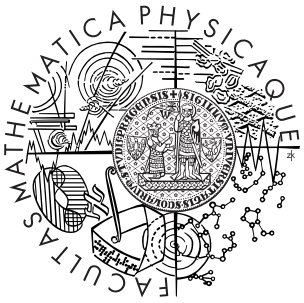
Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Jiří Fišer

Přenos energie elektromagnetických vln generovaných bleskovými výboji do ionosféry

Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí bakalářské práce: Doc. RNDr. Ondřej Santolík, Dr.
Studijní program: Fyzika

2009

Děkuji Dr. Jaroslavu Chumovi a Doc. Ondřeji Santolíkovi za vedení mé práce a cenné připomínky. Děkuji rodičům za podporu mého studia. Poděkování patří též všem, kteří se podíleli a podílejí na vzniku a provozu sítě EUCLID a družice DEMETER.

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci napsal samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů. Souhlasím se zapůjčováním práce a jejím zveřejňováním.

V Praze dne Jiří Fišer

Obsah

1 Úvod **6**

2 Šíření elektromagnetických vln v ionosféře **7**
2.1 Vlny v anizotropním studeném plazmatu 7
2.2 CMA diagram 10

3 Hvizdy **12**
3.1 Historie 12
3.2 Šíření vln ve hvizdovém módu 14
3.3 Vznik hvizdů 14

4 Cíle práce **18**

5 Experimentální data a jejich zpracování **19**
5.1 Blesková detekční síť EUCLID 19
5.2 Družice DEMETER 19
5.2.1 Experiment ICE 20
5.3 Zpracování dat 22
5.3.1 Výběr dat 22
5.3.2 Zpracování družicových dat 22
5.3.3 Analýza bleskových a družicových dat 26

6 Výsledky **30**

7 Závěr **36**

Název práce: Přenos energie elektromagnetických vln generovaných bleskovými výboji do ionosféry
Autor: Jiří Fišer
Katedra (ústav): Katedra fyziky povrchů a plazmatu
Vedoucí bakalářské práce: Doc. RNDr. Ondřej Santolík, Dr.
e-mail vedoucího: Ondrej.Santolik@mff.cuni.cz

Abstrakt: V předložené práci studujeme souvislosti mezi hvizdy naměřenými na družici DEMETER a blesky, detekovanými detekční sítí EUCLID. Detekce 0+ hvizdů naměřených na družici je automatizována počítačovým programem, který poskytuje časy detekce hvizdů a jejich střední amplitudu. Srovnáním těchto časů s daty ze sítě EUCLID získáváme páry iniciační blesk-hvizd. Díky zpracování cca. 200 průletů družice nad územím pokrytým detekční sítí získáváme závislost střední amplitudy hvizdů na vzdálenosti iniciačního blesku od magnetického otisku družice a na proudu blesku. Zjistili jsme, že střední amplituda hvizdu klesá s touto vzdáleností, především do vzdálenosti 1000 km. Střední amplituda hvizdu roste s rostoucím proudem blesku a ve večerních hodinách je zhruba třikrát vyšší než v hodinách dopoledních.

Klíčová slova: hvizdy, vlny v plazmatu, disperzní relace, cyklotronová frekvence, vlnovod Země-ionosféra

Title: Transport of energy of lightning-generated electromagnetic waves to the ionosphere
Author: Jiří Fišer
Department: Department of surface and plasma science
Supervisor: Doc. RNDr. Ondřej Santolík, Dr.
Supervisor's e-mail address: Ondrej.Santolik@mff.cuni.cz

Abstract: In the present work we study connection between whistlers, measured on the DEMETER satellite and lightning, detected by the EUCLID detection network. The detection of 0+ whistlers measured on the satellite is automated by a software, which provides whistler detection times and their average amplitude. Matching these times with data from the EUCLID network, we get pairs causative lightning-whistler. Processing data from $\sim$ 200 satellite passes over the region covered by lightning

detection network, we can obtain a dependence of mean whistler amplitude on the satellite footprint-causative lightning distance and on the causative lightning current. We found that the mean whistler amplitude decreases with this distance, mainly up to a distance of 1000 km. The mean whistler amplitude increases with the causative lightning current. In the evening, it is about three times higher than in the morning.

Keywords: whistlers, waves in plasmas, dispersion relation, cyclotron frequency, Earth-ionosphere waveguide

Kapitola 1

Úvod

Jedním z mnoha fascinujících fenoménů, které můžeme pozorovat v atmosféře Země, je šíření nízkofrekvenčních elektromagnetických vln. Přítomnost nízkoteplotního plazmatu v ionosféře a geomagnetického pole jim umožňuje šířit se mj. v tzv. hvizdovém módu, který vykazuje silnou závislost indexu lomu na frekvenci. Název hvizdový mód je odvozen od tzv. hvizdů, rádiových vln jejichž frekvence monotónně klesá s časem. Po převedení do slyšitelné formy se totiž tyto vlny projevují jako klouzavě klesající tón, připomínající hvízdání. Jejich zdrojem je elektromagnetické záření blesků, které proniká do ionosféry, kde se šíří podél silokřivek magnetického pole Země.

V této práci předkládám stručný teoretický popis šíření hvizdů v ionosféře a rešerši dosavadního výzkumu hvizdů. Dále uvádím výsledky vlastní experimentální studie o průniku těchto vln do ionosféry včetně popisu použitých experimentálních přístrojů a metod. Použita byla data naměřená ve vlnovém experimentu na francouzské družici DEMETER a z evropského projektu detekce blesků EUCLID.

Kapitola 2

Šíření elektromagnetických vln v ionosféře

Ionosféra je vrstva atmosféry, ve které dochází k ionizaci částic v důsledku působení slunečního záření. Spodní hranice ionosféry je značně variabilní a leží zhruba v rozmezí 50 - 90 km nad povrchem Země. Proměnlivost této výšky je dána především nepřítomností slunečního záření v nočních hodinách lokálního času. V horní části ionosféra postupně přechází do magnetosféry a meziplanetárního prostoru.

2.1 Vlny v anizotropním studeném plazmatu

Z fyzikálního hlediska můžeme považovat ionosféru za anizotropní studené plazma, dále se tedy budeme zabývat šířením vln v tomto prostředí. Anizotropnost prostředí je dána přítomností vnějšího geomagnetického pole $\boldsymbol{B_0}$, plazmatičnost je pak dána přítomností ionizovaných částic a volných elektronů. Při odvození teoretického popisu šíření vln vycházíme z následujících předpokladů ([17], str. 1):

1. Plyn je homogenní a přítomné magnetické pole je statické.
2. Počet kladně a záporně nabitých částic je stejný.
3. Tepelný pohyb nabitých částic je zanedbatelný.

Dále předpokládáme, že vlna šířící tímto prostředím má harmonický průběh a amplitudu intenzity el.pole v čase a prostoru tedy lze popsat vztahem

$$\tilde{\boldsymbol{E}}(\boldsymbol{x}, t) = \tilde{\boldsymbol{E}}_{\boldsymbol{0}} \exp[i(\boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{x} - \omega t)] \ . \tag{2.1}$$

ω značí frekvenci vlny a $\boldsymbol{k}$ označuje vlnový vektor.

Elektromagnetická vlna šířící se v libovolném fyzikálním prostředí musí splňovat vlnovou rovnici

$$\nabla \times \nabla \times \boldsymbol{E} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \boldsymbol{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial \boldsymbol{j}}{\partial t} = 0 \ , \tag{2.2}$$

kde $\boldsymbol{j}$ značí hustotu el. proudu, c rychlost světla ve vakuu a μ_0 je permeabilita vakua. Pro hustotu proudu platí Ohmův zákon

$$\mathbf{j} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{E} \ , \tag{2.3}$$

kde $\boldsymbol{\sigma}$ značí tenzor měrné elektrické vodivosti, který charakterizuje vodivost daného prostředí. Dále se zavádí tenzor permitivity $\boldsymbol{\epsilon}$

$$\boldsymbol{\epsilon} = \underline{\mathbf{1}} - \frac{\boldsymbol{\sigma}}{i\omega\epsilon_0} = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \ , \tag{2.4}$$

kde $\underline{\mathbf{1}}$ je jednotkový tenzor, ϵ_0 je permitivita vakua a S,D a P jsou tzv. Stixovy parametry. Předpokládáme, že vnější mag. pole $\boldsymbol{B_0}$ má směr rovnoběžný s osou z. Stixovy parametry mají následující tvar

$$S = \frac{1}{2}(R + L) \ , \qquad D = \frac{1}{2}(R - L) \ , \tag{2.5}$$

$$R = 1 - \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega(\omega + \omega_{cj})} \ , \tag{2.6}$$

$$L = 1 - \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega(\omega - \omega_{cj})} \ , \tag{2.7}$$

$$P = 1 - \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega^2} \ . \tag{2.8}$$

Index j označuje druhy el. nabitých částic, vyskytující se v plazmatu. ω_{cj} a ω_{pj} značí cyklotronovou resp. plazmovou frekvenci příslušného druhu částic, definované vztahy

$$\omega_{cj} = \frac{q_j \cdot |\boldsymbol{B_0}|}{m_j} \ ; \qquad \omega_{pj} = \sqrt{\frac{q_j^2 \cdot n_j}{\epsilon_0 \cdot m_j}} \ . \tag{2.9}$$

q_j značí náboj částice (včetně znaménka), m_j její hmotnost a n_j koncentraci příslušného druhu částic.

Odvození tenzoru měrné el. vodivosti resp. permitivity pro prostředí anizotropního studeného plazmatu vychází z pohybových rovnic pro částice v tomto prostředí, viz. [17], str. 5-7.

