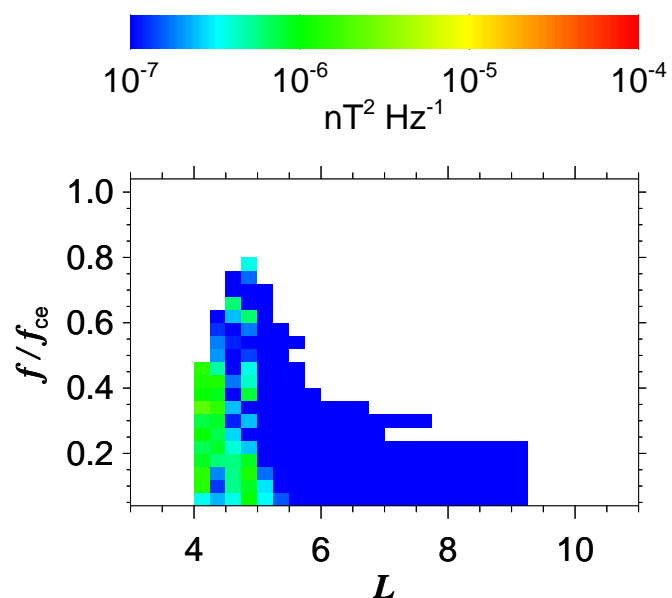
Obr. 6.27: Priemerný spektrogram z **logaritmu** spektrálne hustoty fluktuácií **magnetického** poľa ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej **rovníkovou** f_{ce0} .

| | |
|--|-------|
| Celkový počet hodín použitých dát | 63,8 |
| Celkový počet použitých spektier | 57386 |
| Počet spektier s intenzitou $> 5 \cdot 10^{-5} \text{nT}^2 \text{Hz}^{-1}$ | 1200 |

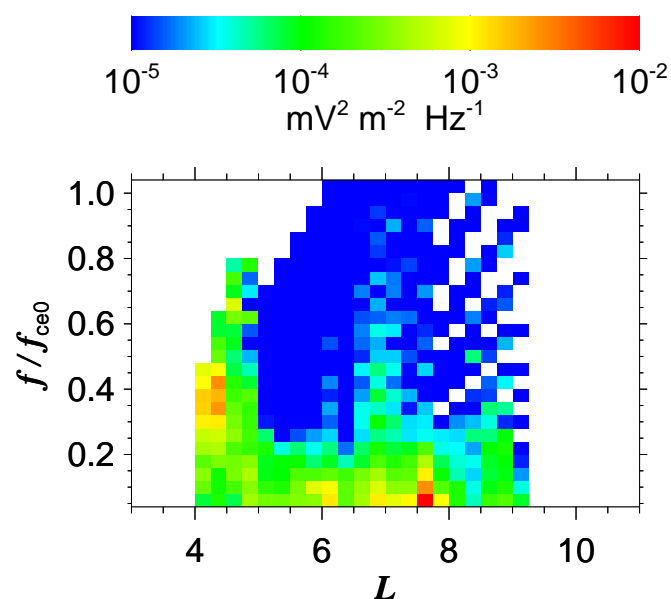
Tabuľka 6.4: Súbor dát použitý v štatistickom spracovaní na nočnom sektore



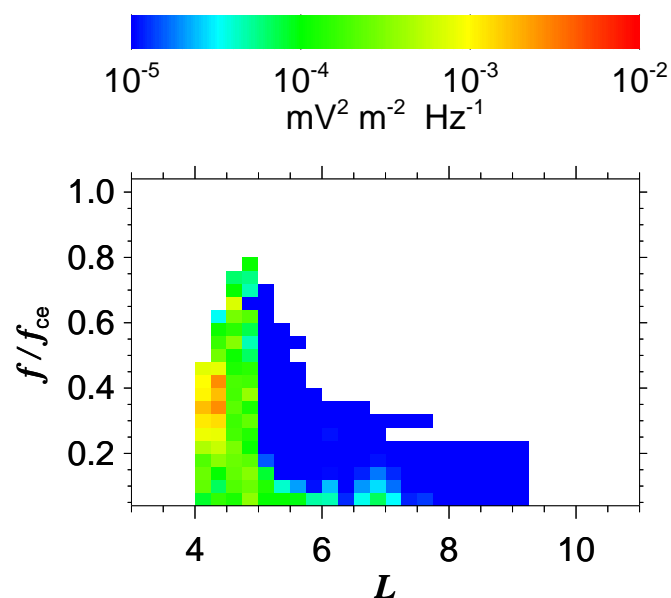
Obr. 6.28: **Maximum** priemernej spektrálnej hustoty fluktuácií **magnetického** poľa ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej **rovníkovou** f_{ce0} .



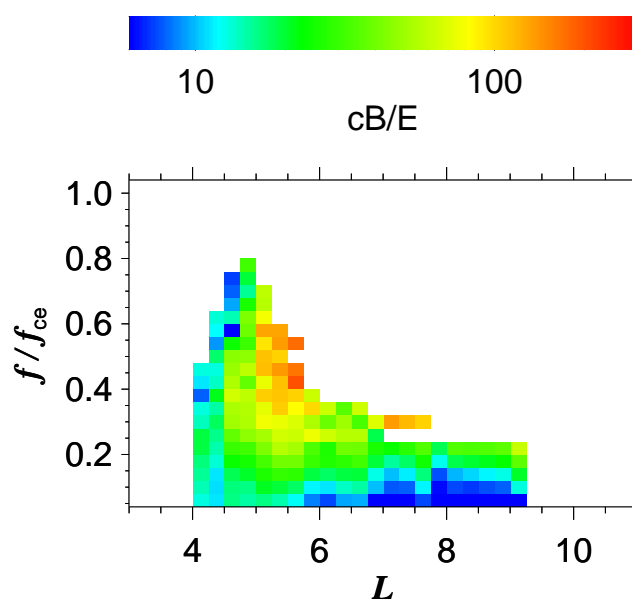
Obr. 6.29: Spektrogram **priemernej** spektrálnej hustoty fluktuácií **magnetického** poľa ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej **lokálnou** f_{ce} .



Obr. 6.30: Spektrogram **priemernej** spektrálnej hustoty fluktuácií **elektrického** poľa ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej **rovníkovou** f_{ce0} .



Obr. 6.31: Spektrogram **priemernej** spektrálnej hustoty fluktuácií **elektrického** poľa ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej **lokálnou** f_{ce} .



Obr. 6.32: Pomer priemernej spektrálnej hustoty fluktuácií magnetického poľa a priemernej spektrálnej hustoty fluktuácií elektrického poľa.

6.2 Výsledky z družice Double Star

Družica Double Star TC-1 sa pohybuje pozdĺž celého orbitu približne v rovine rovníka, čo umožňuje omnoho lepšie preskúmanie zdrojovej oblasti ako pomocou družice Cluster. Apogeum orbitu družice TC-1 je dostatočne vzdialené od Zeme, vďaka čomu družica meria fluktuácie magnetického poľa až do McIlwainovho parametru 13,4 L. Spracovali sme súbor dát pokrývajúcich široký interval $L \sim 1.1\text{--}13.4$, ktorý obsahujú necelé prvé dva roky merania. Na spracovanie dát sme použili podobný počítačový program ako pri spracovaní dát z družice Cluster.

Vybrali sme len intenzívne prípady s intenzitou väčšou ako $10^{-6}\text{nT}^2\text{Hz}^{-1}$, čím sme chceli odstrániť vplyv šumu, ktorý je v prípade družice Double Star celkom intenzívny. Zdrojom šumu je samotné telo družice, keďže rameno družice, na ktorom je umiestnený magnetometer sa nevyklopilo a tým pádom sa nachádza v blízkosti tela družice.

Double Star - Všetky MLT

V polárnom diagrame (obr. 6.33) modré čiary zobrazujú všetky vybrané prípady chórových emisií s intenzitou väčšou ako $10^{-6}\text{nT}^2\text{Hz}^{-1}$, je z neho dobre pozorovateľné, že najviac emisií typu chórus sa nachádza na rannej a dennej strane MLT. Z obr. 6.34 je vidieť, že orbit družice Double Star pre tieto prípady pokrýva oblasť magnetických šírok od -30° do 40° .

Pre lepšie porovnanie výsledkov získaných z nameraných dát pomocou družice TC-1 s výsledkami z družice Cluster sme rozdelili MLT na jednotlivé sektory (viď obr. 6.35). V každom sektore sme zobrali len dáta splňujúce podmienku $-1 < Z_{\text{SM}} < 1$ (Z_{SM} je súradnica kolmá k rovine rovníka, jej presnejšia definícia je v apendixe A), tým sa dostaneme veľmi blízko k zdrojovej oblasti emisie typu chórus.

