



**MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ
FAKULTA**
Univerzita Karlova

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Bc. Barbora Bezděková

Vybrané vlnové jevy v zemské magnetosféře

Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí diplomové práce: RNDr. František Němec, Ph.D.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Fyzika povrchů a ionizovaných prostředí

Praha 2017

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracovala samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle §60 odst. 1 autorského zákona.

V dne

Podpis autora

Název práce: Vybrané vlnové jevy v zemské magnetosféře

Autor: Bc. Barbora Bezděková

Katedra: Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí diplomové práce: RNDr. František Němec, Ph.D., Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Abstrakt: Ve vnitřní magnetosféře Země hrají významnou roli elektromagnetické vlny, které svými interakcemi s částicemi představují klíčový způsob přenosu energie při absenci srážek. Elektromagnetické vlny pozorované v tomto systému, které se při znázornění ve frekvenčně-časových spektrogramech vyznačují frekvenční modulací intenzity a jsou pozorovány na frekvencích v rozsahu 1–8 kHz, se nazývají magnetosférické čárové záření (magnetospheric line radiation, MLR). Vlny, které naopak vykazují modulaci intenzity v čase, jsou nazývány kvaziperiodické emise (quasiperiodic emissions, QP) a vyskytují se na frekvencích 0,5–4 kHz. Ačkoli byly oba typy událostí opakovaně pozorovány pozemními stanicemi i družicemi s nízkou drahou letu, nebyl u nich zatím plně objasněn způsob jejich vzniku. V letech 2004–2010 byly tyto vlnové události měřeny družicí DEMETER (dráha téměř synchronizovaná se Sluncem, výška přibližně 700 km). Byla provedena systematická studie vlastností pozorovaných událostí, srovnání družicového pozorování s měřeními pozemními přístroji a byly sledovány souvislosti s parametry slunečního větru.

Klíčová slova: DEMETER, vlny v plazmatu, magnetosféra, sluneční vítr

Title: Selected Wave Phenomena in the Earth's Magnetosphere

Author: Bc. Barbora Bezděková

Department: Department of Surface and Plasma Science

Supervisor: RNDr. František Němec, Ph.D., Department of Surface and Plasma Science

Abstract: Electromagnetic waves are crucial for energy transfer in the nearly collisionless plasma of the Earth's inner magnetosphere. The waves in the frequency range 1–8 kHz whose visualisation in the form of frequency-time spectrograms reveals a harmonic frequency modulation of the wave intensity are called magnetospheric line radiation (MLR). Waves characterized by a nearly periodic time modulation of the wave intensity observed at frequencies between about 0.5 and 4 kHz are called quasiperiodic (QP) emissions. Although both types of the events were repeatedly observed by ground-based instruments and low-altitude satellites, their origin remains still unclear. Between 2004 and 2010 these wave events were measured by the DEMETER spacecraft (almost Sun-synchronous orbit, altitude of about 700 km). This thesis presents a systematic study of the properties of the observed events, a comparison of the observations by the spacecraft and ground-based instruments, and an investigation of a relation to solar wind parameters.

Keywords: DEMETER, waves in plasma, magnetosphere, solar wind

Chtěla bych poděkovat vedoucímu mojí diplomové práce RNDr. Františku Němcovi, Ph.D. za vedení mojí práce, pomoc při jejím vypracování a trpělivost při udílení rad. Také bych ráda poděkovala svým rodičům za jejich podporu po celou dobu mého studia.

Obsah

Úvod	3
1 Úvod do fyziky kosmického plazmatu	4
1.1 Definice plazmatu	4
1.2 Kosmické plazma v okolí Země	5
1.2.1 Sluneční vítr a jeho parametry	6
1.2.2 Magnetopauza, magnetosféra	6
1.2.3 Van Allenovy radiační pásy	7
1.2.4 Ionosféra, plazmasféra, plazmapauza	8
1.3 Základní pohyby nabitých částic	8
1.3.1 Pohyb v magnetickém poli	8
1.3.2 $\vec{E} \times \vec{B}$ drift	9
1.3.3 Gradient B drift	10
1.3.4 Obecná externě působící síla	11
1.3.5 Drift zakřivení	11
1.4 Adiabatické invarianty	12
1.4.1 První adiabatický invariant	13
1.4.2 Magnetická zrcadla	13
1.4.3 Ztrátový kužel	14
1.4.4 Druhý adiabatický invariant	15
1.4.5 Třetí adiabatický invariant	16
2 Elektromagnetické vlny v přiblížení studeného plazmatu	17
2.1 Základní vztahy popisující šíření vln	17
2.2 CMA diagram	19
2.3 Hvizdový mód	19
3 Cíle práce	22
4 Zkoumané vlnové jevy	23
4.1 Magnetosférické čárové záření	23
4.1.1 Vlastnosti MLR	24
4.1.2 Nová pozorování MLR událostí	25
4.2 Kvaziperiodické emise	26
4.2.1 Klasifikace kvaziperiodických emisí	26
5 Použitá data	29
5.1 Družice DEMETER	29
5.2 Geofyzikální observatoř Sodankylä	30
5.3 Magnetometry IMAGE a CARISMA	30
5.4 OMNI data	31
6 Získané výsledky	32
6.1 Analýza QP události pozorované dvěma přístroji	32
6.2 Srovnání vlastností magnetosférického čárového záření a kvaziperiodických emisí	41

6.3	Vliv parametrů slunečního větru na formování kvaziperiodických událostí	47
7	Diskuze dosažených výsledků	51
7.1	Faktory ovlivňující povahu QP události pozorované družicí a na Zemi	51
7.2	Statistické vyhodnocení vlastností zkoumaných událostí	53
7.3	Závislost struktury QP událostí na parametrech slunečního větru .	55
	Závěr	57
	Seznam použité literatury	59

Úvod

Plazma ve vnitřní magnetosféře Země (od horních vrstev ionosféry do vzdálenosti přibližně deseti zemských poloměrů na denní straně) je charakteristické tím, že ho lze pokládat prakticky za bezesrážkové. V takovém prostředí dochází k přenosu energie díky vlnově-částicovým interakcím. Vlny se tímto médiem šíří v různých vlnových módech v širokém rozsahu frekvencí.

Jeden z módů, kterým se vlny v plazmatickém okolí Země mohou šířit, je tzv. hvizdový mód, který je charakterizován tím, že frekvence vln tohoto módu je shora omezena minimem elektronové plazmové a elektronové cyklotronové frekvence daného prostředí. Do skupiny vln šířících se v tomto módu patří také vlny vznikající díky bouřkové aktivitě (hvizdy).

V oblasti extrémně až velmi nízkých frekvencí (3 Hz–30 kHz) se ve hvizdovém módu šíří také vlnové jevy zvané magnetosférické čárové záření a kvaziperiodické emise. Ačkoli jsou oba typy vln známy už poměrně dlouhou dobu a jsou od té doby intenzivně zkoumány (vědecké publikace o těchto jevech vycházejí od druhé poloviny 60. let minulého století), nebyl zatím zcela objasněn původ jejich vzniku. Na zkoumání uvedeného typu vln je zaměřena i tato práce.

Oba typy událostí byly pozorovány pozemními stanicemi i družicemi. Magnetosférické čárové záření i kvaziperiodické emise byly nalezeny také v datech družice DEMETER, což byla francouzská družice s nízkou drahou letu (≈ 700 km) měřící mezi lety 2004 a 2010. Za celou dobu měření (6,5 roku) tato družice zaznamenala celkem 1230 událostí typu magnetosférické čárové záření a 2264 kvaziperiodických emisí. V obou případech se pravděpodobně jedná o dosud největší družicový soubor těchto událostí. Velký počet identifikovaných událostí a poměrně dlouhá doba měření družice DEMETER umožnily provést statistickou studii vlastností zkoumaných událostí.

Dále bylo při řešení této práce provedeno systematické srovnání kvaziperiodické emise měřené dvěma přístroji současně (družicí DEMETER a pozemní stanicí Kannuslehto ve Finsku), což umožnilo zkoumat její strukturu v závislosti na poloze měřícího přístroje a s tím související vlastnosti (např. časové zpoždění).

Protože celý systém, ve kterém jsou zkoumané vlnové jevy pozorovány, značně ovlivňují vlastnosti slunečního větru, byla rovněž analyzována povaha pozorovaných emisí v závislosti na parametrech slunečního větru.

Práce byla koncipována tak, aby výsledky, kterých se při jejím řešení dosáhne, pomohly k lepšímu pochopení vlastností zkoumaných událostí a k objasnění, jak se tyto události šíří prostorem a jaké faktory (je) potenciálně mohou ovlivňovat.

Kapitola 1 popisuje fyzikální strukturu systému, ve kterém se zkoumané vlnové jevy šíří, a obsahuje popis pohybů částic, ke kterým v tomto prostředí může docházet. V kapitole 2 je uveden teoretický popis šíření elektromagnetických vln v přiblížení studeného plazmatu. Kapitola 3 představuje hlavní cíle práce. Podrobný popis dosud zjištěných vlastností zkoumaných vlnových jevů shrnuje kapitola 4. Popis družice DEMETER a dalších měřících přístrojů, které byly při zpracování této práce použity, je v kapitole 5. Získané výsledky obsahuje kapitola 6 a jejich následná diskuze je v kapitole 7. Shrnutí nejdůležitějších výsledků práce je uvedeno v Závěru.

1. Úvod do fyziky kosmického plazmatu

1.1 Definice plazmatu

V posledních letech je studium fyziky plazmatu jedním z předních fyzikálních oborů. Ukazuje se totiž, že plazma (jako příklad bývá ne zcela přesně uváděn plamen ohně nebo blesk) tvoří více než 99% známé hmoty ve vesmíru a znalost jeho vlastností se tak postupně stává zcela zásadní.

Plazma je běžně definováno jako *plyn nabitých a neutrálních částic, které vykazují kolektivní chování*. Předpokládá se, že ve zvoleném elementu objemu je počet kladně a záporně nabitých částic přibližně stejný, což má za následek, že se tento systém jeví elektricky neutrální („kvazineutrální“). Daný element objemu musí být dost velký na to, aby obsahoval dostatečné množství částic, nicméně nesmí přesáhnout škály, na kterých se mění makroskopické veličiny systému, jako je hustota nebo teplota. Proto se zavádí tzv. Debyeova délka λ_D charakterizující vzdálenost, na které je již dosažena rovnováha mezi termální energií částic (snažící se narušit elektrickou neutralitu) a elektrostatickou potenciální energií (neutralitu systému udržující).

Za předpokladu, že je teplota elektronů a iontů srovnatelná ($T_e \simeq T_i$) a platí $n_e \simeq n_i$, je Debyeova délka definována jako

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2}, \quad (1.1)$$

kde ϵ_0 značí permitivitu vakua, k_B Boltzmannovu konstantu, e elektronový náboj.

Zachování podmínky kvazineutrality plazmatu je zaručeno, pokud při velikosti systému L platí

$$\lambda_D \ll L. \quad (1.2)$$

Pokud tato podmínka není splněna, neumožňuje velikost systému kolektivní chování částic a odpovídající stínění náboje a jedná se pouze o ionizovaný plyn. Podmínka 1.2 se nazývá první plazmatická podmínka.

Aby ke stínění náboje (kolektivnímu chování částic) uvnitř tzv. Debyeho sféry, jejíž poloměr je roven λ_D , mohlo docházet, musí tato sféra obsahovat dostatečný počet částic. Počet částic nacházejících se uvnitř Debyeho sféry je $\frac{4\pi}{3} n_e \lambda_D^3$. Člen $n_e \lambda_D^3$ se obvykle nazývá plazmatický parametr a značí se Λ . Pomocí tohoto parametru lze druhou plazmatickou podmínku formulovat jako

$$\Lambda = n_e \lambda_D^3 \gg 1. \quad (1.3)$$

Oscilace plazmatu je charakterizována elektronovou plazmovou frekvencí ω_{pe} . Tato frekvence udává chování plazmatu jako celku, protože v případě narušení kvazineutrality plazmatu nějakou vnější silou jsou to právě elektrony (značně pohyblivější než těžké ionty), které svým pohybem umožňují opětovné ustálení neutrality systému. Vzhledem ke své setrvačnosti elektrony kmitají kolem rovnovážné polohy, čímž vznikají kolektivní oscilace elektronů kolem hmotnějších iontů.

Označíme-li hmotnost elektronů m_e , můžeme elektronovou plazmovou frekvenci definovat jako

$$\omega_{pe} = \left(\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2}. \quad (1.4)$$

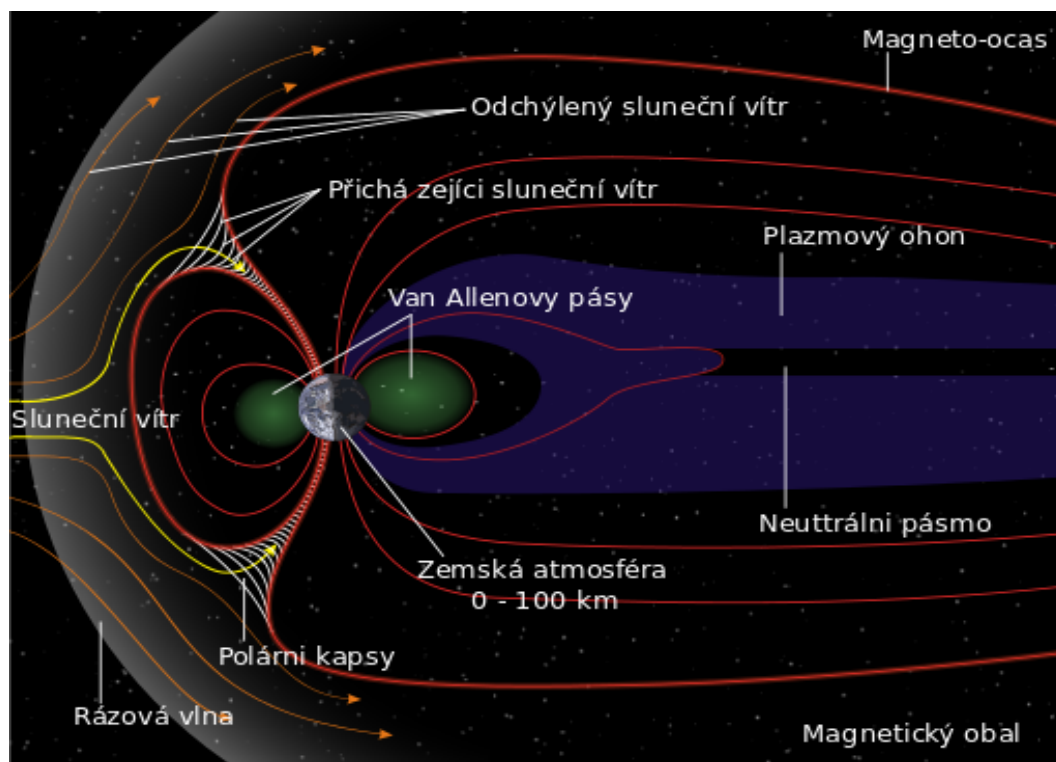
V některých případech není ovšem plazma zcela ionizované, proto kromě srážek elektronů s ionty dochází také ke srážkám s neutrálními částicemi. Pokud k těmto srážkám dochází často, jsou kolektivní oscilace systému narušeny a plyn tak přestane být plazmatem. Pro zachování plazmatické povahy systému musí být průměrná doba mezi srážkami elektron-neutrál (značí se τ_n) větší než perioda odpovídající plazmové frekvenci, tedy musí platit

$$\omega_{pe} \tau_n \gg 1. \quad (1.5)$$

Tato podmínka je třetí plazmatickou podmínkou.

1.2 Kosmické plazma v okolí Země

Plazma převládá nejen ve vzdáleném vesmíru, ale také v nejbližším kosmickém okolí Země. Veškerou hmotu ve výšce od 100 km nad Zemí (ionosféra) je typicky možné považovat za plazma. V okolí Země nicméně existuje několik oblastí plazmatu, které se značně liší svými vlastnostmi (např. hustota, teplota). Schéma těchto oblastí je znázorněno na obr. 1.1.



Obrázek 1.1: Topografie geofyzikálního plazmatu (Wikimedia, 2007).

1.2.1 Sluneční vítr a jeho parametry

V důsledku výronu hmoty ze sluneční koróny produkuje Slunce značné množství vysoce vodivého plazmatu, které se šíří nadzvukovou rychlostí (u Země dosahuje typicky přibližně $450 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$) do meziplanetárního prostoru. Takové plazma se nazývá sluneční vítr (*solar wind*) a podle svých vlastností se dělí na rychlý a pomalý.

Sluneční vítr je složený převážně z elektronů a protonů, v řádu několika procent je zastoupeno také hélium. Vzhledem k vysoké vodivosti plazmatu je přítomné magnetické pole zamrzlé a nesené spolu se slunečním větrem.

Sluneční vítr se běžně charakterizuje takovými vlastnostmi jako je hustota protonů n_p , elektronů n_e , unášivá rychlost v_b , teplota protonů a elektronů T_p a T_e a velikost přítomného magnetického pole B_{IMF} . Tyto veličiny se nazývají parametry slunečního větru.

V okolí Země obvykle dosahují tyto parametry hodnot

$$n_p \approx 6,6 \text{ cm}^{-3} \quad n_e \approx 7,1 \text{ cm}^{-3} \quad v_b \approx 450 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$$

$$T_p \approx 1,2 \cdot 10^5 \text{ K} \quad T_e \approx 1,4 \cdot 10^5 \text{ K} \quad B_{IMF} \approx 7 \text{ nT}$$

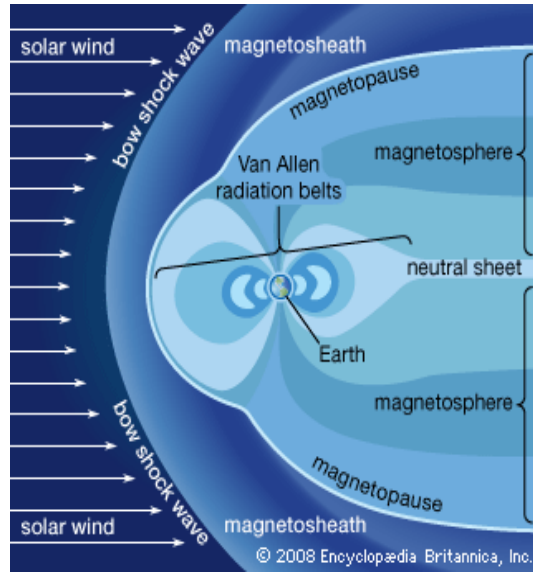
Když sluneční vítr dorazí k zemskému magnetickému poli, neprojde skrz, ale je zpomalen a odkloněn. Protože se sluneční vítr šíří nadzvukovou rychlostí, dojde při jeho interakci s magnetickým polem Země ke vzniku rázové vlny (*bow shock*). V tomto místě je plazma zpomalen a část jeho kinetické energie se změní na tepelnou. Oblast plazmatu, které je podzvukové a termalizované a nachází se za rázovou vlnou, se nazývá magnetický obal (*magnetosheath*). Plazma v magnetickém obalu je hustší a teplejší než plazma tvořící sluneční vítr. Magnetické pole je zde silnější.

1.2.2 Magnetopauza, magnetosféra

Zpomalené plazma slunečního větru v magnetickém obalu nemůže projít do zemského magnetického pole a obtéká ho. To je způsobeno vysokou vodivostí a zamrzlostí magnetického pole, takže není možné, aby částice z meziplanetárního plazmatu pronikly do zemského magnetického pole. Dochází zde ke vzniku dvou odlišných oblastí, jejichž hranice se nazývá magnetopauza (*magnetopause*). V bezprostředním okolí Země leží magnetosféra (*magnetosphere*), viz obr. 1.2. Tlak slunečního větru způsobuje deformaci zemského magnetického pole, takže (především na větších vzdálenostech) přestává platit jeho popis pomocí dipólového přiblížení. Zatímco na denní straně je zemské magnetické pole stlačené, na noční straně je naopak protažené, což vede ke vzniku magneto-ocasů (*magnetotail*), který sahá až za oběžnou dráhu Měsíce.

Plazma v magnetosféře tvoří především elektrony a protony. Jejich zdrojem je sluneční vítr a zemská ionosféra. Kromě toho jsou zde také ionty He^+ a O^+ pocházející z ionosféry, dále je zde možné naměřit ze slunečního větru pocházející He^{++} . Plazma v této oblasti není rovnoměrně rozloženo, ale dělí se na další oblasti lišící se hustotou a teplotou.

V magneto-ocasů je plazma soustředěno především do tenké oblasti (o tloušťce $\approx 10 R_E$) v rovníkové rovině sahající do velkých vzdáleností, do tzv. plazmového ohonu (*plasma sheet*). V blízkosti Země se plazma tohoto původu šíří podél siločáry a na vyšších šířkách sahá až do ionosféry. Elektronová hustota a teplota jsou



Obrázek 1.2: Magnetosféra a magnetopauza v magnetickém poli Země (Encyclopædia Britannica).

v plazmovém ohonu $n_e \approx 0,5 \text{ cm}^{-3}$, $T_e \approx 5 \cdot 10^6 \text{ K}$ a velikost magnetického pole je $B \approx 10 \text{ nT}$.

Vnější část magneto-ocasu (*magnetotail lobe*) tvoří velmi řídké plazma. Typické hodnoty elektronové hustoty, teploty a magnetického pole jsou zde $n_e \approx 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$, $T_e \approx 5 \cdot 10^5 \text{ K}$, $B \approx 30 \text{ nT}$.

V bezprostřední blízkosti magnetopauzy se nachází vrstva plazmatu (*plasma mantle*), kterou významně ovlivňuje magnetický obal. Je charakterizována unášivou rychlostí směrem pryč od Slunce (*tailward*) dosahující velikosti $\approx 100 - 200 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. V oblastech dále od magnetického obalu tato rychlost spolu s hustotou a teplotou postupně klesá. Průměrné hodnoty těchto parametrů jsou $n_e \approx 0,01 - 1 \text{ cm}^{-3}$, $T_e \approx 1,2 \cdot 10^6 \text{ K}$. Stejně jako u všech ostatních oblastí, i velikost této vrstvy je značně dynamická, obecně ovšem platí, že při $B_z < 0$ je širší.

1.2.3 Van Allenovy radiační pásy

Radiační pásy (*radiation belts*) leží na vzdálenostech přibližně $2 - 6 R_E$. V těchto vzdálenostech je ještě s dobrou přesností možné uvažovat magnetické pole jako dipólové. Tvoří je energetické elektrony a ionty, které oscilují podél magnetických siločar mezi severní a jižní polokoulí (jejich pohyby viz sekce 1.4). Přítomné magnetické pole dosahuje velikosti $100 - 1000 \text{ nT}$.

Radiační pásy se dělí na vnitřní a vnější a liší se částicemi, které se v nich obvykle nachází. Zatímco vnitřní radiační pás obsahuje především protony a nízkoenergetické elektrony ($\sim 100 \text{ keV}$), ve vnějším radiačním pásu se nachází především elektrony ($\sim 0,1 - 10 \text{ MeV}$) pocházející z magneto-ocasu. Mezi radiačními pásy vzniká vlivem vlnově-částicových interakcí oblast se sníženým počtem energetických částic (*slot region*).

Celý systém radiačních pásů je velmi dynamický, jejich šířka se obecně může velmi změnit. V roce 2013 byl dokonce pozorován třetí radiační pás (Baker a kol.,

2013), který vznikl rozdělením vnějšího pásu a obsahoval ultrarelativistické částice, které vnější radiační pás opouštěly. Byl pozorován přibližně měsíc.

1.2.4 Ionosféra, plazmasféra, plazmapauza

Sluneční ultrafialové záření může pronikat do zemské atmosféry a způsobovat ionizaci přítomných částic. Ve výškách nad přibližně 80 km tak dochází ke vzniku ionosféry (*ionosphere*). Množství neutrálních částic se s výškou postupně snižuje a od ≈ 500 km již převládají ionizované částice. Elektronová hustota a teplota jsou zde $n_e \approx 10^5 \text{ cm}^{-3}$ a $T_e \approx 10^3 \text{ K}$, velikost magnetického pole dosahuje $\approx 10^4 \text{ nT}$.

Plazmasféra (*plasmosphere*) je toroidálního tvaru a pokrývá část radiačních pásů. Je tvořena studeným (ovšem hustým) plazmatem pocházejícím z ionosféry ($n_e \approx 5 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-3}$, $T_e \approx 5 \cdot 10^3 \text{ K}$), které rotuje spolu se Zemí. V rovníkové rovině sahá plazmasféra až do vzdálenosti $\approx 4 R_E$, kde hustota skokově klesne na $\approx 10 \text{ cm}^{-3}$. Tato hranice plazmasféry se nazývá plazmapauza (*plasmopause*).

Na vysokých šířkách mohou elektrony z plazmového ohonu proniknout (vysypat se) podél magnetické siločáry až do výšek odpovídajících ionosféře. Zde se tyto elektrony mohou srazit s neutrálními částicemi z atmosféry, což vyvolává emisi fotonů, které je poté možné pozorovat jako polární záři.

1.3 Základní pohyby nabitých částic

Plazma se od jiných souborů velkého počtu částic (plyn, kapalina) liší tím, že částice, které obsahuje, jsou elektricky nabité. Vlivem pohybujícího se elektrického náboje dochází k existenci magnetického pole, které spolu s Coulombovými silami ovlivňuje pohyb přítomných částic.

Pohyb (jedné) částice v magnetickém poli Země lze individuálně sledovat pouze v případě, kdy je kolektivní chování částic zanedbatelné a vnější magnetické pole působící na částici je silnější než magnetické pole vznikající vlivem pohybu nabitých částic. Tato situace je velmi specifická a běžně nenastávající, nicméně v magnetickém poli Země hrají tyto pohyby významnou roli při zachycování částic. V následujících odstavcích jsou uvedeny základní mechanismy, jak k této situaci dochází.

1.3.1 Pohyb v magnetickém poli

V případě, že neuvažujeme elektrické pole, hmotnost částice značíme m , její rychlost \vec{v} a náboj opět e , lze její pohyb v homogenním magnetickém poli \vec{B} popsat pohybovou rovnicí ve tvaru

$$m\dot{\vec{v}} = e(\vec{v} \times \vec{B}). \quad (1.6)$$

Na částici v tomto případě působí pouze Lorentzova síla $\vec{F} = e(\vec{v} \times \vec{B})$. Za předpokladu, že je magnetické pole, ve kterém je daná částice uvažována, nenulové pouze ve směru z -tové osy, tedy $\vec{B} = B\vec{e}_z$, budou mít složky pohybové rovnice (1.6) tvar

$$\begin{aligned}
m\dot{v}_x &= eBv_y, \\
m\dot{v}_y &= -eBv_x, \\
m\dot{v}_z &= 0.
\end{aligned}
\tag{1.7}$$

Z uvedených vztahů je patrné, že složka rychlosti rovnoběžná s magnetickým polem (tedy $v_{\parallel} = v_z$) je konstantní. Po derivaci pohybových rovnic (1.7) získáme rovnice

$$\begin{aligned}
\ddot{v}_x &= -\omega_g^2 v_x, \\
\ddot{v}_y &= -\omega_g^2 v_y,
\end{aligned}
\tag{1.8}$$

kde ω_g značí tzv. gyrofrekvenci (nebo také cyklotronovou frekvenci), jejíž znaménko je vždy stejné, jako je znaménko náboje sledované částice. Pro cyklotronovou frekvenci platí vztah

$$\omega_g = \frac{eB}{m}.
\tag{1.9}$$

Po vyřešení rovnic (1.7) dostaneme řešení pohybu částice ve tvaru

$$x - x_0 = r_g \sin(\omega_g t),
\tag{1.10}$$

$$y - y_0 = r_g \cos(\omega_g t).
\tag{1.11}$$

Protože znaménko jednotlivých složek je dáno znaménkem cyklotronové frekvence a to je vždy stejné jako náboj přítomné částice, je znaménko pro x -ovou složku polohového vektoru částice jiné pro elektrony a jiné pro ionty, tj. pohybují se v opačném směru. Veličina r_g (gyropoloměr) je po zavedení konstantní rychlosti v rovině kolmé k \vec{B} ve tvaru $v_{\perp} = (v_x^2 + v_y^2)^{1/2}$ definována jako

$$r_g = \frac{v_{\perp}}{|\omega_g|} = \frac{mv_{\perp}}{|e|B}.
\tag{1.12}$$

Ze získaných rovnic (1.10), (1.11) je patrné, že částice vykonává rotační pohyb kolem magnetické siločáry ve směru daném znaménkem jejího náboje.