Dosadíme-li harmonickou vlnu (2.1) do vlnové rovnice, přejdou vektorové operátory v této rovnici na operace násobení vektorů. Zavedeme-li dále index lomu $\boldsymbol{n}$ jako

$$\boldsymbol{n} = \frac{\boldsymbol{k}c}{\omega} \ , \tag{2.10}$$

můžeme z vlnové rovnice odvodit tzv. disperzní relaci (viz. [17], str. 8)

$$An^4 - Bn^2 + RLP = 0 \ , \tag{2.11}$$

kde

$$A = S\sin^2\theta + P\cos^2\theta \ , \tag{2.12}$$

$$B = RL\sin^2\theta + PS(1+\cos^2\theta). \tag{2.13}$$

θ značí úhel, který svírá směr vnějšího mag. pole s vlnovým vektorem. Disperzní relace je kvadratickou rovnicí pro kvadrát indexu lomu. Pro danou frekvenci mohou existovat nejvýše dvě reálná řešení této rovnice, vlny se tedy mohou šířit nejvýše ve dvou módech. Jednoduché řešení lze nalézt, pokud je vlnový vektor vlny rovnoběžný nebo kolmý vůči mag. poli.

Pokud je vlnový vektor $\boldsymbol{k}$ rovnoběžný s vnějším mag. polem $\boldsymbol{B_0}$, tedy $\theta = 0$, získáme dvě řešení disperzní relace n_R a n_L

$$n_R^2 = R; \quad n_L^2 = L. \tag{2.14}$$

Parametry R a L jsou definovány vztahy (2.6) resp. (2.7). Tato řešení odpovídají vlnám, které mají pravotočivou resp. levotočivou polarizaci a označují se proto jako pravotočivý resp. levotočivý mód. Pravotočivou polarizací rozumíme směr rotace vlny shodný se směrem rotace elektronů okolo magnetické silokřivky.

Pokud vlnový vektor $\boldsymbol{k}$ svírá s vnějším mag. polem $\boldsymbol{B_0}$ pravý úhel $\theta = 90\,^\circ$, získáme řešení disperzní relace n_O a n_X

$$n_O^2 = P; \quad n_X^2 = \frac{RL}{S}. \tag{2.15}$$

Parametry P a S jsou definovány vztahy (2.8) resp. (2.5). Tato řešení označujeme jako řádný mód a mimořádný mód.

2.2 CMA diagram

Obecné řešení disperzní relace 2.11 je poměrně komplikované. Pro zjednodušení předpokládejme, že plazma je pouze dvousložkové, tvořené kationty vodíku a volnými elektrony. Řešení pak závisí na třech parametrech, kterými jsou:

1. Velikost vnějšího mag. pole, na níž závisí cyklotronová frekvenci elektronů ω_{ce}.

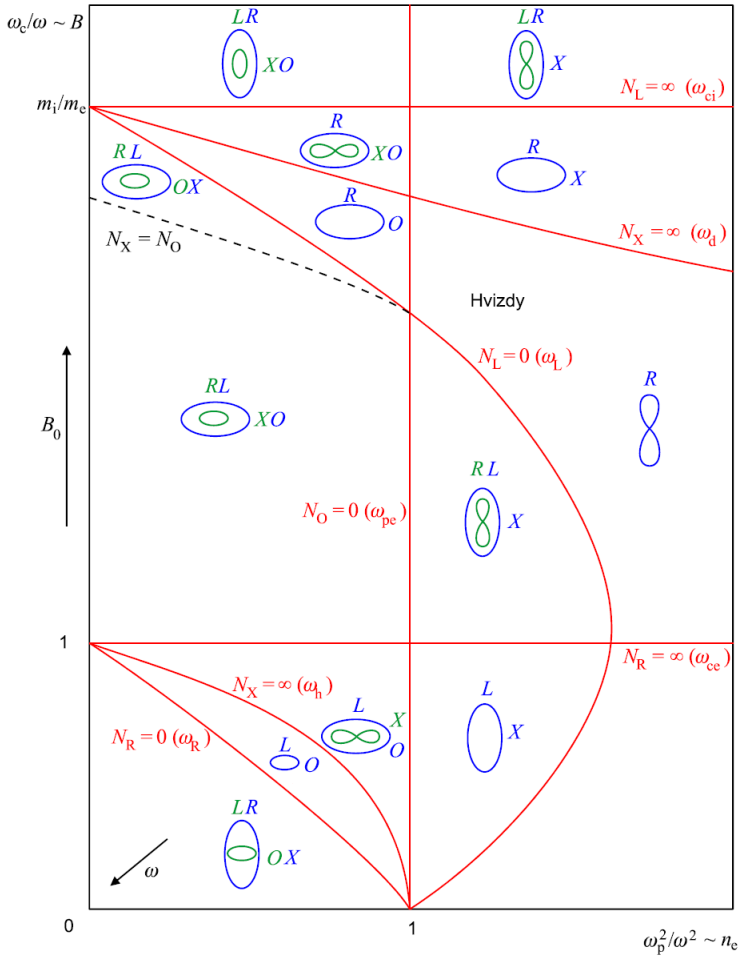
2. Hustota elektronů, na níž závisí plazmová frekvence elektronů ω_{pe}.

3. Úhel θ mezi vlnovým vektorem a směrem vnějšího mag. pole.

Přehled všech řešení v parametrickém prostoru ω_{ce} a ω_{pe} můžeme nalézt v tzv. CMA diagramu (CMA jsou zkratky příjmení vědců, kteří ho zavedli - Clemmow, Mullaly, Allis). Tento diagram je uveden na obr. 2.1. Na vodorovné ose je vynesen poměr ω_{pe}^2/ω^2, na svislé pak poměr ω_{ce}/ω. Z diagramu můžeme vyčíst, jaké módy se za daných podmínek šíří na dané frekvenci a dále tvary ploch vlnových normál jednotlivých módů. Plochou vlnové normály rozumíme polární graf závislosti $\omega/|\boldsymbol{k}|$ na úhlu θ. Diagram je rozdělen na 13 oblastí pomocí křivek, které odpovídají různým mezním frekvencím. Na těchto frekvencích nastává buď rezonance ($|\boldsymbol{n}| \to \infty$) nebo ořezání ($|\boldsymbol{n}| \to 0$). Důležité je, že uvnitř zmíněných oblastí se nemění tvary ploch vlnových normál, mění se pouze jejich velikost, což respektuje změnu fázové rychlosti s frekvencí. CMA diagram nám tedy poskytuje mnoho užitečných informací o řešeních disperzní relace a tedy o šíření vln ve sledovaném prostředí. V diagramu vystupují mezní frekvence nazývané jako horní ω_{UH} (znač. též ω_h) resp. dolní hybridní rezonance ω_{LH} (znač. též ω_d). Ty jsou definovány vztahy

$$\omega_{UH}^2 = \omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2 \ , \tag{2.16}$$

$$\omega_{LH}^2 = \omega_{ce}\omega_{pe} \quad (\omega_{pe} >> \omega_{ce}) \ . \tag{2.17}$$

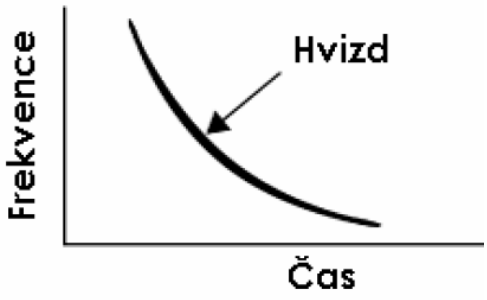


Obrázek 2.1: CMA diagram pro vlny ve studeném plazmatu. $N_R = 0$ je frekvence ořezání R vln, $N_X = \infty \Rightarrow \omega = \omega_{UH}$ je horní hybridní rezonance, $N_R = \infty \Rightarrow \omega = \omega_{ce}$ je cyklotronová frekvence elektronů, $N_L = 0$ je mezní frekvence L vln, $N_O = 0 \Rightarrow \omega = \omega_{pe}$ je plazmová frekvence elektronů, $N_X = \infty \Rightarrow \omega = \omega_{LH}$ je dolní hybridní rezonance, $N_L = \infty \Rightarrow \omega = \omega_{ci}$ je cyklotronová frekvence iontů. *Převzato z http://www.aldebaran.cz/studium/fpla.pdf*

Kapitola 3

Hvizdy

Historicky hvizdem rozumíme rádiový signál, který se v zemské atmosféře vyskytuje na slyšitelných frekvencích a jehož frekvence s časem klouzavě klesá, po převedení do slyšitelné formy tudíž připomíná hvízdání. Hvizd může trvat od zlomků sekund až do několika vteřin. Typický průběh hvizdu je naznačen na obr. 3.1. Občas se hvizdy vyskytují ve skupinách, kdy je konstantní časový rozdíl mezi členy skupiny a rychlost poklesu frekvence s časem se u každého následujícího členu zpomaluje ([10], str. 1-2).



Obrázek 3.1: Typická podoba hvizdu ve spektrogramu. (Část pod nosovou frekvencí.)

3.1 Historie

První dochované zmínky o pozorování hvizdů pocházejí z konce 19. století, kdy byly pozorovány podivné hvízdavé zvuky zachycené na telegrafních ve-

deních, tyto jevy však zůstaly neobjasněny. Pokrok ve výzkumu tohoto jevu přinesla první světová válka díky masivnímu využití telegrafní techniky ke komunikačním účelům. Barkhausen, který se za války zabýval odposlechem nepřátelské komunikace, publikoval v roce 1919 článek, ve kterém o těchto zvucích pojednal. Domníval se, že by mohly být spojeny s meteorologickými vlivy. V roce 1930 navrhl, že by hvizdy mohly být spojeny s blesky a šířením signálu v disperzním prostředí ([10], str. 11-12,14). Eckersley pak roku 1935 zformuloval matematické vyjádření pro disperzi hvizdů [8].