Podmienku $-1 < Z_{\text{SM}} < 1$ sme použili pri výbere prípadov chórových emisií do polárneho diagramu 6.35, aj z neho vyplýva, že intenzívne prípady chórových emisií sa vyskytujú prevažne v rannom a dennom sektore MLT.

Na histograme pozorovaných maximálnych spektrálnych výkonových hustôt (obrázok 6.36) z väčšieho množstva prípadov chórových emisií (zobrali

sme aj intenzívne prípady s intenzívnym šumovým pozadím) vidíme dva píky, menší pík je spôsobený šumom, ktorého zdroj je telo družice, väčší pík odpovedá emisii typu chórus. Z tohto obrázku vyplýva, že je vhodné do štatistickej analýzy zahrnúť len prípady intenzívnejšie ako šum. Takéto prípady sú vybrané do histogramu maximálnych intenzít na obrázku 6.37, kde sme sa zbavili píku spôsobeného šumom. Tento súbor dát sme použili i pre predchádzajúce obrázky 6.35, 6.35 a pre všetky nasledujúce obrázky.

Histogram logaritmu spektrálnej hustoty na obr. 6.38 predstavuje prípady s intenzitou väčšou ako $5 \cdot 10^{-5} \text{nT}^2 \text{Hz}^{-1}$ obmedzené v súradnici Z_{SM} podľa vyššie spomenutej podmienky.

Z nasledujúcich dvoch histogramov frekvencií odpovedajúcich maximám jednotlivých spektier (obr. 6.39 a obr. 6.40), do ktorých sme vybrali len prípady s intenziou $> 5 \cdot 10^{-5} \text{nT}^2 \text{Hz}^{-1}$, pozorujeme, že výsledky, ktoré z nich získame sú takmer nezávislé na frekvencii, ktorou normujeme vlnovú frekvenciu f . Rozdiel medzi normovaním f na lokálnu elektrónovú cyklotrónovú frekvenciu f_{ce} alebo na rovníkovú f_{ce0} je minimálny preto, lebo nami spracované dáta pochádzajú z rovníkovej oblasti a v nej je $f_{\text{ce}} \simeq f_{\text{ce0}}$.

Rovnaký záver dostaneme aj zo spektrogramov priemernej spektrálnej hustoty fluktuácií magnetického poľa (obr. 6.41 a 6.42) vypočítaných v závislosti na McIlwainovom L parametri a vlnovej frekvencii normalizovanej lokálnou f_{ce} pre všetky Z_{SM} .

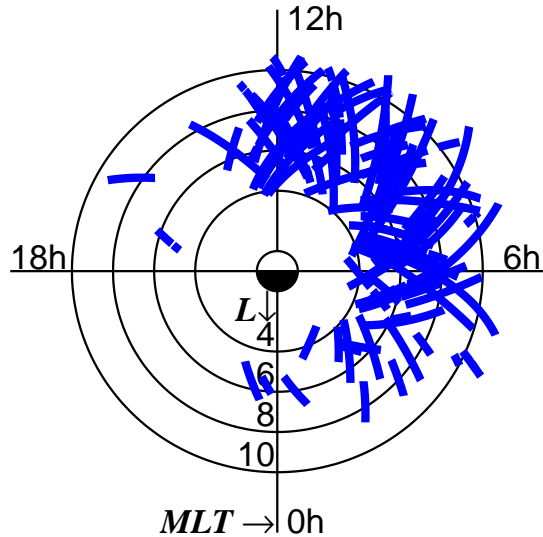
Po použití podmienky $-1 < Z_{\text{SM}} < 1$ je na obrázku 6.43 lepšie identifikovateľný horný pás emisie typu chórus ako bez jej použitia.

Z predposledného obrázku 6.44 je najlepšie vidieť, že v priemere sa najviac intenzívnych emisií typu chórus nachádza na parametre L od 9 do 11, ale z obr. 6.45 je patrné, že intenzívne prípady emisie typu chórus môžeme nájsť pozdĺž celého intervalu L , v ktorom ho pozorujeme.

Počet prípadov, ktoré obsahujú všetky Z_{SM} , z ktorých prebehlo spracovanie je v tabuľke 6.5 a počet dát vybraných s obmedzením súradnice Z_{SM} je v tabuľke 6.6.

Medzi spektrogramami v jednotlivých sektoroch rozdelených pomocou MLT nezaradíme spektrogram maxima spektrálnej hustoty, pretože vyzerá ako spektrogram na obr. 6.45 a jeho uvedenie by nevedlo k žiadnym novým

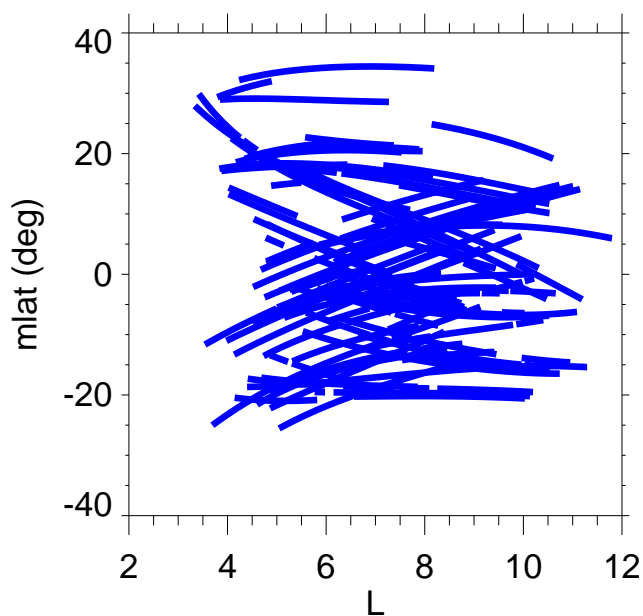
záverom. Do jednotlivých sektorov MLT, budeme vždy brať len dáta, ktoré splňujú podmienku $-1 < Z_{SM} < 1$ a vlnovú frekvenciu budeme vždy normovať na rovníkovú f_{ce0} . Vo večernom sektore sme nenašli žiadne prípady, ktoré by vyhovovali vyššie spomenutej obmedzujúcej podmienke (viď obr. 6.35).



Obr. 6.33: Vybrané prípady chórových emisií z merania družice TC-1 znázornené hrubou modrou čiarou. Polárny diagram je reprezentovaný McIlwainovým L parametrom a magnetickým lokálnym časom (MLT).

| | |
|--|--------|
| Celkový počet hodín použitých dát | 190,9 |
| Celkový počet použitých spektier | 171786 |
| Počet spektier s intenzitou $> 5 \cdot 10^{-5} \text{nT}^2 \text{Hz}^{-1}$ | 24542 |

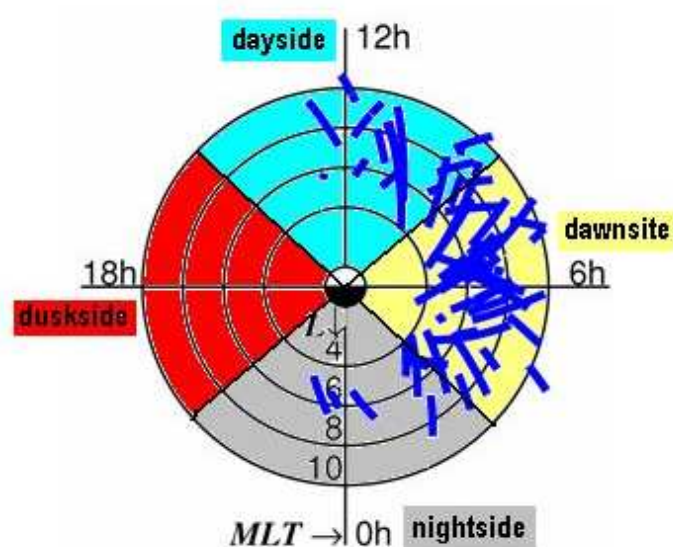
Tabuľka 6.5: Súbor dát použitý v štatistickom spracovaní pre všetky Z_{SM}



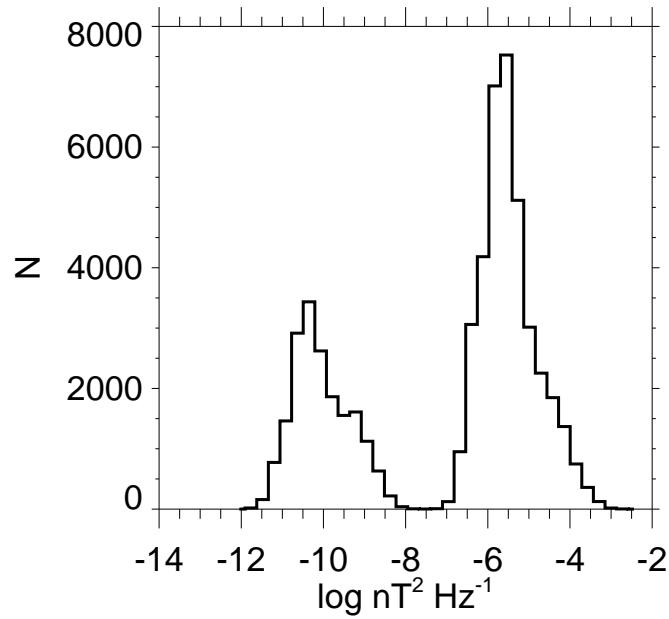
Obr. 6.34: Vybrané chórové emisie v závislosti na McIlwainovom L parametre a magnetickej lokálnej šírke (mlat).