1.3.2 $\vec{E} \times \vec{B}$ drift

V případě, že kromě magnetického pole působí na částici i elektrické pole \vec{E} , bude mít pohybová rovnice dané částice tvar

$$m\dot{\vec{v}} = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}).
\tag{1.13}$$

Řešení této rovnice je možné separovat na řešení kolmé a rovnoběžné s vnějším magnetickým polem \vec{B} . Rovnoběžná složka, která se rovná

$$mv_{\parallel} = eE_{\parallel},
\tag{1.14}$$

popisuje přímočaré zrychlení částice podél magnetické siločáry. V případě geofyzikálního plazmatu je ovšem tato složka (složka elektrického pole rovnoběžná

s magnetickým polem) téměř okamžitě rušena elektrony, které jsou podél magnetické siločáry extrémně pohyblivé.

Za předpokladu, že je kolmá složka elektrického pole rovnoběžná s osou x , tedy $\vec{E}_\perp = E_x \vec{e}_x$, je kolmá část řešení rovnice (1.13) rovna

$$\begin{aligned}\dot{v}_x &= \omega_g v_y + \frac{e}{m} E_x, \\ \dot{v}_y &= -\omega_g v_x.\end{aligned}\tag{1.15}$$

Po derivaci budou mít rovnice (1.15) tvar

$$\begin{aligned}\ddot{v}_x &= -\omega_g^2 v_x, \\ \ddot{v}_y &= -\omega_g^2 \left(v_y + \frac{E_x}{B} \right).\end{aligned}\tag{1.16}$$

Po zavedení substituce $v'_y = v_y + \frac{E_x}{B}$ dostanou rovnice (1.16) tvar formálně shodný s rovnicemi (1.8). Z toho je patrné, že pohyb částice je opět popsán rovnicemi odpovídajícími gyračnímu pohybu, v tomto případě je ovšem tento pohyb superponován na drift o rychlosti $-\frac{E_x}{B}$ ve směru y . Driftu v tomto řídicím směru se obvykle říká $\vec{E} \times \vec{B}$ drift a zapisuje se jako

$$\vec{v}_E = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}.\tag{1.17}$$

Protože je výraz $\vec{E} \times \vec{B}$ nezávislý na znaménku náboje zkoumané částice, pohybují se ionty i elektrony stejným směrem. Ionty jsou urychlovány ve směru elektrického pole, jejich rotační poloměr roste. Ve druhé polovině jejich orbitu jsou ovšem postupně zpomalovány a jejich gyrační poloměr klesá. Různé gyrační poloměry způsobují postupný posun iontů ve směru $\vec{E} \times \vec{B}$ driftu. Elektrony jsou urychlovány proti směru elektrického pole a naopak zpomalovány v jeho směru. Ačkoli je směr jejich gyrace opačný, směr výsledného driftu zůstává stejný jako u iontů.

1.3.3 Gradient B drift

V předchozích případech bylo uvažované magnetické pole homogenní. V reálných případech ale tento předpoklad často neplatí. Nehomogenita magnetických siločar vede k magnetickému driftu nabitých částic. V případě, že magnetické pole bude nehomogenní, bude se s pohybem částice v takovém poli měnit také gyropoloměr částice (poloměr bude větší v místech se slabším magnetickým polem). Směr výsledného pohybu částic se bude pro ionty a pro elektrony lišit, ale v obou případech bude kolmý k \vec{B} i k ∇B .

Za předpokladu, že je škála charakterizující gradient magnetického pole mnohem větší než gyrační poloměr částic, lze vektor magnetického pole rozvinout do Taylorovy řady. Pokud je \vec{B}_0 vektor magnetického pole v místě středu Taylorovy řady a \vec{r} je polohový vektor vztažený k tomuto středu, lze uvažované magnetické pole zapsat jako

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + (\vec{r} \cdot \nabla) \vec{B}_0.\tag{1.18}$$

Po dosazení takto vyjádřeného magnetického pole do (1.6) bude mít pohybová rovnice tvar

$$m\dot{\vec{v}} = e(\vec{v} \times \vec{B}_0) + e[\vec{v} \times (\vec{r} \cdot \nabla) \vec{B}_0]. \quad (1.19)$$

Po rozseparování rychlosti na gyrační a driftovou složku lze určit, že rychlost driftu částice v tomto typu pole je

$$\vec{v}_G = \frac{mv_{\perp}^2}{2eB^3} (\vec{B} \times \nabla B) \quad (1.20)$$

a je tedy kolmá jak k magnetickému poli, tak i k jeho gradientu. Z rovnice (1.20) je také patrné, že elektrony a ionty driftují v opačném směru a že je tento drift úměrný kolmé složce jejich energie $w_{\perp} = \frac{1}{2}mv_{\perp}^2$. Energetičtější částice se pohybují rychleji, mají větší gyrační poloměr a jsou více ovlivněny nehomogenitou pole.

1.3.4 Obecná externě působící síla

Pokud je elektrické pole \vec{E} v rovnici (1.13) nahrazeno obecnou silou $\frac{\vec{F}}{e}$, získá pohybová rovnice obecnější tvar, který je platný pro jakoukoli sílu působící na nabitou částici v magnetickém poli.

Vyřešením pohybových rovnic

$$m\dot{\vec{v}} = e \left(\frac{\vec{F}}{e} + \vec{v} \times \vec{B} \right) \quad (1.21)$$

dostaneme vztah pro rychlost driftu částic ve tvaru

$$\vec{v}_F = \frac{1}{e} \frac{\vec{F} \times \vec{B}}{B^2}. \quad (1.22)$$

Tato rovnice ukazuje, že pokud na částici působí externí obecná síla, je směr driftu generovaný touto silou závislý na znaménku náboje částice a tedy elektrony a ionty driftují opačným směrem a generují elektrický proud.

1.3.5 Drift zakřivení

Zakřivenost magnetických siločar a nehomogenita magnetického pole kromě výše uvedeného gradient B driftu (viz 1.3.3) způsobuje také *drift zakřivení*.

Na částice tak působí odstředivá síla

$$\vec{F}_C = mv_{\parallel}^2 \frac{\vec{R}_C}{R_C^2} \quad (1.23)$$

daná rovnoběžnou složkou jejich rychlosti v_{\parallel} a poloměrem zakřivení \vec{R}_C . Dosažením (1.23) do vztahu pro obecnou driftovou rychlost (1.22) získáme rychlost danou působením této síly ve tvaru

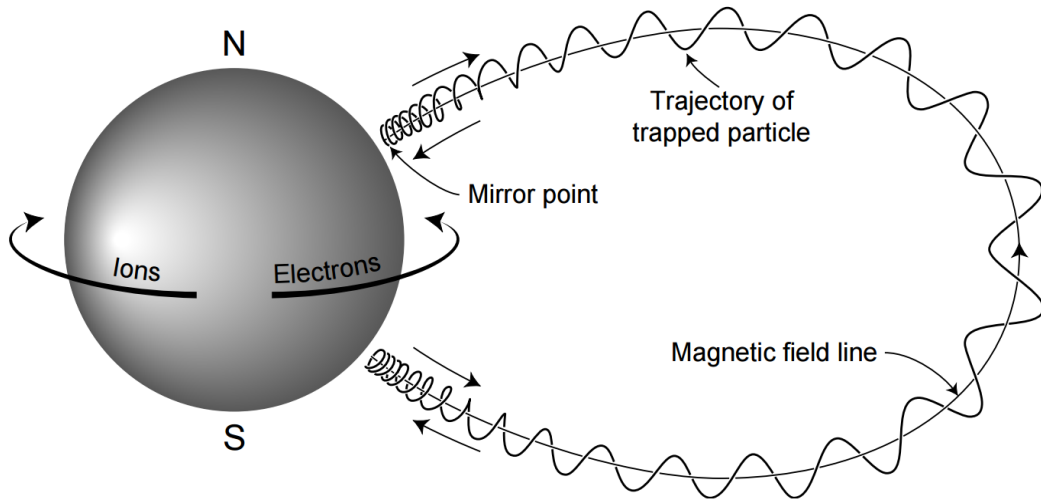
$$\vec{v}_C = \frac{mv_{\parallel}^2}{e} \frac{\vec{R}_C \times \vec{B}}{R_C^2 B^2}. \quad (1.24)$$

Drift zakřivení je úměrný rovnoběžné složce energie částice $w_{\parallel} = \frac{1}{2}mv_{\parallel}^2$ a je kolmý na přítomné magnetické pole i jeho zakřivení a vytváří příčný elektrický proud, jelikož drift iontů má opačné znaménko oproti driftu elektronů. Právě tento drift spolu s ∇B driftem vytváří magnetosférický kruhový proud (*ring current*), který na vzdálenostech několika zemských poloměrů nese kladně i záporně nabitě částice, které svým pohybem kolem Země významně ovlivňují vnitřní magnetosféru.

1.4 Adiabatické invarianty

Při popisu pohybů nabitých částic v magnetickém poli se vyskytují veličiny, které jsou pro danou částici charakteristickými konstantami. Takové veličiny se nazývají *adiabatické invarianty*.

Každý z adiabatických invariantů je svázán s nějakým charakteristickým pohybem částice v magnetickém poli. Magnetický moment μ souvisí s gyrační částice kolem magnetické siločáry, longitudinální (podélný) invariant J s pohybem podél magnetické siločáry (v severojižním směru) a driftový invariant Φ s driftovým pohybem východozápadním směrem. Pohyb částic v zemském magnetickém poli odpovídající jednotlivým invariantům demonstruje obr. 1.3.



Obrázek 1.3: Pohyby částice v magnetosféře Země spjaté s adiabatickými invarianty (Baumjohann a Treumann, 1997).

Pokud je frekvence částice spjatá s libovolným z těchto invariantů mnohem větší než frekvence popisující změnu parametrů prostředí, bude akční integrál

$$J_i = \oint p_i dq_i \quad (1.25)$$

integrálem pohybu charakterizujícím daný adiabatický invariant. Veličiny (p_i, q_i) jsou dané Hamiltonovskou mechanikou a značí kanonickou polohu a hybnost.

1.4.1 První adiabatický invariant

Magnetický moment částice μ , který je definován jako

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} = \frac{w_{\perp}}{B}, \quad (1.26)$$

se zachovává i při přechodu částice z oblastí silnějšího do oblastí slabšího magnetického pole a odpovídá 1. adiabatickému invariantu, který popisuje cyklotronový pohyb kolem magnetické siločáry.

Zachování magnetického momentu lze dokázat zderivováním zákona zachování energie $w = w_{\perp} + w_{\parallel}$. S použitím vztahu (1.26) bude pro kolmou složku energie platit

$$\frac{dw_{\perp}}{dt} = \mu \frac{dB}{dt} + B \frac{d\mu}{dt}. \quad (1.27)$$

Protože rovnoběžnou složku energie částice popisuje rovnoběžná složka síly gradientu magnetického pole ($F = -\mu \nabla B$), vypadá vztah pro její derivaci jako

$$\frac{dw_{\parallel}}{dt} = -\mu \frac{dB}{dt}. \quad (1.28)$$

Dosazením vztahů (1.27) a (1.28) do zákona zachování dostaneme

$$\frac{dw_{\perp}}{dt} + \frac{dw_{\parallel}}{dt} = B \frac{d\mu}{dt}, \quad (1.29)$$

což přímo vede k závěru, že magnetický moment μ je invariant pohybu částice. Magnetický moment se nemění vlivem pomalých změn cyklotronové frekvence nebo gyropoloměru částice, k jejichž změnám dochází při průchodu částice nehomogenním magnetickým polem. Změna intenzity tohoto pole sice změní povahu driftu, kterým se částice pohybuje, nicméně magnetický moment zůstane zachován.

1.4.2 Magnetická zrcadla

Vyjádří-li se kolmá složka rychlosti částice v_{\perp} jako $v \sin \alpha$, kde α je tzv. pitch úhel definovaný jako

$$\alpha = \arctan \left(\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \right), \quad (1.30)$$

a toto vyjádření se dosadí do vztahu (1.26), lze magnetický moment částice popsat rovnicí

$$\mu = \frac{mv^2 \sin^2 \alpha}{2B} = \frac{w_{\perp}}{B}. \quad (1.31)$$

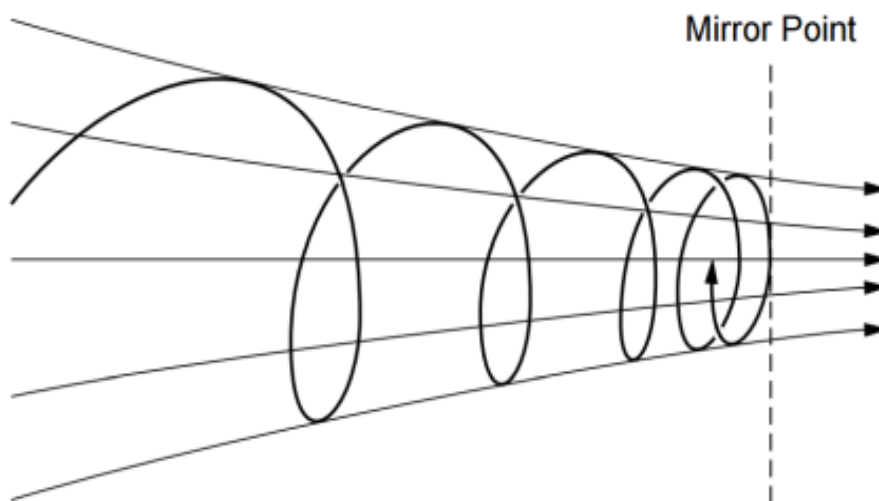
Protože magnetický moment je v uvažovaných časových škálách invariant a celková energie částice je integrál pohybu, při poklesu a nárůstu velikosti magnetického pole ve směru driftu částice se bude měnit pouze pitch úhel, tj. vzájemný poměr kolmé a rovnoběžné složky rychlosti částice. Ze vztahu (1.31) je patrné,

že pitch úhel částice se bude měnit v závislosti na velikosti magnetického pole v daném bodě podle vztahu

$$\frac{\sin^2 \alpha_2}{\sin^2 \alpha_1} = \frac{B_2}{B_1}. \quad (1.32)$$

Pokud je tedy známa hodnota pitch úhlu v jednom bodě, je při známém průběhu magnetického pole možné určit jeho velikost v libovolném bodě systému.

V geometrii se sbíhavým magnetickým polem (jakou ukazuje např. obr. 1.4) roste pitch úhel částice spolu s magnetickým polem, což vede ke zvýšení velikosti kolmé složky energie částice a tudíž ke snížení velikosti její rovnoběžné složky. Pitch úhel poroste, dokud jeho hodnota nedosáhne $\alpha = 90^\circ$. Magnetické pole má v tomto bodě velikost B_m . V tomto (zrcadlovém) bodě je veškerá energie částice dána její kolmou složkou w_\perp a částice nemůže ve směru magnetického pole proniknout dál, tudíž je odražena zpět v opačném směru proti svému původnímu pohybu.



Obrázek 1.4: Trajektorie částice a její odraz ve sbíhavém magnetickém poli (Baumjohann a Treumann, 1997).

Pokud je geometrie sbíhavého magnetického pole symetrická, uprostřed je magnetické pole nejslabší a po obou stranách postupně narůstá (obdobně jako u dipólového pole), částice se odráží od obou zrcadlových bodů a stává se zachycenou. V tomto případě je možné pitch úhel částice v libovolném bodě určit ze vztahu

$$\sin \alpha = \left(\frac{B}{B_m} \right)^{1/2}, \quad (1.33)$$

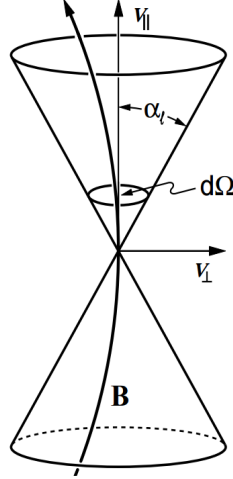
tedy pomocí poměru velikosti magnetického pole ve zvoleném a zrcadlovém bodě.

1.4.3 Ztrátový kužel

I když zůstává první adiabatický invariant zachován, nemusí to vždy znamenat, že všechny přítomné částice budou skutečně magnetickým polem zachyceny.

Jestliže zrcadlový bod leží velmi nízko u povrchu Země, částice se při průchodu atmosférou srazí s neutrální částicí a bude atmosférou absorbována. K těmto jevům dochází, pokud je zrcadlový bod ve výškách do 100 km nad Zemí.

Všechny částice, jejichž pitch úhel je menší než definovaný kritický pitch úhel α_ℓ , budou absorbovány. Protože na opačné polokouli budou absorbovány částice, pro jejichž pitch úhel platí $\alpha > 180^\circ - \alpha_\ell$, vytvoří vysypané částice dvojitý ztrátový kužel (viz obr. 1.5).



Obrázek 1.5: Ztrátový kužel (Baumjohann a Treumann, 1997).

Hodnota kritického pitch úhlu je pouze funkcí vzdálenosti magnetické siločáry (parametru L), nezávisí na náboji, hmotnosti ani na energii částice. Ztrátový kužel je pro větší vzdálenosti od Země velmi malý, např. ztrátový kužel geostacionárního orbitu ($\sim 6,6 R_E$) je široký zhruba 3° .

1.4.4 Druhý adiabatický invariant

Pokud má uvažované magnetické pole sbíhavou zrcadlovou symetrii (podobně jako dipólové pole), lze v této konfiguraci popisovat 2. adiabatický invariant daný longitudinálním (podélným) invariantem J , který je definován jako

$$J = \oint mv_{\parallel} ds, \quad (1.34)$$

kde m značí hmotnost uvažované částice, v_{\parallel} je rovnoběžná složka rychlosti částice a ds je element trajektorie částice. Integruje se vzdálenost, kterou částice urazí přes celou oscilační periodu danou frekvencí (tzv. bounce frequency) ω_b , tedy vzdálenost mezi dvěma zrcadlovými body. Pokud dochází ke změnám elektromagnetického pole na frekvencích menších než je ω_b , velikost invariantu J neovlivní z toho plynoucí změny v trajektorii částice a polohách zrcadlových bodů.

Nejvíce sledovaným pohybem částic v magnetickém poli Země je jejich zachycení a následný kmitavý pohyb mezi dvěma zrcadlovými body. Výsledný pohyb zachycené částice je dán jejím pitch úhlem. Dobu τ_b , za kterou částice projde z rovníkové roviny do jednoho zrcadlového bodu, odrazí se, projde k opačnému zrcadlovému bodu a zase zpět do rovníkové roviny, lze určit jako

$$\tau_b = 4 \int_0^{\lambda_m} \frac{ds}{v_{\parallel}} = 4 \int_0^{\lambda_m} \frac{ds}{d\lambda} \frac{d\lambda}{v_{\parallel}}, \quad (1.35)$$

kde λ_m je magnetická šířka zrcadlového bodu částice, λ značí magnetickou šířku. Po několika úpravách lze pomocí energie částice w , parametru L (vzdálenost magnetické siločáry v zemských poloměrech v rovníkové rovině), zemského poloměru R_E , rovníkového pitch úhlu α_{eq} (velikost pitch úhlu v místě nejslabšího magnetického pole na siločáře) a hmotnosti částice m dobu τ_b přibližně stanovit jako

$$\tau_b \approx \frac{LR_E}{(w/m)^{1/2}} (3,7 - 1,6 \sin \alpha_{eq}). \quad (1.36)$$

Z uvedeného vztahu je patrné, že τ_b závisí pouze slabě na pitch úhlu (částice s menším pitch úhlem mají podél siločáry větší rychlost, ale jejich zrcadlové body jsou vzdálenější), je delší pro větší L (delší magnetické siločáry) a kratší pro částice s vysokými energiemi.

Elektrony, které jsou lehké, dosahují period τ_b v řádu sekund, pro těžší protony je velikost τ_b několik minut. V obou případech ovšem musí být τ_b výrazně kratší než jsou jakékoliv fluktuační periody magnetického pole. Pokud by tato podmínka nebyla splněna, nebyl by integrál (1.34) adiabatickým invariantem. Pro elektrony o energiích několik keV uvedený předpoklad obvykle platí, ovšem pro ionty v tomto řádu energií může být porušen (např. geomagnetické pulzace mají periody srovnatelné s periodami iontů).

1.4.5 Třetí adiabatický invariant

Třetí adiabatický invariant (driftový) Φ lze ztotožnit s magnetickým tokem zachovávajícím se kolem orbitu částice zachycené v osově symetrickém magnetickém poli vytvářejícím magnetická zrcadla. Magnetický tok se zachovává, pokud částice vykonává driftový pohyb po uzavřené křivce kolem osy magnetického pole. Driftový invariant se definuje pomocí kolmé složky driftové rychlosti v_d a azimutálního úhlu ψ jako

$$\Phi = \oint v_d r d\psi. \quad (1.37)$$

Integrace se uvažuje přes celou driftovou trajektorii částice.

Za předpokladu, že je frekvence charakterizující změny v elektromagnetickém poli výrazně menší než driftová frekvence částice ($\omega \ll \omega_d$), je Φ skutečně invariantem a v osově symetrickém magnetickém poli v podstatě přímo odpovídá magnetickému toku v uzavřeném orbitu částice podle vztahu

$$\Phi = \frac{2\pi m}{e^2} M = konst. \quad (1.38)$$

M značí magnetický moment osově symetrického pole.

2. Elektromagnetické vlny v přiblížení studeného plazmatu

2.1 Základní vztahy popisující šíření vln

Popis šíření elektromagnetických vln ve studeném plazmatu (tj. $T_e = T_i = 0$) (viz např. Stix (1992)) platí, pokud je prostředí, ve kterém se vlny šíří, natolik homogenní, že se na vzdálenosti vlnové délky vlny nemění a popisovaná vlna je lineární, harmonická a rovinná. Za těchto předpokladů je možné veličiny charakterizující vlnu popsat obecně jako

$$\vec{Z}(\vec{r}, t) = \hat{Z}_0 \exp[i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})], \quad (2.1)$$

kde \hat{Z}_0 je (obecně) komplexní amplituda veličiny \vec{Z} , \vec{k} vlnový vektor a ω úhlová frekvence vlny.

Pro popisovanou šířící se vlnu platí Maxwellovy rovnice

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.4)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \left[\vec{J} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right] \quad (2.5)$$

kde \vec{E} značí intenzitu elektrického pole, \vec{B} indukci magnetického pole, \vec{J} hustotu elektrického proudu, ρ prostorovou nábojovou hustotu, ϵ_0 , μ_0 je permitivita a permeabilita vakua.

Provedením operace rotace na vztah (2.3) (tzv. Faradayův zákon), dosazením ze vztahu (2.5) za $\nabla \times \vec{B}$ a užitím identity $\frac{1}{\epsilon_0 \mu_0} = c^2$ dostane rovnice tvar

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = 0. \quad (2.6)$$

Tato rovnice je nazývána vlnová rovnice.

Dielektrický tenzor $\overset{\leftrightarrow}{\epsilon}$ je definován jako

$$\overset{\leftrightarrow}{\epsilon} = \overset{\leftrightarrow}{I} + \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \overset{\leftrightarrow}{\sigma}, \quad (2.7)$$

$\overset{\leftrightarrow}{I}$ značí jednotkovou matici a $\overset{\leftrightarrow}{\sigma}$ značí tenzor elektrické vodivosti, který udává vztah mezi intenzitou elektrického pole \vec{E} a proudovou hustotou \vec{J} ve tvaru

$$\vec{J} = \overset{\leftrightarrow}{\sigma} \cdot \vec{E}. \quad (2.8)$$

Protože je v linearizované teorii možné diferenciální operátory nahradit $\frac{\partial \vec{Z}}{\partial t} \rightarrow -i\omega \vec{Z}$, $\nabla \times \vec{Z} \rightarrow i\vec{k} \times \vec{Z}$, $\nabla \cdot \vec{Z} \rightarrow i\vec{k} \cdot \vec{Z}$, lze pomocí těchto relací, použitím

vztahu (2.7), označením $\frac{kc}{\omega}$ jako index lomu n a jednotkového vektoru ve směru vlnového vektoru \vec{k} jako \hat{k} získat vlnovou rovnici ve tvaru

$$n^2 \hat{k} \hat{k} \cdot \vec{E} - n^2 \vec{E} + \overleftrightarrow{\epsilon} \cdot \vec{E} = 0. \quad (2.9)$$

V magnetosféře Země ovlivňuje částice a šíření vln také vnější magnetické pole \vec{B}_0 (bez újmy na obecnosti lze předpokládat, že toto magnetické pole působí ve směru $\vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_z$), jehož velikost je mnohem větší než magnetické pole vlny \vec{B} .

Dielektrický tenzor je pak možné zapsat pomocí tzv. Stixových parametrů jako

$$\overleftrightarrow{\epsilon} = \begin{pmatrix} S & iD & 0 \\ -iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix}, \quad (2.10)$$

kde

$$S = \frac{1}{2}(R + L), \quad D = \frac{1}{2}(R - L). \quad (2.11)$$

R, L, P jsou koeficienty definované jako

$$R = 1 - \sum_i \frac{\omega_{pi}^2}{\omega(\omega + \omega_{gi})}, \quad (2.12)$$

$$L = 1 - \sum_i \frac{\omega_{pi}^2}{\omega(\omega - \omega_{gi})}, \quad (2.13)$$

$$P = 1 - \sum_i \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2}. \quad (2.14)$$

Plazmová frekvence ω_{pi} i -tého druhu částic je definovaná vztahem (1.4), cyklotronovou frekvenci ω_{gi} tohoto typu částic udává vztah (1.9). Cyklotronová frekvence se uvažuje se znaménkem náboje e .