S teoretickým vysvětlením hvizdů přišel v roce 1953 Storey [18]. Ukázal, že zdrojem hvizdů jsou bleskové výboje. Elektromagnetický puls, který tyto výboje produkují proniká do ionosféry, šíří se podél magnetických silokřivek a dochází k jeho disperzi. V magneticky konjugovaném bodě se odráží, šíří se zpět a jeho disperze tedy s časem narůstá. Šíření těchto vln odpovídá pravotočivému módu vln, šířících se v plazmatu pod minimem z elektronové cyklotronové a plazmové frekvence. Tento mód bývá tudíž také nazýván jako "hvizdový". Mimo klasických hvizdů existují i jiné typy vln, šířících se v hvizdovém módu, jejichž spektrální tvar a mechanismus vzniku je odlišný od hvizdů (např. chorus). V následujících letech po Storeyho objevu bylo provedeno mnoho studií, které Storeyho teorii potvrdily a zpřesnily ([10], str. 16-19). Bylo mj. ukázáno, že hvizdy mohou mít též "nosový tvar", tedy že jejich frekvence zároveň roste a klesá s časem vůči nosové frekvenci, která je registrována jako první. Dalším podstatným milníkem ve výzkumu byla práce Helliwella ([10], str. 180-202), který využil disperze hvizdů k výzkumu elektronové hustoty v magnetosféře.

Později začaly ve výzkumu hrát významnou roli umělé družice, které umožnily měřit hvizdy přímo v ionosféře a magnetosféře. Byly objeveny jevy, které není možné pozorovat na zemi, např. tzv. magnetosféricky odrážené hvizdy. Ty se šíří šikmo vůči magnetickým silokřivkám a odrážejí se v místě, kde se jejich frekvence blíží lokální frekvenci dolní hybridní rezonance [12]. Předmětem zájmu se stala také interakce vln hvizdového módu s elektrony v radiačních pásech, která může způsobovat jejich tzv. vysypávání [3], příp. urychlování [19].

V poslední době je pozornost věnována mj. modelování šíření vln hvizdového módu [15] a také různým speciálním druhům hvizdů např. tzv. "hřebíkovitým" hvizdům, vznikajícím v důsledku vlastností šíření vln ve vlnovodu země-ionosféra [9] či tzv. subprotonosférickým hvizdům, kdy dochází k odrazu vln na spodní hranici protonosféry [7].

3.2 Šíření vln ve hvizdovém módu

Zkoumejme nyní, jak se chová vektor grupové rychlosti $\boldsymbol{v_g}$, který určuje směr přenosu energie vln. Grupová rychlost je definována vztahem $\boldsymbol{v_g} = \frac{\partial\omega}{\partial\boldsymbol{k}}$. Zobrazíme-li vektor grupové rychlosti v dvourozměrném prostoru se souřadnicemi $k_{||}$ (složka vlnového vektoru rovnoběžná se směrem vnějšího mag. pole) a $k_\perp$ (složka kolmá ke směru vnějšího mag. pole), budou mít jeho složky tvar

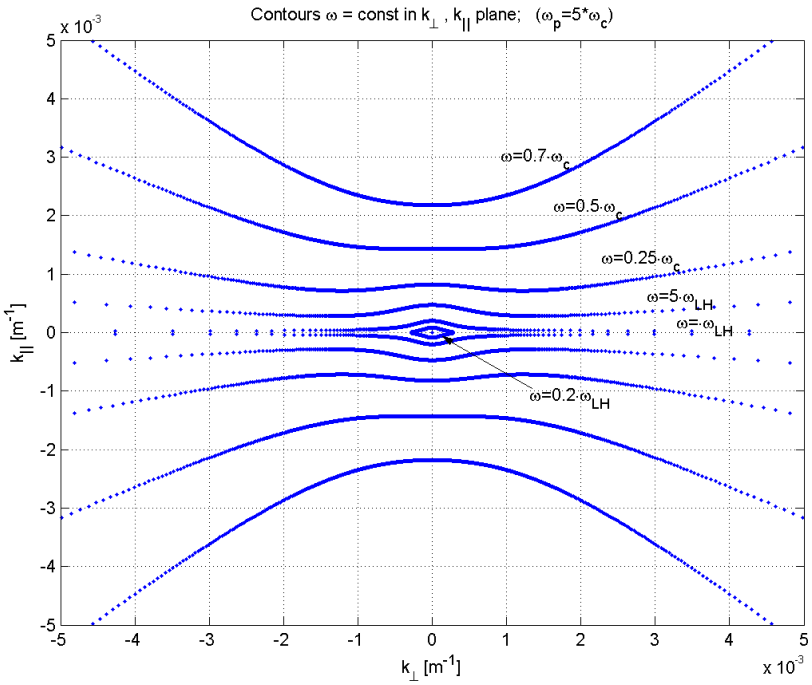
$$\boldsymbol{v_g} = \left(\frac{\partial\omega}{\partial k_{||}}, \frac{\partial\omega}{\partial k_\perp}\right) \tag{3.1}$$

Tyto dva rozměry nám postačují, neboť řešení pro kolmý směr jsou rotačně symetrická. V prostoru $(k_{||}, k_\perp)$ tedy vektor grupové rychlosti tvoří normálu ke křivce $\omega = konst.$ Průběh těchto křivek je znázorněn na obr. 3.2. Vidíme, že obecně je směr vektoru grupové rychlosti a směr vlnového vektoru odlišný. Pokud se však omezíme na velmi malé úhly vlnového vektoru vůči vnějšímu mag. poli, jsou směry vektorů téměř rovnoběžné a vlna se šíří podél magnetického pole. Tento režim šíření hvizdů bývá označován jako kvazi-podélný. Hvizdy které vstupují do ionosféry pod takto malým úhlem mohou být navíc zachyceny ve vlnovodu podél geomagnetického pole, tvořeném vzrůstem/poklesem elektronové hustoty. V tomto případě hvizdy označujeme jako "vedené" [15]. To je i případ klasických hvizdů, které objasnil Storey.

Dále vidíme, že pro $|k| \to \infty$ se křivky konstantní frekvence pro frekvence mezi ω a ω_{LH} asymptoticky přibližují přímce vycházející z počátku pod určitým úhlem. Tento úhel se nazývá rezonanční a pro danou frekvenci je to maximální úhel, pod kterým se vlna o dané frekvenci může šířit. Pro frekvence pod ω_{LH} tento úhel zaniká a jak je též patrné na obr. 3.2, může se vlna šířit i kolmo vůči vnějšímu mag. poli, což odpovídá výše uvedenému X módu.

3.3 Vznik hvizdů

Bleskové výboje, zdroje hvizdových vln, vznikají v důsledku separace elektrického náboje v bouřkových oblacích. Můžeme je rozdělit do několika typů. Blesky mohou probíhat mezi mrakem a zemí, uvnitř mraku, mezi dvěma mraky, mezi mrakem a vzduchem. Existují také výboje mezi mrakem a ionosférou.



Obrázek 3.2: Křivky znázorňující množinu $\omega = konst.$ pro různé hodnoty kmitočtu, vztažené k elektronové cyklotronové frekvenci ω_{ce} (respektive ke kmitočtu dolní hybridní rezonance ω_{LH}) v prostoru složek vlnového vektoru $(k_{||}, k_{\perp})$. Směr grupové rychlosti je určen normálou k těmto křivkám. *Převzato z [5].*

Každý bleskový výboj je zdrojem širokospektrálního elektromagnetického pulzu, který se následně šíří ve vlnovodu, tvořeném spodní hranicí ionosféry a zemským povrchem. Frekvence vyzařovaných vln může dosahovat až několika set MHz, většina energie je však vyzářena ve frekvenčním pásmu VLF[1], především v rozmezí 1 - 10 kHz [15]. Tyto vlny označujeme jako sfériky. Sfériky se ve vlnovodu šíří s relativně malým útlumem $\sim 2-3\ dB/1000\ km$. V případě, že tyto vlny dosáhnou spodní hranice ionosféry, může část jejich energie do ionosféry proniknout a začít se šířit ve hvizdovém módu podél silokřivek geomagnetického pole. Dosáhne-li vlna hranice ionosféry na druhé polokouli, dojde k jejímu částečnému odrazu a šíří se zpět, neboť tato hranice tvoří optické rozhraní. Takto může dojít k mnohonásobným odrazům a vznikají typické skupiny hvizdů, označované jako "hvizdové vlaky". Pro rozlišení hvizdů se používá označení zavedené v [16], kdy jsou hvizdy označeny číslem, označujícím počet jejich přechodů přes rovinu magnetického rovníku a znaménkem - v případě, kdy ještě nedošlo k jejich odrazu na spodní hranici ionosféry a znaménkem + v případě, kdy již k odrazu došlo. Pokud tedy sledujeme hvizdy např. v ionosféře nad místem jejich průniku, zaznamenáme zde postupně hvizdy 0+,1-,1+,2-,2+,3- atd.

Hvizdy se nemusí šířit pouze podél silokřivek. Poté hovoříme o tzv. nevedeném šíření. Pokud je úhel, který svírá jejich vlnový vektor s vnějším mag. polem blízký rezonančnímu úhlu, může dojít k jejich odrazu v místě, kde je jejich frekvence blízká frekvenci ω_{LH}. Tyto hvizdy lze detekovat pouze na družicích, neboť díky odrazům nemohou proniknout z magnetosféry zpět na zem.