| | |
|--|-------|
| Celkový počet hodín použitých dát | 78,8 |
| Celkový počet použitých spektier | 70875 |
| Počet spektier s intenzitou $> 5 \cdot 10^{-5} \text{ nT}^2 \text{ Hz}^{-1}$ | 10379 |

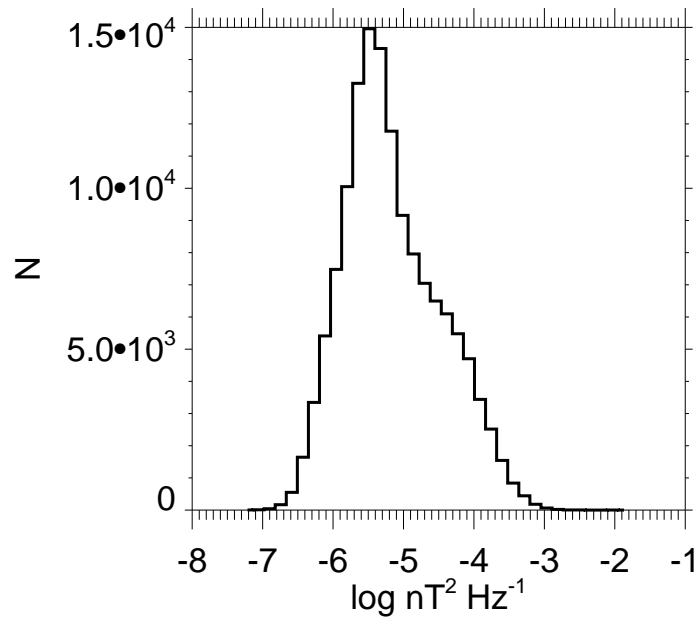
Tabuľka 6.6: Počet dát použitých v štatistickom spracovaní pre všetky MLT, za použitia podmienky $-1 < Z_{SM} < 1$.



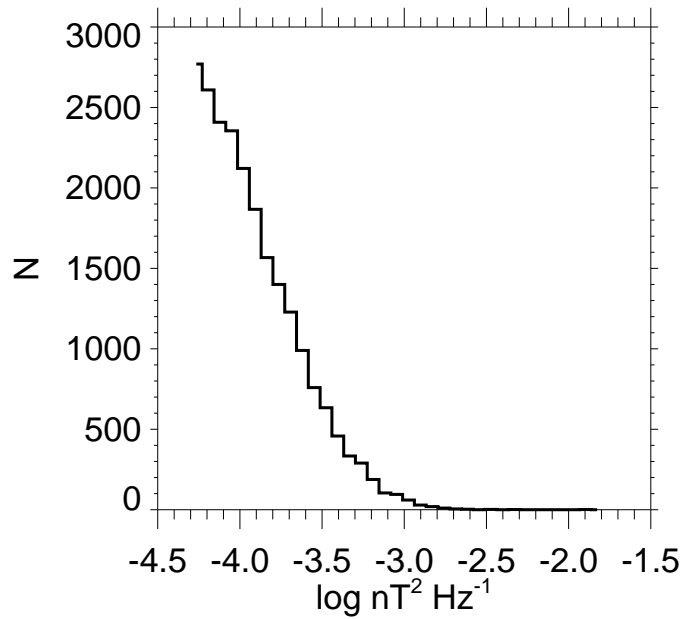
Obr. 6.35: Vybrané prípady chórových emisií z merania družice TC-1 sú znazornené hrubou modrou čiarou. Polárny diagram je reprezentovaný McIlwainovým L parametrom a magnetickým lokálnym časom (MLT). Na obrázku je dobre vidieť rozdelenie MLT na jednotlivé sektory. Každý sektor je označený inou farbou: ranný sektor žltou, denný modrou, večerný červenou a nočný sivou.



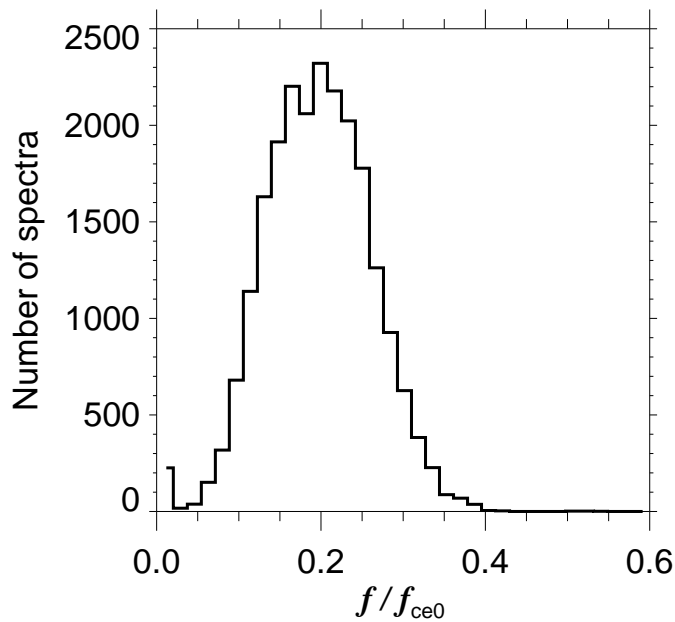
Obr. 6.36: Histogram z logaritmu spektrálnej hustoty fluktuácií magnetického poľa zo všetkých intenzívnych prípadov chórových emisií. Menší pík je spôsobený šumom a väčší emisiou typu chórus.



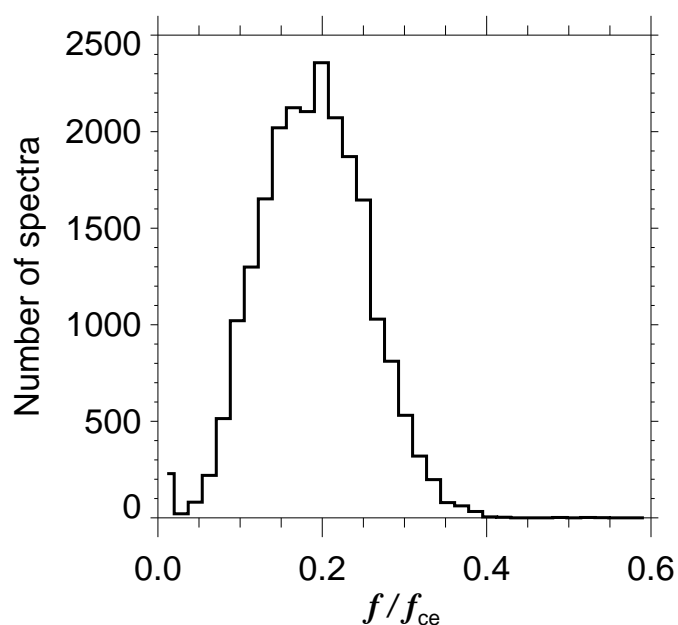
Obr. 6.37: Histogram z logaritmu spektrálnej hustoty fluktuácií magnetického poľa obsahuje prípady neobmedzené v Z_{SM} , ale s intenzitou emisie typu chórus (približne $10^{-6} \text{ nT}^2 \text{ Hz}^{-1}$) výrazne silnejšou ako je intenzita šumu.



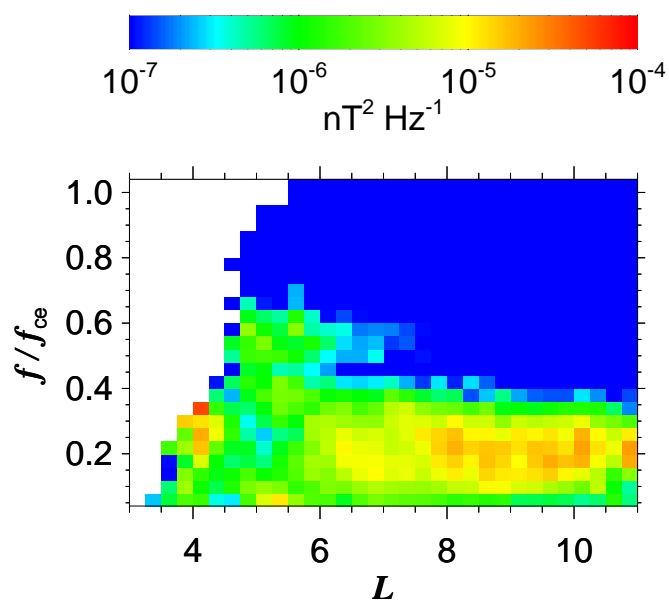
Obr. 6.38: Časť z histogramu z logaritmu spektrálnej hustoty odpovedajúca intenzívnym prípadom ($5 \cdot 10^{-5} \text{nT}^2 \text{Hz}^{-1}$).