Rovnice (2.9) se řeší dosazením vztahu pro dielektrický tenzor (2.10), čímž vznikne soustava rovnic

$$\begin{pmatrix} S - n^2 \cos^2 \theta & iD & n^2 \sin \theta \cos \theta \\ -iD & S - n^2 & 0 \\ n^2 \sin \theta \cos \theta & 0 & P - n^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0. \quad (2.15)$$

Úhel mezi vnějším magnetickým polem \vec{B}_0 a vlnovým vektorem \vec{k} je označen θ . Aby měla uvedená soustava rovnic řešení (a toto řešení bylo netriviální), musí být determinant soustavy nulový. To je splněno tehdy, když pro index lomu n platí bikvadratická rovnice ve tvaru

$$An^4 + Bn^2 + C = 0, \quad (2.16)$$

kde A, B, C mají význam

$$A = S \sin^2 \theta + P \cos^2 \theta, \quad B = -RL \sin^2 \theta - PS(1 + \cos^2 \theta), \quad C = PRL. \quad (2.17)$$

Řešením rovnice (2.16) je vztah pro druhou mocninu indexu lomu ve tvaru

$$n^2 = \frac{-B \pm \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}. \quad (2.18)$$

Tento vztah udává možné módy šíření vlny v daném prostředí. Pokud jsou veličiny charakterizující vlnu i plazma fixované, jsou módy šíření vlny maximálně dva.

2.2 CMA diagram

Pokud je při řešení disperzní relace (2.16) v přiblížení studeného plazmatu fixovaná frekvence vlny ω a plazmová i cyklotronová frekvence (tj. ω_p i ω_g), je možné řešit daný problém v závislosti na změně velikosti úhlu θ mezi vnějším magnetickým polem \vec{B}_0 a vlnovým vektorem \vec{k} . Toto řešení se tradičně zobrazuje polárním grafem udávajícím závislost velikosti fázové rychlosti v_f (definované jako $v_f = \frac{c}{n} = \frac{\omega}{|\vec{k}|}$) na úhlu θ . Tyto grafy se nazývají plochy vlnové normály.

Všechna řešení pro celý prostor (ω_p, ω_g) jsou obvykle vizualizována tzv. CMA diagramem (pojmenovaným podle jeho tvůrců - Clemmowa, Mullaye, Allise), který je rozdělen do několika oblastí podle typů ploch vlnových normál, které se v nich mohou šířit. Na hranici mezi těmito oblastmi (kdy má vlna určitou charakteristickou frekvenci) může dojít buď k tzv. ořezání (*cut-off*), kdy $n = 0$ a plocha vlnové normály se limitně blíží nekonečnu, nebo k rezonanci, při které $n \rightarrow \infty$ a plocha vlnové normály zanikne. Módy vln je možné rozdělit podle jejich polarizace vzhledem k šíření podél vnějšího magnetického pole na pravotočivé (mód R) a levotočivé (mód L) vlny. Pokud se vlna šíří kolmo k magnetickému poli, pak je definován řádný mód (O mód), který lze detekovat i v případě nulového magnetického pole, a mimořádný mód (X mód). CMA diagram je znázorněn na obr. 2.1.

2.3 Hvizdový mód

Vlny, jejichž frekvence je omezena shora minimem elektronové cyklotronové frekvence ω_{ge} a elektronové plazmové frekvence ω_{pe} , jsou v tzv. hvizdovém módu (viz také obr. 2.1). Hvizdy se dále dělí na tzv. vedené, *ducted* (šířící se podél magnetické siločáry) a nevedené, *unducted*.

V případě vedených hvizdů lze v koeficientech (2.17) uvažovat $\theta = 0$. Pak je možné určit velikost indexu lomu (2.18) jako

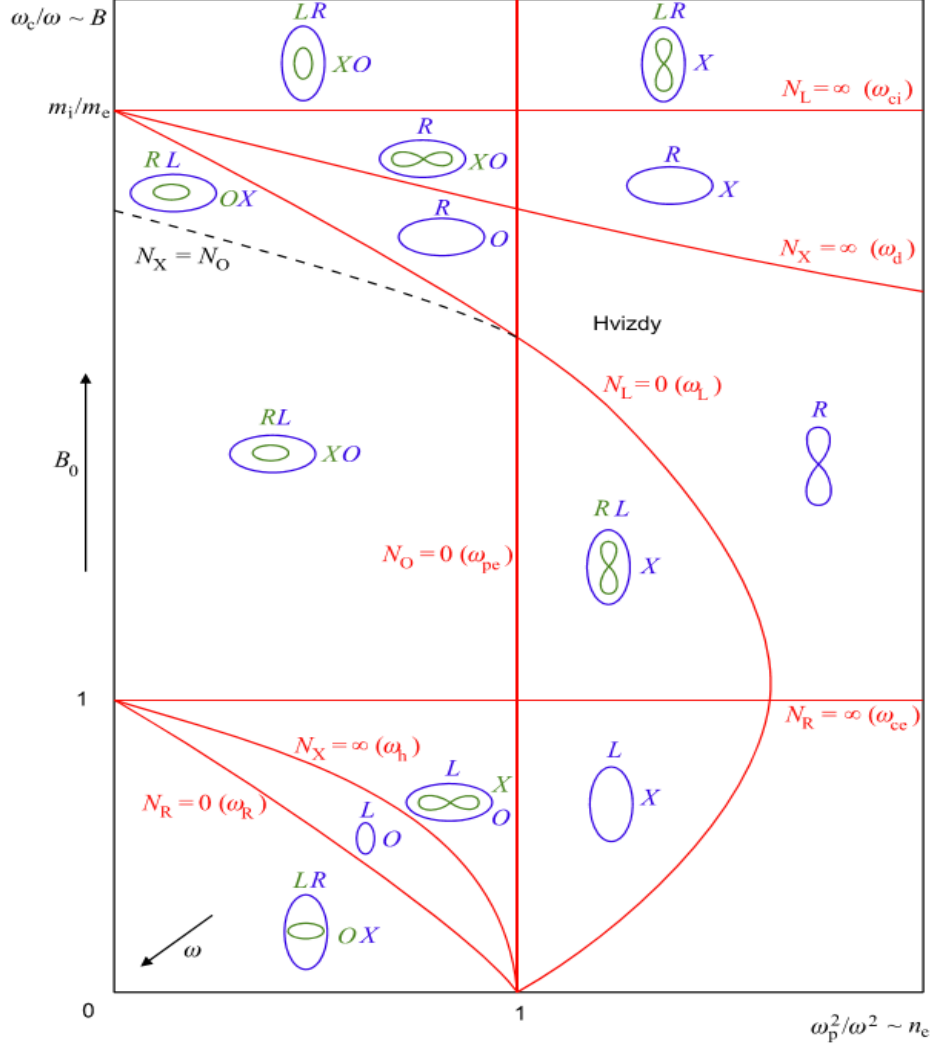
$$n^2 = \frac{2PS \pm \sqrt{4P^2S^2 - 4P^2RL}}{2P}. \quad (2.19)$$

Po elementárních úpravách bude mít rovnice jednodušší tvar

$$n^2 = S \pm \sqrt{S^2 - RL}, \quad (2.20)$$

který je možné dále upravit na základě definice Stixových parametrů (viz (2.11)) na tvar

$$n^2 = S \pm D. \quad (2.21)$$



Obrázek 2.1: CMA diagram (Kulhánek, 2013).

Z něj jsou patrná možná řešení

$$n^2 = S + D = R, \quad n^2 = S - D = L, \quad (2.22)$$

která odpovídají pravotočivé (R) a levotočivé (L) polarizaci. Vyčíslením těchto řešení by kvadrát indexu lomu pro levotočivou polarizaci vyšel ve zkoumaném rozsahu frekvencí záporný, vlny hvizdového módu jsou tedy pravotočivě polarizované.

Tvar disperzní relace (2.16) je možné ještě více zjednodušit za předpokladu, že ve vztazích pro R, L, P jsou dominantní členy popisující elektrony a iontové členy jsou zanedbatelné; vlny se šíří téměř podél magnetické siločáry (úhel θ je tedy malý); pro frekvenci vlny ω platí $\omega \ll \min\{\omega_{ge}, \omega_{pe}\}$. Pak bude mít rovnice tvar

$$n^2 = \frac{k^2 c^2}{\omega^2} = \frac{\omega_{ge}^2}{\omega_{pe} \omega}. \quad (2.23)$$

Grupová rychlost vlny v_g se pak dá vyjádřit jako

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{2c\sqrt{\omega_{ge}}}{\omega_{pe}} \sqrt{\omega}. \quad (2.24)$$

Ze vztahu (2.24) je patrné, že grupová rychlost roste s frekvencí vlny (pokud se další parametry plazmatu nemění). Doba šíření vlny T se pak určí na základě

$$T = \int \frac{ds}{v_g} \approx \frac{1}{2c\sqrt{\omega}} \int \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{\omega_{ge}}} ds. \quad (2.25)$$

Dobu šíření tak lze určit na základě jednoduchého vztahu

$$T = \frac{D}{\sqrt{\omega}}. \quad (2.26)$$

Člen D značí disperzi a jeho velikost závisí na parametrech plazmatu podél směru šíření vlny.

3. Cíle práce

Původ vlnových událostí zkoumaných v této práci (magnetosférického čárového záření a kvaziperiodických emisí) nebyl zatím zcela objasněn, proto se dané problematice věnuje jistá pozornost základního výzkumu.

Za účelem rozšíření dosud známých faktů o daných jevech byly cíle této práce zvoleny následovně:

1. Studium literatury, sepsání přehledu výzkumu vybraných vlnových jevů.
2. Seznámení se s přístrojovým vybavením relevantních družic (DEMETER, případně Cluster či Van Allen Probes) a zvládnutí základní práce s daty.
3. Identifikace událostí pozorovaných současně v několika bodech prostoru a jejich detailní analýza.
4. Systematické srovnání výskytu magnetosférického čárového záření a kvaziperiodických emisí.
5. Vyhodnocení vlivu parametrů slunečního větru na formování událostí.

4. Zkoumané vlnové jevy

V zemské magnetosféře je velké množství vln pozorovaných v oblasti extrémně až velmi nízkých frekvencí (z angl. Extra Low/Very Low Frequency, ELF/VLF). Frekvenční rozsah tohoto pásma je 3 Hz – 30 kHz. Cílové frekvenční pásmo se překrývá s frekvencemi slyšitelnými pro člověka, proto je při převedení signálu do akustické formy možné tyto emise slyšet.

Vlny šířící se za uvedených podmínek plazmatem odpovídají hvizdovému módu. Tento mód se šíří na frekvencích nižších, než je minimum elektronové plazmové a elektronové cyklotronové frekvence v daném prostředí. V případě, že se vlny nešíří kolmo k magnetickému poli, jsou pravotočivě (R) polarizované.

Vlny ve hvizdovém módu jsou pozorovány všude v magnetosféře, v rovníkové rovině i u pólů, poblíž magnetopauzy, v magnetickém obalu i v okolí rázové vlny. Hvizdový mód byl pojmenovaný podle hvizdů (*whistlers*), snad nejznámějšího a nejprobádanějšího zástupce této skupiny vln. Jedná se o vlny, které jsou způsobeny elektromagnetickým zářením bleskových výbojů (viz Helliwell, 1965). Toto záření generuje sféricky (*sferics*), které se šířením v disperzním prostředí mění na hvizdy. Dále se v tomto módu šíří např. sykot (*hiss*), chorus, rovníkový šum (*equatorial noise*) nebo tzv. lví řev (*lion's roar*).

Všechny tyto jevy mohou být realizovány velmi odlišným způsobem, proto je velmi obtížné objasnit způsob, jakým se vzájemně ovlivňují a jak vznikají. Obecně se soudí, že všechny tyto vlny interagují s přítomnými částicemi i mezi sebou, a tudíž mohou vyvolat nové procesy, které jsou v tomto složitém vlnově-částicovém systému pozorovány. U mnoha z nich zatím nebyl přesně objasněn původ jejich vzniku ani jejich přesné šíření a interakce v prostoru.

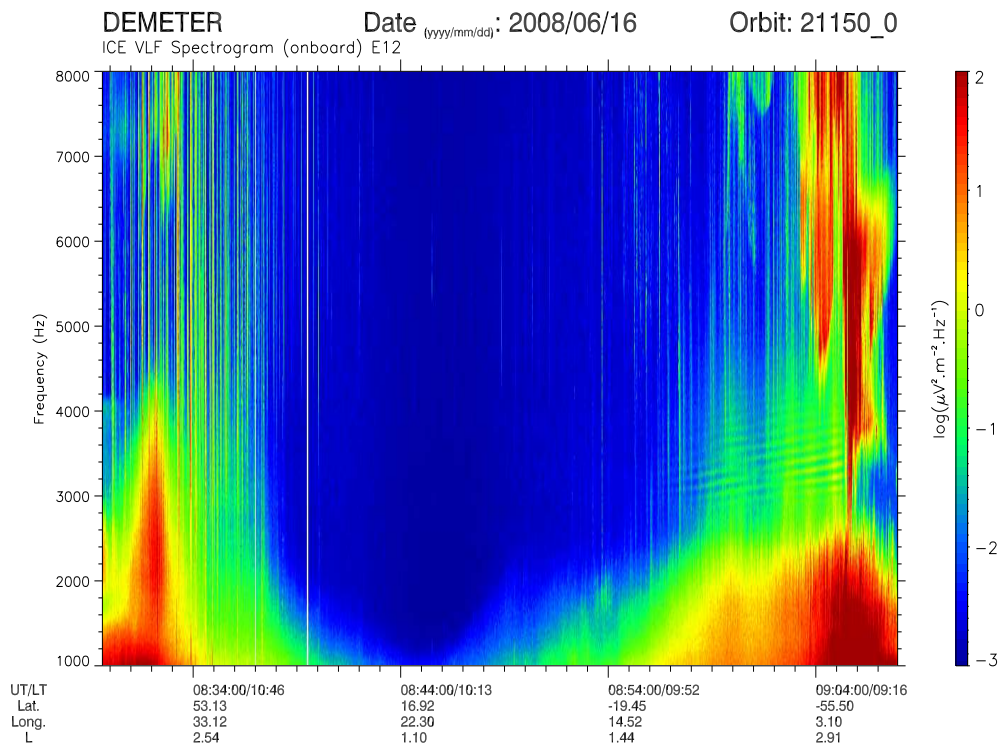
V této práci byly zkoumány dva specifické typy událostí hvizdového módu – magnetosférické čárové záření (*magnetospheric line radiation, MLR*) a kvaziperiodické emise (*quasiperiodic emissions, QP*). U těchto událostí také zatím nebyl zcela objasněn způsob jejich vzniku.

4.1 Magnetosférické čárové záření

Tento typ elektromagnetických vln měřených ve vnitřní magnetosféře Země je většinou pozorován ve frekvenčním rozsahu 1 – 8 kHz. V tradiční reprezentaci pomocí frekvenčně-časových spektrogramů mají tyto události podobu několika intenzivních téměř horizontálních a skoro rovnoběžných čar. Tyto čáry obvykle vykazují pomalý, obvykle pozitivní, frekvenční drift.

Pozorování magnetosférického čárového záření bylo poprvé publikováno v polovině 70. let minulého století (viz Helliwell a kol., 1975), kdy tento typ událostí zaznamenaly stanice na Antarktidě a v Kanadě. Měřený frekvenční drift byl přibližně $50 \text{ Hz}\cdot\text{min}^{-1}$. MLR události byly později kromě pozemních observatoří (viz např. Rodger a kol., 1999, 2000b; Manninen, 2005) pozorovány také družicemi s nízkou drahou letu (např. Bell a kol., 1982; Rodger a kol., 1995; Parrot a kol., 2005; Němec a kol., 2007b). S největší pravděpodobností hrají události typu MLR významnou roli při vzniku jiných emisí a eventuálně ovlivňují také částice v radiačních pásech (např. Matthews a Yearby, 1981; Parrot a Němec, 2009), ovšem jejich původ zatím nebyl zcela objasněn.

Příklad MLR události pozorované družicí DEMETER je ukázán na obr. 4.1.



Obrázek 4.1: Příklad MLR události detekované ve frekvenčně-časovém spektrogramu družice DEMETER. Událost byla pozorována 16. 6. 2008 mezi 8:57 a 9:06 UT na frekvencích 3 – 4 kHz.

4.1.1 Vlastnosti MLR

Vzhledem k tomu, že struktura magnetosférického čárového záření se značně podobá povaze struktury událostí typu PLHR (*power line harmonic radiation*), u jejichž původu byla prokázána souvislost se zářením elektrické rozvodné sítě (viz např. Němec a kol., 2006, 2007a,b, 2008), byly tyto vlny rovněž pokládány za důsledek lidské činnosti (např. Bullough, 1995).

V Rodger a kol. (1999) byla ovšem provedena detailní analýza pozemních měření MLR událostí (data byla naměřena stanicí Halley na Antarktidě), při které se mj. zjistilo, že zatímco u událostí typu PLHR odpovídá frekvenční vzdálenost čar frekvenci elektrické rozvodné sítě (tedy 50 nebo 60 Hz), u MLR tato závislost prokázána nebyla. Výsledkem uvedené analýzy by tedy mohlo být tvrzení, že původ MLR je čistě přírodní a nijak nesouvisí s událostmi typu PLHR. V této práci byly také určeny velikosti amplitudy efektivní hodnoty (*root mean square*) intenzity magnetického pole v době detekce MLR, které dosahovaly 10 – 100x slabších hodnot, než jaké tyto amplitudy běžně dosahují při detekci hvizdů.

Další výsledky výzkumu vlastností MLR událostí naměřených v Halley byly publikovány v Rodger a kol. (2000a). Největší četnost výskytu MLR událostí v naměřených datech byla přibližně 8% (maximální hodnota byla dosažena v červnu, období zimy na jižní polokouli), nejnižší byla zhruba 0,3% v prosinci

(léto). Nebyla pozorována významná závislost počtu výskytů MLR událostí na geomagnetické aktivitě. Výskyt událostí v době po zvýšené geomagnetické aktivitě (24–48 hodin po velmi silných bouřích, $Kp > 6$) byl pozorován pouze v některých případech. Uváděná typická doba trvání jedné MLR události je kolem 30 minut.

Přímou otázku, jestli jsou události typu MLR přírodního původu nebo ne, řešila práce Rodger a kol. (2000b). V této souvislosti byly zkoumány parametry jako je denní závislost počtu událostí, závislost počtu událostí na dnu v týdnu nebo geomagnetická aktivita před vznikem MLR událostí. Četnost magnetosférického čárového záření nevykazovala žádnou závislost na dnu v týdnu, státních svátcích nebo jiných událostech spojených s lidskou činností, které by množství detekovaných událostí mohly ovlivnit.

Výsledky studie MLR událostí pozorovaných družicí byly publikovány v Rodger a kol. (1995). Data byla naměřena družicemi ISIS 1 a 2. V této práci se MLR události dělí na dva typy, které se liší podle násobků frekvencí, na jakých jsou spektrální čáry odpovídající MLR událostem pozorovány. První typ událostí tvoří širokospektrální driftující čáry dosahující driftu několika desítek $\text{Hz}\cdot\text{min}^{-1}$. Frekvenční rozestup mezi čárami se liší událost od události a zpravidla nesouhlasí s násobky 50 nebo 60 Hz. Podle současného poznání by striktně vzato pouze tyto události odpovídaly událostem typu MLR. Druhý typ událostí charakterizují úzkospektrální čáry na konstantních frekvencích, které většinou odpovídají násobkům frekvence elektrické rozvodné sítě.

Tyto typy MLR událostí byly detailněji zkoumány v Němec a kol. (2007a), kde je druhý typ událostí pokládán za elektromagnetické záření způsobené přítomností pozemní elektrické sítě, tedy události typu PLHR (více o těchto událostech viz Manninen, 2005; Němec a kol., 2006, 2007b, 2008). Další studie (Němec a kol., 2007a) prokázala, že na rozdíl od PLHR událostí se události typu MLR vyskytují častěji v době po zvýšené geomagnetické aktivitě. Denní doba, kdy události nastávají, se také liší. PLHR byly pozorovány rovnoměrně bez ohledu na den/noc, ale v noci byly události intenzivnější. Počet nalezených denních MLR událostí byl vyšší než počet nočních událostí, závislost jejich intenzity na lokálním čase se neprokázala.

4.1.2 Nová pozorování MLR událostí

Pozorování MLR události dvěma přístroji současně bylo publikováno v Parrot a kol. (2007). Událost trvající zhruba 2 hodiny naměřila nejen družice DEMETER, ale také pozemní geofyzikální observatoř Sodankylä ve Finsku. Událost byla zajímavá také svým velkým prostorovým rozsahem (zabírala více než 7 milionů km^2 , značnou část severní polokoule).

Možným prostorovým rozsahem MLR událostí (dosahujícím poměrně velkých hodnot) se zabývala také práce Němec a kol. (2012b), která využívala konjugovaná měření družic Cluster a DEMETER. V této publikaci byly mimo jiné analyzovány charakteristické frekvenční rozestupy zkoumané události, které sice přibližně vykazovaly konstantní velikost, ale tato hodnota neodpovídala násobkům základní frekvence elektrické sítě v místě pozorování, což opět znemožňuje dát do souvislosti události typu MLR s událostmi PLHR. Rovněž se nepodařilo dát do souvislosti pozorovaný frekvenční rozestup událostí a charakteristické frekvence v modelu plazmatu. Družice DEMETER zachytila zkoumanou událost ve

vzdálenosti 1,8 hodiny v lokálním čase od družic Cluster 1, 2, takže se ukázalo, že události typu MLR možná svým dosahem ovlivňují poměrně rozsáhlou oblast.

Statistická analýza událostí typu MLR byla publikována v Němec a kol. (2009, 2012a). V datech družice DEMETER bylo za několik prvních let její mise nalezeno kolem 650 MLR událostí, které byly statisticky zkoumány. Tak se ukázalo, že tyto události jsou častěji pozorovány ve dne a většinou během/po zvýšené geomagnetické aktivitě. Události byly většinou pozorovány na větších geomagnetických šířkách ($L > 2$). Výskyt MLR událostí byl navíc limitován hranicí plazmasféry. Nejmenší zjištěná četnost výskytu událostí byla na geomagnetických délkách Jihoatlantické anomálie (*South Atlantic Anomaly, SAA*) a východně od ní, což je pravděpodobně důsledkem zvýšeného vysypávání energetických elektronů v této oblasti.

Frekvenční rozestupy jednotlivých čar daných MLR událostí jsou v případě silnější geomagnetické aktivity (tzn. v době erodované plazmasféry) větší. Nebyla zjištěna závislost velikosti frekvenčních rozestupů ani frekvenčního driftu na poloze pozorovaných MLR událostí (hodnotě L). Frekvence nalezených událostí dosahovaly přibližně hodnot 2 – 6 kHz, šířka frekvenčního intervalu byla většinou menší než 2 kHz. Na základě provedeného rozboru byl navržen mechanismus šíření vln MLR událostí podél vnitřní hranice plazmasféry. Vysvětlení výskytu MLR událostí jako důsledku působení lidské činnosti (spojitost s událostmi typu PLHR) sice není možné na základě provedené analýzy vyloučit, ovšem přírodní původ událostí typu MLR se jeví pravděpodobnější.

4.2 Kvaziperiodické emise

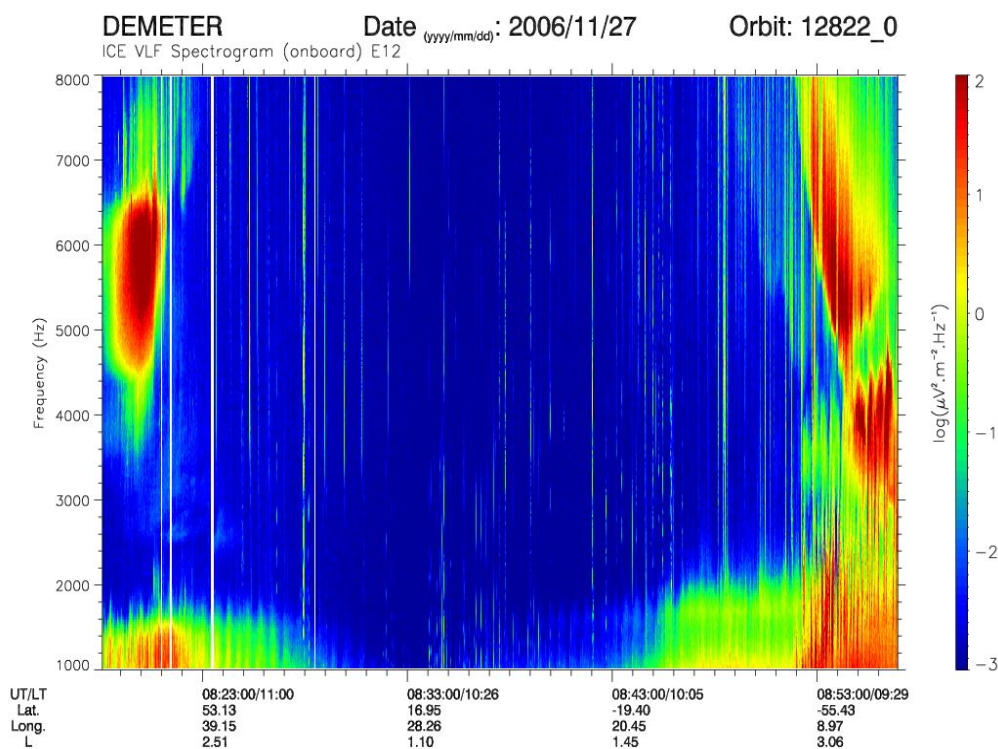
Zatímco magnetosférické čárové záření je charakterizované frekvenční modulací intenzity, pro kvaziperiodické emise je typická jejich časová modulace, která bývá měřena v rozsahu od 10 s až po několik minut. Tyto události bývají většinou pozorovány na frekvencích 0,5 – 4 kHz převážně na denní straně (např. Morrison a kol., 1994; Engebretson a kol., 2004) a měřily je jak pozemní observatoře (např. Helliwell, 1965; Sazhin, 1987; Manninen a kol., 2013), tak družice (např. Němec a kol., 2013a; Hayosh a kol., 2014). Za zmínku ovšem stojí, že tyto události byly pozemními observatořemi pozorovány častěji než družicemi (Sazhin a Hayakawa, 1994). Podle Ho (1973) vznikají QP emise spíše za klidných geomagnetických podmínek.

Podmínky, za kterých mohou QP emise vznikat, demonstruje např. Manninen a kol. (2013). V této práci je popsána QP událost pozorovaná v noci za velmi nízké geomagnetické aktivity ($K_p = 0$) v prosinci 2011 stanicí Kannuslehto ve Finsku.

QP události zachycené na spektrogramu jednoho půlorbitu družice DEMETER znázorňuje obr. 4.2.

4.2.1 Klasifikace kvaziperiodických emisí

Na základě pozemních měření byly QP emise rozděleny na události typu 1 a 2. Pokud byly spolu s QP emisemi měřeny také pulzace magnetického pole, jejichž perioda odpovídala periodám kvaziperiodických emisí, byly tyto události zařazeny do událostí typu 1. Jestliže perioda pulzací magnetického pole neodpo-



Obrázek 4.2: Příklad dvou QP událostí nalezených v datech družice DEMETER, které nastaly 27. 11. 2006 v době 8:18–8:30 UT a 8:40–8:52 UT ve frekvenčním rozsahu 1 – 2 kHz.

vídala periodě pozorované QP emise, jednalo se o událost typu 2. Toto členění uvádí např. Sato a kol. (1974).