Již Storey ve své práci [18] na základě pozemních měření ukázal, že hvizdy, které se odrazí na druhé polokouli a vrátí se zpět mohou být detekovány v oblasti o průměru 2000 km kolem zdrojového blesku. Jak však tvrdí Santolík a kol. v [14], "Na základě pozemních měření nebylo možno určit, zda tento poloměr vyplývá z (i)počátečního průniku hvizdů vzhůru do ionosféry (ii) šíření hvizdů v magnetosféře (iii) jejich průniku zpět do volné atmosféry." Na základě měření pomocí raket a jejich srovnání s polohami bylo též ukázáno [11], že "Každý blesk který leží ve vzdálenosti 1 - 2000 km od rakety je zdrojem vzhůru se šířícího hvizdu." Stejný výsledek ukázala i studie [6], založená na srovnání hvizdů naměřených na družicích DEMETER a MAGION 5 s blesky naměřenými bleskovou detekční sítí EUCLID. Z této studie též vyplynul požadavek na možnost automatické detekce 0+ hvizdů naměřených na družici DEMETER, která je předmětem této ba-

[1]pásmo VLF (z angl. very low frequency má rozmezí 3 - 30 kHz)

kalářské práce.

Santolík a kol. ve své čerstvé práci [14] ukázali, že vlnový vektor 0+ hvizdů je velmi blízký vertikálnímu směru hned po jejich průniku do ionosféry. Použili k tomu vícesložkové měření elmag. pole na družici DEMETER, ze kterého bylo možno odvodit informaci o polarizaci a směru vln. Chování vlnového vektoru pak vypočetli metodou zpětného ray-tracingu.

Výše uvedené studie naznačují, že mechanismus průniku vln do ionosféry lze vysvětlit jednoduchým modelem planární diskontinuity na spodní hranici F-vrstvy ionosféry.[14]

Kapitola 4

Cíle práce

Cíle této bakalářské práce jsou následující:

1. Přehled teorie šíření vln hvizdového módu v ionosféře.
2. Přehled dosavadního výzkumu hvizdů.
3. Popis experimentálních zařízení - experiment ICE na družici DEMETER a blesková detekční síť EUCLID a způsobu zpracování experimentálních dat.
4. Analýza dat naměřených experimentálními zařízeními za účelem zjištění způsobu, jakým hvizdy pronikají ionosférou.

Kapitola 5

Experimentální data a jejich zpracování

5.1 Blesková detekční síť EUCLID

EUCLID (z angl. EUropean Cooperation for LIghtning Detection) je spolupráce mezi národními bleskovými detekčními sítěmi, jejímž cílem je identifikace a detekce blesků nad celým územím Evropy. Poskytuje data v homogenní kvalitě ohledně efektivity detekce a přesnosti lokace. [1] Blesky jsou detekovány pomocí elektromagnetických senzorů v nízkofrekvenčním pásmu. Data naměřená senzory jsou následně centrálně analyzována a archivována. Ke každému detekovanému blesku je pak k dispozici jeho čas v milisekundovém rozlišení, poloha v geografických souřadnicích, odhad špičkového proudu a informace o jeho typu. Dále používám označení CG pro výboje mezi mrakem a zemí a IC pro výboje mezimrakové či uvnitř mraků.

5.2 Družice DEMETER

DEMETER (z angl. Detection of Electro-Magnetic Emissions Transmitted from Earthquake Regions) je francouzská družice, která byla vypuštěna na konci června 2004. Jak již název napovídá, jejím cílem je detekce ionosférických poruch spojených se seismickou a vulkanickou aktivitou. Jedná se o družici s polární, nízkou oběžnou drahou letu. Na počátku své mise obíhala ve výšce 710 km, na konci roku 2005 pak byla její výška snížena na 660 km. Družice pracuje ve dvou režimech. Nad seismicky aktivními

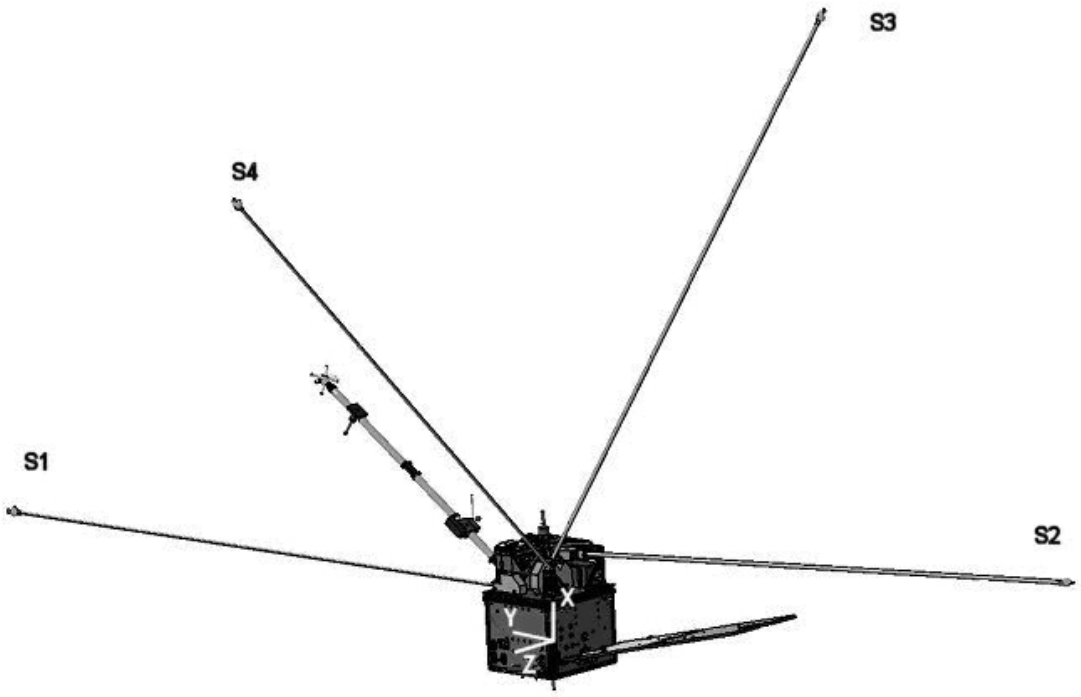
oblastmi družice pracuje v tzv. nárazovém režimu (angl. burst mode), v němž jsou data zpracovávána s vysokou vzorkovací frekvencí. Data z tohoto módu jsem použil i ve své práci. Ve zbylém čase pak pracuje v tzv. přehledovém režimu (angl. survey mode), ve kterém jsou data zpracovávána s ohledem na snížení telemetrického toku. Na družici jsou umístěny experimentální přístroje umožňující měření elektromagnetického pole, iontového složení plazmatu, dále pak detektor vysokoenergetických částic a Langmuirova sonda. [4]

Díky své oběžné dráze prolétá družice nad stejnou oblastí dvakrát za den. Nejprve prolétá z jihu na sever cca. mezi osmou a desátou hodinou, podruhé pak ze severu na jih mezi cca. dvacátou a dvaadvacátou hodinou večerní (místního času). Dále rozděluji uvedené průlety jako dopolední resp. večerní.

5.2.1 Experiment ICE

V této práci jsem využil data z experimentu ICE (z fran. Instrument Champ Electrique), který měří intenzitu elektrického pole v rozsahu od stejnosměrného pole po vysokofrekvenční pole. Tento experiment sestává ze čtyř sférických senzorů namontovaných na čtyřech tyčových ramenech vybíhajících z družice. Senzory jsou umístěny tak, aby bylo zabráněno rušivým vlivům plazmového obalu družice. Schéma uspořádání experimentu je uvedeno na obr. 5.1. Z rozdílu potenciálů mezi dvěma senzory pak lze určit intenzitu elektrického pole ve směru jimi definovaném. V nízkofrekvenční oblasti (15 Hz - 17,4 kHz), ve které pracujeme, je poskytována pouze hodnota intenzity v jednom směru, v základní konfiguraci se jedná o směr kolmý k orbitální rovině. [4]

V nárazovém režimu poskytuje experiment jak vlnovou formu s vysokou vzorkovací frekvencí tak výkonové spektrum, které je používáno především k náhledovým účelům. V datovém centru družice jsou pak k naměřeným vlnovým datům přidány informace o čase, o poloze družice na oběžné dráze a dále o poloze tzv. magnetických otisků družice. Magnetickým otiskem družice rozumíme projekci její polohy po magnetické silokřivce do výšky 110 km nad zemí, čili zhruba na spodní hranici ionosféry.



Obrázek 5.1: Umístění experimentu ICE na družici DEMETER. S1-S4 značí senzory elektrického pole. *Převzato z http://demeter.cnrs-orleans.fr/dmt/index.html*

5.3 Zpracování dat

Má analýza spočívala ve srovnání hvizdů, naměřených na družici DEMETER a bleskových dat ze sítě EUCLID s cílem nalézt dvojice iniciační blesk - hvizd. Průběh analýzy lze shrnout takto:

1. Vyhledání dnů s velkou bouřkovou aktivitou a příslušných průletů družice.
2. Zpracování družicových vlnových dat z vybraných průletů.
3. Srovnání bleskových dat a zpracovaných družicových dat. Vyhledání dvojic iniciační blesk - hvizd v průběhu všech průletů.
4. Vyhodnocení získaných výsledků.

5.3.1 Výběr dat

Prvním krokem v mé analýze bylo vyhledání dnů s velkou bouřkovou aktivitou nad územím pokrytém detekční sítí EUCLID. K tomuto účelu jsem využil webové stránky [2], která nabízí archiv náhledů poloh zaznamenaných blesků v jednotlivých dnech. Ve sledovaném období od září 2004 do září 2007 jsem procházel náhledy pro jednotlivé dny a vybíral podle subjektivního posouzení dny s intenzivnější bouřkovou aktivitou. Celkem jsem takto vybral přibližně 200 dnů. Následně jsem vyhledával průlety družice nad sledovanou oblastí v příslušných dnech pomocí webové aplikace na stránkách družice DEMETER (*http://demeter.cnrs-orleans.fr*). Průletů jsem našel přibližně 240, neboť v některé dny bylo možno nalézt vhodné průlety jak v dopoledních, tak ve večerních hodinách, případně sledovanou oblast pokrývaly dva po sobě následující průlety.