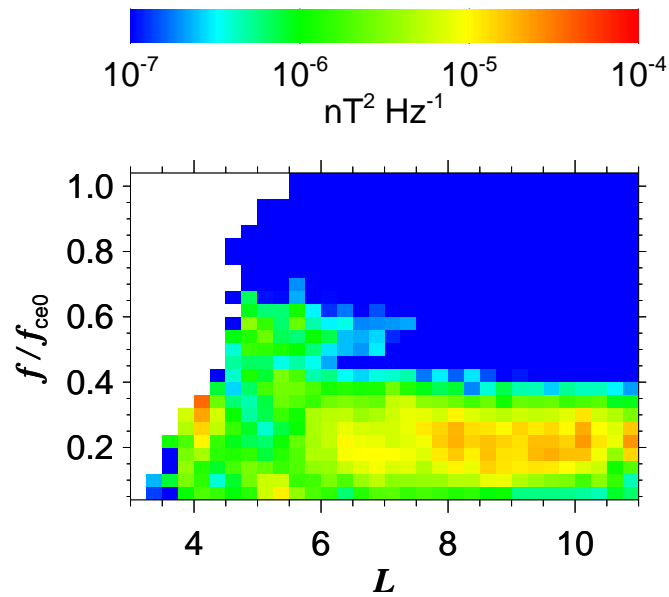
Obr. 6.39: Histogram vlnovej frekvencie prislúchajúcej maximu spektrálnej hustoty normalizovanej **rovníkovou** cyklotrónovou frekvenciou f_{ce0} pre intenzívne prípady ($> 5 \cdot 10^{-5} \text{nT}^2 \text{Hz}^{-1}$) a pre parameter $L > 6$.



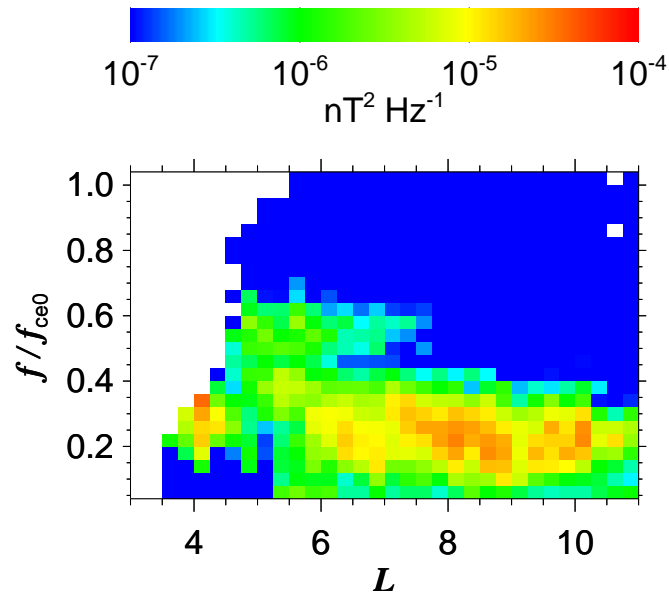
Obr. 6.40: Histogram vlnovej frekvencie prislúchajúcej maximu spektrálnej hustoty normalizovanej **lokálnou** cyklotrónovou frekvenciou f_{ce} pre intenzívne prípady ($> 5 \cdot 10^{-5} \text{ nT}^2 \text{ Hz}^{-1}$) a pre parameter $L > 6$.



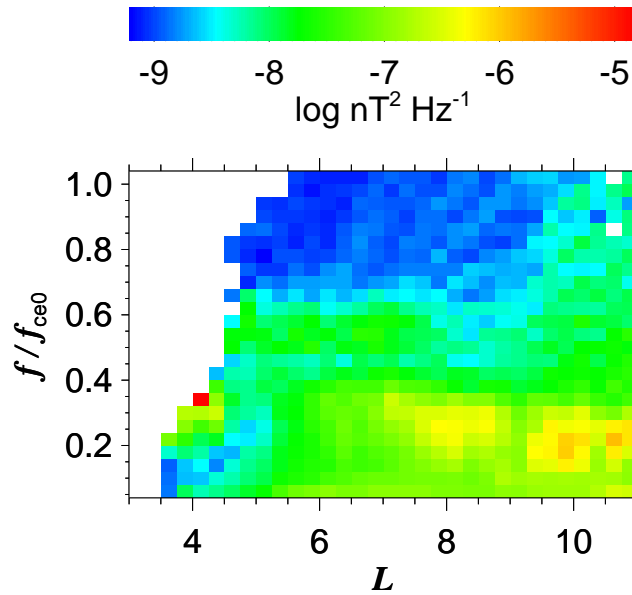
Obr. 6.41: Spektrogram priemernej spektrálnej hustoty fluktuácií magnetického poľa ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej **lokálnou** f_{ce} pre všetky Z_{SM} .



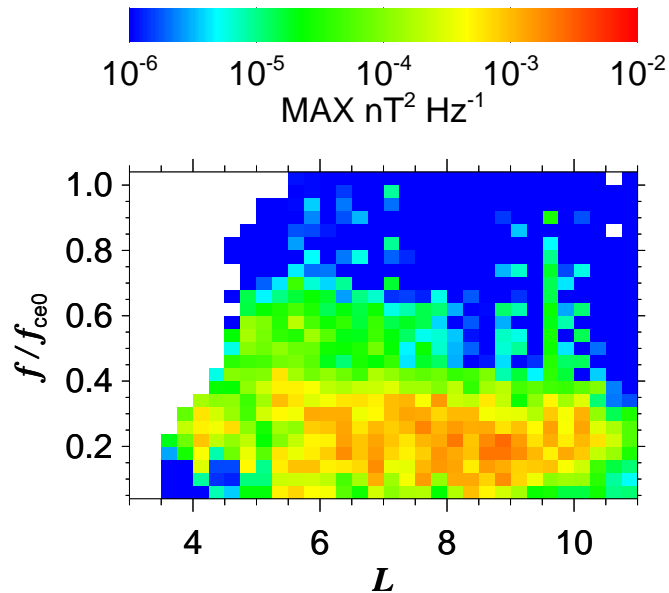
Obr. 6.42: Spektrogram priemernej spektrálnej hustoty ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej **rovníkovou** f_{ce0} pre všetky Z_{SM} .



Obr. 6.43: Spektrogram **priemernej** spektrálnej hustoty ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej **rovníkovou** f_{ce0} pre vybrané prípady, ktoré spĺňujú podmienku $-1 < Z_{SM} < 1$.



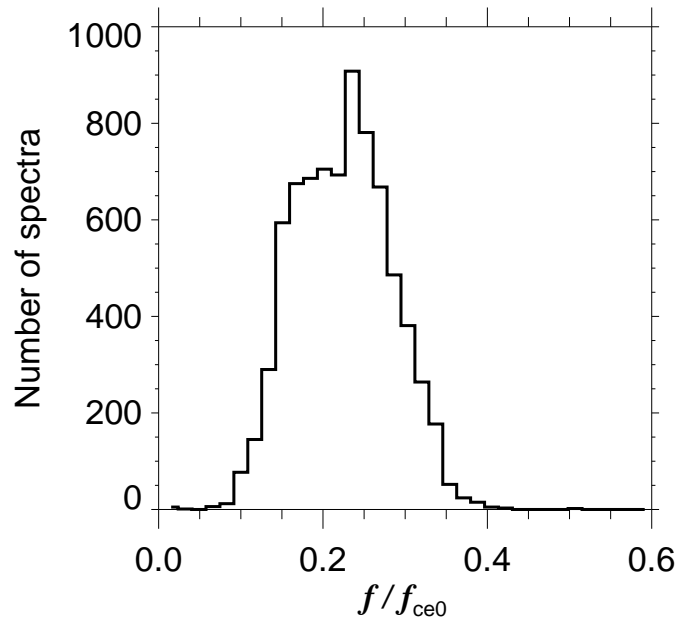
Obr. 6.44: Priemerný spektrogram z **logaritmu** spektrálnej hustoty ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej rovníkovou f_{ce0} pre vybrané prípady, ktoré splňujú podmienku $-1 < Z_{SM} < 1$.