QP události typu 1 (pozorované společně s pulzacemi magnetického pole) by mohly být pravděpodobně vysvětleny pomocí periodické modulace zdrojové oblasti způsobené pulzacemi magnetického pole (Kimura, 1974; Chen, 1974; Sato a Fukunishi, 1981; Sazhin, 1987; Watt a kol., 2011). Vysvětlení vzniku událostí typu 2 bylo navrženo v Demekhov a Trakhtengerts (1994), kde se uvažuje možnost souvislosti s periodickými změnami v režimu „relaxačních oscilací“ (viz také Pasmačnik a kol., 2004). Experimentální ověření navržených generačních mechanismů však stále chybí. Tixier a Cornilleau-Wehrin (1986) navíc ukázali, že v případě událostí měřených družicemi není tato klasifikace QP emisí (zavedená pomocí pozemních měření) vůbec zřejmá a je tedy možné, že oba typy QP událostí mohou vznikat stejným mechanismem.

Nová klasifikace QP emisí byla provedena v Engebretson a kol. (2004).

Bez ohledu na typ události se oblast vzniku QP emisí pravděpodobně nachází v rovníkové rovině ve vnější magnetosféře (např. Sato a Fukunishi, 1981; Morrison, 1990). Stejně jako události typu MLR byly pozorovány také události typu QP trvající několik hodin a byly publikovány studie událostí vykazujících stejnou modulaci v obrovském prostorovém rozsahu (např. Lanzerotti a kol., 1986; Němec a kol., 2013a,b).

Němec a kol. (2013a) prezentují studii QP události, která trvala přibližně pět hodin, a i přes její velký prostorový rozsah (pozorována v rozmezí L od 1,5 do 5,5) vykazovaly elementy pozorované současně družicemi Cluster a DEMETER stejnou strukturu. Další události trvající déle než jednu hodinu pozorované pozemními stanicemi prezentuje Lanzerotti a kol. (1986). Tyto události mohou trvat několik hodin ve stejném lokálním čase, takže je možné je pozorovat více stanicemi, které jsou poměrně vzdáleny (v délkových souřadnicích), protože danou QP událost měří v době, kdy se vlivem rotace Země dostanou do aktivní oblasti QP události.

V Alford a kol. (1996) byl také diskutován vliv minima magnetického pole na větších šířkách v blízkosti magnetopauzy na frekvenční spektra pozorovaných událostí.

Hayosh a kol. (2013) ukázali, že výskyt QP emisí může provázet vysypávání energetických elektronů, které se moduluje se stejnou periodou, jako je perioda QP emise. Stejný závěr uvádí také Coroniti a Kennel (1970). Tyto kvaziperiodické modulace toků vysypávajících se elektronů mohou následně generovat kvaziperiodické magnetické pulzace v ionosféře (Sato a Matsudo, 1986), které se poté pozorují na Zemi a vysvětlují některé fluktuace magnetického pole změřené během pozorování QP emisí (Sato a Fukunishi, 1981). Proto je podstatné spolu s vlastnostmi QP emisí analyzovat také pulzace magnetického pole měřené přímo v oblasti jejich vzniku.

5. Použitá data

5.1 Družice DEMETER

Analýza událostí uvedených výše byla provedena převážně z dat pořízených družicí DEMETER (*Detection of Electro-Magnetic Emissions Transmitted from Earthquake Regions*). Byla to francouzská družice s nízkou drahou letu, která měřila od června 2004 do prosince 2010. Dráha družice byla kruhová a téměř synchronizovaná se Sluncem, což vedlo k tomu, že se družice nacházela vždy v blízkosti lokálního času 10:30 hod. nebo 22:30 hod. To umožňuje snadno rozdělit půlobity družice na tzv. denní a noční. Měření probíhalo nepřetržitě na všech geomagnetických šířkách pod 65 stupňů. Původně družice měřila ve výšce 710 km, od prosince 2005 byla její výška snížena na 660 km. Hlavním úkolem družice bylo detekování jevů v ionosféře nad seismicky aktivními oblastmi a důsledků lidské činnosti.

Družice DEMETER pracovala ve dvou módech – „Burst“ a „Survey“. Data v plném rozlišení byla pořizována během Burst módu a odesílána s datovým tokem 1,7 Mb/s, ovšem vzhledem k velkému objemu dat byl tento mód aktivní pouze nad oblastmi zvláštního významu (typicky se zvýšenou seismickou aktivitou). Oblasti aktivního Burst módu bylo možné podle potřeby měnit. Protože nebylo možné všechna změřená data okamžitě posílat na pozemní stanici, proběhlo už na palubě družice jejich zpracování. Takto předzpracovaná data se pak posílala s datovým tokem 25 kb/s (mód Survey). Tato data už neobsahují úplnou získanou informaci, ale pokrývají celou měřenou oblast.

Na palubě družice bylo umístěno několik přístrojů umožňujících širokofrekvenční měření elektromagnetického pole a dále měření parametrů plazmatu v okolí družice (koncentraci H^+ , He^+ , O^+ , elektronovou teplotu a hustotu a tok energetických elektronů). Měření elektromagnetického pole prováděly přístroje ICE (*Instrument Champ Electrique*) a IMSC (*Instrument Magnétométre Search Coil*). Popis jejich měření a další doplňující údaje uvádí Parrot a kol. (2006), Berthelier a kol. (2006) a Santolík a kol. (2006).

Měření koncentrace iontů prováděl přístroj IAP (*Instrument Analyseur de Plasma*) a pro měření toku energetických elektronů byl využíván přístroj IDP (*Instrument Détecteur de Particules*) (Berthelier a kol., 2006; Sauvaud a kol., 2006).

V rozsahu velmi nízkých frekvencí (tj. přibližně do 20 kHz) byla v módu Survey měřena pouze jedna složka elektrického a jedna složka magnetického pole, pro které byla rovnou na palubě družice spočítána výkonová spektra a pouze ta se ukládala. Protože bylo ovšem měření magnetického pole značně znehodnoceno interferencemi na palubě družice, jsou v této práci používána výhradně měření elektrického pole. Frekvenční rozlišení výkonových spektrogramů je 19,53 Hz a časové 2 s nebo 0,5 s. Při měření v Burst módu se ukládala také původní vlnová forma, proto jsou data v oblastech aktivního Burst módu v mnohem lepším rozlišení a umožňují ho měnit podle volby metody spektrální analýzy.

Měření toku energetických elektronů probíhalo na družici přístrojem IDP, který detekoval tok elektronů na hranici ztrátového kužele. Elektrony byly na základě jejich energie členěny do 128 intervalů v rozmezí 64 keV až 2,35 MeV.

Energetický rozsah všech intervalů byl 17,8 keV, časové rozlišení přístroje bylo 4 s. Popis přístroje a jeho výsledky uvádí Sauvaud a kol. (2006).

5.2 Geofyzikální observatoř Sodankylä

Pozemní měření magnetického pole provádí mj. geofyzikální observatoř Sodankylä (*Sodankylä Geophysical Observatory, SGO*), která se nachází 120 km od severního polárního kruhu na severu Finska ($67^{\circ}22'$ s. š., $26^{\circ}38'$ v. d.). Stanice SGO provádí měření zemského magnetického pole, kosmického rádiového šumu, seismické aktivity a kosmického záření. SGO operuje několika přístroji rozmístěnými přes severní Norsko až po jih Finska.

Data použitá v této práci naměřila stanice Kannuslehto ve Finsku ($67^{\circ}44'$ s. š., $26^{\circ}16'$ v. d.). Měření je zde realizováno dvěma vzájemně kolmými smyčkovými anténami (*search coil*) o rozměrech 10x10 m, které jsou orientovány severo-jihním a východo-západním směrem. Jejich efektivní snímací plocha je 1000 m². Měření probíhá ve frekvenčním rozsahu 0,2 – 39 kHz s citlivostí ≈ 100 aT (pro frekvence kolem ≈ 5 kHz). Velmi široký dynamický rozsah přijímače (až 120 dB) umožňuje detekovat jak slabé, tak i velmi silné signály.

5.3 Magnetometry IMAGE a CARISMA

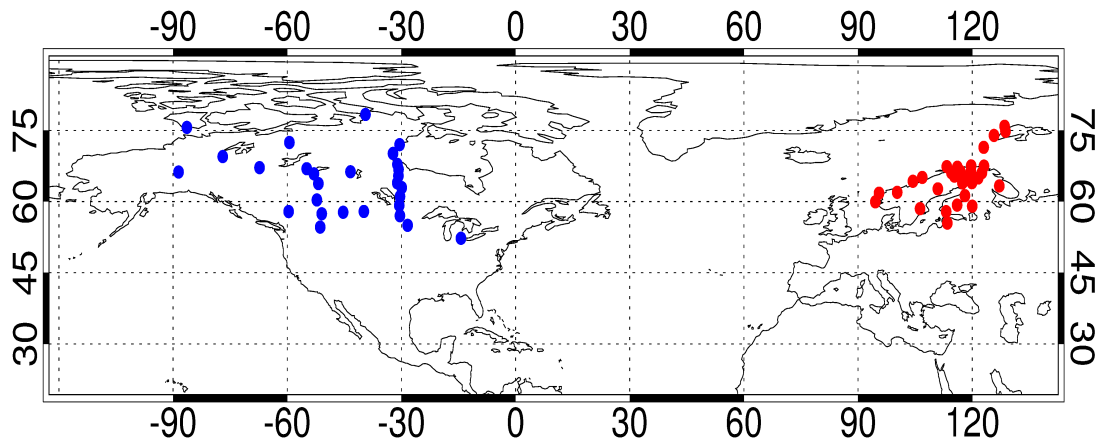
K měření magnetického pole se běžně využívají sítě pozemních magnetometrů lokalizované na vyšších geomagnetických šířkách. Síť pozemních magnetometrů v severní Evropě je IMAGE, na severu Ameriky měření provádí magnetometry CARISMA.

Síť magnetometrů IMAGE (*International Monitor for Auroral Geomagnetic Effects*) tvoří celkem 35 stanic nacházejících se v severní Evropě v oblasti $54^{\circ} - 79^{\circ}$ geografických šířek. Základním cílem těchto měření je studium náhlých změn měřeného magnetického pole. Rozlišení použitých dat je 10 s.

V severní Americe provádí měření narušení zemského magnetického pole způsobeného dynamickými procesy v magnetosféře magnetometry sítě CARISMA (*Canadian Array for Realtime Investigations of Magnetic Activity*). Stanice se nacházejí na geografických šířkách v rozmezí $42^{\circ} - 70^{\circ}$. Pro novější data je dostupné časové rozlišení 1 s. Zajímavostí této sítě magnetometrů je, že téměř polovina jejích stanic je umístěna na jednom poledníku ($\approx 260^{\circ}$) a vytváří tak souvislou linii magnetometrů nazývanou „Churchill Line“.

Měření získaná z těchto magnetometrů je možné porovnat s výsledky měření družic, které nemohou postihnout prostorové vlastnosti zkoumaných jevů. Data měřená magnetometry tak poskytují informace o magnetosféře nutné ke správné interpretaci družicových dat.

Polohy všech magnetometrů IMAGE a CARISMA v geomagnetických souřadnicích jsou znázorněny na obr. 5.1.



Obrázek 5.1: Pozice magnetometrů IMAGE (červeně) a CARISMA (modře).

5.4 OMNI data

OMNI data poskytují informace o slunečním větru propagovaném na hranici rázové vlny. Databázi měření spravuje GSFC/Space Physics Data Facility spadající pod americký Národní úřad pro letectví a kosmonautiku (NASA). Jedná se o výsledky měření několika družic měřících sluneční vítr v Lagrangeově bodě L1 (nacházejícím se ve vzdálenosti přibližně 1 500 000 km od Země, tj. přibližně 0,01 AU) se zpožděním odpovídajícím době šíření k Zemi.

Získaná data je možné přeformátovat do různých souřadných systémů, ovšem v základním módu tvoří OMNI data soubor měření v časovém rozlišení od jedné minuty (*High Resolution OMNI*) po 27 dní, který obsahuje základní parametry slunečního větru.

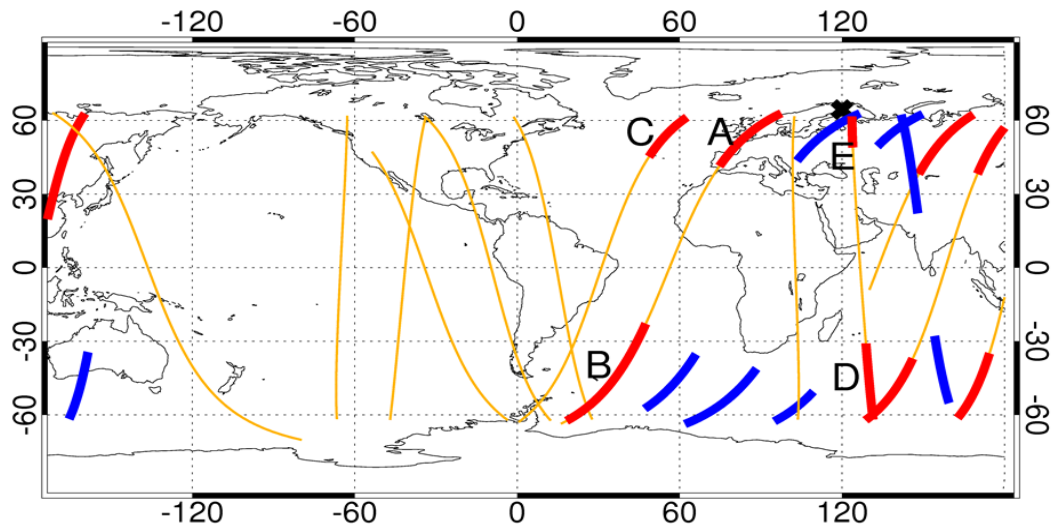
OMNI data použitá pro potřeby této práce měla rozlišení 1 hod. a sestávala z hustoty, tlaku, rychlosti a magnetického pole slunečního větru.

6. Získané výsledky

6.1 Analýza QP události pozorované dvěma přístroji

V datech družice DEMETER byla vizuálně identifikována kvaziperiodická událost, která nastala 26. 2. 2008 a byla postupně pozorována celkem v osmi denních a dvou nočních půlorbitech. Protože v době detekce této události probíhala také měřící kampaň stanice Kannuslehto, podařilo se zjistit, že i tato pozemní observatoř v době mezi 01:30 a 21:00 UT měřila nalezenou událost. Bohužel tato událost nebyla stanicí Kannuslehto měřena nepřetržitě, v době 06:10–10:40 UT a 13:20–17:00 UT nebyla událost stanicí pozorována. Výsledky prezentované v této sekci byly publikovány v Němec a kol. (2016a).

Polohy družice DEMETER v době měření události ukazuje obr. 6.1. Tenkou oranžovou čarou jsou znázorněny půlorbity družice DEMETER v době, kdy stanice Kannuslehto (vyznačena černým křížkem) detekovala danou událost, ale družice ne. Modré tlusté křivky značí polohu družice v době, kdy QP událost pozorovala družice, ovšem pozemní observatoř nikoli. Z hlediska dalšího rozboru jsou nezájímavější části půlorbitů družice DEMETER vyznačené tlustou červenou čarou, které znázorňují polohy družice v době, kdy oba měřící přístroje (družice i pozemní stanice) viděly zkoumanou událost. Všechny polohy znázorněné na obr. 6.1 jsou vykresleny v geomagnetických souřadnicích.



Obrázek 6.1: Mapa půlorbitů družice DEMETER v době pozorování zkoumané události stanicí Kannuslehto (oranžově), družicí DEMETER (modře), oběma přístroji současně (červeně). Poloha stanice Kannuslehto je znázorněna černým křížkem.

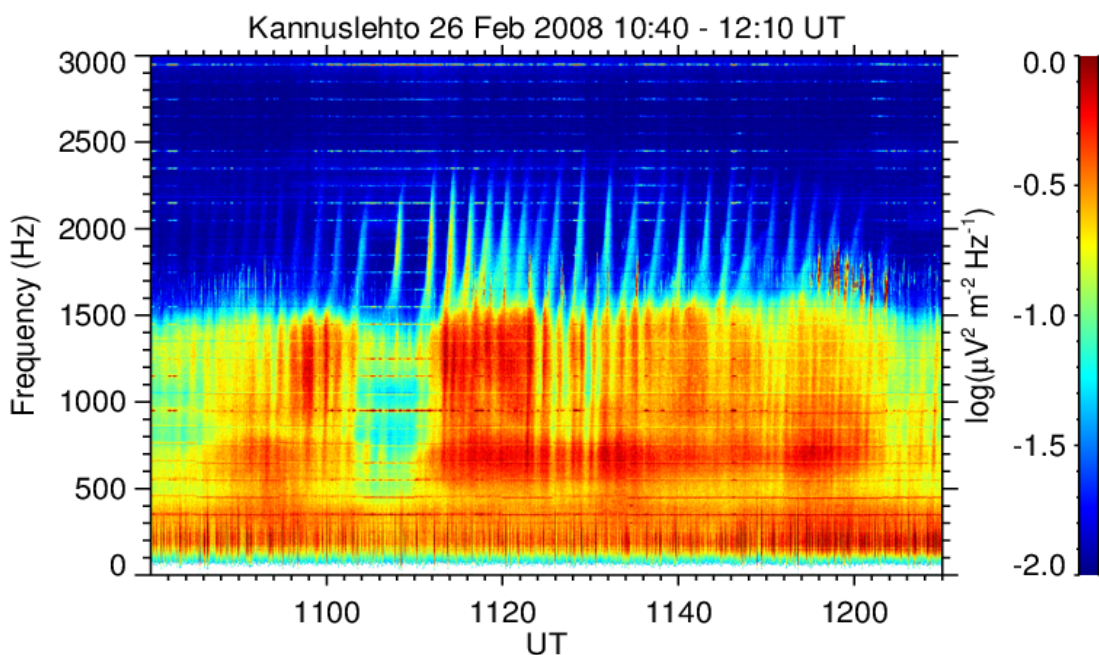
Na obr. 6.1 jsou části půlorbitů družice, kdy oba přístroje pozorovaly zkoumanou událost, označeny velkými písmeny (A–E). Uvedené značení bude použito dále při analýze těchto konjugovaných měření. Na mapě je také vidět, že délková vzdálenost mezi pozicí družice a pozemní stanicí v době konjugovaných měření této události může být až 120°. Oproti tomu nastaly také situace, kdy se družice

DEMETER nacházela v bezprostřední blízkosti stanice Kannuslehto, a přesto byly elementy QP emise pozorovány pouze družicí.

Na obr. 6.2 je frekvenčně-časový spektrogram naměřený stanicí Kannuslehto pokrývající interval v rozsahu 90 minut. Barevně škálovaná je spektrální výkonová hustota elektrického pole (škála je na pravé straně obrázku).

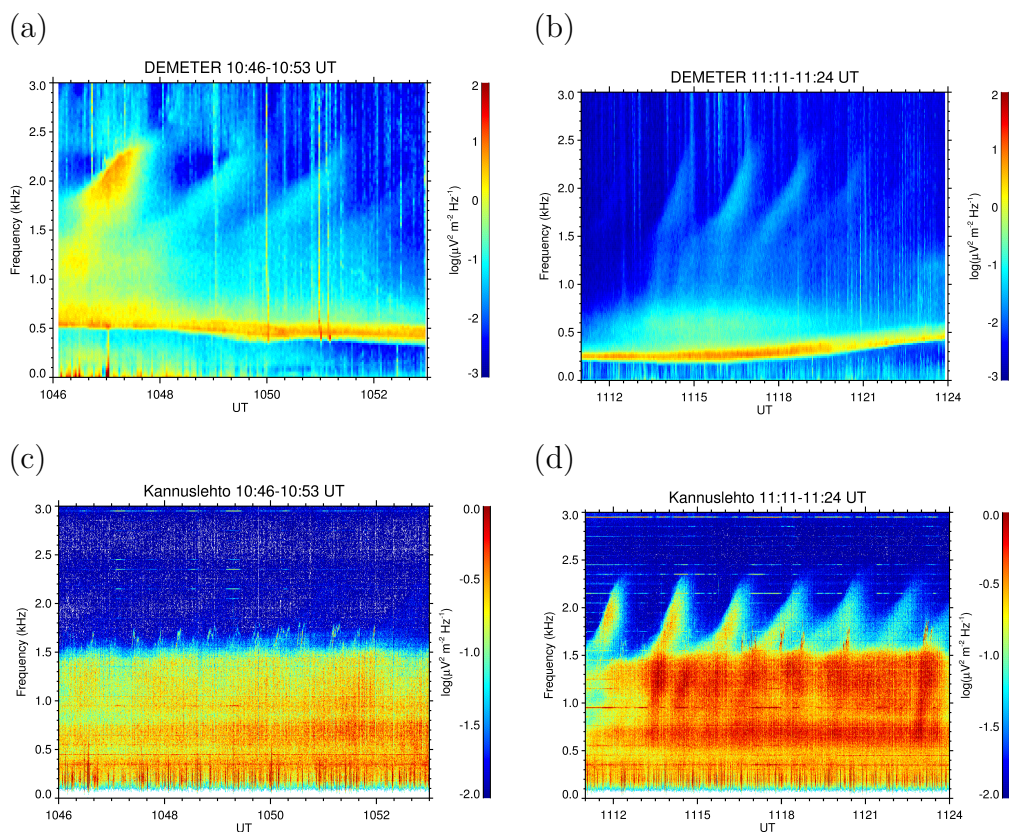
Stanice Kannuslehto měří magnetickou složku elektromagnetického pole, pomocí Faradayova zákona 2.3 lze ale určit také jeho elektrickou složku. Tento přepočít byl proveden v linearizované teorii, proto bylo pro operátory $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$, $\nabla \times \vec{E}$ možné použít přiblížení uvedené v sekci 2.1, velikost indexu lomu lze s dostatečnou přesností uvažovat jako $n = 1$. Pak pro intenzitu elektrického pole platí $\vec{E} = c\vec{B}$, kde c je rychlost světla, jejíž velikost je $c = 299\,792\,458\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

Data byla naměřena 26. 2. 2008 mezi 10:40 UT a 12:10 UT. V té době byla QP událost pozorována také na několika půlobitech družice DEMETER. Stanicí Kannuslehto byla daná událost pozorována přibližně na frekvencích 500–2500 Hz. Zatímco na nižších frekvencích není struktura elementů QP příliš zřetelná a je značně nesouvislá, na frekvencích přibližně od 1500 Hz jsou velmi dobře pozorovatelné jednotlivé elementy této události. Je také zajímavé, že na začátku i na konci tohoto intervalu jsou jednotlivé elementy poměrně slabé, jejich intenzita je maximální přibližně uprostřed vykresleného intervalu.



Obrázek 6.2: Frekvenčně-časový spektrogram spektrální výkonové hustoty naměřené stanicí Kannuslehto 26. 2. 2008 v době 10:40 – 12:10 UT. Pozorovaná QP událost se vyskytuje na frekvencích přibližně 500 – 2000 Hz. Jednotlivé elementy QP události jsou dobře viditelné na frekvencích nad 1500 Hz. Jejich intenzita je největší přibližně uprostřed vykresleného intervalu.

Během časového intervalu, který je zobrazen na obr. 6.2, byla několikrát pozorována daná událost také družicí DEMETER. Tyto časové intervaly byly vykresleny zvlášť a jsou znázorněny na obr. 6.3. Vykreslené frekvenčně-časové spektrogramy odpovídají úsekům označeným na obr. 6.1 jako A, B.



Obrázek 6.3: (a) Frekvenčně-časový spektrogram naměřený družicí DEMETER v době 10:46 – 10:53 UT (odpovídá intervalu A na obr. 6.1). (b) Frekvenčně-časový spektrogram naměřený družicí DEMETER mezi 11:11 UT a 11:24 UT (úsek B na obr. 6.1). (c) Frekvenčně-časový spektrogram ze stejného časového intervalu jako (a) naměřený stanicí Kannuslehto. (d) Frekvenčně-časový spektrogram ze stanice Kannuslehto naměřený v době odpovídající (b).

Na obr. 6.3a je frekvenčně-časový spektrogram fluktuací elektrického pole naměřený družicí DEMETER v době mezi 10:46 UT a 10:53 UT. Frekvenčně-časový spektrogram naměřený ve stejné době stanicí Kannuslehto je na obr. 6.3c. Tento časový interval odpovídá úseku A na obr. 6.1. Družice DEMETER nebyla v té době příliš daleko od stanice Kannuslehto a nacházela se na stejné polokouli.

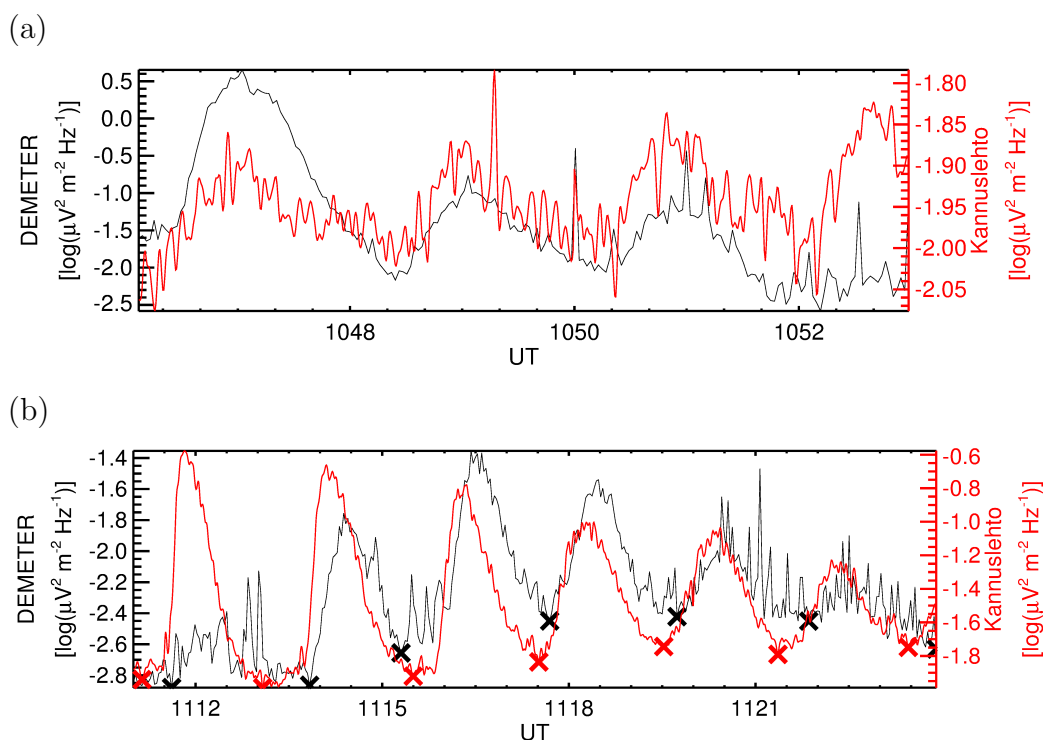
Oproti tomu frekvenčně-časový spektrogram znázorněný na obr. 6.3b odpovídá naměřené spektrální výkonové hustotě družicí DEMETER v pozici B z obr. 6.1. To odpovídá době mezi 11:11 UT a 11:24 UT. Stanice Kannuslehto současně měřila spektrální výkonovou hustotu znázorněnou na 6.3d. Družice DEMETER se nacházela na jižní polokouli a oproti stanici Kannuslehto byla $72^\circ - 102^\circ$ západněji.