5.3.2 Zpracování družicových dat

Cílem zpracování družicových vlnových dat bylo získání časů 0+ hvizdů zaznamenaných na družici s dostatečným časovým rozlišením. Prvním krokem ve zpracování každého průletu bylo vytvoření frekvenčního spektrogramu $\{a\}_{i,j}$ z naměřené vlnové formy, kde index i označuje diskrétní frekvenční intervaly a index j intervaly časové. K tomuto bylo použito algoritmu rychlé Fourierovy transformace (FFT) s překrytím gaussovským okénkem. V takto získaném spektrogramu jsem pak vyhledával 0+ hvizdy. Frekvenční rozsah

části spektrogramu se kterou pracujeme je 0-10 kHz. Časové rozlišení spektrogramu Δt je 12 ms, frekvenční rozlišení Δf činí přibližně 10 Hz.

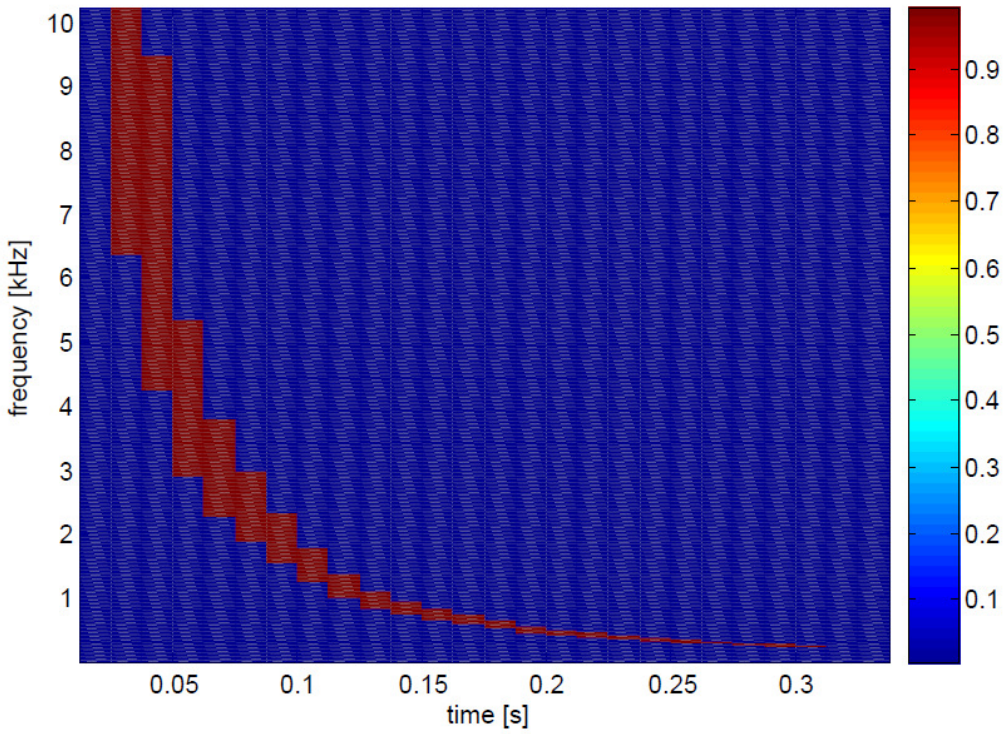
Vyhledávání 0+ hvizdů ve spektrogramu jsem prováděl pomocí korelace spektrogramu a referenčního spektrogramu $\{b\}_{i,j}$, obsahujícího referenční hvizd. Pro tvorbu referenčního spektrogramu jsem využil předpokladu, že všechny 0+ hvizdy, které se na družici došíří od spodní hranice ionosféry mají v dané části dne přibližně stejnou disperzi (neboť se šíří po stejné, poměrně krátké dráze a případné rozdíly v hustotě elektronů je možno zanedbat). Při dopoledním a večerním průletu se však disperze hvizdů, vzhledem k výrazně odlišným podmínkám v ionosféře poněkud liší. Pro oba případy jsem proto vytvořil dva různé referenční spektrogramy. Vygeneroval jsem je pomocí superpozice několika výrazných hvizdů, které jsem nalezl vizuálně ve spektrogramech z družice. Ze vzniklých spektrogramů jsem dále odstranil šumové pozadí. Nakonec jsem nastavil hodnoty všech nenulových pixelů na jedničku tak, aby byl referenční spektrogram jednotkový, neboť při testování vykazoval jednotkový referenční spektrogram nejlepší výsledky. Parametry referenčních spektrogramů jsou stejné jako u původního spektrogramu, jejich délka je však pouze $\sim 0.3\ s$ a odpovídá obvyklé délce 0+ hvizdů. Referenční spektrogram pro denní průlety je uveden na obr. 5.2, pro večerní na obr. 5.3. Výsledkem korelace spektrogramů je korelační funkce $c(t)$, která je spočtena podle rovnice

$$c(t) = \frac{\sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{m}(a_{i,j+t} - \langle a\rangle_t)\cdot(b_{i,j} - \langle b\rangle)}{\sqrt{\sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{m}(a_{i,j+t} - \langle a\rangle_t)^2 \cdot \sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{m}(b_{i,j} - \langle b\rangle)^2}}, \tag{5.1}$$

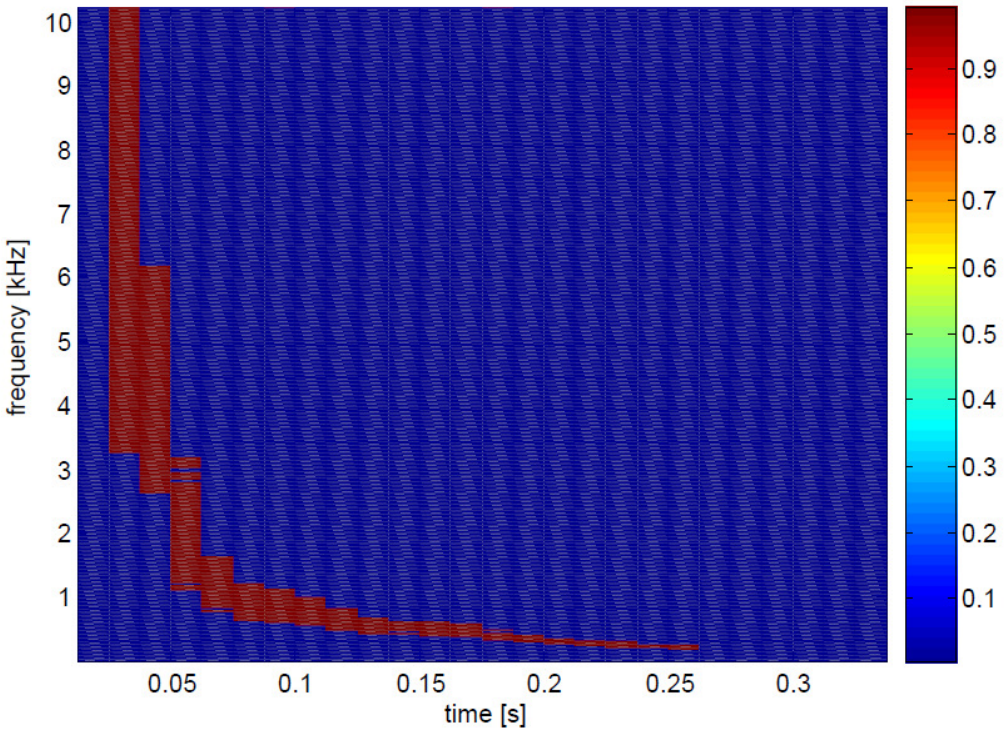
kde $\langle a\rangle_t$ je průměrná spektrální amplituda té části spektrogramu, která začíná v čase t a má stejnou délku jako spektrogram referenční. $a_{i,j+t}$ je spektrální intenzita v bodě spektrogramu o souřadnicích $i, j+t$. Indexy i a j jsou dány rozlišením spektrogramu a splňují vztahy

$$f_i = i \cdot \Delta f; \qquad t_j = t + j \cdot \Delta t, \tag{5.2}$$

kde f_i a t_i označují frekvenci a čas bodů spektrogramu s těmito indexy. $\langle b\rangle$ je střední spektrální amplituda referenčního spektrogramu. n je velikost spektrogramu ve frekvenci a m je velikost spektrogramu v čase. Protože byl často pozorován silný šum ve frekvenčním pásmu $\sim 0.4- \sim 2\ kHz$, jak je např. patrné na obr.5.4, tyto frekvence jsem při sčítání podle (5.1) vynechal.



Obrázek 5.2: Jednotkový referenční spektrogram pro dopolední průlety.



Obrázek 5.3: Jednotkový referenční spektrogram pro večerní průlety.