Obr. 6.45: **Maximum** spektrálnej hustoty ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej rovníkovou f_{ce0} pre vybrané prípady, ktoré splňujú podmienku $-1 < Z_{SM} < 1$.

Double Star - Ranná strana (03–09 MLT)

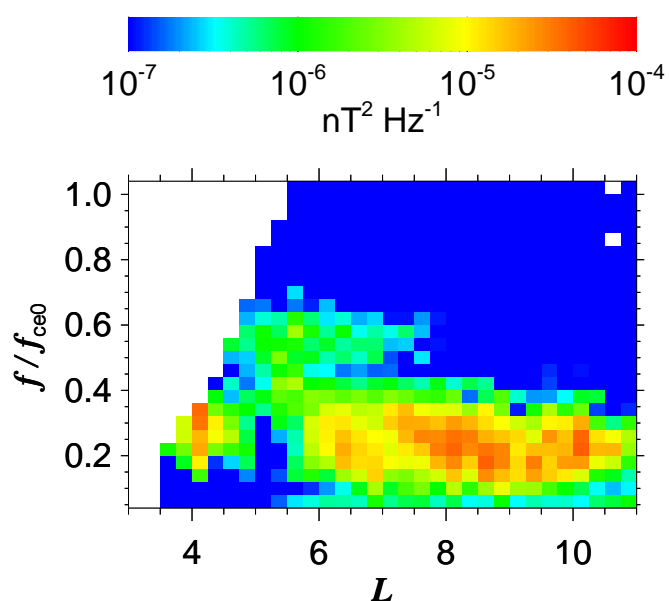
Podobnosť výsledkov z rannej strany MLT a výsledkov zo všetkých MLT svedčí o tom, že dipólový model magnetického poľa v prípade družice Double Star nemá takmer žiadny vplyv na výsledky v jednotlivých sektoroch. Počet použitých dát v rannom sektore je opäť v tabuľke 6.7.



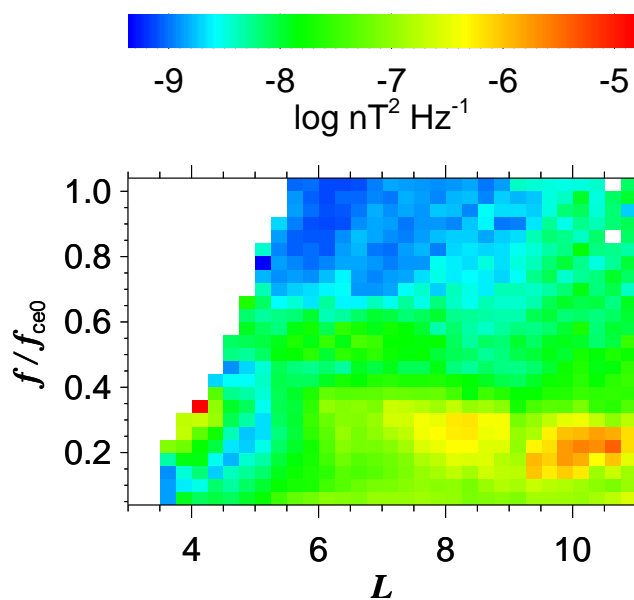
Obr. 6.46: Histogram vlnovej frekvencie prislúchajúcej maximu spektrálnej hustoty normalizovanej rovníkovou cyklotrónovou frekvenciou f_{ce0} pre intenzívne prípady ($> 5 \cdot 10^{-5} \text{nT}^2 \text{Hz}^{-1}$) a pre $L > 6$.

| | |
|--|-------|
| Celkový počet hodín použitých dát | 51,9 |
| Celkový počet použitých spektier | 46715 |
| Počet spektier s intenzitou $> 5 \cdot 10^{-5} \text{nT}^2 \text{Hz}^{-1}$ | 8061 |

Tabuľka 6.7: Súbor dát použitý v štatistickom spracovaní pre rannú stranu MLT za použitia podmienky $-1 < Z_{SM} < 1$.



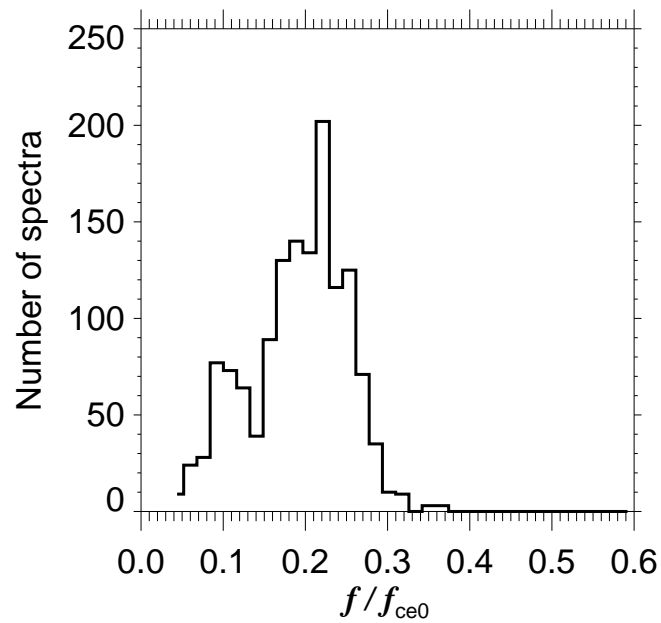
Obr. 6.47: Spektrogram **priemernej** spektrálnej hustoty ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej rovníkovou f_{ce0} .



Obr. 6.48: **Logaritmus** priemernej spektrálnej hustoty ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej rovníkovou f_{ce0} .

Double Star - Denná strana (09–15 MLT)

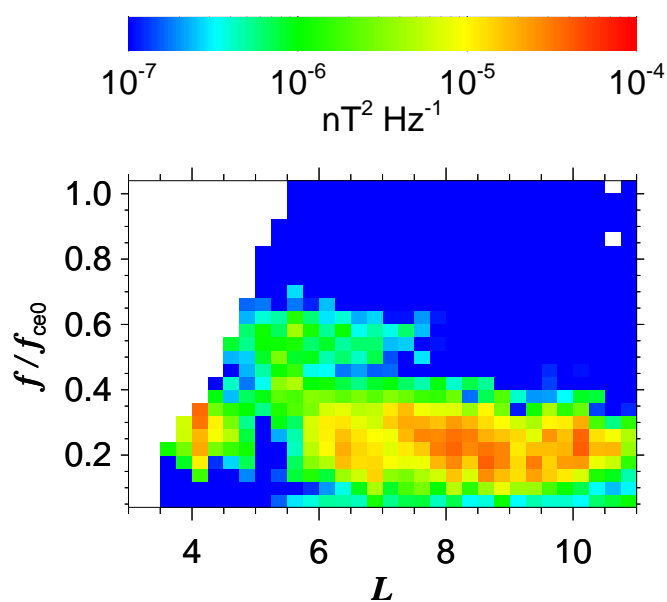
Podobne ako v spektrograme logaritmu z priemernej spektrálnej hustoty na rannej strane je aj v spektrograme na dennej strane dobre pozorovateľný horný frekvenčný pás emisie typu chórus na L od 5 do 8. Počet spracovaných dát na dennej strane je v tabuľke 6.8.



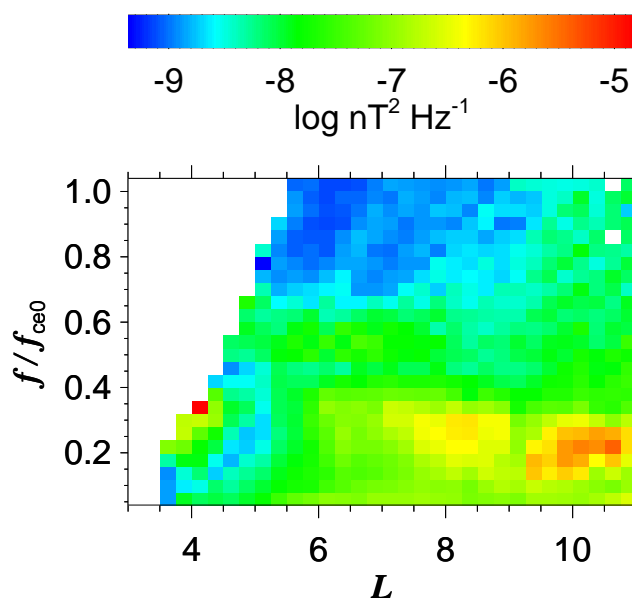
Obr. 6.49: Histogram vlnovej frekvencie prislúchajúcej maximu spektrálnej hustoty normalizovanej rovníkovou cyklotrónovou frekvenciou f_{ce0} pre intenzívne prípady ($> 5 \cdot 10^{-5} \text{nT}^2 \text{Hz}^{-1}$) a pre parameter $L > 6$.

| | |
|--|-------|
| Celkový počet hodín použitých dát | 20,1 |
| Celkový počet použitých spektier | 18073 |
| Počet spektier s intenzitou $> 5 \cdot 10^{-5} \text{nT}^2 \text{Hz}^{-1}$ | 1556 |

Tabuľka 6.8: Počet dát použitých v štatistickom spracovaní v dennom sektore za použitia podmienky $-1 < Z_{SM} < 1$.