Na obr. 6.3a, 6.3b a 6.3d je možné snadno identifikovat jednotlivé elementy dané QP události. Oproti tomu na obr. 6.3c jsou elementy odpovídající QP emisi velmi slabé a vzhledem k jejich nízké intenzitě nejsou dobře rozeznatelné. I když se – především na nižších frekvencích – spektrogramy naměřené družicí a pozemní stanicí zřetelně liší, povaha elementů QP události se zdá být zachována, co se týče jejich tvaru i frekvenčního rozsahu.

Je zajímavé, že i když byly měřící přístroje vzdáleny v době měření intervalu A pouze několik desítek stupňů v geomagnetické délce, intenzita elementů pozorované události je o tolik jiná. To je pravděpodobně zapříčiněno stejným efektem, jaký způsobuje, že v některých časových intervalech i v relativně blízké oblasti od stanice Kannuslehto viděla danou událost pouze družice DEMETER (jak je uvedeno již u obr. 6.1). Tento jev bude diskutován dále.

Na 6.3b je také vidět, že intenzita elementů QP události se postupně v čase (tedy s polohou družice) mění, zatímco na obr. 6.3d žádný podobný trend pozorovatelný není. Tento jev je způsobený pohybem družice (její změnou v šířce) a bude analyzován dále.

Protože je vhodné porovnat přesný průběh jednotlivých QP elementů pozorované události a jejich případný časový posun mezi jejich měřeními družicí DEMETER a pozemní stanicí Kannuslehto, ev. stanovit přesné časové zpoždění mezi jednotlivými elementy, byly vykresleny průběhy spektrální výkonové hustoty v závislosti na čase ve vybraných frekvenčních intervalech. Příklad vykreslení takových závislostí demonstruje obr. 6.4. V tomto případě byl zvolený frekvenční interval 1900 – 2000 Hz a časový interval odpovídá úseku A (obr. 6.4a) a úseku B (obr. 6.4b). Protože získaný průběh spektrální výkonové hustoty byl stejný v podstatě pro libovolný frekvenční interval, na kterém byla daná událost pozorována, obrázky dalších frekvenčních intervalů zde již nejsou uvedeny. Jelikož obr. 6.4a, 6.4b odpovídají stejným časovým intervalům jako obr. 6.3a-d, je z nich možné identifikovat frekvence, na kterých byla uvedená analýza prováděna.



Obrázek 6.4: Spektrální výkonová hustota ve frekvenčním intervalu 1900 – 2000 Hz v závislosti na čase. Černá křivka značí průběh naměřený družicí, červená pozemní stanicí Kannuslehto. (a) Časový interval odpovídá úseku A (tzn. obr. 6.3a, 6.3c). (b) Časový interval odpovídá úseku B (tedy obr. 6.3b, 6.3d). Červené a černé křížky značí počáteční/koncové časy jednotlivých QP elementů.

Průběh spektrální výkonové hustoty na obr. 6.4 vykreslený černou čarou odpovídá spektrální výkonové hustotě naměřené družicí DEMETER (odpovídající škála je umístěna na levé straně obrázku), červeně vykreslená spektrální výkonová hustota byla změřena stanicí Kannuslehto. Škála pro pozemní měření je uvedena na pravé straně obrázku.

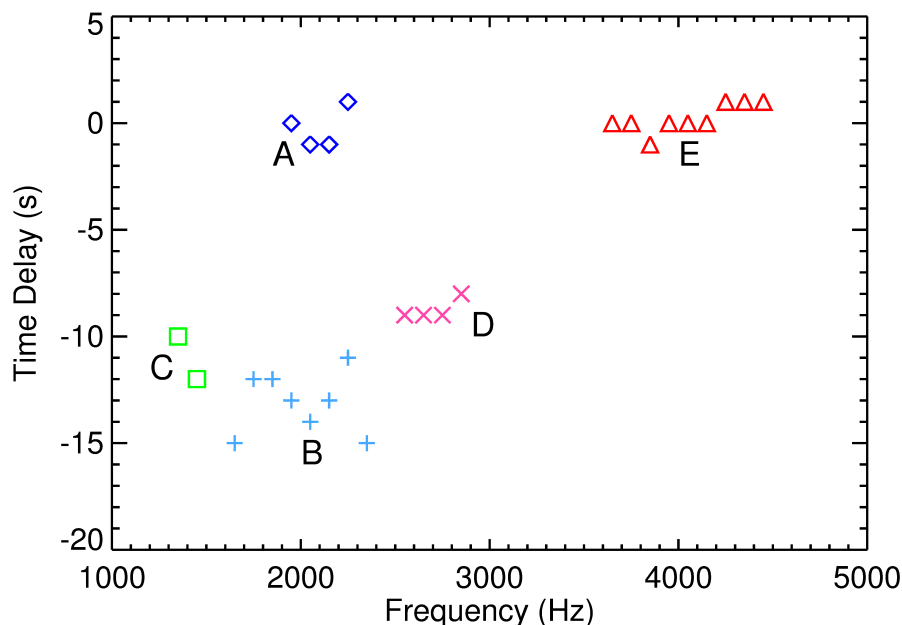
Průběh spektrální výkonové hustoty na obr. 6.4a odpovídající měření stanice Kannuslehto (červená křivka) je značně zašuměný, což je způsobeno slabou intenzitou elementů pozorované QP události v tomto časovém intervalu (jak je uvedeno výše, viz obr. 6.3c). I přesto je možné rozlišit čtyři lokální maxima odpovídající čtyřem elementům QP události. Časy, ve kterých jsou tato maxima pozorována, jsou v případě družice i pozemní stanice zhruba stejné, přítomný šum ovšem může způsobit, že případné malé časové zpoždění není identifikovatelné.

Na druhou stranu, na obr. 6.4b jsou časová zpoždění mezi elementy QP události měřenými družicí DEMETER a stanicí Kannuslehto velmi dobře pozorovatelná. Je vidět, že červená křivka (odpovídající spektrální výkonové hustotě naměřené pozemní observatoří) je oproti černé křivce systematicky posunuta na menší časy, tzn. že QP elementy byly na Zemi pozorovány dříve než na družici. Na tomto obrázku jsou červenými, příp. černými křížky vyznačeny počáteční/konečné časy jednotlivých QP elementů pozorované stanicí Kannuslehto, příp. družicí DEMETER. Tyto časy byly stanoveny jako minima spektrální výkonové hustoty mezi jednotlivými elementy pozorované události a budou využity dále.

Výše uvedená časová zpoždění mezi QP elementy pozorovanými stanicí Kannuslehto a družicí DEMETER bylo možné stanovit také v případě jiných frekvenčních a časových intervalů. Ve zvolených intervalech byla provedena korelační analýza, jejíž výsledky prezentuje obr. 6.5. Jsou zde ukázána jednotlivá časová zpoždění mezi detekcí elementů QP události stanicí Kannuslehto a družicí DEMETER jako funkce frekvence. Časová zpoždění byla stanovena pro vybrané frekvenční intervaly, kde byla QP událost pozorovatelná oběma přístroji, a označení jednotlivých úseků velkými písmeny odpovídá označení na obr. 6.1.

Na obr. 6.5 je patrné, že v případě intervalů A a E bylo pozorované zpoždění velmi malé, srovnatelné s časovým rozlišením obou přístrojů (v případě družice bylo rozlišení 2 s, u stanice Kannuslehto 1 s). Časová zpoždění během zbývajících intervalů (tj. B, C, D) byla značně vyšší (dosahující až přibližně 13 s). Záporná hodnota pozorovaných zpoždění znamená, že stanice Kannuslehto pozorovala dané elementy QP události dříve než družice DEMETER. Časová zpoždění se v jednotlivých úsecích příliš nemění s frekvencí. Na obr. 6.5 jsou na ose x vykresleny střední hodnoty frekvencí zvolených frekvenčních intervalů, na kterých byly elementy QP události pozorovány s dostatečnou intenzitou v případě obou měřících přístrojů, a bylo tak možné provést uvedenou korelační analýzu. Tyto frekvenční intervaly byly posuzovány pro každý úsek A – E jednotlivě.

Dalším faktorem, který je vhodné porovnat u události naměřené více přístroji současně, je intenzita dané události. V případě analyzované QP události se jedná o poněkud specifickou situaci, protože zatímco poloha stanice Kannuslehto byla fixně daná (měnila se pouze vlivem rotace Země), družice DEMETER výrazně měnila svoji geomagnetickou šířku na časových škálách několika minut. Proto je možné považovat změnu intenzity události naměřenou pozemní stanicí pouze za časovou variaci, zatímco změna intenzity události pozorovaná družicí je dána především změnou její polohy (v geomagnetické šířce). Intenzita elementů



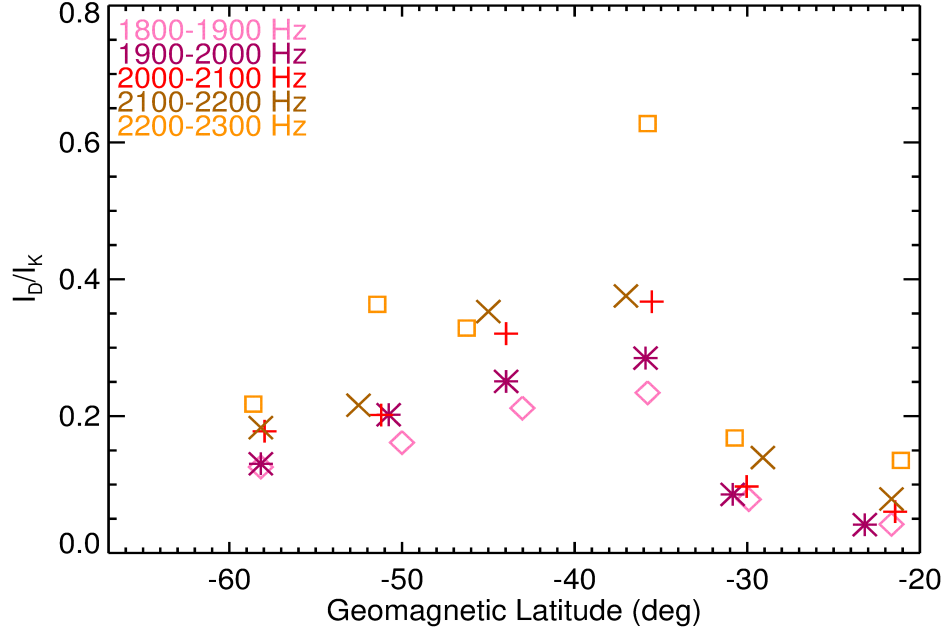
Obrázek 6.5: Časová zpoždění mezi elementy QP události pozorovanými družicí DEMETER a stanicí Kannuslehto v závislosti na frekvenci. Hodnoty vyznačené stejným symbolem a stejnou barvou odpovídají stejným časovým intervalům. Jednotlivé časové intervaly jsou označeny velkým písmenem a odpovídají značení na obr. 6.1. Záporné znaménko znamená, že elementy QP události byly pozorovány družicí DEMETER později než stanicí Kannuslehto.

QP události naměřená stanicí Kannuslehto proto byla použita jako normalizační faktor při vyhodnocení změny intenzity QP elementů pozorovaných družicí DEMETER jako funkce geomagnetické šířky. Získané výsledky jsou ukázány na obr. 6.6.

Výpočet poměru intenzit jednotlivých elementů QP události byl proveden zvláště pro jednotlivé frekvenční pásy o šířce 100 Hz v rozsahu 1800 – 2300 Hz z intervalu B. V tomto frekvenčním intervalu byly elementy QP událostí nejzřetelnější. Pro každý frekvenční interval byla zvolena jiná barva a jiný symbol. Interval B byl pro tuto analýzu vybrán, protože obsahoval největší počet (šest) dobře rozeznatelných QP elementů. V době měření tohoto úseku se družice DEMETER nacházela na jižní polokouli (tedy opačné, než je poloha stanice Kannuslehto). Protože se jednalo o denní půlorbit, družice DEMETER se pohybovala ze severu na jih, tzn. nižší šířky odpovídají pozdějším časům.

Protože v tomto časovém intervalu bylo naměřeno celkem šest elementů QP události (viz obr. 6.4b), v každém frekvenčním intervalu bylo získáno celkem šest poměrů intenzit. Odpovídající intenzita daného elementu byla získána časovou integrací spektrální výkonové hustoty v daném frekvenčním pásu během doby trvání zvoleného elementu. Doba trvání daného elementu byla definována jako časový interval mezi dvěma po sobě jdoucími minimy spektrální výkonové hustoty. Tato minima jsou vyznačena na obr. 6.4b černými a červenými křížky. Podle této definice elementů QP událostí tak jeden element souvisle přechází v druhý.

Z výsledků poměrů intenzit v jednotlivých frekvenčních intervalech je patrná jejich vzájemná konzistence. Poměry intenzit jsou vždy menší než jedna, což od-



Obrázek 6.6: Poměr intenzit QP elementů pozorovaných družicí DEMETER (I_D) a stanicí Kannuslehto (I_K) během časového intervalu B (shodný s intervalem na obr. 6.4b) v závislosti na geomagnetické šířce. Jednotlivé barvy a symboly odpovídají frekvenčním intervalům, ve kterých byl uvedený rozbor proveden.

povídá tomu, že spektrální výkonová hustota elektrického pole měřená družicí DEMETER je vždy menší než spektrální výkonová hustota elektrického pole měřená stanicí Kannuslehto.

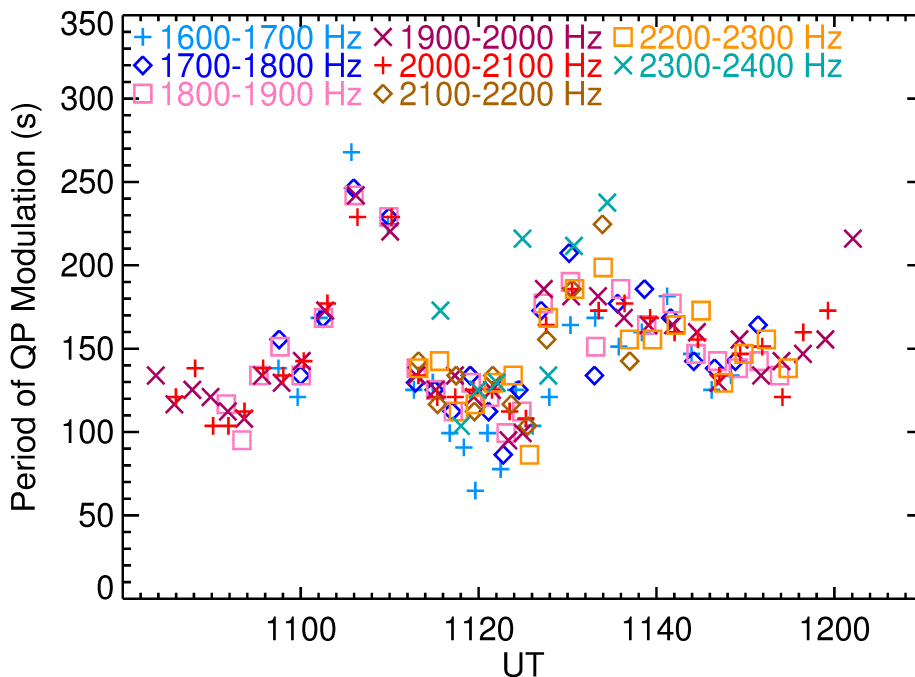
To je zapříčiněno rozdílnými hodnotami indexu lomu v místě měření družice a na Zemi. V případě měření stanicí Kannuslehto lze s dobrou přesností položit index lomu roven jedné, zatímco ve výškách odpovídajících poloze družice DEMETER dosahuje index lomu velikosti v řádu několika desítek. S uvážením, že se vlny prošíří ionosférou k Zemi, lze jejich vlnový vektor pokládat v podstatě za vertikální. To při velkých geomagnetických šířkách, na kterých byla událost pozorována, implikuje, že odpovídající normálové úhly jsou spíše malé. Z přiblížení studeného plazmatu (viz Stix (1992)) lze pro normálové úhly menší než 60° odhadnout index lomu přibližně na 30. Z Faradayova zákona (viz rovnice 2.3) plyne, že elektrické a magnetické pole vlny jsou svázané faktorem $\frac{c}{n}$, kde n je index lomu a c je rychlost světla. Při stejném Poyntingově toku vlny by tedy spektrální výkonová hustota fluktuací elektrického pole v místě měření družice DEMETER měla být n -krát nižší než v místě stanice Kannuslehto. Po zohlednění tlumení při šíření ionosférou směrem k Zemi (zhruba 5 dB během denních hodin, viz Graf a kol. (2013)) odpovídají pozorované hodnoty přibližně teoretickým předpovědím.

Jak je z obr. 6.6 také vidět, poměr intenzit roste s vyššími frekvencemi, na kterých byl výpočet proveden. To může být způsobeno tím, že index lomu na výškách odpovídajících pozici družice DEMETER klesá s rostoucí frekvencí vlny (pokles je v intervalu frekvencí 1850 – 2250 Hz přibližně 10%).

Poměr intenzit ostře vzroste na geomagnetických šířkách kolem -35° a na nižších šířkách pak postupně opět klesá. Tento jev ukazuje rozsah geomagnetických

šířek, na kterých je pronikání QP emisí do nižších výšek (odpovídajících poloze družice DEMETER) nejefektivnější.

V předchozích publikacích (viz např. Němec a kol., 2013b; Manninen a kol., 2013) bylo ukázáno, že modulační perioda, tj. časová odlehlost mezi dvěma po sobě následujícími QP elementy, se během trvání QP události může měnit. Závislost modulační periody zkoumané události na čase ukazuje obr. 6.7. Protože je měření události stanicí Kannuslehto (na rozdíl od družice DEMETER) v čase spojitě, byla pro analýzu modulační periody QP události použita pouze data z pozemního měření.

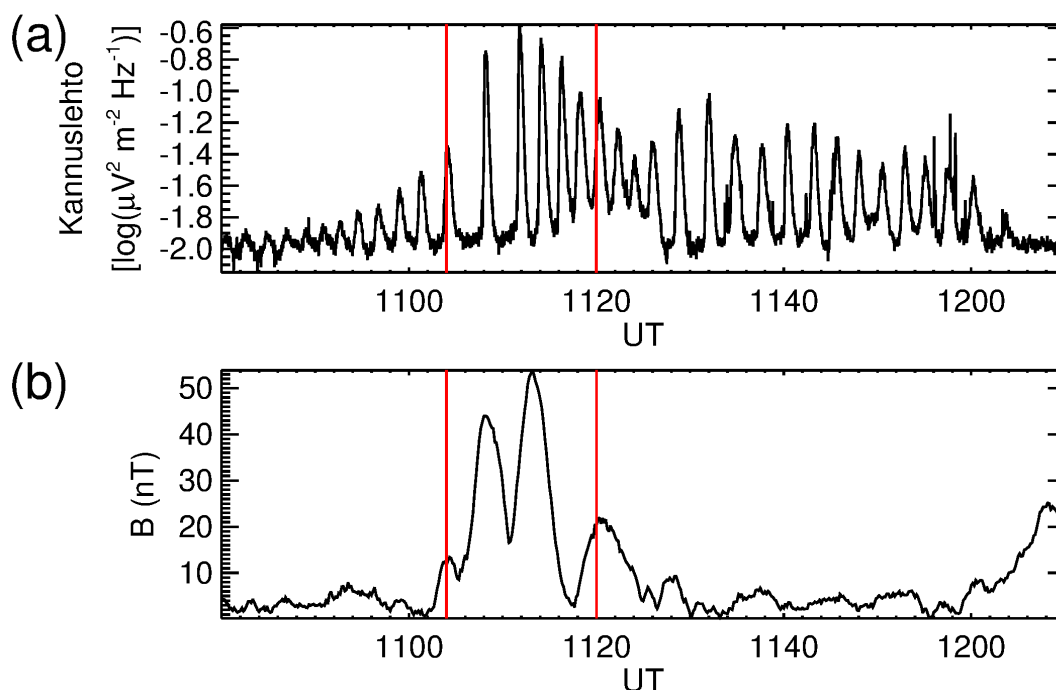


Obrázek 6.7: Modulační perioda (časová vzdálenost dvou po sobě jdoucích QP elementů) zkoumané QP události v závislosti na čase. Byla použita pouze data naměřená stanicí Kannuslehto. Jednotlivé frekvenční intervaly, na kterých byla modulační perioda počítána, jsou barevně odlišeny (viz horní část obrázku).

Stejně jako v předchozích případech, i modulační perioda byla určována zvláště pro jednotlivé frekvenční intervaly o šířce 100 Hz. Výsledky získané pro jednotlivé frekvenční intervaly jsou barevně odlišeny (legenda je uvedena v horní části obrázku). Jak je ovšem patrné, modulační perioda nevykazuje závislost na frekvenci. Na začátku a uprostřed vyšetřovaného časového intervalu je modulační perioda víceméně konstantní, ovšem v časech kolem 11:08 UT a 11:34 UT její hodnota významně (až o 100%) vzroste. Navíc se zdá, že na konci zkoumaného intervalu (kolem 12:02 UT) modulační perioda opět roste.

Vývoj intenzity QP emise naměřené stanicí Kannuslehto v čase je znázorněn na obr. 6.8a. Obrázek ukazuje spektrální výkonovou hustotu elektrického pole v závislosti na čase ve frekvenčním intervalu 1900 – 2000 Hz. Je dobře patrné, že intenzita události byla na začátku zkoumaného časového intervalu velmi malá. Postupně ovšem intenzita události roste. Na konci zvoleného intervalu intenzita QP emise opět klesá. Výrazný vzrůst intenzity pozorované události nastal v době kolem 11:08 UT, což přibližně odpovídá době nejvyššího vzrůstu modulační pe-

riody události. Časový interval, na kterém dochází k nejvýraznějšímu vzrůstu intenzity zkoumané QP události, je na obr. 6.8a ohraničen červenými svislými čarami.

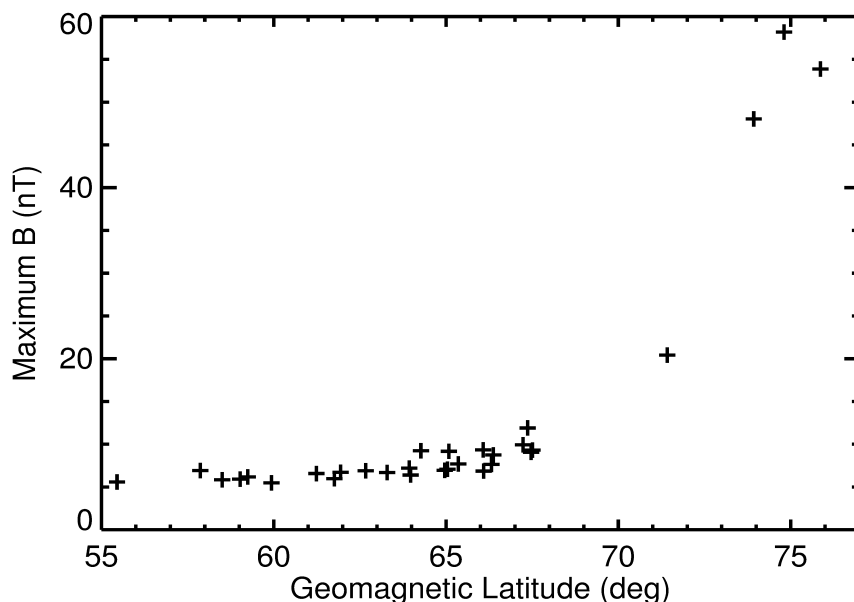


Obrázek 6.8: (a) Intenzita zkoumané QP události naměřená stanicí Kannuslehto ve frekvenčním rozsahu 1900 – 2000 Hz jako funkce času. Svislé červené čáry ohraničují časový interval, na kterém dochází k výraznému nárůstu intenzity QP události. (b) Vývoj magnetického pole kolmému k okolnímu (zemskému) magnetickému poli naměřený stanicí sítě magnetometrů IMAGE Ny-Ålesund v Norsku v závislosti na čase. Magnetické pole dosahuje maxima v časovém intervalu vyznačeném svislými červenými čarami.

V časovém intervalu, kdy dochází k nejvyššímu vzrůstu intenzity dané QP události, je vhodné vyšetřit také změny pulzací magnetického pole naměřené pozemními magnetometry. To demonstruje obr. 6.8b. Zde jsou vykreslena data z měření magnetometru Ny-Ålesund v Norsku ($78,92^\circ$, $11,95^\circ$), který je součástí sítě magnetometrů IMAGE. Časový interval přesně odpovídá časovému intervalu vykreslenému na obr. 6.8a. Magnituda magnetického pole měřená na Zemi odpovídá převážně okolnímu (zemskému) magnetickému poli, v tomto případě je ovšem vyšetřován vliv Alfvénových pulzací magnetického pole. Z toho důvodu znázorňuje magnetické pole vykreslené na obr. 6.8b vývoj magnitudy magnetického pole kolmému k okolnímu magnetickému poli (určenému jako průměrná hodnota v časovém intervalu 1 hod.). Získaná časová závislost tohoto magnetického pole je na obr. 6.8b vykreslena černou čarou. Pulzace magnetického pole mají periody srovnatelné s modulační periodou zkoumané QP události, ale jejich vztah k periodě QP emisí je neprůkazný. Za zmínku nicméně stojí, že maximum pulzací magnetického pole leží ve stejném časovém intervalu jako maximální intenzita QP události. Stejně jako na obr. 6.8a ohraničují interval, na kterém dochází k největšímu nárůstu těchto pulzací, dvě červené svislé čáry.

Pozorování, že v době zvýšené intenzity QP události je také pozorován nárůst magnetického pole kolmého k zemskému magnetickému poli, je dále vyšetřováno na obr. 6.9. Zde jsou vykresleny maximální hodnoty kolmého magnetického pole naměřené jednotlivými magnetometry sítě IMAGE v časovém intervalu, který je na obrázcích 6.8a a 6.8b vyznačen červenými svislými čarami. Dané maximální hodnoty kolmého magnetického pole jsou vykresleny v závislosti na geomagnetických šířkách příslušných magnetometrů. Právě geomagnetická šířka stanice se při provádění analýze ukázala být vhodným směrodatným parametrem.

Jak je na obrázku patrné, maximum magnitudy magnetického pole je značně velké na vysokých geomagnetických šířkách a směrem k rovníku ostře klesá. Vysoké hodnoty magnitudy magnetického pole jsou limitovány geomagnetickou šířkou o hodnotě kolem 68° . Pokud se tato šířka převede na hodnotu parametru L (vzdálenost magnetické siločáry v zemských poloměrech v rovníkové rovině) v dipólovém přiblížení zemského magnetického pole, je nárůst magnitudy magnetického pole limitován hodnotou $L \approx 7,1$. V případě přesnějšího modelu zemského magnetického pole se tato hodnota změní pouze nepatrně, na $L \approx 7,3$.