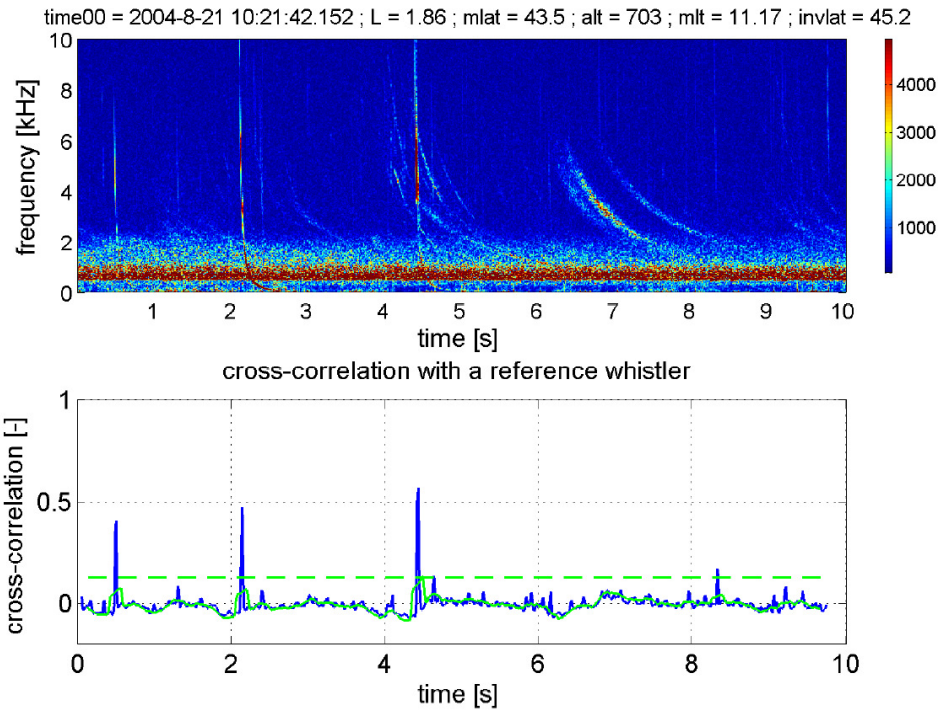
Nachází-li se v korelovaném spektrogramu 0+ hvizd, pozorujeme v korelační funkci pík. Hodnota korelační funkce v tomto píku odpovídá korelačnímu koeficientu referenčního spektrogramu a spektrogramu z naměřených dat v daném čase. Časová poloha píku pak odpovídá času, ve kterém byl příslušný 0+ hvizd zachycen na družici. Hvizdy jsou přiřazeny pouze těm píkům, jejichž hodnota leží zároveň nad 1,4 násobkem hodnoty 13-ti bodového klouzavého průměru korelační funkce $c(t)$ a nad hodnotou 0,125. Hodnoty těchto koeficientů byly stanoveny experimentálně tak, aby bylo zamezeno vlivům šumových jevů na pozadí, který by mohl zapříčinit falešnou detekci. Průběh korelační funkce je dobře patrný na obr. 5.4. Nahoře vidíme 10-ti vteřinový spektrogram a dole průběh korelační funkce a referenčních hladin. Vidíme, že třem výrazným 0+ hvizdům ve spektrogramu odpovídají tři výrazné píky korelační funkce. Dále vidíme, že 1- hvizdy, které do ionosféry pronikly v magneticky konjugovaném bodě na druhé polokouli a které jsou v uvedeném spektrogramu rovněž patrné (hvizdy s výraznou disperzí, např. okolo sedmé sekundy), průběh korelační funkce neovlivňují.

U nalezeného hvizdu je dále možno určit jeho střední amplitudu. To je prováděno pomocí součtu spektrálních amplitud hvizdu v těch pixelech spektrogramu, které odpovídají nenulovým pixelům referenčního spektrogramu v daném čase. Tento součet je dále průměrován přes dobu trvání hvizdu.

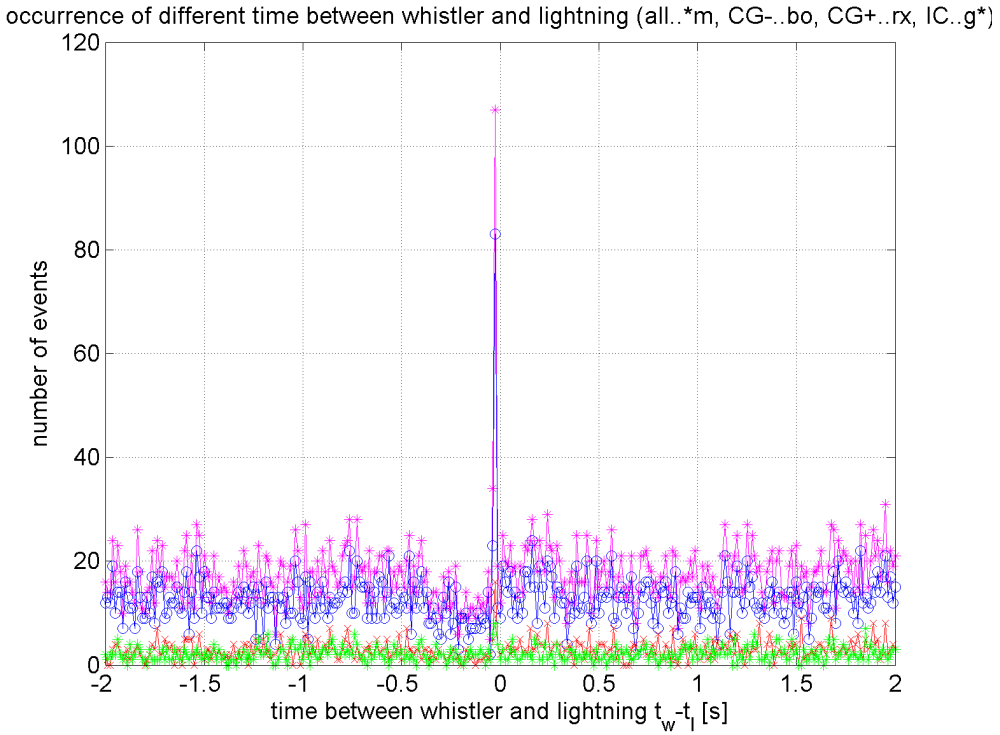
Výše uvedeným postupem jsem zpracoval všechny vybrané průlety. Výstupem zpracování u každého průletu pak byl soubor obsahující časy ve kterých byly na družici detekovány hvizdy a jejich střední amplitudy.

5.3.3 Analýza bleskových a družicových dat

Dalším krokem v mé analýze bylo srovnání dat získaných výše uvedeným postupem s bleskovými daty ze sítě EUCLID. To jsem provedl následovně. Ze souboru časů hvizdů $\{t_w\}_i$ a časů blesků $\{t_l\}_i$ ze stejného časového intervalu (průletu družice) jsem vytvořil matici $\{t_{wl}\}_j^i = (t_w)_i - (t_l)_j$ všech možných časových rozdílů časů hvizdů a časů blesků. Následně jsem vytvořil histogram četností těchto časových rozdílů. Časové rozlišení histogramu je 25 ms. Příklad takového histogramu je uveden na obr. 5.5. Existují-li ve zkoumaném souboru hvizdy, jejichž zdrojem jsou pozorované blesky, nachází se v histogramu výrazný pík, který můžeme též pozorovat na obr. 5.5. Pokud by takové dvojice ve zkoumaném souboru neexistovaly, žádný pík by se v histogramu neobjevil. Časový rozdíl t_p, ve kterém tento pík nastává, odpovídá době šíření vln mezi bleskem a družicí, ke které je třeba přičíst možný tech-



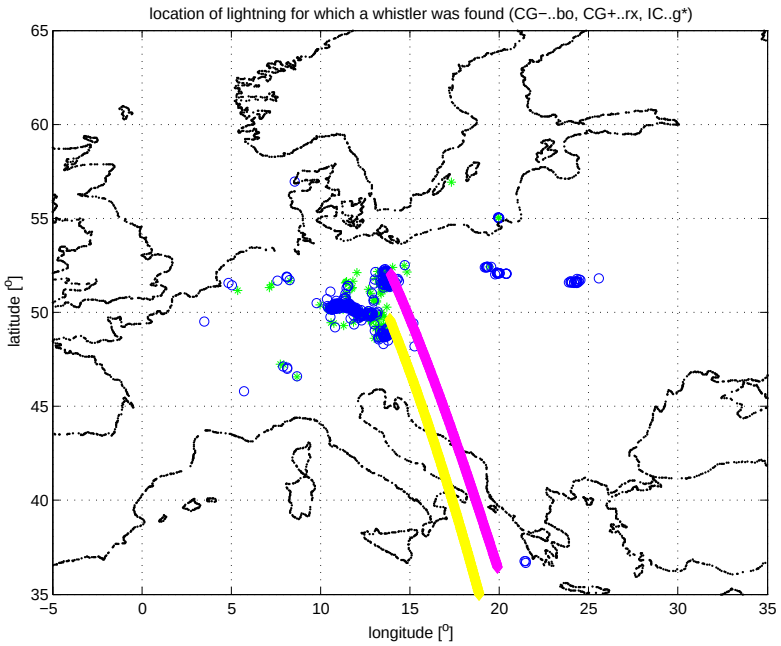
Obrázek 5.4: *Nahoře:* Příklad spektrogramu vytvořeného z dat naměřených na družici. *Dole:* Průběh korelační funkce $c(t)$, vytvořené pomocí korelace referenčního hvizdu a spektrogramu(modře). Zeleně vyznačen 1,4 násobek 13-ti bodového klouzavého průměru korelační funkce, zeleně čárkovaně pevná hraniční hodnota 0,125.



Obrázek 5.5: Histogram četností vzájemných časových rozdílů mezi všemi detekovanými blesky a všemi detekovanými hvizdy v průběhu jednoho průletu. (Večerní průlet dne 27.6.2006).

nologický časový posuv. Jako dobu šíření vln od blesku ke družici pro daný interval tedy bereme čas t_p. V případě obr. 5.5 je tento čas -0,025 s, podobně vyšel i u ostatních průletů.