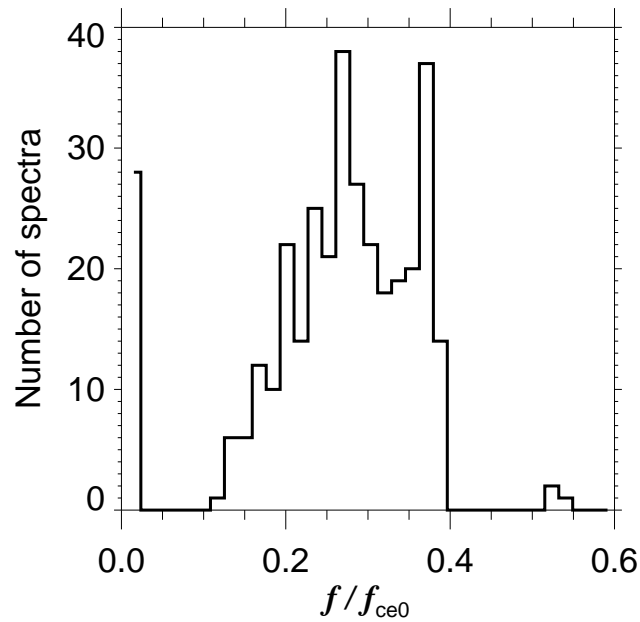
Obr. 6.50: Spektrogram **priemernej** spektrálnej hustoty ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej rovníkovou f_{ce0} .



Obr. 6.51: Priemerný spektrogram z **logaritmu** spektrálnej hustoty ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej rovníkovou f_{ce0} .

Double Star - Nočná strana (21-03 MLT)

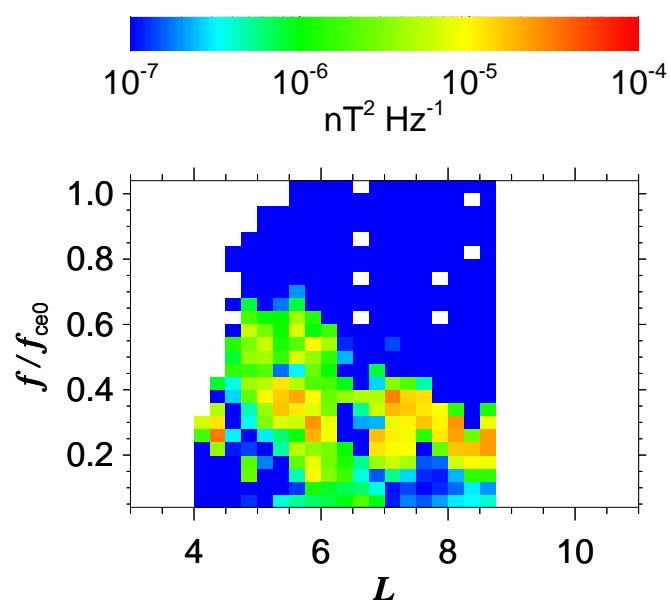
Nočný sektor obsahuje najmenej dát, viď tabuľka 6.9. V tomto sektore priebeh priemernej spektrálnej hustoty aj jej logaritmu končí už na McIlwainovom parametre $L \sim 9$. Tento jav je pravdepodobne zapríčinený malým množstvom dát použitých v štatistickej analýze pre tento sektor (viac ich nespĺňovalo obmedzujúce podmienky: intenzita $> 5 \cdot 10^{-5} \text{nT}^2 \text{Hz}^{-1}$ a $-1 < Z_{\text{SM}} < 1$).



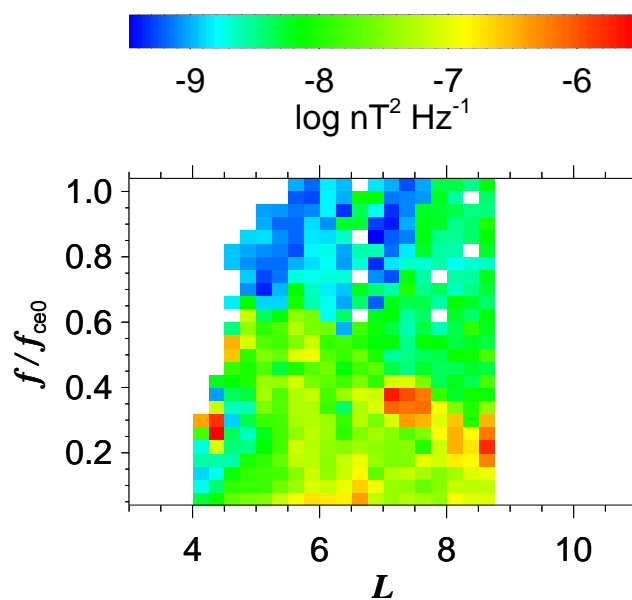
Obr. 6.52: Histogram vlnovej frekvencie prislúchajúcej maximu spektrálnej hustoty normalizovanej rovníkovou cyklotrónovou frekvenciou f_{ce0} pre intenzívne prípady ($> 5 \cdot 10^{-5} \text{nT}^2 \text{Hz}^{-1}$) a pre parameter $L > 6$.

| | |
|--|------|
| Celkový počet hodín použitých dát | 6,8 |
| Celkový počet použitých spektier | 6087 |
| Počet spektier s intenzitou $> 5 \cdot 10^{-5} \text{nT}^2 \text{Hz}^{-1}$ | 6762 |

Tabuľka 6.9: Množstvo dát použitých v štatistickej analýze pre MLT=(2100-0300) splňujúcich podmienku $-1 < Z_{\text{SM}} < 1$.



Obr. 6.53: Spektrogram **priemernej** spektrálnej hustoty ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej rovníkovou f_{ce0} .



Obr. 6.54: Priemerný spektrogram z **logaritmu** spektrálnej hustoty ako funkcia McIlwainovho L parametra a vlnovej frekvencie normalizovanej rovníkovou f_{ce0} .

Kapitola 7

Záver

V tejto diplomovej práci sme si vytýčili cieľ zodpovedať niektoré otázky týkajúce sa šírenia vln hvizdového módu za použitia družicových dát. Keďže sme nenašli ani jeden prípad, kde by bola emisia typu chórus pozorovaná na obidvoch družiciach v ten istý deň v tom istom magnetickom lokálnom čase nie sú výsledky z jednotlivých družíc získané pomocou štatistickej analýzy úplne porovnateľné, ani napriek vhodnej kombinácii orbitov družíc Cluster a Double Star. Napriek tomu, že magnetické lokálne časy družíc nie sú synchronizované dostali sme niekoľko zaujímavých výsledkov.

Dôležité výsledky sme získali z družice Double Star. Jeden z našich najdôležitejších výsledkov je, že v priemere najintenzívnejšie emisie typu chórus boli pozorované na väčšej hodnote McIlwainovho L parametra $\sim 9-11$ ako sú hodnoty získané na základe doterajších pozorovaní (pohybujú sa na $\sim 3-7$). Hlavnou príčinou dosiaľ pozorovaných nižších hodnôt parametra L je nižšia obežná dráha družíc používaných k pozorovaniu emisií typu chórus.

Z analýzy ďalej vyplýva, že intenzívne prípady emisie typu chórus nájdeme pozdĺž celého intervalu L, v ktorom sme emisie pozorovali.

Podľa očakávaného predpokladu sme pozorovali najviac prípadov výskytu emisie typu chórus na rannej a dennej strane v MLT, ale niekoľko výskytov sme pozorovali aj na nočnej strane.

Z našich výsledkov vyšlo najavo, že horný frekvenčný pás (nad $\frac{1}{2} f_{ce}$) nie je prítomný v oblasti, kde je L väčšie ako 8.

Keď sme do štatistiky vybrali prípady so všetkými lokálnymi časmi, do-

stali sme pík histogramu normalizovanej frekvencie maxima spektrálnej hustoty na $\sim 0,2$ elektrónovej cyklotrónovej frekvencie. Normalizované frekvencie sú pre jednotlivé sektory magnetického lokálneho času navzájom podobné.

Interpretácia výsledkov získaných z družíc Cluster nebola kvôli charakteru ich dráhy úplne jednoduchá. Použitý model mapovania meraní väčších magnetických šírok do roviny geomagnetického rovníka (jednoduchý dipólový model) zapríčinil veľké rozdiely medzi normalizovanými frekvenciami predovšetkým na veľkých L v jednotlivých sektoroch MLT. Model poskytuje lepšie výsledky pre menšie hodnoty $L \sim 4-8$ na rannej a večernej strane.