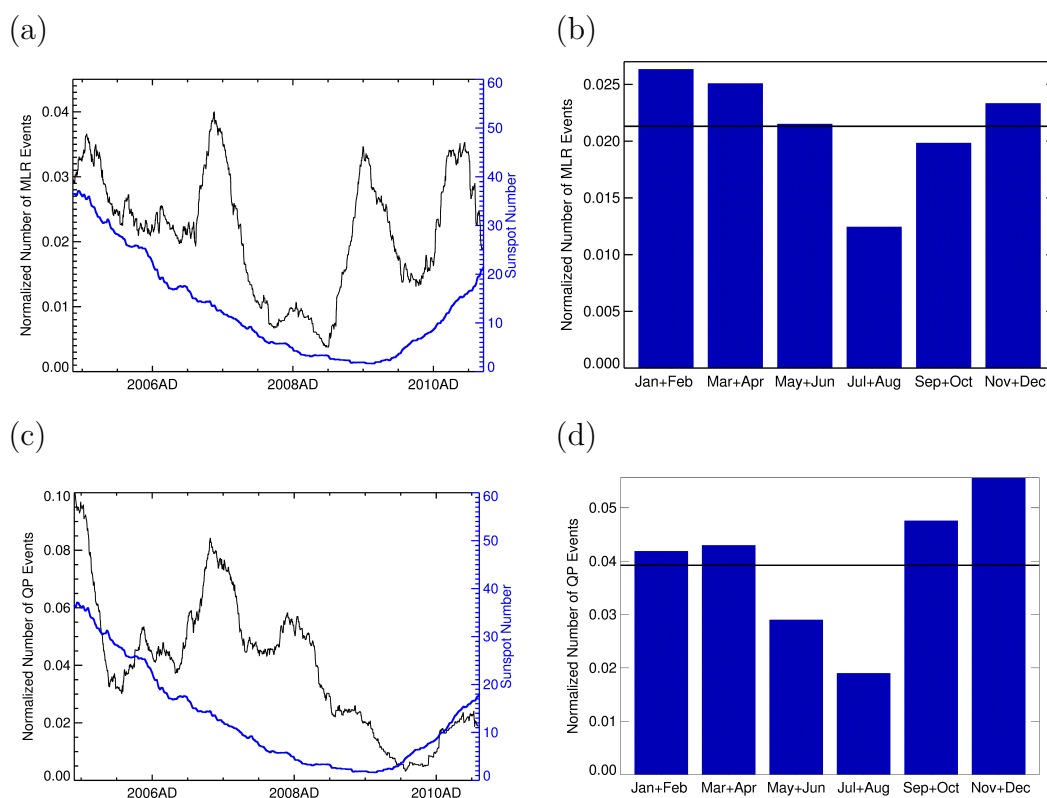
Obrázek 6.9: Maxima magnitudy magnetického pole kolmého k okolnímu (zemskému) magnetickému poli naměřená magnetometry sítě IMAGE v časovém intervalu vyznačeném červenými čarami na obr. 6.8a a 6.8b v závislosti na geomagnetické šířce daného magnetometru.

6.2 Srovnání vlastností magnetosférického čárového záření a kvaziperiodických emisí

V datech družice DEMETER byly události typu MLR i QP vizuálně detekovány ve spektrogramech pořizovaných během Survey módu. Za celé období mise družice DEMETER (6,5 roku, celkem 57 574 půlorbitů) bylo nalezeno celkem 1230 událostí typu MLR (781 denních událostí, 449 nočních), počet nalezených QP událostí je 2264 (2181 pozorovaných na denní straně, 83 na noční). Výsledky

prezentované v této sekci týkající se magnetosférického čárového záření byly publikovány v Bezděková a kol. (2015), proto se dále popis zaměřuje především na jejich srovnání s výsledky získanými pro QP události.

Protože byl počet nalezených událostí typu MLR i QP poměrně vysoký a doba trvání mise družice DEMETER představuje relativně rozsáhlý časový interval, bylo možné porovnat výskyt obou typů událostí se slunečním cyklem. Výsledek je znázorněn na obr. 6.10a a 6.10c. Je zde vykreslen počet MLR/QP událostí během 90 denního plovoucího intervalu normovaný celkovým počtem půlorbitů družice DEMETER v daném časovém intervalu v závislosti na čase během celé doby trvání družice DEMETER (černá křivka). Na těchto obrázcích je také (modrou čarou) vykreslen měsíční průměr počtu slunečních skvrn.



Obrázek 6.10: (a) Počet událostí typu MLR pozorovaný družicí DEMETER během 90 denního plovoucího intervalu normovaný celkovým počtem půlorbitů této družice v daném časovém intervalu (černá čára) v porovnání s měsíčním průměrem počtu slunečních skvrn (modrá křivka). (b) Počet pozorovaných MLR událostí normovaný celkovým počtem půlorbitů družice DEMETER v jednotlivých měsících. Překreslená černá vodorovná čára odpovídá střední hodnotě četnosti výskytu MLR událostí (0,021). (c) Počet událostí typu QP měřený družicí DEMETER normovaný celkovým počtem půlorbitů v daném časovém intervalu (stejně jako (a)). (d) Počet nalezených QP událostí normovaný celkovým počtem půlorbitů družice DEMETER v jednotlivých měsících. Černá vodorovná čára odpovídá průměrné hodnotě četnosti výskytu QP událostí (0,039).

Je patrné, že v případě MLR událostí byl jejich normovaný počet výrazně nižší na konci roku 2007 a na začátku roku 2008. Při porovnání s překreslenou modrou křivkou lze diskutovat, že v období kolem slunečního minima je také výskyt MLR

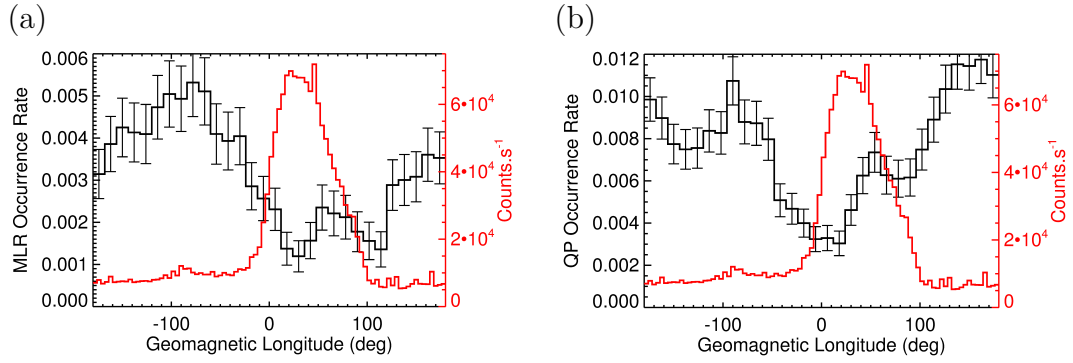
událostí nejnižší. Tato závislost je ovšem poměrně slabá a pravděpodobně nijak významná. V případě QP událostí je nejnižší četnost jejich výskytu přibližně ve druhé polovině roku 2009. Při porovnání s počtem slunečních skvrn lze opět uvažovat možnou souvislost se solárním minimem, které v tomto případě minimální četnosti událostí předcházelo. Navržená souvislost je ovšem opět málo průkazná.

Protože lze na obr. 6.10a a 6.10c pozorovat zřetelný nárůst četnosti MLR i QP událostí v době na přelomu roku (v zimních měsících), byly vykresleny obr. 6.10b a 6.10d, které ukazují závislost počtu MLR/QP událostí normovaného celkovým počtem půlorbitů družice DEMETER v daném měsíci. Tento výsledek naznačuje, že výskyt obou typů událostí závisí na ročním období. Je patrné, že jsou skutečně oba typy událostí častější během zimních měsíců než letních. V případě MLR událostí je tato četnost téměř dvakrát vyšší, pro QP emise dosahuje četnost v zimních měsících více než dvojnásobku četnosti v letních měsících. Na obrázcích je tučnou černou čarou vykreslena také průměrná hodnota četnosti výskytu událostí, jejíž hodnota je v případě MLR událostí přibližně 0,021, pro QP události dosahuje zhruba 0,039.

V předchozích pracích (např. Hayosh a kol., 2014; Bezděková a kol., 2015) se uvádí, že počet daných událostí je obecně nižší na geomagnetických délkách odpovídajících Atlantickému oceánu. Například v případě událostí typu MLR se pravděpodobnost jejich výskytu na geomagnetických délkách mezi $0^\circ - 100^\circ$ snižuje zhruba na polovinu. Tato oblast sníženého výskytu událostí odpovídá geomagnetickým délkám Jihoatlantické anomálie a oblastem východně od ní. Příčinou vzniku tohoto jevu je pravděpodobně masivní vysypávání elektronů ve ztrátovém kuželu, ke kterému v této oblasti vlivem malé intenzity magnetického pole dochází. Pokud by tyto elektrony přímo souvisely se vznikem zkoumaných událostí, pak by byl pozorovaný pokles událostí korelován s jejich nedostatkem v této oblasti.

Za účelem potvrzení/vyvrácení uvedených závěrů byla četnost výskytu MLR i QP událostí v závislosti na poloze porovnána s počtem energetických elektronů naměřených v blízkosti ztrátového kuželu přístrojem IDP na družici DEMETER (viz část 5.1). Na obr. 6.11a a 6.11b je tedy vykreslena normovaná doba trvání nalezených MLR/QP událostí (*occurrence rate*) jako funkce geomagnetické délky (černá křivka). Tato četnost byla vypočítána jako poměr celkové doby trvání MLR/QP událostí a celkové doby měření družice DEMETER v Survey módu v daném délkovém intervalu. Na průběhu vykreslených závislostí je pro oba typy událostí zřetelný pokles jejich výskytu v oblasti geomagnetických délek mezi -20° a -100° .

Chybové úsečky na obr. 6.11a, 6.11b znázorňují horní odhad směrodatné odchylky vypočítané z binomického rozdělení a počtu půlorbitů družice DEMETER na dané geomagnetické délce. Horní odhad standardní směrodatné odchylky v daném intervalu byl tedy spočítán jako $\sqrt{p(1-p)/N}$, kde p je četnost MLR/QP událostí ve zvoleném délkovém intervalu a N značí celkový počet půlorbitů družice DEMETER pořízených v daném intervalu během Survey módu. Je vhodné poznamenat, že se jedná o horní odhad dané chyby, protože N má být celkový počet nezávislých bodů v daném intervalu. V tomto případě ovšem není jednoznačné, jak tento počet určit. Přítomnost, resp. absence událostí ve dvou po sobě následujících časech měření totiž zjevně není nezávislá. Proto byl jako celkový počet N použitý počet půlorbitů družice DEMETER s daty v Survey módu



Obrázek 6.11: (a) Normovaná doba trvání nalezených MLR událostí v závislosti na geomagnetické délce (černá křivka). Chybové úsečky ukazují horní odhad směrodatné odchylky. Červená křivka (škála na pravé straně grafu) znázorňuje závislost toku energetických elektronů o energiích 73 keV až 2342 keV na geomagnetické délce. (b) Stejně jako (a), ale pro události typu QP.

v daném délkovém intervalu, který představuje dolní odhad celkového počtu nezávislých bodů měření. Získaná hodnota standardní směrodatné odchylky výskytu MLR/QP událostí je tudíž jejím horním odhadem.

Závislost středního počtu elektronů o energiích 73 keV až 2342 keV za sekundu ($\text{counts}\cdot\text{s}^{-1}$) naměřeného přístrojem IDP na geomagnetické délce je na obr. 6.11a, 6.11b vykreslena červenou čarou. Při uvážení orientace detektoru přístroje IDP a toho, že orbit družice DEMETER byl nízký, téměř kruhový a polární, pitch úhel měřených částic zhruba odpovídá hranici ztrátového kuželu (mediánová hodnota je $83,7^\circ$, hodnota dolního kvartilu $77,1^\circ$, horního kvartilu $90,4^\circ$). Závislost toků energetických elektronů na geomagnetické délce je pro všechny energie v podstatě stejná. Na obr. 6.11 proto nejsou toky elektronů podle jejich energie rozlišeny a je pouze vykreslena jejich celková hodnota.

Na obr. 6.11 je jasně vidět předpokládaný průběh závislosti toků vysypávajících se elektronů na geomagnetické délce, která dosahuje maxima na geomagnetických délkách mezi $0^\circ - 80^\circ$, což je poloha Jihoatlantické anomálie. Minimum četnosti výskytu MLR i QP událostí je právě v oblasti těchto geomagnetických délek. Původních vysokých hodnot četnosti MLR událostí nabývá až na geomagnetických délkách nad 120° , kdy četnost událostí značně skokově vzroste. V případě QP událostí je nárůst četnosti výskytu pozvolnější.

V případě průběhů četnosti obou typů událostí je na geomagnetických délkách kolem 60° pozorován mírný nárůst jejich hodnot. Tento efekt by mohl být způsoben statistickým zpracováním dat, vzhledem k tomu, že je ovšem patrný pro oba typy událostí, nelze vyloučit, že se jedná o reálný jev. Jeho příčina ovšem zatím není známa a bude předmětem dalšího výzkumu.

Získané výsledky naznačují možnou souvislost vzniku MLR událostí s energetickými elektrony ve ztrátovém kuželu, které se na geomagnetických délkách odpovídajících poloze Jihoatlantické anomálie vysypávají. V případě událostí typu QP bylo navíc (např. v Hayosh a kol., 2013) ukázáno, že perioda elementů QP události může odpovídat periodě vysypávání energetických elektronů.

Lze tedy usuzovat, že jestliže je MLR/QP událost pozorována v oblasti Jihoatlantické anomálie a na geomagnetických délkách mírně západně od ní, energie

tické elektrony relevantní pro danou událost (driftující východním směrem) by se následně na geomagnetických délkách Jihoatlantické anomálie měly vysypat. Tato představa byla využita při vytvoření obr. 6.12.

Na této sadě obrázků byly šetřeny variace toku energetických elektronů, který byl na družici DEMETER měřen přístrojem IDP (viz sekce 5.1), v oblasti geomagnetických délek odpovídajících Jihoatlantické anomálii ($0^\circ - 80^\circ$) v závislosti na výskytu MLR/QP událostí. Je zde vykreslen rozdíl mediánů toků energetických elektronů v přítomnosti MLR/QP událostí a mediánů toků naměřených během celé mise družice DEMETER jako funkce energie elektronů a geomagnetické šířky.

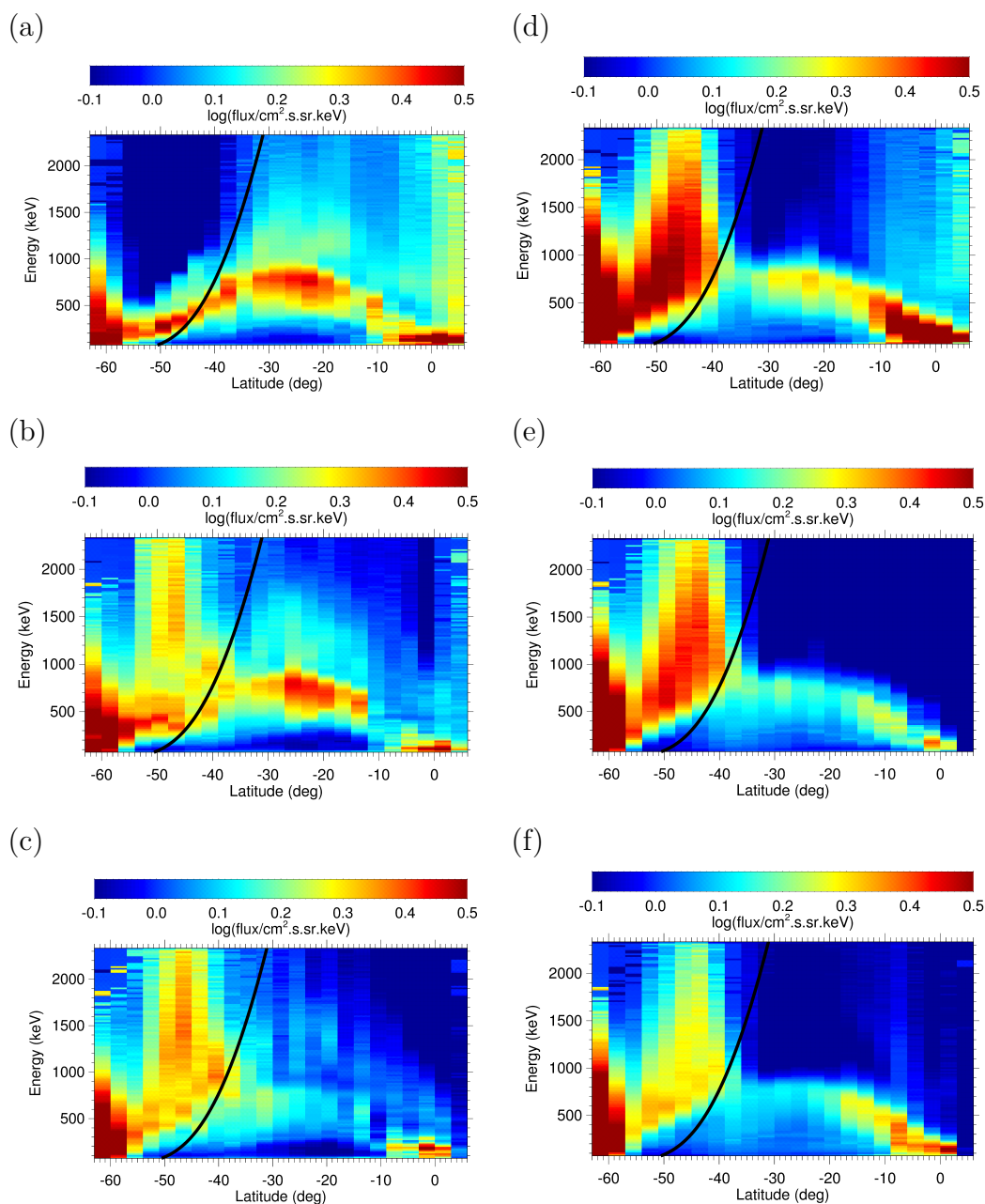
Díky rotaci Země se družice efektivně pohybovala západním směrem, takže půlorbit družice, který bezprostředně následoval po půlorbitu, na kterém byla zvolená událost pozorována, odpovídá pozorování západně od události. Obr. 6.12a odpovídá výše uvedenému rozdílu mediánů toků energetických elektronů naměřených v době půlorbitů družice, které nastaly před půlorbity s MLR událostmi, a mediánů toků energetických elektronů naměřených za celou dobu trvání mise družice DEMETER. Na obr. 6.12b je vykreslen rozdíl mediánů toků elektronů naměřených během půlorbitů, na kterých byly nalezeny MLR události, a mediánů celkového toku elektronů. Konečně obr. 6.12c znázorňuje rozdíl mediánů toků energetických elektronů naměřených během půlorbitů, které následovaly po půlorbitech s MLR událostmi, a mediánů celkového toku energetických elektronů. Obr. 6.12d-f byly vytvořeny analogicky, ale byly zkoumány půlorbity vztahující se ke QP událostem. Obr. 6.12c a 6.12f odpovídají situaci, kdy jsou dané MLR/QP události pozorovány východněji.

Výsledky jsou vykresleny v oblasti do 6° geomagnetických šířek, protože na vyšších šířkách jsou toky energetických elektronů velmi nízké a nebylo možné provést uvedenou analýzu. V případě obou typů událostí je patrné zvýšení toku energetických elektronů na geomagnetických šířkách kolem -60° na energiích přibližně do 1000 keV (MLR) a 1500 keV (QP) pro všechny zkoumané situace, což odpovídá poloze vnějšího radiačního pásu. Vzhledem k tomu, že pozorovaný nárůst hodnot je ve všech případech v podstatě stejný, nezdá se pravděpodobné, že by přímo souvisel s výskytem MLR/QP událostí, spíše ukazuje na globální systematické změny v geomagnetické aktivitě.

Zvýšené toky elektronů pravděpodobně přímo spjaté s výskytem zkoumaných událostí jsou patrné na geomagnetických šířkách v rozsahu -55° až -15° , v době pozorování QP událostí je změna toků patrná také na nižších geomagnetických šířkách (-10° až 6°).

Toky energetických elektronů, které pravděpodobně interagovaly s událostmi typu MLR (obr. 6.12a), jsou znatelně potlačeny na geomagnetických šířkách kolem -55° na energiích nad 500 keV v porovnání s toky elektronů, které případně budou s MLR událostmi teprve interagovat (obr. 6.12c). Toky elektronů, které případně interagovaly s MLR událostmi, jsou zvýšeny na nižších energiích. Pozorovaný nárůst se vyskytuje v energetickém rozsahu, který se mění v závislosti na geomagnetické šířce, jeho největší hodnota je pozorována na geomagnetických šířkách kolem -30° . Jak se dá očekávat, toky energetických elektronů, které přímo interagují s MLR událostmi (obr. 6.12b), dosahují hodnot ležících mezi krajními hodnotami vykreslenými na obr. 6.12a, 6.12c.

Zatímco u MLR událostí byly toky energetických elektronů, které s událostmi interagovaly, výrazně potlačeny, v případě QP událostí jsou tyto toky naopak



Obrázek 6.12: Mediány toku energetických elektronů naměřené družicí DEMETER na geomagnetických délkách odpovídajících Jihoatlantické anomálii ($0^\circ - 80^\circ$) vzhledem k výskytu MLR událostí ((a) – (c)) a QP událostí ((d) – (f)) v závislosti na energii elektronů a geomagnetické šířce. (a),(d) Rozdíl mediánů toků elektronů z dat naměřených během pólorbitů družice, které předcházely pólorbitům s MLR/QP událostmi, a mediánů toků elektronů naměřených během celé mise družice. (b),(e) Rozdíl mediánů toků elektronů naměřených během pólorbitů, na kterých byly MLR/QP události pozorovány, a mediánů celkového toku elektronů. (c),(f) Rozdíl mediánů toků energetických elektronů naměřených během pólorbitů následujících po pólorbitech s MLR/QP událostmi a mediánů celkového toku elektronů. Černé čáry odpovídají vypočítaným rezonačním energiím.

výrazně zvýšeny v oblasti geomagnetických šířek okolo -50° na energiích nad 500 keV a také v oblasti kolem 0° v energetickém rozsahu do 500 keV (obr. 6.12d). Nárůst energetických toků v této oblasti je v případě MLR událostí možné také pozorovat, ovšem ne s takovou intenzitou. Toky elektronů, které by následně mohly s QP událostmi interagovat, jsou obecně nižší (obr. 6.12f).

Získaný trend závislosti toků energetických elektronů na geomagnetické šířce je v případě MLR i QP událostí shodný (ve všech případech obr. 6.12 je patrný postupný nárůst energií zvýšených toků elektronů s geomagnetickou šířkou a od přibližně -30° opět postupný pokles). Je tedy možné předpokládat, že elektrony o stejných energiích interagují na daných geomagnetických šířkách s oběma typy událostí.

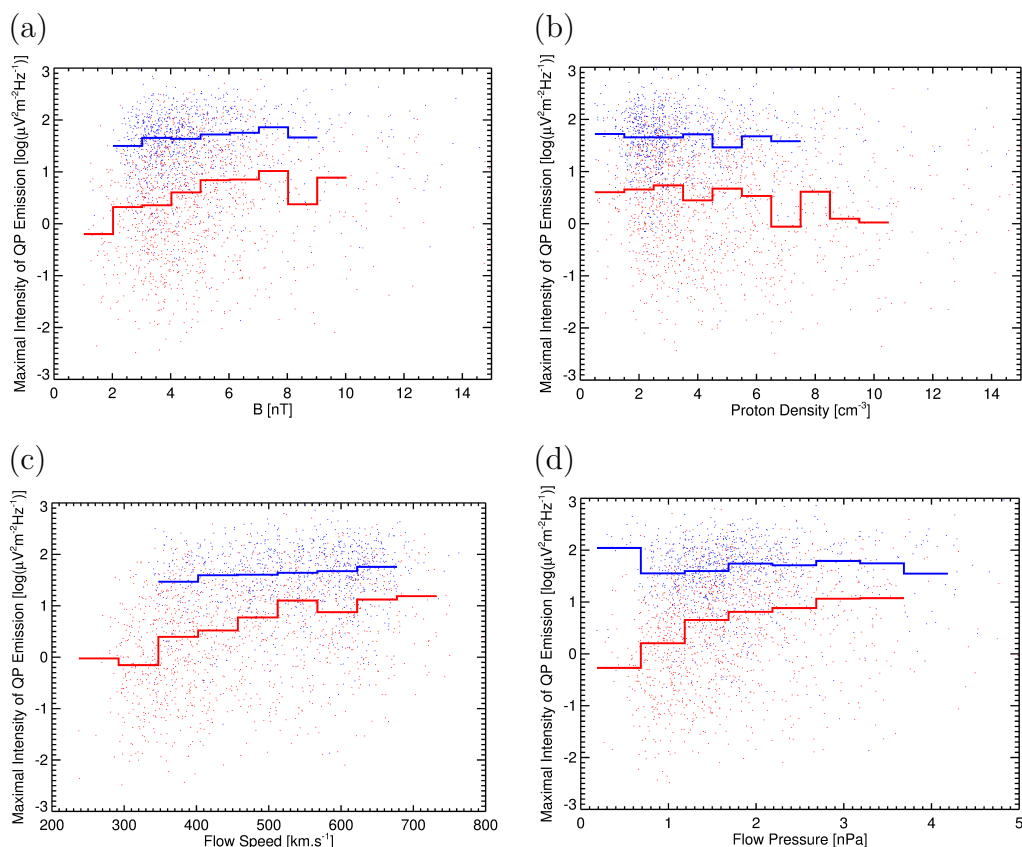
Dále byly určeny rezonanční energie elektronů, které mohou s danými událostmi interagovat. Výpočet byl proveden za předpokladu, že k interakcím dochází v rovníkové rovině, vlnový vektor je orientovaný podél magnetického pole, s uvážením dipólového přiblížení zemského magnetického pole a za použití plazmasférického hustotního modelu uvedeného v Denton a kol. (2004). Byly uvažovány gyronezance prvního řádu. Rezonanční energii je tak možné určit pomocí frekvence vlny a parametru L . Při výpočtu byla uvažována frekvence vlny 3 kHz, což dobře odpovídá typickým frekvencím obou zkoumaných typů událostí.

Získané rezonanční energie jsou na obr. 6.12a-f vykresleny černou čarou. Pro parametr $L = 2,5$ (na výškách družice DEMETER odpovídá geomagnetické šířce $\lambda_m \approx 48^\circ$) je získaná rezonanční energie přibližně 130 keV, na $L = 2$ (tj. $\lambda_m \approx 42^\circ$) kolem 535 keV a pro $L = 1,5$ (tj. $\lambda_m \approx 31^\circ$) je odpovídající rezonanční energie kolem 2330 keV. Na geomagnetických šířkách v rozmezí -50° až -40° vypočítané rezonanční energie přibližně odpovídají energiím elektronů, jejichž toky jsou za přítomnosti zkoumaných událostí zvýšené. Blíže geomagnetickému rovníku ovšem rezonanční energie poměrně prudce rostou a přibližně od -40° jsou už příliš vysoké na to, aby bylo možné dát je do přímé souvislosti s MLR/QP událostmi.