Známe-li čas šíření, můžeme ze všech dvojic blesk-hvizd vybrat ty, jejichž časový rozdíl $(t_{wl})^i_j$ splňuje relaci $(t_p - 0.0125\ s < (t_{wl})^i_j < t_p + 0.0125\ s)$. Použitý čas $0.0125\ s$ odpovídá časovému rozlišení spektrogramů. Tímto způsobem tedy můžeme získat dvojice iniciační blesk-hvizd. U každé takovéto dvojice pak můžeme určit vzdálenost mezi polohou blesku a polohou magnetického otisku družice. Dále můžeme srovnat špičkový proud blesku a střední amplitudu hvizdu. Shrneme-li tato data ze všech zkoumaných průletů, získáme statistický náhled na průnik hvizdů do ionosféry, například závislost střední amplitudy hvizdu na vzdálenosti mezi bleskem a



Obrázek 5.6: Polohy blesků, které byly přiřazeny hvizdům detekovaným na družici v průběhu večerního průletu dne 29.7.2005. Zeleně jsou vyznačeny blesky typu IC, modře blesky typu CG. Fialová čára značí magnetické otisky družice, žlutá kolmé projekce družice na zem. Polohy družice jsou vyznačeny pouze v období práce v nárazovém režimu.

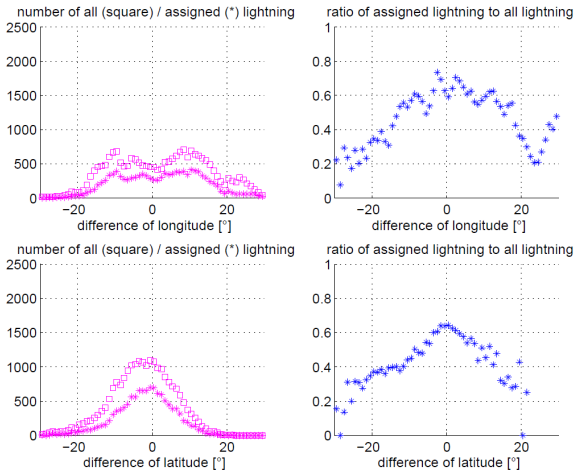
magnetickým otiskem družice. Ukázku bleskové aktivity v průběhu jednoho průletu nad Evropou uvádím na obr. 5.6. Poloha družice je vyznačena pouze v době, kdy družice pracovala v nárazovém režimu. Fialová křivka značí polohu magnetických otisků družice, žlutá pak polohu kolmých projekcí družice na zem.

Kapitola 6

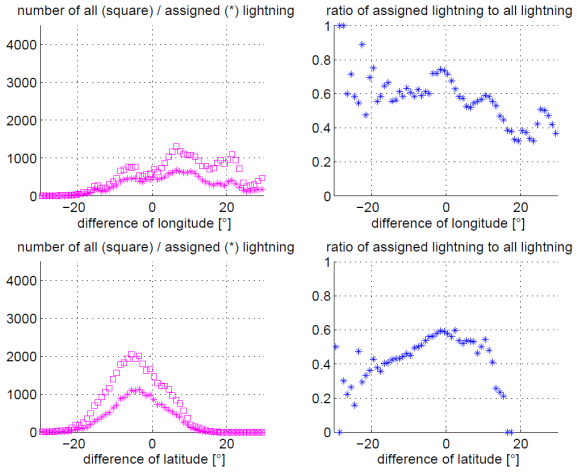
Výsledky

Způsobem, popsaným v předchozí kapitole jsem zpracoval vybrané průlety družice DEMETER nad zkoumanou oblastí. Některé průlety se ukázaly být pro analýzu nevhodnými (v histogramu četností časových rozdílů nevznikl výrazný pík, obvykle z důvodu malého počtu blesků či hvizdů) a proto jsem je z dalšího zpracování vyřadil. Nakonec jsem získal časy a střední amplitudy hvizdů ze 186 průletů. 97 těchto průletů je z dopoledních hodin, zbytek pak z hodin večerních. Ke hvizdům jsem dále způsobem uvedeným v kapitole 5.3.3 přiřadil iniciační blesky a všechna data následně statisticky zpracoval. Celkem jsem při této analýze získal přibližně 30000 párů iniciační-blesk hvizd. Poměr počtu přiřazených blesků typu CG k počtu přiřazených blesků typu IC je zhruba 4:1. Dominantní roli v této analýze tedy hrají blesky typu CG. Ve skutečnosti je blesků typu IC více než typu CG [13], avšak síť EUCLID má větší citlivost vůčí výbojům typu CG. U níže uvedených výsledků uvádím závislosti pro všechny typy blesků dohromady.

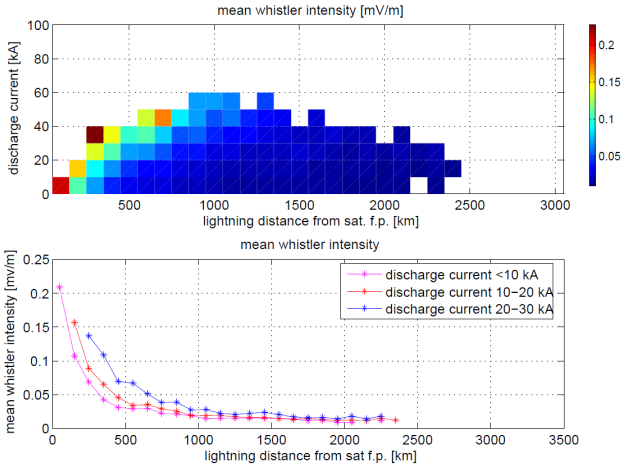
Distribuci počtu detekovaných hvizdů podle rozdílů zeměpisných souřadnic mezi polohou blesku a polohou magnetického otisku družice v daném okamžiku můžeme vidět v levé části obr. 6.1 pro dopolední průlety resp. obr. 6.2 pro průlety večerní. Čtverečky značí všechny detekované blesky, hvězdičky označují blesky které byly přiřazeny k detekovaným hvizdům. V pravé části obrázku je pak uveden poměr počtu blesků ke kterým byl přiřazen hvizd ke všem detekovaným hvizdům. Kladné hodnoty rozdílu znamenají, že blesk ležel na jih resp. na západ od magnetického otisku družice. (Platí i pro další uvedené grafy.) Je zde patrné, že s největší efektivitou jsou přiřazovány blesky, které udeří přibližně přímo pod magnetickým otiskem družice a že tato efektivita s rostoucí vzdáleností klesá.



Obrázek 6.1: *Vlevo:* Distribuce počtu detekovaných a přiřazených blesků podle rozdílu zeměpisné délky (*nahoře*) resp. šířky (*dole*) mezi magnetickým otiskem družice a polohou blesku pro dopolední průlety. (Čtverečky - všechny detekované blesky, hvězdičky - blesky, ke kterým byl nalezen hvizd.) *Vpravo:* Poměr počtu přiřazených a všech detekovaných blesků.



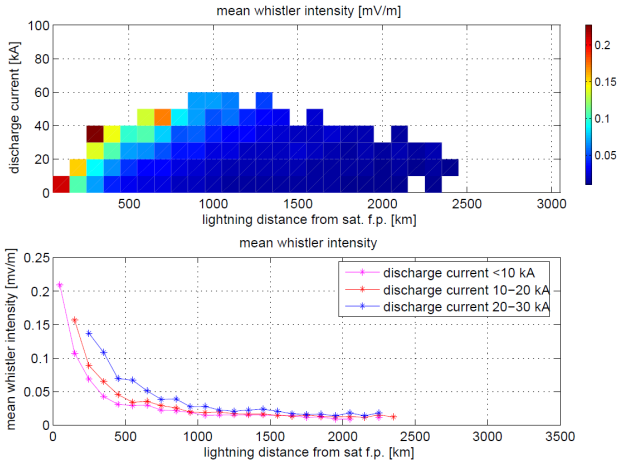
Obrázek 6.2: *Vlevo:* Distribuce počtu detekovaných a přiřazených blesků podle rozdílu zeměpisné délky (*nahoře*) resp. šířky (*dole*) mezi magnetickým otiskem družice a polohou blesku pro večerní průlety. (Čtverečky - všechny detekované blesky, hvězdičky - blesky, ke kterým byl nalezen hvizd.) *Vpravo:* Poměr počtu přiřazených a všech detekovaných blesků.



Obrázek 6.3: Závislost střední amplitudy hvizdu na proudu blesku a na vzdálenosti mezi magnetickým otiskem družice a polohou blesku pro dopolední průlety.

Na obrázcích 6.3 a 6.4 je uvedena závislost střední amplitudy hvizdů na absolutní vzdálenosti blesku a magnetického otisku družice a na proudu blesku. Krok vzdálenosti je volen jako 100 km a krok proudu jako 10 kA. V horní části obrázku jsou zobrazeny střední amplitudy hvizdů, pokud se v daném intervalu proudu a vzdálenosti vyskytlo alespoň 20 případů. V dolní části obrázku jsou pak zobrazeny závislosti střední amplitudy hvizdu na absolutní vzdálenosti blesku a magnetického otisku družice pro tři nejnižší intervaly proudů, ve kterých leží nejvíce případů. Zde je dobře patrné jak střední amplituda výrazně klesá se vzdáleností blesku od bodu průniku. Patrná je také tendence růstu intenzity hvizdu s rostoucím proudem blesku.