Pri meraní na vyšších šírkach je pochopiteľné, že po normalizovaní vlnovej frekvencie f lokálnou elektrónovou cyklotrónovou frekvenciou f_{ce} sme dostali úplne odlišné výsledky v porovnaní s výsledkami, kde sme normovali na f_{ce0} . Táto odlišnosť je patrná hlavne na $L > 5$.

Najdôležitejším záverom získaným zo štatistickej analýzy dát z družice Cluster je vypočítaný priemerný index lomu, zistili sme ho z pomeru magnetického a elektrického poľa sa v jednotlivých sektoroch magnetického lokálneho času pohybuje v rozmedzí 10–50. Tento odhad indexu lomu v uvedenom intervale približne odpovedá disperznej relácii pre paralelne sa šíriace vlny vo hvizdovom móde v plazme, ktorá má hustotu niekoľko častíc na centimeter kubický.

Výsledky získané v tejto diplomovej práci predstavujú dobrý základ pre ďalší plánovaný výzkum vlastností vln hvizdového módu typu chórus.

Dodatok A

Použité súradnicové systémy

V diplomovej práci sme používali súradnicové systémy GSE a SM.

A.1 GSE (Geocentric Solar Ecliptic system)

Tento geocentrický súradný systém má os x orientovanú od Zeme k Slnku a os y leží v rovine ekliptiky a smeruje k večernej strane. Os z dopĺňuje súradnicový systém tak, aby bol pravotočivý (smeruje k severnému pólu ekliptiky).

A.2 SM (Solar Magnetic)

Tiež sa jedná o geocentrickú súradnicovú sústavu. V tomto systéme je os z zvolená paralelne k osi magnetického dipóla Zeme smerom k severnému magnetickému pólu a os y je kolmá na spojnicu Zeme a Slnka smerom k večernej strane. Os x preto už neukazuje priamo na Slnko, je však blízka tomuto smeru.

A.3 McIlwainov parameter L a magnetický lokálny čas MLT

McIlwainov parameter L je vzdialenosť siločiar od stredu Zeme meraná v rovine geomagnetického rovníka; všetky body na tej istej magnetickej siločiare majú rovnaký McIlwainov parameter. Jednotky, v ktorých sa uvádza sú polomery Zeme R_Z .

MLT (Magnetic Local Time - magnetický lokálny čas) je lokálnym časom na danom magnetickom poludníku (jeden poludník má rovnaký MLT). Vyjadruje sa ako bežný čas v hodinách. Je charakterizovaný tak, že 12^{00} MLT je oproti Slnku.

Dodatok B

Geomagnetické indexy

Apendix B obsahuje definície významných indexov geomagnetickej aktivity: K_p , DST a AE index.

B.1 DST index

DST je geomagneický index, ktorý celosvetovo monitoruje úroveň magnetických búrok. Počíta sa priemerovaním horizontálnej komponenty magnetického poľa nameraného magnetogramami umiestnených na nižších zemepisných šírkach a v blízkosti rovníka. Negatívny DST index indikuje, že práve prebieha magnetická búrka. Čím má väčšiu maximálnu zápornú hodnotu, tým je magnetická búrka silnejšia. Záporná odchýlka DST indexu je v čase búrky spôsobená zmenou kruhového prúdu, ktorý tečie okolo Zeme v rovníkovej oblasti zo západu na východ.

B.2 K_p index

Zmeny geomagnetického poľa sú merané v observatóriách, kde merajú 3 zložky magnetického poľa. Globálny K_p index je vypočítaný z indexov K magnetického poľa, ktoré pozorujú na 13 staniciach v zemepisných šírkach 44–60°. Lokálna zmena je určená rozdielom medzi najväčšou a najmenšou hodnotou pre najviac sa meniacu horizontálnu komponentu B počas 3-hodinového intervalu. Tento rozdiel premenia na K index, ktorý má hodnoty

od 0 do 9 v kvázi-logaritmickej škále, pre každú stanicu je iný. Kp sa vypočíta ako vážený priemer hodnôt K.

B.3 AE index

AE index je určený zo zmeny horizontálnej komponenty geomagnetického poľa, ktorá je pozorovaná na 10–13 observatóriách pozdĺž polárnej oblasti na severnej pologuli. Ako prvú si na všetkých staniach každý mesiac zrátajú základnú hodnotu (ako priemernú hodnotu z piatich geomagneticky najpokojnejších dní) a odčítajú ju vždy po jednej minúte od každej hodnoty pozorovanej v daný mesiac. V každom čase určia najmenšiu hodnotu magnetického poľa AL a jeho najväčšiu hodnotu AU, ktoré vytvoria obálky z dát zo všetkých staníc, a sú funkciou času. AE index je definovaný ako $AE = AU - AL$ a reprezentuje intenzitu aurorálneho elektrojetu (elektrónového prúdu prebiehajúceho zo západu na východ a naopak).

Dodatok C

Kópia publikovanej práce

V priebehu diplomovej som sa podieľala na publikácii:

Santolik, O., E. Macusova, K. H. Yearby, N. Cornilleau-Wehrin, and H. StC. K. Alleyne, Radial variation of whistler-mode chorus: First results from the STAFF/DWP instrument onboard the Double Star TC 1 spacecraft, *Ann. Geophys.* 23, 2937–2942, 2005.

Jej kópia je obsahom tohto dodatku.

Literatúra

- Allcock, G. M., a J. Mountjay (1970), Dynamical spectral characteristics of chorus at a middle-latitude station, *J. Geophys. Res.*, *75*, 2503.
- Anderson, R. R., a K. Maeda (1977), VLF emissions associated with enhanced magnetospheric electrons, *J. Geophys. Res.*, *82*, 135.
- Arthur, C. W., R. L. McPherron, a J. D. Means (1976), A comparative study of three techniques for using the spectral matrix in the wave analysis, *Radio Sci.*, *11*, 833–845.
- Burtis, W. J., a R. A. Helliwell (1976), Magnetospheric chorus: Occurrence patterns and normalized frequency, *Planet. Space Sci.*, *24*, 1007–1024.
- Burton, R. K., a R. E. Holtzer (1974), The Origin and Propagation of Chorus in the Outer Magnetosphere., *J. Geophys. Res.*, *79*, 1014–1023.
- Carpenter, D. L., a R. R. Anderson (1992), An ISEE/Whistler model of equatorial electron density in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *97*, 1097–1108.
- Chum, J., F. Jiříček, J. Smilauer, a D. Shklyar (2003), Magion 5 observations of chorus-like emissions and their propagation features as inferred from ray-tracing simulation, *Annales Geophysicae*, *21*, 2293–2302.
- Cornilleau-Wehrin, N., R. Gendrin, F. Lefeuvre, M. Parrot, R. Grard, D. Jones, A. Bahnsen, E. Ungstrup, a W. Gibbons (1978), VLF electromagnetic waves observed onboard GEOS-1, *Space Science Reviews*, *22*, 371–382.

- Egeland, A., G. Gustaffson, S. Olsen, J. Aarons, a W. Barron (1965), Auroral Zone Emissions Centered at 700 Cycles per Second, *J. Geophys. Res.*, *70*, 1079–+.
- Golub, G. H., a C. F. Van Loan (1996), *Matrix computations*, The Johns Hopkins University Press, Baltimore, Maryland.
- Gurnett, D. A., a B. J. O'Brien (1964), High-Latitude Geophysical Studies with Satellite Injun 3, 5, Very Low Frequency Electromagnetic Radiation, *J. Geophys. Res.*, *69*, 65–+.
- Hayashi, K., a S. Kokubun (1971), Vlf emissions during post phase of polar substorm, *Rep. Ionosph. Space Res. Japan*, *25*, 369.
- Hayashi, K., S. Kokubun, a T. Oguti (1968), Polar chorus emissions and worldwide geomagnetic variation, *Rep. Ionosph. Space Res. Japan*, *22*, 149.
- Helliwell, R. A. (1965), *Whistlers and Related Ionospheric Phenomena*, Stanford University Press, Stanford, Calif.
- Helliwell, R. A. (1969), Low-frequency waves in the magnetosphere, *Rev. Geophys.*, *7*, 281.
- Horne, R. B., a R. M. Thorne (1998), Potential waves for relativistic electron scattering and stochastic acceleration during magnetic storms, *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 3011–3014, doi:10.1029/98GL01002.
- Horne, R. B., a R. M. Thorne (2003), Relativistic electron acceleration and precipitation during resonant interactions with whistler-mode chorus, *Geophys. Res. Lett.*, *30*(10), 1527, doi:10.1029/2003GL016973.
- Horne, R. B., S. A. Glauert, a R. M. Thorne (2003a), Resonant diffusion of radiation belt electrons by whistler-mode chorus, *Geophys. Res. Lett.*, *30*, 46–1, doi:10.1029/2003GL016963.
- Horne, R. B., N. P. Meredith, R. M. Thorne, D. Heynderickx, R. H. A. Iles, a R. R. Anderson (2003b), Evolution of energetic electron pitch angle