6.3 Vliv parametrů slunečního větru na formování kvaziperiodických událostí

Protože se sluneční vítr jeví jako významný faktor ovlivňující výskyt a vlastnosti zkoumaných událostí, byla vyšetřována vzájemná provázanost těchto jevů. V případě MLR událostí nalezených v datech družice DEMETER byla tato analýza provedena již během předchozího výzkumu a publikována v Bezděková a kol. (2015), proto budou dále prezentovány pouze výsledky vztahující se ke QP událostem měřeným družicí DEMETER (celkem 2264 událostí, více viz výše).

V případě kvaziperiodických emisí je významným parametrem jejich intenzita. Hodnoty intenzit QP událostí použité v této práci byly určeny stejným způsobem jako v Hayosh a kol. (2014). Každý element QP události byl charakterizován třemi dvojicemi frekvence–čas (odpovídající minimální, maximální a střední hodnotě frekvence těchto elementů). Intenzita QP elementu pak byla vypočítána jako medián intenzit v jednotlivých frekvenčně-časových intervalech formujících daný element (za předpokladu, že daný element bylo možné ve frekvenčně-časovém spektrogramu charakterizovat dvěma lomenými čarami). Vzhledem k povaze událostí ve spektrogramech družice DEMETER se jako nejvhodnější jeví uvažovat



Obrázek 6.13: Maximální intenzita QP událostí v závislosti na parametrech slunečního větru – (a) magnetickém poli, (b) hustotě, (c) rychlosti a (d) tlaku. Červeně jsou vykresleny události s periodou nad 20 s, modře s periodou pod 20 s. Odpovídající barvou jsou překresleny mediánové hodnoty intenzity QP událostí v daném intervalu hodnot parametrů slunečního větru.

hodnotu intenzity nejintenzivnějšího QP elementu. Při počítání střední hodnoty intenzity by totiž výsledek byl znehodnocen velmi slabými elementy dané QP emise na počátku/konci události. Výsledky závislosti intenzity QP událostí na parametrech slunečního větru jsou znázorněny na obr. 6.13. Použité parametry slunečního větru byly vzaty ze souboru dat OMNI s časovým rozlišením 1 hodina (viz sekce 5.4). Na obr. 6.13 jsou barevně odlišeny události, jejichž perioda je nižší než 20 s (modře) a vyšší než 20 s (červeně). Periody QP událostí byly rovněž stanoveny stejným způsobem jako v Hayosh a kol. (2014). Pro všechny dvojice sousedních QP elementů byla určena jejich časová odlehlost a z nich byla následně pro danou QP událost vybraná mediánová hodnota. Ve všech případech na obr. 6.13 byly vykresleny také mediánové hodnoty, pokud bylo v daném intervalu pozorováno alespoň 20 událostí (v případě period o velikostech nad i pod 20 s).

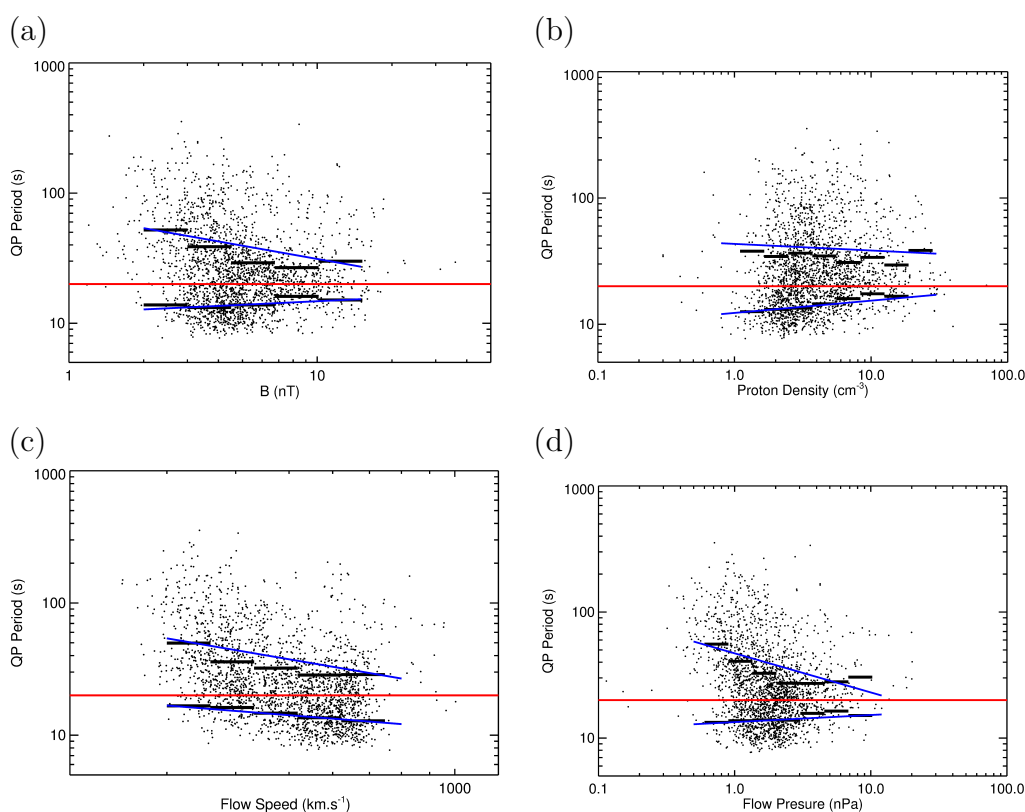
Na obr. 6.13a je vykreslena závislost intenzity QP emise na magnetickém poli slunečního větru. Dále jsou vykresleny mediánové hodnoty v intervalech o délce 1 nT. Je vidět, že v případě událostí s periodou do 20 s (modré body) mediánová hodnota zůstává v podstatě konstantní. V případě událostí s periodou nad 20 s (červené body) je ovšem pozorovatelný nárůst intenzity s magnitudou magnetického pole.

Obr. 6.13b znázorňuje závislost intenzity QP událostí na protonové hustotě slunečního větru. Vykreslené mediánové hodnoty odpovídají mediánům na intervalech o délce 1 cm^{-3} . Ze získaných závislostí se zdá, že intenzita QP událostí je na protonové hustotě slunečního větru v podstatě nezávislá.

Změnu intenzity QP událostí v závislosti na rychlosti slunečního větru je možné vidět na obr. 6.13c. Mediánové hodnoty byly vykresleny v intervalech o délce 55 km.s^{-1} . Je obecně pozorován nárůst intenzit QP událostí, pro události s periodami nad 20 s je výraznější.

Závislost intenzity QP událostí na tlaku slunečního větru ukazuje obr. 6.13d. Mediánové hodnoty byly vykresleny v intervalech o délce $0,5 \text{ nPa}$. Pro události s modulační periodou větší než 20 s je pozorován nárůst intenzit událostí. V případě událostí s modulační periodou pod 20 s není patrná závislost intenzity na tlaku slunečního větru.

Je také vhodné zmínit, že ačkoli se hodnota intenzity QP událostí s periodou do 20 s s parametry slunečního větru příliš nemění, její hodnoty jsou v porovnání s intenzitou QP událostí s většími periodami ve všech případech (obr. 6.13a-d) vyšší. To odpovídá výsledkům prezentovaným v Hayosh a kol. (2014), kde se uvádí, že QP události s kratšími periodami jsou obecně intenzivnější.



Obrázek 6.14: Modulační perioda QP událostí v závislosti na parametrech slunečního větru – (a) magnetickém poli, (b) hustotě, (c) rychlosti a (d) tlaku. Mediánové hodnoty v jednotlivých intervalech (černé úsečky) byly vyhodnoceny zvláště pro periody nižší/vyšší než 20 s (odděleno červenou čarou). Modré úsečky znázorňují lineární interpolace naměřených bodů.

Dalším významným parametrem QP událostí je jejich modulační perioda. Ta se může významně měnit, dosahuje hodnot přibližně od několika vteřin až po

několik minut. Závislost modulační periody QP událostí na parametrech slunečního větru ukazuje obr. 6.14. Tento obrázek je vykreslen v logaritmické škále, délka intervalu, na kterém byly počítány mediánové hodnoty (vykreslené jako černé úsečky), se tedy mění. Mediánové hodnoty byly vykresleny, pokud se v daném intervalu nacházelo alespoň 20 událostí. Koeficient, kterým se pro zachování stejné délky intervalu v logaritmické škále hodnoty pronásobovaly, byl ve všech případech 1,5. Na obr. 6.14a-d je také červenou čarou vyznačena hodnota periody 20 s, která byla zvolena jako mezní, a uvedené závislosti byly vyšetřovány pro oba intervaly (menší/větší než 20 s) zvlášť.

Na obr. 6.14a je ukázána změna periody QP událostí v závislosti na meziplanetárním magnetickém poli. Z tohoto obrázku je patrné, že v případě period nad 20 s perioda s rostoucím magnetickým polem postupně klesá, zatímco v případě period pod 20 s je pozorován mírný nárůst, obecně se ale v tomto případě perioda událostí příliš nemění. Vypočítaná lineární interpolace vykreslená modře uvedené závěry potvrzuje.

Na obr. 6.14b je vykreslena perioda QP událostí v závislosti na protonové hustotě slunečního větru. Pro periody pod 20 s vykazuje získaná závislost postupný nárůst period s rostoucí hustotou. Pokud jsou periody větší než 20 s, jejich hodnoty mají s větší protonovou hustotou tendenci klesat, ovšem tento pokles je velmi pozvolný.

Na obr. 6.14c a 6.14d znázorňujících závislost periody událostí na rychlosti a tlaku slunečního větru je pozorovaná výrazná změna hodnot. Pro události s periodou nad 20 s je v obou případech patrný významný pokles periody QP událostí s těmito parametry slunečního větru. V případě period nižších než 20 s je situace pro oba parametry rozdílná. Při rostoucí rychlosti slunečního větru je dobře patrný pokles period QP událostí, zatímco s rostoucím tlakem se velikosti period QP událostí postupně zvyšují, i když poměrně slabě. Z výše uvedeného lze tedy uvažovat, že zatímco velikost periody obecně klesá s rychlostí slunečního větru (obr. 6.14c), vývoj period QP událostí se s rostoucím tlakem mění v závislosti na jejich velikosti (obr. 6.14d). Je vhodné také připomenout, že dynamický tlak je možné určit jako součin hustoty a druhé mocniny rychlosti ($p \sim nv^2$), takže se při pozorování vlivu parametrů slunečního větru očekává, že obr. 6.14d je v podstatě kombinací obr. 6.14b a 6.14c.

Z výše uvedeného chování modulační periody a maximální intenzity QP událostí lze konstatovat, že v případě zkoumání vlivu slunečního větru na dané události obecně záleží na velikosti modulační periody QP události. V případě, že je modulační perioda vyšší než 20 s, projevuje se závislost na parametrech slunečního větru, pokud je perioda nižší než 20 s, v podstatě nelze uvažovat prokazatelnou závislost na parametrech slunečního větru.

7. Diskuze dosažených výsledků

7.1 Faktory ovlivňující povahu QP události pozorované družicí a na Zemi

Pozorování jedné události více observatořemi má zásadní význam pro rozlišení prostorových a časových změn daného jevu. Pokud je navíc jednou z těchto observatoří pozemní stanice a druhou družice, je možné kombinovat měřící výhody obou přístrojů. Pozemní observatoř měří kontinuálně na jednom místě, a tak je možné rozlišit přechodné variace pozorované události. Výhodou družice s nízkou drahou letu (jakou byla např. družice DEMETER) je naopak to, že snímá rozsáhlou geografickou oblast v poměrně krátkém čase, takže dává dobré informace o prostorovém rozsahu dané události. Porovnání výsledků měření pozemní stanice Kannuslehto a družice DEMETER QP události nalezené 26. 2. 2008 umožňuje získat značné množství informací o této události právě díky využití měřících výhod obou přístrojů.

Porovnáním pozic družice DEMETER, ve kterých pozorovala danou událost, s polohou stanice Kannuslehto lze odhadnout rozsah geomagnetických délek, na kterých se událost vyskytovala. Událost se nacházela na vzdálenostech do $\pm 90^\circ$ geomagnetických délek od stanice Kannuslehto. Navíc (jak je vidět na obr. 6.1) byla v některých případech událost pozorovaná družicí DEMETER, která se v té době nacházela v bezprostřední blízkosti stanice Kannuslehto, ale pozemní stanice tuto událost neviděla. To naznačuje, že vlny měly při pronikání na nižší výšky (tj. směrem k Zemi) obtíže, což odpovídá jejich nevedenému (*unducted*) šíření.

Mezi elementy QP události pozorovanými družicí DEMETER a stanicí Kannuslehto byla pozorována časová zpoždění až 13 s (v případě intervalů B, C a D, viz obr. 6.5), což se jeví jako příliš dlouhá doba na to, aby mohla být způsobena pouze samotným prostorovým šířením QP emisí. Důvodem těchto poměrně velkých zpoždění by mohla být azimutální odlehlost družice DEMETER a stanice Kannuslehto a předpoklad vzniku QP emisí díky kompresní ULF vlně, která periodicky moduluje podmínky ve zdrojové oblasti a musí se azimutálně prošířit mezi oběma magnetickými poledníky. Tento mechanismus navíc také vysvětluje, jak může vzniknout prakticky stejná QP modulace v azimutálně rozsáhlé oblasti.

Dále budou diskutována jednotlivá časová zpoždění z obr. 6.5. Zjištěná časová zpoždění během intervalů A a E byla velmi malá, blízká nule. V době, kdy družice DEMETER pozorovala zkoumanou událost, se v geomagnetické délce nacházela na vzdálenosti přibližně 30° od stanice Kannuslehto. Minimální hodnota této vzdálenosti odpovídá přibližně 1700 km mezi magnetickým otiskem družice a stanicí Kannuslehto. Vlna se na těchto vzdálenostech může šířit vlnovodem Země-ionosféra a toto šíření může také vysvětlit, proč jsou elementy QP události pozorované na dvou místech téměř současně. Možné tlumení vln hvizdového módu při prošíření z ionosféry je ve vlnovodu Země-ionosféra poměrně silné a nastává během několika prvních stovek kilometrů. Na základě experimentální analýzy (viz Tsuruda a kol., 1982) lze toto tlumení v blízkosti vstupu do vlnovodu odhadnout přibližně na 6–7 dB/100 km. Toto velké utlumení odpovídá nízké intenzitě události pozorované stanicí Kannuslehto během intervalu A. Analýza azimutálního směru šíření elementů QP události ukázala, že vlna se šířila buď jiho-západním

nebo severo-východním směrem (použitím dostupných dat není možné rozlišit 180° dvojznačnost). Tento směr přibližně odpovídá směru k družici DEMETER a koresponduje s navrženou představou šíření vlny vlnovodem Země-ionosféra. Po prošření takto dlouhou vzdáleností ve vlnovodu by ovšem vlny měly být převážně lineárně polarizované. Vlny pozorované stanicí Kannuslehto jsou pravo-otočivě polarizované. To by mohlo odkazovat k tomu, že závislost polarizace vlny na vzdálenosti je složitější. Alternativně lze také uvažovat, že události se přes tak velkou oblast rozšíří již v ionosféře, což bylo uvažováno při rozboru hvizdů opouštějících ionosféru na velkých geomagnetických šířkách ($L > 6$), ačkoli byly původně vedené na $L \approx 3 - 4$ (viz Strangeways a kol., 1983).

Časové zpoždění stanovené během intervalu D je kolem -9 s (družice DEMETER viděla jednotlivé elementy události později než stanice Kannuslehto). V tuto dobu byla v geomagnetické délce družice DEMETER blíž ke stanici Kannuslehto než během intervalu A, ovšem nacházela se na opačné polokouli a jednalo se o její noční půlorbit (viz obr. 6.1). Družice se oproti stanici Kannuslehto nacházela kolem 0,7 hod. později v lokálním čase (10° v délce). Pokud se stanovené zpoždění přisoudí azimutálnímu šíření ULF vlny zodpovědné za pozorovanou QP modulaci, je azimutální rychlost možné odhadnout přibližně na $1,2^\circ/\text{s}$. Tento výsledek je v dobré shodě s hodnotou azimutální rychlosti určené v Němec a kol. (2016b), kde byla tato rychlost odhadnuta na $1,5 - 2^\circ/\text{s}$.

Vzdálenost v geomagnetické délce mezi půlorbitem družice DEMETER a polohou stanice Kannuslehto je v případě intervalů B a C větší než pro interval D a pro obě situace přibližně stejná (viz obr. 6.1), stejně jako pozorovaná zpoždění (viz obr. 6.5). Přímý výpočet azimutální rychlosti hypotetické modulující ULF vlny pro tyto intervaly s použitím délkové vzdálenosti obou přístrojů a zjištěných časových zpoždění dává hodnoty kolem $6,3^\circ/\text{s}$ a $5,9^\circ/\text{s}$. Jejich interpretace je ovšem komplikovanější, protože v době měření těchto intervalů se družice DEMETER nacházela krátce před polednem, zatímco stanice Kannuslehto se v té době nacházela krátce po poledni. Je proto možné, že se modulační ULF vlna šíří ze subsolárního bodu ležícího mezi oběma měřícími přístroji. Tato možnost zabraňuje adekvátně odhadnout hodnotu azimutální rychlosti šíření vlny.

Je také zajímavé, že ačkoli se družice DEMETER nacházela na ranní straně a stanice Kannuslehto na večerní, pozorovaná frekvenčně-časová struktura události těmito přístroji je v podstatě stejná. To odporuje výsledkům publikovaným v Němec a kol. (2016b), kde byla zjištěná modulační perioda na večerní straně asi dvakrát delší než modulační perioda na ranní straně. To ovšem může být způsobeno tím, že v případě události zkoumané v této práci není azimutální vzdálenost tak velká jako v případě studie uvedené v Němec a kol. (2016b), kde je vzdálenost jednotlivých měřících přístrojů (družic Cluster, Van Allen Probes, a THEMIS) téměř 12 hod. v lokálním čase.

Získaná šířková závislost intenzity QP události pozorovaná družicí DEMETER (obr. 6.6) s maximem na geomagnetických šířkách kolem -35° , může být vysvětlena šířením vlny z oblasti vzniku nacházející se na větších radiálních vzdálenostech. Ukazuje se totiž, že směry šíření QP událostí na nižších výškách naznačují, že vlna se nejdříve šíří podél hranice plazmasféry a poté se na nižších výškách odchýlí na nízké šířky (viz Hayosh a kol., 2016).

Modulační perioda QP události náhle prudce vzrostla o více než 100% v době kolem 11:08 UT a 11:34 UT (viz obr. 6.7). Třetí možný nárůst modulační periody

se zdá být pozorován také v době bezprostředně po konci zkoumaného časového intervalu kolem 12:02 UT. Ačkoli celkové trvání pozorování dané události nestačí k jednoznačnému prokázání této domněnky, v souladu s předchozími pozorovanými zvýšeními modulační periody se dá předpokládat, že k tomuto nárůstu docházelo v případě této události přibližně každých 25 minut. Jak ukázaly již dříve předchozí práce (např. Manninen a kol., 2013), snížení modulační periody QP události může být spjato s příchodem energetických elektronů do systému během geomagnetické subbouře. Během zkoumaného časového intervalu ovšem žádná subbouře nebyla pozorována a navíc byl v případě této QP události pozorován nárůst modulační periody, ne její pokles. Příčinu tohoto nárůstu modulační periody se nepodařilo zjistit.

Nárůst magnitudy Alfvénových pulzací magnetického pole měřený pozemními magnetometry sítě IMAGE pozorovaný pro stanice lokalizované na vyšších geomagnetických šířkách v době zvýšené intenzity QP události (obr. 6.9) naznačuje možnou spojitost mezi těmito dvěma jevy. Jsou dvě možnosti, jak spolu mohou být tyto jevy provázány.

Modulace QP události by mohla být výsledkem periodické modulace zdrojové oblasti, kterou způsobuje kompresní ULF vlna. Tato ULF vlna, kompresní v blízkosti geomagnetického rovníku, by na vyšších geomagnetických šířkách mohla být převedena na nekompresní Alfvénovy vlny. Odpovídající ULF pulzace magnetického pole by pak na těchto geomagnetických šířkách měřily pozemní magnetometry. Alternativně by ULF pulzace magnetického pole mohly vznikat v ionosféře, kde dochází k periodické změně vodivosti způsobené vysypáváním energetických elektronů, ke kterému periodicky dochází vlivem vlnově-částicových interakcí ve zdrojové oblasti QP událostí (Sato a Matsudo, 1986).

Oba navržené mechanismy umožňují vysvětlení pozorované závislosti. Pokud by ovšem pozorované ULF pulzace vznikaly vlivem změn vodivosti v ionosféře, dalo by se očekávat, že budou prostorově omezené (kvůli otiskům magnetických siločar procházejících zdrojovou oblastí). V opačném případě, pokud by ULF pulzace byly pozemní variantou modulující kompresní ULF vlny, jejich prostorový rozsah by byl znatelně větší. Navíc by v tomto případě pravděpodobně nebyl pozorován žádný ostrý přechod měřených hodnot, ale postupně by docházelo k poklesu souvisejícímu s tlumením vlny nebo s nižší efektivitou svázání s oscilacemi magnetických siločar.

Výsledky získané na obr. 6.9 neumožňují rozlišit mezi těmito dvěma vysvětleními. Nárůst magnitud Alfvénových pulzací magnetického pole je omezen na geomagnetické šířky větší než přibližně 68° , což indikuje, že QP události vznikají přibližně na vzdálenostech větších než $L \approx 7,1$. Takto vzdálená zdrojová oblast QP událostí by pak byla v souladu s tím, že se v částicových datech měřených družicí DEMETER na nižších hodnotách parametru L nepodařilo identifikovat žádné příznaky vysypaných energetických elektronů.

7.2 Statistické vyhodnocení vlastností zkoumaných událostí

Poměrně velký počet MLR (1230) a QP (2264) událostí a známá doba trvání mise družice DEMETER (6,5 roku) umožňují, aby bylo možné vyhodnotit pří-

padný vliv sluneční aktivity na výskyt těchto událostí. Ukazuje se, že oba typy událostí se v případě zvýšené sluneční aktivity vyskytují častěji (obr. 6.10a, c). To může být způsobeno globálně vyšší geomagnetickou aktivitou. Celková závislost ovšem není ani pro jeden typ událostí příliš přesvědčivá (globální maximum výskytu MLR událostí je dokonce pozorované v době klesající sluneční aktivity) a celkový průběh této závislosti pravděpodobně ovlivňují i další faktory.

Závislost výskytu MLR a QP událostí na ročním období (obr. 6.10b, d) ukazuje, že oba typy událostí se vyskytují častěji během zimních měsíců (zimy na severní polokouli) než během letních. Uvedený výsledek pro MLR události je v rozporu s výsledky publikovanými v Rodger a kol. (2000b), kde jsou uvedeny zcela opačné závěry získané analýzou dat z měření stanice Halley na Antarktidě. Nejnižší četnost výskytu MLR událostí tam byla naměřena v prosinci, nejvyšší v červnu. Je zde dále uvedeno, že poměr MLR událostí vystupujících jako část celkové měřené vlnové aktivity je v průběhu roku v podstatě konstantní. Výsledky četnosti QP událostí během roku uvádí Engebretson a kol. (2004), kde jsou prezentovány výsledky měření pěti stanic na Antarktidě. V případě QP událostí typu 1 uváděná četnost výskytu událostí v závislosti na ročním období odpovídá závislosti uvedené na obr. 6.10d, závislost četnosti QP událostí typu 2 na měsíci je pro malý počet událostí málo průkazná.

Sezónní závislost celkové vlnové aktivity pozorované družicí DEMETER byla zkoumána v Němec a kol. (2010). Jejich výsledky (obr. 2 a 3) také ukazují, že mediánová hodnota intenzity vln je na vyšších šířkách větší během zimy na severní polokouli než v létě. Možným vysvětlením tohoto jevu je souvislost s nižším počtem blesků pozorovaných během zimy na severní polokouli (Christian a kol., 2003) a tím pádem také nižším počtem elektronů vysypaných za přispění blesků (Gemelos a kol., 2009). Nižší počet vysypávajících se elektronů by vedl na větší toky energetických elektronů v blízkosti ztrátového kužele, které mohou zvýšit množství vznikajících událostí, resp. potlačit jejich tlumení, což je v souladu s obr. 6.11.

Tato analýza délkových závislostí výskytu MLR i QP událostí naznačuje, že jejich výskyt souvisí s energetickými elektrony uvnitř ztrátového kužele. Po tom, co se elektrony na geomagnetických délkách odpovídajících Jihoatlantické anomálii vysypou, četnost událostí značně klesne. To může být způsobeno dvěma možnými příčinami – (a) elektrony ve ztrátovém kuželu jsou přímo zodpovědné za vznik MLR/QP událostí a jejich nedostatek nad/východně od Jihoatlantické anomálie zastaví tvorbu těchto událostí nebo (b) rozptyl energetických elektronů do prázdného ztrátového kužele vede na vyšší tlumení vznikajících událostí.

Jak ukazují obr. 6.12a-c, je pozorovaný tok energetických elektronů v době výskytu MLR událostí na energiích do 1000 keV na geomagnetických délkách Jihoatlantické anomálie a geomagnetických šířkách kolem -60° znatelně zvýšen. V případě QP událostí (obr. 6.12d-f) také v této oblasti dochází ke zvýšení toku elektronů, energie elektronů ale dosahují vyšších hodnot (až do 1500 keV) a k nejvyššímu zvýšení toku v této oblasti dochází východně od událostí. Geomagnetické šířky uvedené oblasti ovšem odpovídají poměrně vysokým hodnotám L a částice v této oblasti v podstatě již neovlivňuje přítomnost Jihoatlantické anomálie. To vede k závěru, že uvedený nárůst toku energetických elektronů nesouvisí se vznikem daných MLR ani QP událostí a je spíše důsledkem celkového zvýšení geomagnetické aktivity kolem doby výskytu těchto typů událostí. Tento závěr také

odpovídá tomu, že pozorovaný nárůst hodnot elektronových toků je ve všech případech pro události typu MLR i QP (všechny panely obrázku 6.12) v podstatě stále stejný (u QP událostí lze ovšem pozorovat postupné snížení toků), takže se dá považovat za nezávislý na azimutální vzdálenosti mezi naměřenými elektrony a zkoumanými událostmi.

Zdá se, že významné změny v tocích energetických elektronů jsou tedy pozorovatelné na nižších geomagnetických šířkách. Vypočítané hodnoty rezonančních energií na vzdálenostech L odpovídajících geomagnetickým šířkám družice DEMETER kolem -48° až -42° ($L \approx 2 - 2,5$) v případě MLR i QP událostí zhruba odpovídají energetickému rozsahu (v případě QP událostí minimu energetického rozsahu), kde na obr. 6.12a, 6.12d dochází ke zvýšení toku energetických elektronů, ale pak jejich hodnoty s nižším L prudce rostou.

Z dostupných dat je obtížné jednoznačně rozlišit, jaká populace elektronů zodpovídá za vznik těchto událostí a jaké elektrony jsou pouze ovlivněny právě vzniklými MLR/QP událostmi/globální geomagnetickou aktivitou. Pro plné pochopení pozorovaných závislostí bude tedy nutný další experimentální a hlavně teoretický výzkum, který podá přesnější představu o tom, jak celý systém funguje.