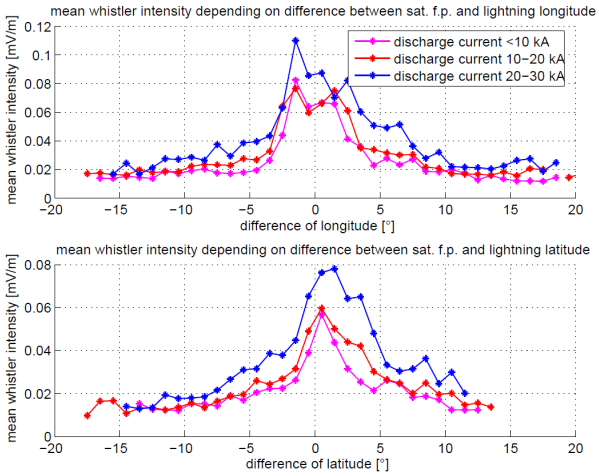
Na obrázcích 6.5 a 6.6 je opět zobrazena závislost střední amplitudy hvizdu, tentokrát však na rozdílu zeměpisné délky (nahoře) resp. šířky (dole) mezi polohou blesku a magnetického otisku družice. Opět je zde patrný pokles intenzity se vzdáleností podobně jako v předchozím odstavci. Především u dopoledních průletů je pak u závislosti na zem. šírce patrný posuv maxima střední amplitudy doprava o cca. 1 ° vůči nulové pozici. To znamená, že hvizdy s největší efektivitou nepronikají přesně v bodě mag. otisku družice, nýbrž právě o cca. 1 ° jižněji. Tento výsledek je konzistentní se studií [14], kde bylo šíření hvizdů zkoumáno pomocí metody zpětného ray-tracingu.



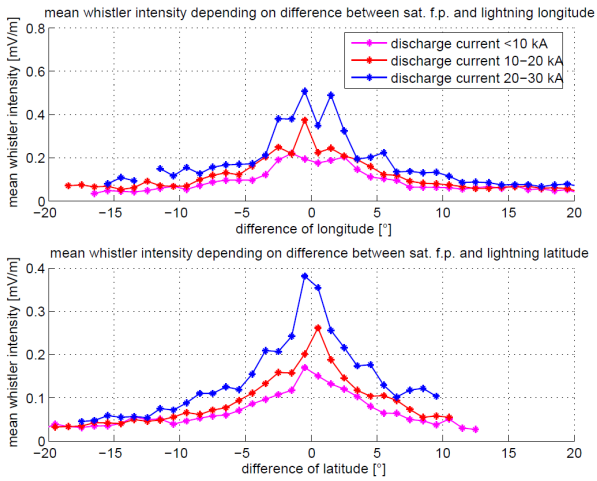
Obrázek 6.4: Závislost střední amplitudy hvizdu na proudu blesku a na vzdálenosti mezi magnetickým otiskem družice a polohou blesku pro večerní průlety.

U večerních průletů není posuv patrný. Může to být způsobeno poněkud nesymetrickou distribucí počtu blesků okolo poloh mag. otisků družice v závislosti na zem. šířce, jak je patrné na obr.6.1 (graf vlevo dole). Vidíme, že většina blesků leží ve večerních hodinách na sever od mag. otisku družice, zatímco pro dopolední průlety je tato distribuce relativně symetrická.

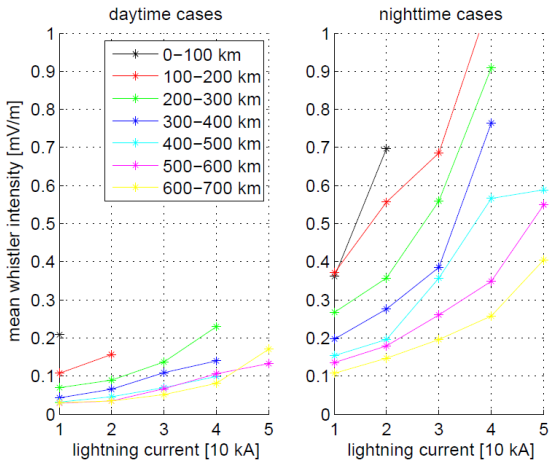
Na obrázku 6.7 je znázorněna závislost střední amplitudy hvizdu na proudu iniciačního blesku pro 7 nejmenších intervalů vzdáleností mezi magnetickým otiskem družice a polohou iniciačního blesku. Levý graf ukazuje závislost pro denní případy, pravý pak pro večerní. Krok proudu blesku je zde volen jako 10 kA. Střední amplituda hvizdu s proudem roste. Závislost je nelineární, to však může být způsobeno tím, že použitý algoritmus není schopen detekovat 0+ hvizdy, které jsou příliš slabé. Hodnoty střední amplitudy hvizdů pro nízké proudy blesků tak mohou být poněkud zkreslené. U večerních případů je střední amplituda hvizdů zhruba třikrát vyšší než u denních případů, to je patrně zapříčiněno vyšší hustotou elektronů ve spodní vrstvě ionosféry, kde již plazma nemůžeme považovat za bezesrážkové a dochází tedy k útlumu vln v důsledku srážek s neutrálními částicemi.



Obrázek 6.5: Závislost střední amplitudy hvizdu na rozdílu zem. délky (*nahoře*) resp. šířky (*dole*) magnetického otisku družice a blesku pro dopolední průlety.)



Obrázek 6.6: Závislost střední amplitudy hvizdu na rozdílu zem. délky (*nahoře*) resp. šířky (*dole*) magnetického otisku družice a blesku pro večerní průlety.)



Obrázek 6.7: Závislost střední amplitudy hvizdu na proudu iniciačního blesku pro sedm nejnižších intervalů vzdálenosti mezi magnetickým otiskem družice a bleskem. Vlevo pro dopolední průlety, vpravo pro večerní.

Kapitola 7

Závěr

V této práci jsem uvedl stručný popis teorie šíření elektromagnetických vln v anizotropním studeném plazmatu, kterou je možné aplikovat na šíření těchto vln v ionosféře Země. Uvedl jsem též historii výzkumu hvizdů a popis jejich vzniku a šíření v ionosféře.

Dále jsem provedl analýzu založenou na datech z bleskové detekční sítě EUCLID a z experimentu na měření elektrického pole na družici DEMETER. Vytvořil jsem program, díky kterému bylo možno provádět automatickou detekci hvizdů zachycených na družici. Z výsledků analýzy vyplývá, že střední amplituda hvizdu klesá se vzdáleností mezi magnetickým otiskem družice a zdrojovým bleskem hvizdu. Pokles je výrazný až do vzdálenosti cca. 1000 km. Tento výsledek se shoduje studiemi [11] a [6]. Dále bylo zjištěno, že nejvíce energie hvizdů pozorovaných na družici proniká cca. o 1 ° na jih od magnetického otisku družice. Tento výsledek je shodný se studií [14]. Střední amplituda hvizdu roste s proudem blesku. Ve večerních hodinách lokálního času je střední amplituda hvizdu zhruba třikrát vyšší než v hodinách dopoledních.

Literatura

[1] European Cooperation for Lightning Detection, *http://www.euclid.org*

[2] Wetter : Wetterzentrale, *http://www.wetterzentrale.de*

[3] B. Abel and R.M. Thorne. Electron scattering loss in earth's inner magnetosphere1. dominant physical processes. *J. Geophys. Res.*, 103:2385–2395, 1998a.

[4] J. J. Berthelier, M. Godefroy, F. Leblanc, M. Malingre, M. Menvielle, D. Lagoutte, J.Y. Brochot, F. Colin, F. Elie, C. Legendre, P. Zamora, D. Benoist, Y. Chapuis, J. Artru, and R. Pfaff. ICE, the electric field experiment on demeter. *Planet. Space Sci.*, 54, 456-471, 2006.

[5] J. Chum. *Šíření vln v zemské magnetosféře : disertařní práce.* České vysoké učení technické v Praze, Fakulta elektrotechnická, 2004.

[6] J. Chum, F. Jiricek, O. Santolik, M. Parrot, G. Diendorfer, and J. Fiser. Assigning the causative lightning to the whistlers observed on satellites. *Ann. Geophys.*, 24, 2921-2929, 2006.

[7] J. Chum, O. Santolik, and M. Parrot. Analysis of subprotonospheric whistlers observed by DEMETER: A case study. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 114:2307–+, February 2009.

[8] T. L. Eckersley. Musical atmospherics. *Nature*, 135:104–106, 1935.

[9] O. E. Ferencz, Cs. Ferencz, P. Steinbach, J. Lichtenberger, D. Hamar, M. Parrot, M. Lefeuvre, and J. J. Berthelier. The effect of subionospheric propagation on whistlers recorded by the demeter satellite – observation and modelling. *Ann. Geophys.*, 246, 113-141, 2007.

[10] R. A. Helliwell. *Whistlers and related ionospheric phenomena*. Stanford University Press, 1965.

[11] R. H. Holzworth, R. M. Winglee, B. H. Barnuma, and YaQi Li. Lightning whistler waves in the high-latitude magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, 104:17369–17378, 1999.

[12] Kimura I. Effects of ions on whistler-mode ray tracing. *Radio Sci.*, 1, 3:269–283, 1966.

[13] S. A. Prentice and D. Mackerras. Ratio of cloud to cloud-ground lightning flashes in thunderstorms. *J. Appl. Meteor.*, 16, 545-550, 1977.

[14] O. Santolik, M. Parrot, U. S. Inan, D. Buresova, D. A. Gurnett, and J. Chum. Propagation of unducted whistlers from their source lightning: A case study. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 114:3212–+, March 2009.

[15] D. Siingh, A. K. Singh, R. P. Patel, R. Singh, R. P. Singh, B. Veenadhari, and M. Mukherjee. Thunderstorms, Lightning, Sprites and Magnetospheric Whistler-Mode Radio Waves. *Surveys in Geophysics*, 29:499–551, December 2008.

[16] R. L. Smith and J. J. Angerami. Magnetospheric properties deduced from ogo 1 observations of ducted and nonducted whistlers. *J. Geophys. Res.*, 73:1–20, 1968.

[17] T. H. Stix. *Waves in plasmas*. Springer-Verlag New York, Inc., 1992.

[18] L. R. O. Storey. An investigation of whistling atmospherics. *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, 246, 113-141, 1953.

[19] V. Y. Trakhtengerts, M. J. Rycroft, D. Nunn, and A. G. Demekhov. Cyclotron acceleration of radiation belt electrons by whistlers. *J. Geophys. Res.*, 108:1138, 2003.