- distributions during storm time electron acceleration to megaelectronvolt energies, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *108*, 11–1, doi:10.1029/2001JA009165.
- Inan, U. S., M. Platino, T. F. Bell, D. A. Gurnett, a J. S. Pickett (2004), Cluster measurements of rapidly moving sources of ELF/VLF chorus, *J. Geophys. Res.*, *109*, 5214–+.
- Kokubun, S., K. Hayashi, T. Oguti, K. Tsuruda, S. Machida, T. Kitamura, O. Saka, a T. Watanabe (1981), Correlations between very low frequency chorus bursts and impulsive magnetic variations at $l = 4.5$, *Canadian Journal of Physics*, *59*, 1034–1041.
- Lefeuvre, F., M. Parrot, a C. Delannoy (1981), Wave distribution functions estimation of VLF electromagnetic waves observed onboard Geos 1, *J. Geophys. Res.*, *86*, 2359–2375.
- McPherron, R. L., C. T. Russel, a P. J. Coleman, Jr. (1972), Fluctuating magnetic fields in the magnetosphere, 2, ULF waves, *Space Sci. Rev.*, *13*, 411–454.
- Means, J. D. (1972), Use of the three-dimensional covariance matrix in analyzing the polarization properties of plane waves, *J. Geophys. Res.*, *77*, 5551–5559.
- Meredith, N. P., R. B. Horne, a R. R. Anderson (2001), Substorm dependence of chorus amplitudes: Implications for the acceleration of electrons to relativistic energies, *J. Geophys. Res.*, *106*(A7), 13,165–13,178.
- Meredith, N. P., R. B. Horne, R. H. A. Iles, R. M. Thorne, D. Heynderickx, a R. R. Anderson (2002a), Outer zone relativistic electron acceleration associated with substorm-enhanced whistler mode chorus, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *107*, 29–1, doi:10.1029/2001JA900146.
- Meredith, N. P., R. B. Horne, D. Summers, R. M. Thorne, R. H. A. Iles, D. Heynderickx, a R. R. Anderson (2002b), Evidence for acceleration of

- outer zone electrons to relativistic energies by whistler mode chorus, *Annales Geophysicae*, *20*, 967–979.
- Meredith, N. P., M. Cain, R. B. Horne, R. M. Thorne, D. Summers, a R. R. Anderson (2003), Evidence for chorus-driven electron acceleration to relativistic energies from a survey of geomagnetically disturbed periods, *J. Geophys. Res.*, *108*(A6), 1248, doi:10.1029/2002JA009764.
- Meredith, N. P., R. B. Horne, R. M. Thorne, a R. R. Anderson (2003), Favored regions for chorus-driven electron acceleration to relativistic energies in the Earth's outer radiation belt, *Geophys. Res. Lett.*, *30*, 7–1.
- Muto, H., M. Hayakawa, M. Parrot, a F. Lefeuvre (1987), Direction finding of half-gyrofrequency VLF emissions in the off-equatorial region of the magnetosphere and their generation and propagation, *J. Geophys. Res.*, *92*, 7538–7550.
- Oliver, M., a D. Gurnett (1968), Microburst phenomena. 3. an association between microbursts and vlf chorus, *J. Geophys. Res.*, *73*, 2355.
- Ondoh, T., Y. Nakamura, S. Watanabe, a T. Murakami (1982), Latitudinal variation of chorus frequency observed in the topside ionosphere, *J. Radio. Res. Labs.*, *29*, 1.
- Park, C. G., G. K. Parks, a C. S. Lin (1981), A ground-satellite study of wave-particle correlations.
- Parrot, M., O. Santolík, D. Gurnett, J. Pickett, a N. Cornilleau-Wehrin (2004), Characteristics of magnetospherically reflected chorus waves observed by Cluster, *Ann. Geophys.*, *22*, 2597–2606.
- Pope, J. H. (1963), A high-latitude investigation of the natural very-low-frequency electromagnetic radiation known as chorus, *J. Geophys. Res.*, *68*, 83–+.
- Rosenberg, R., T. J. and Helliwell, a J. Katsufakis (1971), Electron precipitation associated with discrete very-low frequency emissions, *J. Geophys. Res.*, *76*, 8445.

- Rosenberg, T. J., J. C. Siren, D. Matthews, K. Marthinses, J. Holtet, A. Ege-land, D. Carpenter, a R. A. Helliwell (1981), Conjugacy of electron microbursts and vlf chorus, *J. Geophys. Res.*, *86*, 5819.
- Saikia, B., K. Goswami, a S. Bujarburua (1990), Theory of chorus related electrostatic bursts at jupiter, *Planet. Space Sci.*, *39*, 721.
- Samson, J. C. (1973), Descriptions of the polarization states of vector processes: Applications to ulf magnetic fields, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, *34*, 403–419.
- Samson, J. C., a J. V. Olson (1980), Some comments on the descriptions of the polarisation states of waves,, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, *61*, 115–129.
- Santolík, O., D. A. Gurnett, J. S. Pickett, M. Parrot, a N. Cornilleau-Wehrlin (2003a), Spatio-temporal structure of storm-time chorus, *J. Geophys. Res.*, *108*(A7), 1278, doi:10.1029/2002JA009791.
- Santolík, O., M. Parrot, a F. Lefeuvre (2003b), Singular value decomposition methods for wave propagation analysis, *Radio. Sci.*, *38*(1), 1010, doi:10.1029/2000RS002523.
- Santolík, O., D. A. Gurnett, a J. S. Pickett (2004a), Multipoint investigation of the source region of storm-time chorus, *Ann. Geophys.*, *22*, 2555–2563.
- Santolík, O., D. A. Gurnett, J. S. Pickett, M. Parrot, a N. Cornilleau-Wehrlin (2004b), A microscopic and nanoscopic view of storm-time chorus on 31 March 2001, *Geophys. Res. Lett.*, *31*(2), L02801, doi: 10.1029/2003GL018757.
- Santolík, O., D. A. Gurnett, J. S. Pickett, M. Parrot, a N. Cornilleau-Wehrlin (2005), Central position of the source region of storm-time chorus, *Planet. Space Sci.*, *53*, 299–305.
- Santolík, O., D. A. Gurnett, J. Pickett, a N. Cornilleau-Wehrlin (2006a), Five years of investigation of whistler-mode chorus using the measurements of the cluster spacefleet, *Proceedings Cluster and Double Star Symposium*.

- Santolik, O., F. Nemeč, M. Parrot, D. Lagoutte, a L. Madrias (2006b), Analysis methods for multi-component wave measurements on board the demeter spacecraft, *Planet. Space Sci.*, *54*, in press.
- Sazhin, S. S., a M. Hayakawa (1992), Magnetospheric chorus emissions: A review, *Planet. Space Sci.*, *40*, 681–697.
- Storey, L. R. O. (1999), The measurement of wave distribution functions, in *Modern Radio Science 1999*, edited by M. A. Stuchly, pp. 249–271, Oxford University Press, Oxford.
- Storey, L. R. O., a F. Lefeuvre (1974), Theory for the interpretation of measurements of a random electromagnetic wave field in space, in *Space Research XIV*, edited by M. J. Rycroft a R. D. Reasenber, pp. 381–386, Akademie-Verlag, Berlin.
- Trakhtengerts, V. (1999), A generation mechanism for chorus emission, *Ann. Geophys.*, *17*, 95–100.
- Trakhtengerts, V. Y. (1995), Magnetosphere cyklotron maser: Backward wave oscillator generation regime, *J. Geophys. Res.*, *100*, 205–210.
- Trakhtengerts, V. Y., A. G. Demekhov, E. E. Titova, B. V. Kozelov, O. Santolik, D. Gurnett, a M. Parrot (2004), Interpretation of Cluster data on chorus emissions using the backward wave oscillator model, *Phys. Plasmas*, *11*, 1345–1351.
- Tsuruda, K., S. Machida, T. Terasawa, A. Nishida, a K. Maezawa (1982), High spatial attenuation of the siple transmitter signal and natural vlf chorus observed at ground-based chain stations near roberval, quebec, *J. Geophys. Res.*, *87*, 742–750.
- Tsurutani, B. T., a E. J. Smith (1977), Two types of magnetospheric ELF chorus and their substorm dependences, *J. Geophys. Res.*, *82*, 5112–5128.
- Tsurutani, B. T., a E. M. Smith (1974), Postmidnight Chorus: A Sustorm Phenomenon, *J. Geophys. Res.*, *76*, 118–127.