Je vhodné také připomenout, že statistické vlastnosti QP událostí naměřených družicí DEMETER byly zkoumány již v Hayosh a kol. (2014). Spolu s výsledky uvedenými v této práci se zdá, že chování magnetosférického čárového záření a kvaziperiodických emisí je v některých aspektech velmi podobné. Oba typy událostí vykazují podobné vlastnosti šíření, jsou často pozorovány v době po zvýšené geomagnetické aktivitě, vyskytují se častěji na denní straně a méně na geomagnetických délkách odpovídajících Jihoatlantické anomálii. Na základě těchto pozorování by se tak MLR události daly interpretovat jako frekvenční modulace a QP události jako časová modulace dalšího typu vln hvizdového módu – plazmasférického sykotu (*plasmaspheric hiss*). Podrobné šetření vzájemných vztahů mezi těmito jevy je ovšem mimo rozsah této práce a bude předmětem dalšího výzkumu.

7.3 Závislost struktury QP událostí na parametrech slunečního větru

Závislosti maximální intenzity a modulační periody kvaziperiodických emisí na parametrech slunečního větru ukázané na obr. 6.13 a 6.14 dávají jasnější představu, jak se povaha událostí mění v závislosti na změně geomagnetických podmínek.

Na obr. 6.13a je vidět, že v případě vyššího magnetického pole slunečního větru je také intenzita QP událostí s periodami nad 20 s větší. To může odpovídat závěrům uvedeným v Alford a kol. (1996).

Intenzita QP emisí s periodami nad 20 s roste spolu s rychlostí slunečního větru (obr. 6.13c). Vyšší rychlost slunečního větru odpovídá většímu přenosu energie do magnetosféry (např. Finch a Lockwood, 2007), což je v souladu s vyšší intenzitou emisí.

V případě závislosti intenzity QP emisí na tlaku slunečního větru (obr. 6.13d) se projevuje jeho závislost na rychlosti a hustotě, takže výsledný celkový průběh

by měl být kombinací závislostí získaných pro tyto dva parametry slunečního větru. Získaný výsledek je v souladu s těmito očekávanými předpoklady.

Závislost periody QP emisí nad 20 s na magnetickém poli slunečního větru (obr. 6.14a) ukazuje, že s rostoucím magnetickým polem perioda QP emisí klesá. V Alford a kol. (1996) se mj. uvádí, že v případě většího meziplanetárního magnetického pole dochází k větší kompresi zemské magnetosféry (magnetické pole je totiž významně korelováno s dynamickým tlakem slunečního větru). V tomto případě pak bude docházet i ke zkrácení rezonátoru ohraničeného magnetopauzou a ionosférou, ve kterém se vzniklé vlny šíří (více viz níže). Kratší délka rezonátoru povede k vyšším vlastním frekvencím těchto vln, tedy k jejich nižším periodám.

Perioda QP emisí, která je vyšší než 20 s, klesá s rostoucím tlakem slunečního větru (obr. 6.14d). Vyšší tlak slunečního větru odpovídá většímu stlačení magnetosféry, což povede k vyšším frekvencím kompresních pulzací v rezonátoru magnetopauza-plazmasféra (Claudepierre a kol., 2009). Za předpokladu, že těmito kompresím odpovídá pozorovaná QP modulace vlny, může uvedený mechanismus vysvětlit pozorované závislosti. Na získané závislosti se rovněž názorně potvrzuje vliv závislosti tlaku slunečního větru na hustotě a rychlosti slunečního větru. Vzhledem k tomu, že v obou případech je získaná závislost klesající, je výsledný trend rovněž klesající.

Ze všech obrázků 6.13 a 6.14 je patrné, že získané závislosti se obecně liší podle toho, jestli je modulační perioda událostí větší nebo menší než 20 s. Maximální intenzita QP událostí s periodami do 20 s je vždy větší než intenzita QP událostí s vyššími periodami a spolu s parametry slunečního větru se její hodnota příliš nemění. S danými parametry slunečního větru se při nízkých modulačních periodách (tj. do 20 s) ani příliš nemění jejich velikost. Zdá se tedy, že se může jednat o dva rozdílné typy událostí. Jestli je mezi těmito událostmi skutečně nějaký významný principiální rozdíl, eventuálně jestli vznikají jiným mechanismem, je mimo rozsah této práce a bude předmětem dalšího výzkumu.

Je potřeba ovšem zmínit, že diskutovaný vliv parametrů slunečního větru na maximální intenzitu a modulační periodu QP událostí byl vyhodnocen v závislosti na mediánových hodnotách daných intenzit/period událostí ve zvolených intervalech hodnot slunečního větru, a jak je na obr. 6.13 a 6.14 také vidět, hodnoty parametrů slunečního větru se pro jednotlivé události značně odlišují.

Závěr

Práce se zabývala analýzou vlnových událostí hvizdového módu, jmenovitě magnetosférického čárového záření (MLR) a kvaziperiodických emisí (QP) nalezených v datech družice DEMETER během trvání celé její mise (2004–2010). Za tuto dobu bylo identifikováno celkem 1230 událostí typu MLR a 2264 událostí typu QP. Byl proveden podrobný rozbor kvaziperiodické události (pozorované 26. 2. 2008), kterou měřila také pozemní stanice Kannuslehto ve Finsku ($67^{\circ}44'$ s. š., $26^{\circ}16'$ v. d.). Dále byla zkoumána vzájemná souvislost mezi vlastnostmi pozorovaných typů událostí a závislost intenzity a modulační periody kvaziperiodických emisí na parametrech slunečního větru.

Protože se v datech družice DEMETER podařilo nalézt nezvykle dlouho trvající QP událost, která byla zároveň měřena také pozemní stanicí Kannuslehto, byla provedena její detailní analýza. Událost trvala několik hodin a byla pozorována celkem na deseti půlobitech družice DEMETER. Bylo ukázáno, že v době, kdy byla událost pozorována oběma přístroji současně, je frekvenčně-časová struktura jednotlivých elementů této QP události v podstatě stejná. Dále byla nalezena závislost intenzity elementů měřené družicí DEMETER na geomagnetické šířce, kdy byl pozorován její ostrý nárůst v oblasti kolem -35° a poté na nižších geomagnetických šířkách pozvolný pokles. Jako možná příčina tohoto jevu byla navržena souvislost se šířením vlny z oblasti vzniku, která se nachází na větších radiálních vzdálenostech, a jejím postupným odchýlením od vedení podél plazmapauzy.

Také byla zkoumána časová zpoždění mezi časem naměření elementů QP události družicí a pozemní observatoří, která dosahovala až přibližně 13 s. Pozorovaná časová zpoždění jsou příliš vysoká na to, aby byla způsobena pouze šířením pozorované QP události v prostoru. Proto bylo navrženo, že uvedené časové zpoždění je důsledkem azimutálního šíření kompresní ULF vlny, která zodpovídá za vznik kvaziperiodických emisí. Azimutální rychlost této hypotetické ULF vlny byla na základě velikostí určených časových zpoždění odhadnuta na několik stupňů za sekundu.

V čase, kdy byla intenzita QP události výrazně zvýšena, dosáhla amplituda Alfvénových pulzací magnetického pole měřeného pozemními stanicemi na vyšších geomagnetických šířkách svého maxima. Tato zvýšená magnituda magnetického pole byla pozorována pouze u měření magnetometrů nacházejících se na geomagnetických šířkách větších než přibližně 68° . Na základě toho byla odhadnuta poloha zdrojové oblasti události na vzdálenosti větší než $L \approx 7,1$.

Protože doba trvání mise družice DEMETER pokrývá poměrně rozsáhlý časový úsek (6,5 roku), byla zkoumána závislost počtu výskytu událostí na slunečním cyklu. V případě obou typů událostí byl prokázán možný vliv sluneční aktivity na četnost jejich výskytu, i když ukázaná závislost není příliš silná. Četnost výskytu obou typů událostí je větší během zimních měsíců (zimy na severní polokouli) než letních. Výskyt obou typů událostí vykazuje také významnou závislost na geomagnetické délce, v oblastech odpovídajících poloze Jihoatlantické anomálie je jejich četnost výrazně nižší. Zjištěný trend naznačuje, že MLR i QP události mohou interagovat s elektrony nacházejícími se v driftovém ztrátovém kuželu, které se vysypávají při dosažení geomagnetických délek odpovídajících Jihoatlantické anomálii.

Toky energetických elektronů v době trvání MLR a QP událostí byly porovnány s jejich dlouhodobým rozdělením. Výsledné energeticko-šířkové závislosti naznačují, že rozdělení elektronů se v závislosti na výskytu událostí mění, a indikují elektronové populace, které mohou hrát roli při jejich vzniku.

Byl zkoumán také vliv parametrů slunečního větru na velikost maximální intenzity a modulační periody QP událostí. Na základě získaných výsledků se zdá, že parametry slunečního větru mají vliv na formování událostí spíše v případě, že je jejich modulační perioda větší než 20 s. Pro události s nižšími periodami nebyl nalezen příliš průkazný vliv těchto parametrů. V těchto případech byly sice nalezené hodnoty maximálních intenzit událostí obecně větší, ale se změnou parametrů slunečního větru se příliš neměnily.

Výsledky získané v této práci pomohly k lepšímu pochopení vlastností zkoumaných událostí, odhalení některých jejich společných rysů a v případě kvazi-periodických emisí také k nastínění jejich závislosti na parametrech slunečního větru. Podrobnější analýza těchto faktorů představuje jeden z dalších možných budoucích směrů výzkumu. Věříme, že dosažené výsledky přispějí k objasnění generačních mechanismů zkoumaných událostí.

Seznam použité literatury

- ALFORD, J., ENGBRETSON, M., ARNOLDY, R. a INAN, U. (1996). Frequency variations of quasi-periodic ELF-VLF emissions: A possible new ground-based diagnostic of the outer high-latitude magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, **101** (A1), 83–97.
- BAKER, D. N., KANEKAL, S. G., HOXIE, V. C., HENDERSON, M. G., LI, X., SPENCE, H. E., ELKINGTON, S. R., FRIEDEL, R. H. W., GOLDSTEIN, J., HUDSON, M. K., REEVES, G. D., THORNE, R. M., KLETZING, C. A. a CLAUDEPIERRE, S. G. (2013). A long-lived relativistic electron storage ring embedded in Earth's outer Van Allen belt. *Science*, **340**(6129), 186–190. doi: 10.1126/science.1233518.
- BAUMJOHANN, W. a TREUMANN, R. A. (1997). *Basic Space Plasma Physics*. Imperial College Press, London. ISBN 1-86094-079-X.
- BELL, T. F., LUETTE, J. P. a INAN, U. S. (1982). ISEE 1 observations of VLF line radiation in the Earth's magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, **87**(A5), 3530–3536.
- BERTHELIER, J. J., GODEFROY, M., LEBLANC, F., MALINGRE, M., MENVIELLE, M., LAGOUTTE, D., BROCHOT, J. Y., COLIN, F., ELIE, F., LEGENDRE, C., ZAMORA, P., BENOIST, D., CHAPUIS, Y., ARTRU, J. a PFAFF, R. (2006). ICE, the electric field experiment on DEMETER. *Planet. Space Sci.*, **54**, 456–471.
- BEZDĚKOVÁ, B., NĚMEC, F., PARROT, M., SANTOLÍK, O. a KRUPAROVA, O. (2015). Magnetospheric line radiation: 6.5 years of observations by the DEMETER spacecraft. *J. Geophys. Res. Space Physics*, **120**, 9442–9456. doi: 10.1002/2015JA021246.
- BULLOUGH, K. (1995). *Handbook of Atmospheric Electrodynamics*, volume 2, chapter Power Line Harmonic Radiation: Sources and Environmental Effects, pages 291–332. CRC Press, Boca Raton, Fla.
- CHEN, L. (1974). Theory of ULF modulation of VLF emissions. *Geophys. Res. Lett.*, **1**(2), 73–75.
- CHRISTIAN, H. J., BLAKESLEE, R. J., BOCCIPPIO, D. J., BOECK, W. L., BUECHLER, D. E., DRISCOLL, K. T., GOODMAN, S. J., HALL, J. M., KOSHAK, W. J., MACH, D. M. a STEWART, M. F. (2003). Global frequency and distribution of lightning as observed from space by the Optical Transient Detector. *J. Geophys. Res.*, **108**(D1). doi: 10.1029/2002JD002347.
- CLAUDEPIERRE, S. G., WILTBERGER, M., ELKINGTON, S. R., LOTKO, W. a HUDSON, M. K. (2009). Magnetospheric cavity modes driven by solar wind dynamic pressure fluctuations. *Geophys. Res. Lett.*, **36**(L13101). doi: 10.1029/2009GL039045.

- CORONITI, F. V. a KENNEL, C. F. (1970). Electron precipitation pulsations. *J. Geophys. Res.*, **75**(7), 1279–1289.
- DEMEKHOV, A. G. a TRAKHTENGERTS, V. Y. (1994). A mechanism of formation of pulsating aurorae. *J. Geophys. Res.*, **99**(4), 5831–5841. doi: 10.1029/93JA01804.
- DENTON, R. E., MENIETTI, J. D., GOLDSTEIN, J., YOUNG, S. L. a ANDERSON, R. R. (2004). Electron density in the magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, **109**(A09215). doi: 10.1029/2003JA010245.
- Encyclopedia Britannica (2008). Van allen radiation belt. <https://www.britannica.com/science/Van-Allen-radiation-belt>. online; cit. 7. 11. 2016.
- ENGBRETSON, M. J., POSCH, J. L., HALFORD, A. J., SHELBURNE, G. A., SMITH, A. J., SPASOJEVIC, M., INAN, U. S. a ARNOLDY, R. L. (2004). Latitudinal and seasonal variations of quasiperiodic and periodic VLF emissions in the outer magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, **109**(A05216). doi: 10.1029/2003JA010335.
- FINCH, I. a LOCKWOOD, M. (2007). Solar wind-magnetosphere coupling functions on timescales of 1 day to 1 year. *Ann. Geophys.*, **25**, 495–506.
- GEMELOS, E. S., INAN, U. S., WALT, M., PARROT, M. a SAUVAUD, J. A. (2009). Seasonal dependence of energetic electron precipitation: Evidence for a global role of lightning. *Geophys. Res. Lett.*, **36**(L21107). doi: 10.1029/2009GL040396.
- GRAF, K. L., LEHTINEN, N. G., SPASOJEVIC, M., COHEN, M. B., MARSHALL, R. A. a INAN, U. S. (2013). Analysis of experimentally validated trans-ionospheric attenuation estimates of VLF signals. *J. Geophys. Res. Space Physics*, **118**, 2708–2720. doi: 10.1002/jgra.50228.
- HAYOSH, M., PASMANIK, D. L., DEMEKHOV, A. G., SANTOLÍK, O., PARROT, M. a TITOVA, E. E. (2013). Simultaneous observations of quasiperiodic ELF/VLF wave emissions and electron precipitation by DEMETER satellite: A case study. *J. Geophys. Res. Space Physics*, **118**, 4523–4533. doi: 10.1002/jgra.50179.
- HAYOSH, M., NĚMEC, F., SANTOLÍK, O. a PARROT, M. (2014). Statistical investigation of vlf quasiperiodic emissions measured by the demeter spacecraft. *J. Geophys. Res. Space Physics*, **119**, 8063–8072. doi: 10.1002/2013JA019731.
- HAYOSH, M., NĚMEC, F., SANTOLÍK, O. a PARROT, M. (2016). Propagation properties of quasi-periodic VLF emissions observed by the DEMETER spacecraft. *J. Geophys. Res. Space Physics*, **43**, 1007–1014. doi: 10.1002/2015GL067373.
- HELLIWELL, R. A. (1965). *Whistlers and Related Ionospheric Phenomena*. Stanford University Press, Stanford California.

- HELLIWELL, R. A., KATSUFRAKIS, J. P., BELL, T. F. a RAGHURAM, R. (1975). VLF line radiation in the earth's magnetosphere and its association with power system radiation. *J. Geophys. Res.*, **80**, 4249–4258.
- HO, D. (1973). Interaction between whistlers and quasi-periodic VLF emissions. *J. Geophys. Res.*, **78**(31), 7347–7356.
- KIMURA, I. (1974). Interrelation between VLF and ULF emissions. *Space Sci. Rev.*, **16**, 389–411.
- KULHÁNEK, P. (2013). Teorie plazmatu. <http://www.aldebaran.cz/studium/fpla.pdf>. online; cit. 23. 10. 2016.
- LANZEROTTI, L. J., MACLENNAN, C. G., MEDFORD, L. V. a CARPENTER, D. L. (1986). Study of a QP/GP event at very high latitudes. *J. Geophys. Res.*, **91**(A1), 375–380.
- MANNINEN, J. (2005). *Some Aspects of ELF-VLF Emissions in Geophysical Research*, chapter Power Line Harmonic Radiation, Magnetospheric Line Radiation, pages 53–84, 85–110. Number 98. Sodankylä Geophysical Observatory Publications, Sodankylä, Finland.
- MANNINEN, J., KLEIMOVA, N. G., KOZYREVA, O. V., BESPALOV, P. A. a KOZLOVSKY, A. E. (2013). Non-typical ground-based quasi-periodic VLF emissions observed at $L \sim 5.3$ under quiet geomagnetic conditions at night. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, **99**, 123–128.
- MATTHEWS, J. P. a YEARBY, K. (1981). Magnetospheric VLF line radiation observed at Halley, Antarctica. *Planet. Space Sci.*, **29**, 97–106.
- MORRISON, K. (1990). Quasi-periodic VLF emissions and concurrent magnetic pulsations seen at $L = 4$. *Planet. Space Sci.*, **38**(12), 1555–1565.
- MORRISON, K., ENGBRETSON, M. J., BECK, J. R., JOHNSON, J. E., ARNOLDY, R. L., CAHILL, J. L. J., CARPENTER, D. L. a GALLANI, M. (1994). A study of quasi-periodic ELF-VLF emissions at three antarctic stations: Evidence for off-equatorial generation? *Ann. Geophys.*, **12**(17), 139–146. doi: 10.1007/s00585-994-0139-8.
- NĚMEC, F., SANTOLÍK, O., PARROT, M. a BERTHELIER, J. J. (2006). Power line harmonic radiation (PLHR) observed by the DEMETER spacecraft. *J. Geophys. Res.*, **111**. doi: 10.1029/2005JA011480.
- NĚMEC, F., SANTOLÍK, O., PARROT, M. a BERTHELIER, J. J. (2007a). Comparison of magnetospheric line radiation and power line harmonic radiation: a systematic survey using the DEMETER spacecraft. *J. Geophys. Res.*, **112**. doi: 10.1029/2006JA012134.
- NĚMEC, F., SANTOLÍK, O., PARROT, M. a BERTHELIER, J. J. (2007b). Power line harmonic radiation: A systematic study using DEMETER spacecraft. *Advances in Space Research*, **40**, 398–403.

- NĚMEC, F., SANTOLÍK, O., PARROT, M. a BORTNIK, J. (2008). Power line harmonic radiation observed by satellite: Properties and propagation through the ionosphere. *J. Geophys. Res.*, **113**(A08317). doi: 10.1029/2008JA013184.
- NĚMEC, F., PARROT, M., SANTOLÍK, O., RODGER, C. J., RYCROFT, M. J., HAYOSH, M., SHKLYAR, D. a DEMEKHOV, A. (2009). Survey of magnetospheric line radiation events observed by the DEMETER spacecraft. *J. Geophys. Res.*, **114**(A05203). doi: 10.1029/2008JA014016.
- NĚMEC, F., SANTOLÍK, O., PARROT, M. a RODGER, C. J. (2010). Relationship between median intensities of electromagnetic emissions in the VLF range and lightning activity. *J. Geophys. Res.*, **115**(A08315). doi: 10.1029/2010JA015296.
- NĚMEC, F., PARROT, M. a SANTOLÍK, O. (2012a). Detailed properties of magnetospheric line radiation events observed by the DEMETER spacecraft. *J. Geophys. Res.*, **117**(A05210). doi: 10.1029/2012JA017517.
- NĚMEC, F., SANTOLÍK, O., PARROT, M. a PICKETT, J. S. (2012b). Magnetospheric line radiation event observed simultaneously on board Cluster 1, Cluster 2 and DEMETER spacecraft. *Geophys. Res. Lett.*, **39**(L18103). doi: 10.1012/GL053132.
- NĚMEC, F., SANTOLÍK, O., PARROT, M., PICKETT, J. S., HAYOSH, M. a CORNILLEAU-WEHLIN, N. (2013a). Conjugate observations of quasi-periodic emissions by Cluster and DEMETER spacecraft. *J. Geophys. Res. Space Physics*, **118**, 198–208. doi: 10.1029/2012JA018380.
- NĚMEC, F., SANTOLÍK, O., PICKETT, J. S., PARROT, M., a CORNILLEAU-WEHLIN, N. (2013b). Quasiperiodic emissions observed by the Cluster spacecraft and their association with ULF magnetic pulsations. *J. Geophys. Res. Space Physics*, **118**, 4210–4220. doi: 10.1002/jgra.50406.
- NĚMEC, F., BEZDĚKOVÁ, B., MANNINEN, J., PARROT, M., SANTOLÍK, O., HAYOSH, M. a TURUNEN, T. (2016a). Conjugate observations of a remarkable quasiperiodic event by the low-altitude DEMETER spacecraft and ground-based instruments. *J. Geophys. Res. Space Physics*, **121**, 8790–8803. doi: 10.1002/2016JA022968.
- NĚMEC, F., HOSPODARSKY, G., PICKETT, J. S., SANTOLÍK, O., KURTH, W. S. a KLETZING, C. (2016b). Conjugate observations of quasiperiodic emissions by the cluster, van allen probes, and THEMIS spacecraft. *J. Geophys. Res. Space Physics*, **121**, 7647–7663. doi: 10.1002/2016JA022774.
- PARROT, M. a NĚMEC, F. (2009). MLR events and associated triggered emissions observed by DEMETER. *Advances in Space Research*, **44**, 979–986.
- PARROT, M., NĚMEC, F., SANTOLÍK, O. a BERTHELIER, J. J. (2005). ELF magnetospheric lines observed by DEMETER. *Ann. Geophys.*, **23**, 3301–3311.
- PARROT, M., BENOIST, D., BERTHELIER, J. J., BLECKI, J., CHAPUIS, Y., COLIN, F., ELIE, F., FERGEAU, P., LAGOUTTE, D., LEFEUVRE, F., LEGENDRE, C., LÉVÊQUE, M., PINÇON, J. L., POIRIER, B., SERAN, H. C.

- a ZAMORA, P. (2006). The magnetic field experiment IMSC and its data processing onboard DEMETER: Scientific objectives, description and first results. *Planet. Space Sci.*, **54**, 441–455.
- PARROT, M., MANNINEN, J., SANTOLIK, O., NEMEC, F., TURUNEN, T., RAITA, T. a MACUSOVA, E. (2007). Simultaneous observation on board a satellite and on the ground of large-scale magnetospheric line radiation. *Geophys. Res. Lett.*, **34**(L19102). doi: 10.1029/2007GL030630.
- PASMANIK, D. L., TITOVA, E. E., DEMEKHOV, A. G., TRAKHTENBERTS, V. Y., SANTOLÍK, O., JIRICEK, F., KUDELA, K. a PARROT, M. (2004). Quasiperiodic ELF/VLF wave emissions in the earth’s magnetosphere: Comparison of satellite observations and modelling. *Ann. Geophys.*, **22**, 4351–4361.
- RODGER, C. J., THOMSON, N. R. a DOWDEN, R. L. (1995). VLF line radiation observed by satellite. *J. Geophys. Res.*, **100**(A4), 5681–5689.
- RODGER, C. J., CLILVERD, M. A., YEARBY, K. H. a SMITH, A. J. (1999). Magnetospheric line radiation observations at Halley, Antarctica. *J. Geophys. Res.*, **104**(A8), 17441–17447.
- RODGER, C. J., CLILVERD, M. A., YEARBY, K. a SMITH, A. J. (2000a). Is magnetospheric line radiation man-made? *J. Geophys. Res.*, **105**, 15981–15990.
- RODGER, C. J., CLILVERD, M. A., YEARBY, K. H. a SMITH, A. J. (2000b). Temporal properties of magnetospheric line radiation. *J. Geophys. Res.*, **105**(A1), 329–336.
- SANTOLÍK, O., NĚMEC, F., PARROT, M., LAGOUTTE, D., MADRIAS, L. a BERTHELIER, J. J. (2006). Analysis methods for multi-component wave measurements on board the DEMETER spacecraft. *Planet. Space Sci.*, **54**, 512–527.
- SATO, N. a FUKUNISHI, H. (1981). Interaction between ELF-VLF emissions and magnetic pulsations: Classification of quasiperiodic ELF-VLF emissions based on frequency-time spectra. *J. Geophys. Res.*, **86**(A1), 19–29. doi: 10.1029/JA086iA01p00019.
- SATO, N. a MATSUDO, T. (1986). Origin of magnetic pulsations associated with regular period VLF pulsations (type 2 QP) observed on the ground at syowa station. *J. Geophys. Res.*, **91**(A10), 11179–11185. doi: 10.1029/JA091iA10p11179.
- SATO, N., HAYASHI, K., KOKUBUN, S., OGUTI, T. a FUKUNISHI, H. (1974). Relationships between quasiperiodic VLF emission and geomagnetic pulsation. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, **36**, 1515–1526.
- SAUVAUD, J., MOREAU, T., MAGGIOLO, R., TREILHOU, J.-P., JACQUEY, C., CROS, A., COUTELIER, J., ROUZAUD, J., PENOU, E. a GANGLOFF, M. (2006). High-energy electron detection onboard DEMETER: The idp spectrometer, description and first results on the inner belt. *Planet. Space Sci.*, **54**, 502–511.

- SAZHIN, S. S. (1987). An analytical model of quasiperiodic ELF-VLF emissions. *Planet. Space Sci.*, **35**(10), 1267–1274.
- SAZHIN, S. S. a HAYAKAWA, M. (1994). Periodic and quasiperiodic VLF emissions. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **56**, 735–753.
- STIX, T. H. (1992). *Waves in Plasmas*. Springer-Verlag New York, Inc., 175 Fifth Avenue, New York, NY 10010, USA.
- STRANGEWAYS, H. J., MADDEN, M. A. a RYCROFT, M. J. (1983). High latitude observations of whistlers using three spaced goniometer receivers. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **45**(6), 387–399. doi: 10.1016/S0021-9169(83)81098-8.
- TIXIER, M. a CORNILLEAU-WEHRLIN, N. (1986). How are the VLF quasiperiodic emissions controlled by harmonics of field line oscillations? the results of a comparison between ground and GEOS satellites measurements. *J. Geophys. Res.*, **91**(A6), 6899–6919. doi: 10.1029/JA091iA06p06899.
- TSURUDA, K., MACHIDA, S., TERASAWA, T. a NISHIDA, A. (1982). High spatial attenuation of the simple transmitter signal and natural VLF chorus observed at ground-based chain stations near Roberval, Quebec. *J. Geophys. Res.*, **87**(A2), 742–750.
- WATT, C. E. J., DEGELING, A. W., RANKIN, R., MURPHY, K. R., RAE, I. J. a SINGER, H. J. (2011). Ultralow-frequency modulation of whistler-mode wave growth. *J. Geophys. Res.*, **116**(A10209). doi: 10.1029/2011JA016730.
- WIKIMEDIA (2007). Magnetosphere. https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Structure_of_the_magnetosphere-en.svg#. online; cit. 7. 11. 2016.